



**HAL**  
open science

# Etude des propriétés optiques et radiatives des cirrus par télédétection active : apport des observations polarisées

Vincent Noel

## ► To cite this version:

Vincent Noel. Etude des propriétés optiques et radiatives des cirrus par télédétection active : apport des observations polarisées. Océan, Atmosphère. Université Paris-Diderot - Paris VII, 2002. Français. NNT : . tel-00006430

**HAL Id: tel-00006430**

**<https://theses.hal.science/tel-00006430v1>**

Submitted on 8 Jul 2004

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

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

# THÈSE

pour l'obtention du Diplôme de

**DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ PARIS 7**

**SPECIALITÉ : Méthodes Physiques en Télédétection**

par

Vincent NOEL

## **ÉTUDE DES PROPRIÉTÉS OPTIQUES ET RADIATIVES DES CIRRUS PAR TÉLÉDÉTECTION ACTIVE APPORT DES OBSERVATIONS POLARISÉES**

Soutenue le 9 octobre 2002 devant le Jury composé de

<b>Mlle Hélène Chepfer</b>	Maître de conférence, Paris VI	<b>Co-directrice</b>
<b>M. Pierre H. Flamant</b>	Directeur de Recherches, CNRS	<b>Directeur de Thèse</b>
<b>M. Peter Francis</b>	Senior Scientist, Met Office, UK	<b>Rapporteur</b>
<b>M. Anthony Illingworth</b>	Professeur Université de Reading, UK	<b>Examineur</b>
<b>M. Claude Klapisz</b>	Professeur Université Paris VI	<b>Président du Jury</b>
<b>M. Dave Winker</b>	Senior Scientist, NASA LaRC, USA	<b>Rapporteur</b>

**UNIVERSITÉ PARIS 7 - DENIS DIDEROT**  
**UFR de Physique**



---

## Remerciements

*Le travail de thèse présenté dans ce document a été effectué au Laboratoire de Météorologie Dynamique de l'École Polytechnique, entre 1999 et 2002. Pendant cette période, j'ai bénéficié du soutien financier du Centre National d'Etudes Spatiales et de la Sodern, que je tiens donc à remercier vivement pour m'avoir permis de mener à bien mon travail.*

*En premier lieu, je tiens à exprimer toute ma gratitude à Pierre H. Flamant pour m'avoir proposé ce sujet de thèse et m'avoir fait découvrir le monde merveilleux du lidar. Je tiens également à remercier Hélène Chepfer pour avoir encadré mon travail d'un bout à l'autre, pour son enthousiasme scientifique, pour la patience avec laquelle elle a su me ré-expliquer la même chose trois fois de suite, pour son point de vue souvent pertinent et pour tout le travail supplémentaire qu'elle a eu à cause de moi. Enfin, je souhaite remercier Guy Ledanois pour sa contribution importante au code de ray-tracing.*

*Je tiens aussi à remercier tous les membres de l'ex-équipe Lidar du LMD, thésards, ITA ou chercheurs, pour avoir créé un environnement de travail agréable et stimulant (bien que parfois un peu bruyant) : Nicolas Arnault, Marie Aupierre, Sophie Bastin, Christophe Boitel, Marjolaine Chiriaco, Arnaud Delaval, Patricia Delville, Philippe Drobinski, Claude Loth, Bernard Romand, Laurent Sauvage...*

*J'aimerais également remercier les Gens Des Autres Equipes du LMD, que j'ai beaucoup vu la première année et beaucoup moins les deux suivantes, en vrac : Gilles, Raymond, Soumia, Benjamin, Patrick, Marie-Claire, Karim...*

*Je tiens également à remercier Odile Thouron pour sa façon de voir les choses, pour son refus des compromis, et pour les 3454 mails que j'ai reçu de sa part (jusqu'ici). 3455.*

*Pour finir, je tiens à remercier Kinou pour avoir partagé ma vie depuis deux ans et demi, et c'est pas de la tarte. En espérant que ça dure encore longtemps.*



# Table des matières

<b>1</b>	<b>Introduction</b>	<b>9</b>
<b>2</b>	<b>Contexte scientifique</b>	<b>13</b>
2.1	Les cirrus . . . . .	13
2.1.1	Description et définition . . . . .	13
2.1.1.1	Contexte météorologique . . . . .	13
2.1.1.2	Propriétés et climatologie des cirrus . . . . .	15
2.1.2	Formation des cirrus . . . . .	15
2.1.2.1	Contexte . . . . .	15
2.1.2.2	Processus primaires . . . . .	16
2.1.2.3	Processus secondaires . . . . .	18
2.1.2.4	Processus dynamiques . . . . .	18
2.1.3	Propriétés microphysiques des cirrus . . . . .	18
2.1.3.1	Définitions . . . . .	18
2.1.3.2	Exemples de mesures in situ . . . . .	21
2.1.4	Influence des cirrus sur le bilan radiatif . . . . .	23
2.1.5	Télédétection des cirrus . . . . .	24
2.1.6	Conclusion . . . . .	26
2.2	Formalisme de la diffusion lumineuse . . . . .	27
2.2.1	Définition d'un faisceau lumineux . . . . .	27
2.2.2	Propriétés de polarisation du faisceau . . . . .	28
2.2.3	Propriétés optiques d'un milieu diffusant . . . . .	29
2.2.3.1	Le phénomène d'extinction lumineuse et le coefficient d'extinction . . . . .	29
2.2.3.2	Les sections efficaces et l'albédo de diffusion simple . . . . .	29
2.2.3.3	La matrice de diffusion et le facteur d'asymétrie . . . . .	31
2.2.4	Propagation d'un faisceau dans un milieu diffusant . . . . .	33
2.2.5	Conclusion . . . . .	34
<b>3</b>	<b>Simulation des propriétés optiques des cristaux</b>	<b>35</b>
3.1	Méthodes numériques . . . . .	35
3.1.1	Modélisation de phénomènes électromagnétiques . . . . .	35
3.1.2	L'Optique Géométrique : principe et hypothèses . . . . .	36
3.2	Calcul des propriétés optiques . . . . .	36
3.2.1	Modèle du milieu diffusant . . . . .	37

3.2.1.1	Taille des particules . . . . .	37
3.2.1.2	Forme des particules . . . . .	37
3.2.1.3	Indice de réfraction du milieu . . . . .	38
3.2.1.4	Systèmes d'axes . . . . .	38
3.2.1.5	Orientation de la particule . . . . .	38
3.2.2	Initialisation du lancer de rayon . . . . .	41
3.2.3	Interactions aux interfaces . . . . .	41
3.2.4	Interactions particulières . . . . .	43
3.2.4.1	Transmission-delta . . . . .	43
3.2.4.2	Diffraction de Fraunhofer . . . . .	44
3.2.4.3	Combinaison des interactions . . . . .	45
3.2.5	Détection du faisceau . . . . .	45
3.3	Résultats des simulations . . . . .	46
3.3.1	Validation du code : orientation aléatoire des cristaux . . . . .	46
3.3.1.1	Influence du facteur de forme . . . . .	48
3.3.1.2	Influence de l'indice de réfraction . . . . .	48
3.3.1.3	Comparaison avec des résultats existants . . . . .	48
3.3.2	Etude de sensibilité : impact de l'orientation sur la matrice de diffusion . . . . .	50
3.3.2.1	Influence du rayon équivalent $r$ . . . . .	53
3.3.2.2	Influence du facteur de forme . . . . .	53
3.3.2.3	Influence de l'indice de réfraction $m$ . . . . .	53
3.3.2.4	Influence de l'angle d'oscillation maximal $\theta_{max}$ . . . . .	53
3.3.2.5	Influence de l'angle d'incidence $\theta_i$ . . . . .	55
3.3.3	Conséquences de l'orientation préférentielle pour le facteur d'asymétrie et l'énergie réfléchie . . . . .	55
3.3.3.1	Facteur d'asymétrie . . . . .	55
3.3.3.2	Energie réfléchie . . . . .	56
3.4	Conclusion . . . . .	58
<b>4</b>	<b>Simulations de mesures lidar</b> . . . . .	<b>59</b>
4.1	Le lidar . . . . .	59
4.1.1	Concept . . . . .	59
4.1.2	Paramètres restitués . . . . .	61
4.1.2.1	Propriétés spatiales . . . . .	61
4.1.2.2	Coefficient de rétrodiffusion et rapport lidar . . . . .	62
4.1.2.3	Rapport de dépolarisation . . . . .	63
4.1.3	Le phénomène de diffusions multiples . . . . .	64
4.2	Simulations de mesures lidar : la méthode du suivi de rayon . . . . .	67
4.2.1	Définition du modèle . . . . .	67
4.2.1.1	Définition du lidar . . . . .	67
4.2.1.2	Définition de l'atmosphère . . . . .	69
4.2.2	Progression du photon dans le milieu diffusant . . . . .	70
4.2.2.1	Lancement du photon . . . . .	70
4.2.2.2	Distance de libre parcours . . . . .	70
4.2.2.3	Interactions . . . . .	71

4.2.2.4	Méthode du flux ponctuel . . . . .	72
4.2.2.5	Enregistrement des faisceaux détectés . . . . .	73
4.2.3	Restitution de la matrice de diffusion atmosphérique . . . . .	73
4.2.3.1	Méthode des 4 vecteurs . . . . .	73
4.2.3.2	Méthode des fonctions tests . . . . .	74
4.2.3.3	Conclusion . . . . .	75
4.3	Etude de sensibilité des mesures lidar aux propriétés atmosphériques et instrumentales . . . . .	76
4.3.1	Influence du facteur de forme des cristaux . . . . .	76
4.3.2	Influence de l'épaisseur optique du nuage . . . . .	78
4.3.2.1	Profils simulés de rétrodiffusion et de dépolarisation . . . . .	78
4.3.2.2	Influence de la diffusion multiple sur le rapport de dépolarisation . . . . .	80
4.3.3	Mélange de particules dans le nuage . . . . .	81
4.3.4	Influence du champ de vue du télescope du lidar . . . . .	83
4.3.5	Influence de l'angle d'incidence du lidar . . . . .	85
4.4	Conclusion . . . . .	86
<b>5</b>	<b>Applications : restitution des propriétés microphysiques des cirrus</b>	<b>87</b>
5.1	Restitution du facteur de forme de cristaux de glace . . . . .	87
5.1.1	Présentation du problème . . . . .	87
5.1.2	Méthodologie . . . . .	88
5.1.2.1	Evolution du rapport de dépolarisation en fonction du facteur de forme . . . . .	88
5.1.2.2	Influence des phénomènes de diffusions multiples . . . . .	88
5.1.3	Cas de nuages étudiés . . . . .	91
5.1.3.1	Présentation du lidar . . . . .	91
5.1.3.2	Mesures lidar . . . . .	91
5.1.3.3	Radiosondages . . . . .	93
5.1.4	Résultats : facteurs de forme restitués . . . . .	96
5.1.5	Discussion . . . . .	100
5.1.5.1	Limites de la technique de restitution du facteur de forme . . . . .	100
5.1.5.2	Comparaison avec les études existantes de formes de cristaux . . . . .	100
5.1.6	Application de la technique aux mesures spatiales . . . . .	102
5.1.6.1	Mesures lidars pour plusieurs champs de vue . . . . .	102
5.1.6.2	Simulations numériques . . . . .	105
5.1.7	Conclusion . . . . .	106
5.2	Restitution de l'angle d'oscillation des cristaux de glace . . . . .	107
5.2.1	Présentation du problème . . . . .	107
5.2.2	A partir du rapport de dépolarisation lidar . . . . .	107
5.2.2.1	Méthodologie . . . . .	107
5.2.2.2	Cas de nuage étudié . . . . .	110
5.2.2.3	Application 1 : Restitution de la concentration relative en particules aléatoire- ment orientées . . . . .	114
5.2.2.4	Application 2 : Restitution de l'angle d'oscillation maximale des cristaux . . . . .	114
5.2.2.5	Conclusion . . . . .	114
5.2.3	A partir de mesures Polder . . . . .	116



---

5.2.3.1	Contexte . . . . .	116
5.2.3.2	Etude de sensibilité des observations POLDER simulées à l'orientation des cristaux	117
5.2.3.3	Comparaison aux observations . . . . .	118
5.2.3.4	Résultats . . . . .	118
5.2.4	Discussion . . . . .	121
5.3	Restitution du rayon effectif des cristaux de glace . . . . .	122
5.3.1	Présentation du problème . . . . .	122
5.3.2	La technique du split-window . . . . .	123
5.3.2.1	Principe . . . . .	123
5.3.2.2	Couplage lidar et radiomètre IR . . . . .	124
5.3.3	Application à plusieurs couples d'instruments . . . . .	126
5.3.3.1	Radiomètre AVHRR/lidar . . . . .	126
5.3.3.2	Radiomètre MODIS/lidar . . . . .	128
5.3.4	Résultats et Discussion . . . . .	129
5.4	Conclusion . . . . .	130
<b>6</b>	<b>Conclusion</b>	<b>133</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>137</b>

# Chapitre 1

## Introduction

Le climat terrestre est un système unique et complexe. Sa spécificité a permis l'émergence puis l'évolution de la vie telle que nous la connaissons. Au cours des âges, l'homme a su progressivement s'adapter aux conditions climatiques, tirant le meilleur parti de ses bienfaits et compensant les limitations physiques humaines par des innovations technologiques là où cela s'avérait nécessaire pour survivre. La répartition géographique des populations humaines à la surface du globe s'est réalisée en favorisant les zones tempérées, riches en ressources naturelles. Mais depuis environ un siècle, le monde doit faire face à une situation inédite : pour la première fois dans l'histoire, l'activité humaine est en mesure d'influencer le climat à son tour - combustion de biomasse et émission de gaz à effet de serre amenant une augmentation brutale de la concentration atmosphérique en CO<sub>2</sub>, destruction de la couche d'ozone ... La dernière décennie du 20<sup>ème</sup> siècle a été la plus chaude depuis que la température est mesurée de manière fiable, et les simulations numériques montrent qu'un doublement de la quantité de dioxyde de carbone présent dans l'atmosphère conduirait à une augmentation moyenne de la température de 1.5 à 4.5°C. Ces études ont entraîné l'émergence d'une prise de conscience du grand public de l'importance des problèmes environnementaux, ainsi que de la responsabilité qui incombe à l'humanité de prendre soin de sa planète. Malgré ces progrès, les conséquences à long terme de ces modifications profondes de l'écosystème terrestre sur les conditions de vie sont encore difficiles à estimer. Plus que jamais, il est nécessaire de comprendre le fonctionnement du système terre-océan-atmosphère afin d'évaluer la situation et de déterminer la meilleure marche à suivre.

Un des phénomènes atmosphériques les plus évidents pour tout observateur du climat est la présence, ou l'absence, de nuages. Ils couvrent en moyenne 40% de la surface du globe, et ont par conséquent une énorme influence sur le bilan radiatif terrestre, et donc sur le climat. En effet, ils réfléchissent une part importante de la lumière du soleil, contribuant ainsi au refroidissement de l'atmosphère, tout en capturant le rayonnement infrarouge terrestre, contribuant à l'inverse au réchauffement de cette même atmosphère. Néanmoins, de nombreuses caractéristiques essentielles des nuages restent mal connues : couverture spatiale et temporelle, propriétés optiques et physiques, évolution dynamique... Notamment, leurs interactions avec les autres composants atmosphériques (aérosols, cycle de l'eau...) et leur réponse à l'action humaine constituent encore, à l'heure actuelle, des questions à élucider, ce qui en fait l'une des sources d'incertitude majeure dans les prévisions climatiques. La modélisation correcte des nuages dans les diverses simulations informatiques passe par une compréhension des cycles journaliers des mécanismes à l'oeuvre dans le nuage, ainsi que par une connaissance suffisante de leurs propriétés radiatives moyennes. Les divers phénomènes météorologiques et climatiques sont simulés à ce jour par différents modèles opérant à des échelles variables : ainsi, les modèles à l'échelle d'un nuage utilisent des mailles de l'ordre du kilomètre, alors que les modèles globaux considèrent la centaine de kilomètre, et d'autres simulations couvrent le domaine spatiotemporel intermédiaire. Chacun de ces modèles choisit une approche différente des phénomènes physiques

impliqués, suivant l'échelle spatio-temporelle à laquelle il s'applique. A cause de ces différences, à l'heure actuelle la représentation des nuages dans ces divers modèles manque de cohérence : parmi les modèles intermédiaires, suivant l'approche retenue, certains prévoient une couverture nuageuse totale entre 50 et 60%, et d'autres affichent un résultat de 25%. Ces disparités sont en partie dues à un manque d'observations pertinentes, qui pourraient davantage contraindre les modèles et affinerait la simulation des mécanismes physiques réellement à l'oeuvre dans les nuages.

Parmi les nuages, les cirrus constituent un groupe bien spécifique : étant situés en haute altitude, ils sont majoritairement composés de cristaux de glace et interagissent donc différemment avec leur environnement. Ces nuages recouvrent en permanence environ 40% du globe terrestre, ce qui en fait des acteurs principaux du bilan radiatif terrestre. Ainsi, des simulations numériques ont montré qu'un réchauffement de la planète par le CO<sub>2</sub> amènerait une augmentation du nombre de cirrus, et une diminution simultanée des nuages bas et moyens (Roekner et al., 1987; Wetherald et Manabe, 1988), d'où une importance accrue des cirrus. Pour estimer l'impact des nuages sur l'atmosphère terrestre, il est nécessaire de connaître leurs propriétés radiatives, en d'autres termes comment ils interagissent avec le rayonnement électromagnétique ambiant, qu'il soit solaire ou thermique. Dans le but de répondre à cette question, les campagnes de mesure intensive déployées au cours des dernières décennies en Europe et aux USA (CEPEX, EUCREX, FIRE...) ont établi que la seule façon d'y parvenir était de s'intéresser aux composants du nuage : des particules d'eau liquide ou solide, de tailles et formes multiples. Une fois leurs propriétés connues, il sera possible d'en déduire celles d'un nuage constitué de ces mêmes particules, et ainsi d'évaluer plus précisément ses rétroactions au forçage des autres composants atmosphériques, ainsi qu'aux multiples sollicitations d'origine humaine. Les diverses caractéristiques des particules composant un nuage sont regroupées sous le terme de *propriétés microphysiques*. De manière générale, elles sont encore mal connues. En particulier, les cirrus, composés de cristaux de glace, présentent des caractéristiques optiques et radiatives très différentes des autres nuages, composés d'eau liquide. L'étude des propriétés microphysiques des cirrus est difficile, en raison de leur haute altitude et de leur faible épaisseur optique. Davantage d'observations (télédétection, mesures in situ) permettraient de mieux comprendre le comportement radiatif de ces nuages, et de mieux appréhender les processus gouvernant leur évolution spatio-temporelle (Flatau et al., 1989).

Pendant les dernières décennies, il est progressivement apparu que les connaissances concernant les cirrus étaient en général limitées, et que les hypothèses formulées pour leur étude étaient souvent erronées ou grossièrement simplificatrice : ainsi, dans les modélisations de cirrus à grande et moyenne échelle, l'hypothèse des particules sphériques continue d'être appliquée, alors qu'elle a été démontrée fautive par la plupart des mesures expérimentales depuis quelques années. Diverses techniques destinées à l'observation des propriétés des cirrus ont donc été mises au point, utilisant les mesures de nombreux instruments soit de télédétection passive, par l'usage de radiomètres à différentes longueurs d'onde, soit de télédétection active, en utilisant des lidars (domaine visible et infrarouge) et des radars (domaine millimétrique). Récemment, l'intérêt s'est porté sur l'application de ces techniques aux mesures effectuées à partir de satellites. Il est encore trop tôt pour tirer des conclusions des résultats de ces études, mais les avantages des mesures satellite ne sont plus à démontrer : couverture globale et continue de l'ensemble du globe, là où les mesures sol se limitent généralement aux zones tempérées. En outre, toutes choses égales par ailleurs, le sondage de cirrus est plus fiable à partir de l'espace, car rien ne vient s'interposer entre le nuage et l'instrument. Parmi les nombreux dispositifs utilisés pour l'étude des cirrus, le lidar, instrument de télédétection active qui mesure les interactions entre un faisceau laser et un milieu diffusant, semble particulièrement adapté, en raison de sa grande sensibilité aux nuages optiquement fins. La mise en orbite prévue de satellites équipés d'un lidar, dans des projets tels que CALIPSO (2004) ou EARTH.CARE (2008) ouvrirait alors la voie à l'étude des propriétés des cirrus à l'échelle globale. Le couplage du lidar avec d'autres instruments (radar, imageur

infrarouge), embarqués sur la même plateforme satellite, semble offrir les perspectives les plus prometteuses.

Cette thèse présente une étude des propriétés microphysiques des cirrus, plus précisément de la manière de restituer une information sur la taille, la forme et l'orientation des cristaux de glace composant ces nuages par télédétection. Cette information sera déduite d'observations des phénomènes de diffusion et d'absorption lumineuse dans les nuages. Dans ce contexte, l'apport du lidar sera évalué, que ce soit en configuration mono-instrument (lidar seul) ou faisant partie d'un ensemble de mesures (lidar, radiomètre, radiosondages...). Nous verrons que la mesure de l'état de polarisation de l'énergie lumineuse diffusée par le nuage renferme de nombreuses informations sur ses propriétés microphysiques. Pour restituer ces informations, des simulations numériques ont été développées, permettant d'évaluer les propriétés optiques de particules de glace individuelles. Ces simulations s'inscrivent dans un cadre purement théorique, mais elles constituent une étape préliminaire indispensable de l'étude.

En premier lieu, le contexte scientifique de l'étude sera présenté (Sect. 1) : d'une part, les propriétés connues des cirrus seront détaillées, et leur importance dans le contexte de la climatologie terrestre sera mise en évidence ; d'autre part, on s'attardera sur la description du formalisme de Stokes, utilisé pour comprendre et décrire les phénomènes de diffusion lumineuse. Ces connaissances seront mises à profit dans la seconde section, où des simulations numériques seront utilisées pour restituer les propriétés diffusantes des particules de glace : l'évolution de leur propriétés optiques (matrice de diffusion, section efficace) sera calculée suivant différents paramètres, comme la forme du cristal ou son orientation dans l'espace. Ces propriétés seront utilisées dans la troisième section, afin de simuler des mesures lidar, dans le contexte des nuages de glace optiquement fins, ce qui permettra d'établir une corrélation entre certains paramètres physiques (épaisseur optique, composition du nuage, etc.) et les mesures elles-mêmes. Enfin, dans la quatrième section, plusieurs techniques de restitution de paramètres microphysiques des cirrus seront étudiés, à la lumière des résultats des sections précédentes. Notamment, la forme, l'orientation et la taille des particules présentes dans les cirrus seront estimés en utilisant les mesures d'un ou plusieurs instruments : lidar, lidar et radiomètre, Polder. Pour chaque technique abordée, son application aux futures observations spatiales sera étudiée.



# Chapitre 2

## Contexte scientifique

Dans ce chapitre, des notions de base utilisées tout au long de cette thèse vont être introduites. Dans la première partie (Sect. 2.1), nous essaierons de situer le problème posé par les nuages de glace dans le contexte de la climatologie planétaire. Dans la Section 2.2, le formalisme de la diffusion lumineuse sera présenté, en accordant une attention particulière aux vecteurs de Stokes.

### 2.1 Les cirrus

Le but des recherches développées dans cette thèse est une meilleure compréhension de l'impact des nuages de glace sur le climat du globe. Cette section décrit le contexte météorologique et climatique dans lequel se situent les cirrus, ainsi que les spécificités de ces nuages qui font l'intérêt de leur étude.

#### 2.1.1 Description et définition

##### 2.1.1.1 Contexte météorologique

Dans la terminologie la plus courante, les nuages sont séparés en trois grandes classes :

- les *stratus*. Ils se présentent sous forme de couche très étalée et homogène, souvent de couleur grise. Ces nuages sont en général non précipitants.
- les *cumulus*. Ils se présentent comme des nuages fragmentés, détachés et denses, de forme souvent torturée. Ils peuvent être précipitants.
- les *cirrus*. Ce sont des nuages de haute altitude et par conséquent très froids. Leur aspect soyeux provient de leur composition : ils sont formés en majorité de cristaux de glace. Ils sont considérés comme non précipitants.

Afin de décrire la grande diversité de cas pouvant être observés en pratique, ces termes peuvent être combinés, par exemple *stratocumulus*, *cirrostratus*... Par ailleurs, lorsque le nuage décrit est précipitant (i.e. lorsqu'il est à l'origine de précipitations visibles depuis le sol), la racine *nimbus* est accolée au substantif, par exemple *cumulonimbus*, *nimbostratus*...

De façon plus objective, les nuages peuvent être classifiés par des paramètres mesurables expérimentalement. Deux paramètres sont particulièrement significatifs :

- L'altitude. Il est ainsi courant de parler de nuage *bas* (nuage de basse altitude), de nuage *moyen* et de nuage *haut* (nuage de haute altitude). Les altitudes moyennes de ces nuages suivant la latitude sont indiquées dans le tableau 2.2. L'altitude des nuages bas reste constante, la latitude important peu, alors que l'altitude des nuages hauts varie énormément : ils suivent l'évolution de la tropopause, qui elle-même varie en fonction de l'intensité de la convection.
- La composition. Un nuage peut être composé de gouttelettes d'eau (phase liquide), de cristaux de glace (phase glace) ou d'un mélange des deux (phase mixte). La figure 2.1 montre l'évolution du pourcentage d'eau liquide dans des nuages d'eau (courbes 1 et 2) et l'évolution de la quantité de glace dans des nuages mixtes (mélange d'eau et de glace, courbes 3 et 4). La quantité d'eau liquide dans les nuages d'eau devient rapidement négligeable pour des températures inférieures à  $-20^{\circ}\text{C}$ , alors que la quantité de glace dans les nuages mixtes sature à 100% pour des températures inférieures à  $-20^{\circ}\text{C}$ . Cependant, la température doit être inférieure à  $-40^{\circ}\text{C}$  pour assurer l'absence de phase liquide. Cependant, des gouttelettes d'eau surfondues ont été détectées au sommet de cumulonimbus, pour des températures descendant jusque  $-37^{\circ}\text{C}$  (Heymsfield et Miloshevich, 1993). Ces mesures restent tout de même relativement rares et font figure d'exception.

CLASSIFICATION	GENRE	POLES	LATITUDE MOYENNE	TROPIQUES
Nuages hauts	Ci, Cc, Cs	3-8	5-13	6-18
Nuages moyens	Ac, As, Ns	0.5-5	0.5-9	0.5-12
Nuages bas	Sc, St	0-2	0-2	0-2
Nuages étendus verticalement	Cb, Cu	0.5-13	0.5-13	0.5-18

TAB. 2.2 – Altitudes (km) de nuages en fonction de la latitude. (Queney, 1974)

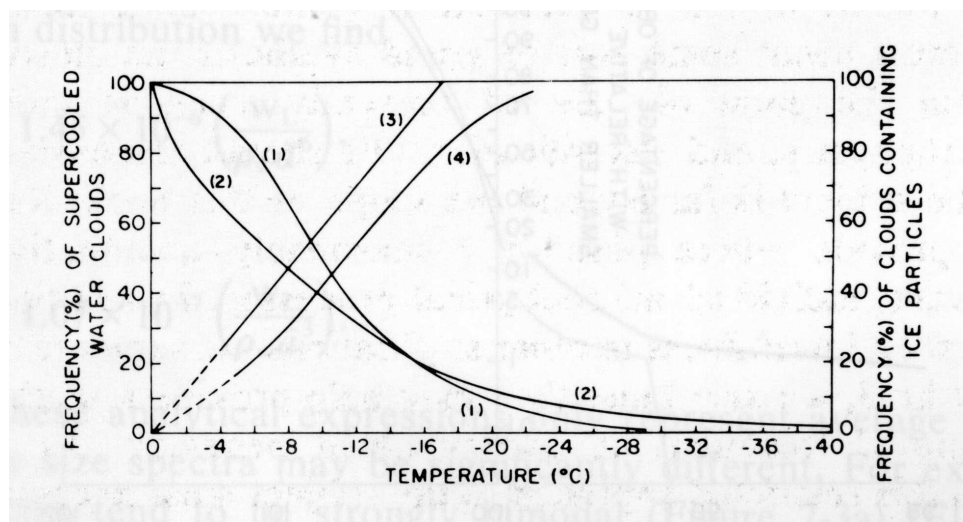


FIG. 2.1 – Courbes 1 et 2 : Quantité d'eau liquide surfonduée dans des nuages d'eau en fonction de la température (ordonnée à gauche); Courbes 3 et 4 : Quantité d'eau solide dans des nuages mixtes en fonction de la température (ordonnée à droite). D'après H. R. Pruppacher (1997)

Remarquons que ces deux paramètres, altitude et composition, sont corrélés : un nuage de basse altitude aura une température relativement chaude, et présentera donc davantage de chance d'y trouver des gouttelettes d'eau,

alors qu'un nuage de haute altitude sera beaucoup plus froid, donc avec une probabilité élevée d'y trouver des cristaux de glace.

### 2.1.1.2 Propriétés et climatologie des cirrus

Les cirrus sont donc des nuages de haute altitude, de température basse, et composés en majorité de cristaux de glace. Ils se présentent sous la forme de filaments blancs fibreux, d'aspect fin et délicat<sup>1</sup>. Il existe des sous-classes de cirrus : *cirrus floccus* (composés de neige, semblables à des petits flocons nuageux), *cirrus uncinus* (au sommet compact, la chute des cristaux de glace les plus volumineux lui donnant la forme d'une virgule), *cirrus spissatus* (relativement épais optiquement, stratiforme), *cirrus fibratus* (optiquement très fins, fragmentés et aux formes presque rectilignes)...

Ils sont en général considérés comme non précipitants, cependant cette affirmation est à prendre avec précaution : il est possible que des particules de glace provenant de cirrus ensemencent des nuages situés en-dessous, d'altitude moins élevée (phénomène de précipitation de cristaux, ou *virga*). Par ailleurs, la glace présente dans les cirrus, en s'incorporant à des nuages à phase mixte, contrôle le déclenchement et la durée des précipitations (Braham, 1964). Elle a également un impact important sur les propriétés radiatives et la stabilité générale du nuage, sans oublier son rôle crucial dans les processus de transfert électrique et les processus chimiques (Khain et al., 2000).

Pour toutes ces raisons, de nombreuses études se sont penchées sur la distribution spatiale et temporelle de ces nuages. Leur couverture nuageuse moyenne varie entre 20 et 50%, suivant la saison et la position géographique (Downling et Radke, 1990). Leur étendue horizontale peut largement dépasser leur étendue verticale, ainsi il n'est pas rare qu'un cirrus d'une épaisseur de l'ordre du kilomètre s'étale sur un continent entier quasiment sans interruption. Les résultats des travaux de Barton (1983) sont présentés sur la fig. 2.2. Ils montrent que la proportion de cirrus semble légèrement plus importante dans l'hémisphère nord tout au long de l'année, sauf pendant l'été de l'hémisphère sud où la proportion s'inverse (tendance confirmée par Liao et al. (1995)). En outre, la variabilité saisonnière est très faible, bien inférieure à ce qui pourrait être anticipé en comparaison de la variation de certains phénomènes à l'origine d'une partie importante des cirrus, comme les orages convectifs ou les jets-stream (Downling et Radke, 1990).

Pour finir, remarquons l'existence d'un type de cirrus particulier, produit par l'activité humaine : les *contrails*. Ces nuages sont produits de façon accélérée par les perturbations engendrées par le passage des avions en haute altitude. Cette influence humaine sur la formation nuageuse pourrait avoir des conséquences importantes sur le climat, et a reçu récemment une couverture médiatique importante (Sassen, 1997; Minnis et al., 2002; Travis et al., 2002).

Malgré cette place centrale dans la compréhension des phénomènes météorologiques et climatiques, les connaissances concernant les nuages de glace sont malheureusement encore entachées de lacunes.

## 2.1.2 Formation des cirrus

### 2.1.2.1 Contexte

Le mode de formation des cirrus revêt une importance fondamentale. En effet, leurs propriétés microphysiques, dont dépendent fortement leurs propriétés optiques et radiatives, évoluent très lentement avec le temps, et sont donc fortement déterminées lors de la formation.

---

<sup>1</sup>en latin, "cirrus" signifie "boucle de cheveux".



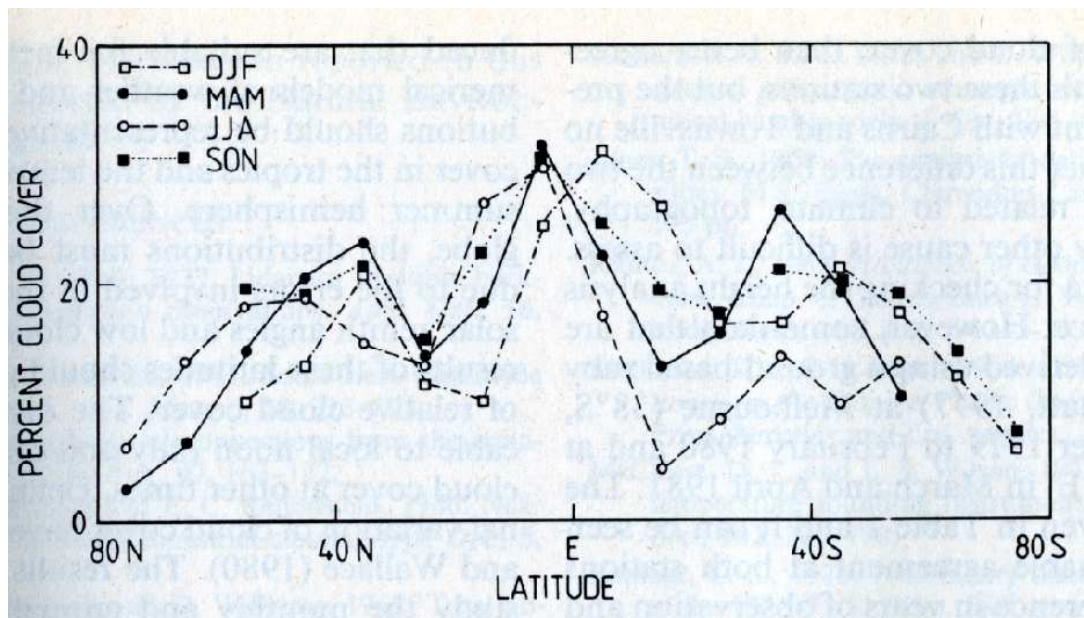


FIG. 2.2 – Répartition zonale et temporelle moyenne des nuages de haute altitude. (Barton, 1983)

La condition principale nécessaire à la formation d'un cirrus est la quantité d'eau présente dans l'atmosphère. En effet, si cette quantité devient suffisamment importante, il y a *sursaturation de l'air* par rapport à l'eau ou à la glace, ce qui mène alors respectivement à la formation de gouttes d'eau ou de cristaux de glace. Cette sursaturation peut être liée à trois types de phénomènes climatologiques (Liou, 1986, 1992) :

- Les systèmes frontaux : les cirrus proviennent de la montée d'une masse d'air chaud au-dessus d'une masse d'air froid. Ces cirrus, appelés cirrus de front, sont par conséquent situés à l'avant d'un front chaud ou à l'arrière d'un front froid. Ces conditions de formation mènent à la création de *cirrostratus* ou de *cirrocumulus* (optiquement assez épais et produisant des motifs de vagues).
- Un nuage convectif intense tel qu'un cumulonimbus : la convection conduit à la création d'un nuage très étendu verticalement. Lorsque le nuage atteint la tropopause, sa progression est stoppée et le sommet du nuage prend la forme d'une enclume. Après la dissipation de la partie basse du nuage par précipitation, la partie haute peut survivre par elle-même en tant que cirrus. Ce type de contexte mène à la formation de *cirrostratus fibratus* ou de *cirrus spissatus*.
- Les courants jets de la haute troposphère peuvent également mener à la création de cirrus, tel que des cirrus *uncinus* ou des cirrus *fibratus*.

Dans ces conditions, les processus de création de particules de glace peuvent se déclencher. Parmi ceux-ci, on distingue les processus primaires, qui mènent à la création des particules de glace, et les processus secondaires, menant à leur accroissement de taille.

### 2.1.2.2 Processus primaires

Dans les processus primaires, les particules de glace sont créées directement à partir d'eau liquide ou gazeuse. Si une particule de glace est créée uniquement à partir d'eau, sans la présence d'autre composant, on parle de nucléation homogène. À l'opposé, si la présence d'eau s'accompagne d'aérosols ou de noyaux, on parle de nucléation

hétérogène.

**Nucléation homogène.** Le terme de nucléation homogène regroupe les mécanismes de création de cristaux de glace qui ne mettent en jeu que de l'eau ou des gouttelettes en solution. Il existe deux types de nucléation homogène : la déposition homogène, et la glaciation homogène<sup>2</sup>. Elle présuppose l'existence d'embryons de cristaux de glace, qui échangent des molécules d'eau avec la vapeur environnante.

Le mécanisme de *déposition* désigne le passage direct de l'eau à l'état de vapeur vers l'état de glace. La déposition homogène n'arrive jamais dans les conditions atmosphériques normales.

Dans la *glaciation* homogène, l'embryon de cristal est environné par de l'eau surfondue en grande quantité. Ce processus est décrit par le *taux de nucléation*, qui donne le nombre de passages de l'état liquide à l'état solide par unité de temps et de volume. Ce taux varie énormément avec la température : il passe d'environ  $10^{13} \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$  à  $-40^\circ\text{C}$  à environ  $10^{-8} \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$  à  $-30^\circ\text{C}$  (Pruppacher, 1995), ce processus est donc négligé pour des températures supérieures à  $-30^\circ\text{C}$ . Dans le cas des cirrus, les embryons de cristaux proviennent de la montée de CCN<sup>3</sup> dans l'atmosphère. Ceux-ci forment des gouttelettes en solution. L'augmentation d'humidité relative provoque la dilution de la gouttelette, jusqu'à ce que les conditions de glaciation homogène soient obtenues (ces conditions dépendant de la température). Il semblerait que ce mécanisme soit majoritaire lors de la formation des cirrus à des températures inférieures à  $-35^\circ\text{C}$  (Khain et al., 2000).

Etant donné que le processus de déposition homogène n'est jamais observé, la glaciation homogène est souvent appelée nucléation homogène.

**Nucléation hétérogène.** Si la nucléation a lieu en présence d'autres éléments que l'eau, elle est notée nucléation hétérogène. Ces autres éléments, qui accélèrent et facilitent la création de cristaux de glaces, sont appelés IN pour Ice-forming Nuclei, et constituent un sous-ensemble des aérosols atmosphériques sous forme de particules insolubles. La mesure de la concentration de ces IN demeure une des tâches les plus difficiles dans l'étude expérimentale des nuages. Leur activité dépend du degré de supersaturation ainsi que de la température. Il apparaît que l'approche d'un front froid s'accompagne d'une augmentation de la concentration d'IN, puis d'une chute brutale de cette concentration après le passage du front, qui peut sans doute être attribuée aux précipitations (Khain et al., 2000).

Le processus de nucléation hétérogène est considérablement plus compliqué que celui de la nucléation homogène. Il existe au moins quatre mécanismes différents de nucléation hétérogène, par lesquels les IN mènent à la création de particules de glaces :

- La déposition hétérogène : tout comme la déposition homogène, l'eau passe directement de l'état de vapeur à l'état solide, mais cette fois-ci la vapeur se dépose sur la surface de l'IN avant de changer de phase.
- La glaciation par condensation : tout comme la déposition hétérogène, la vapeur se dépose sur la surface de l'IN, mais cette fois-ci elle passe à l'état liquide avant de se changer en glace.
- La glaciation par immersion : les IN sont alors immergés directement à l'intérieur de gouttelettes d'eau surfondues et mènent à sa glaciation.
- La glaciation par contact : le contact d'une gouttelette d'eau surfondue et d'un IN mène à la glaciation de la gouttelette.

La description détaillée de ces mécanismes microphysiques est très complexe, et leur importance relative dans la formation des cirrus est mal connue. De nombreux travaux de recherche, aussi bien théoriques qu'expérimentaux, leur sont dédiés (Young, 1993; Pruppacher, 1995).

<sup>2</sup>Traduction approximative de "homogeneous freezing nucleation".

<sup>3</sup>CCN : cloud condensation nuclei, ou noyau de condensation nuageux. Particule entraînant la condensation de l'eau à l'état de vapeur.

### 2.1.2.3 Processus secondaires

Une fois le cristal de glace formé, sa taille se voit modifiée par d'autres mécanismes : les phénomènes de collision et d'aggrégation mènent à un accroissement de taille, alors que les processus de sédimentation et de fragmentation mènent à une réduction de sa taille. Ces mécanismes mènent à des formes de particules très éloignées des formes "de base" (structure hexagonale).

### 2.1.2.4 Processus dynamiques

Bien que la formation des cristaux de glace soit d'une importance fondamentale, d'autres processus sont à l'oeuvre lors de la formation d'un cirrus. Il est notamment nécessaire de considérer les mouvements de masses d'air pour expliquer la forme et l'extension spatiale des cirrus.

Il apparait que les mouvements dynamiques à l'oeuvre dans la formation de cirrus sont d'extension spatiale inférieure aux mailles généralement utilisées dans les modèles numériques de circulation générale.

## 2.1.3 Propriétés microphysiques des cirrus

### 2.1.3.1 Définitions

Les propriétés microphysiques d'un nuage désignent les propriétés physiques des particules le composant : gouttes d'eau, cristaux de glace... Une bonne connaissance de ces propriétés est fondamentale pour modéliser le comportement radiatif ou dynamique d'une classe de nuage : les particules présentes dans un nuage déterminent les quantités d'énergie transmises et réfléchies, ainsi que la stabilité du nuage et son évolution dynamique future. Dans le cas des nuages de basse altitude, constitués en majorité de gouttelettes d'eau, la modélisation des propriétés optiques et radiatives est relativement aisée grâce aux modèles de Rayleigh et de Mie. Par contre, dans le cas des nuages de haute altitude, constitués de particules de glace, ces théories ne sont plus applicables. Etablir les propriétés radiatives de ces particules est par conséquent bien plus complexe. La modélisation des propriétés des cristaux de glace doit prendre en compte les *paramètres microphysiques* du nuage, qui sont les suivants :

1. La *température* de l'atmosphère au niveau de la couche nuageuse étudiée. Ce paramètre a une incidence directe sur la croissance des particules de glace, bien qu'il soit difficile à quantifier. Une estimation du contenu en glace des cirrus en fonction de la température est ainsi donnée par Liou (1986). Par ailleurs, l'indice de réfraction de la glace dépend (dans une faible mesure) de la température (Warren, 1984).
2. La *dimension* des particules de glace. Les distributions en taille des cristaux de glaces peuvent s'étendre sur plusieurs ordres de grandeur. Ainsi, les particules peuvent être très petites aux premiers stades de leur croissance (moins d'1  $\mu m$ ). Les petites particules étant très difficiles à détecter, que ce soit par télédétection ou sondage direct *in situ*, leur importance dans les cirrus est encore mal connue. A l'opposé du spectre, des particules de taille relativement importante peuvent être atteintes (plus de 1200  $\mu m$  (Krupp, 1991)). La distribution en taille du cirrus dépend des circonstances de formation du nuage. Ce paramètre a une incidence directe sur la transmission lumineuse du nuage, et par conséquent sur l'impact radiatif des cirrus. Des études ont notamment montré qu'à contenu en glace égal, l'impact des cirrus sur le réchauffement climatique pouvait être positif ou négatif suivant la dimension moyenne des particules (Stephens et al., 1990).
3. La *forme* des particules. Les divers processus de formation que nous venons d'évoquer, combinés successivement ou simultanément, mènent à une infinie variété de forme de cristaux, allant du très simple au très

complexe. Des formes de base, couramment rencontrées, ont été identifiées, à savoir : les *colonnes* (ou *aiguilles*) et *plaquettes*, les *rosettes*, les *bullets*, les *dendrites*... Un panel de formes de particules est présenté sur la figure 2.3. Le nombre de formes est clairement trop important pour pouvoir cataloguer une particule quelconque de façon définitive (sans compter les agrégats de particules, ne présentant aucune forme particulière). Néanmoins, le fait que des halos et des "sundogs" soient couramment observés dans les cirrus révèle que la plupart des cristaux doivent partager une structure hexagonale commune (Liou, 1986). Des études récentes (Korolev et Hallett, 2000) ont montré que les formes prépondérantes dans les cirrus étaient les particules irrégulières et les particules dendritiques, avec une forte majorité de particules irrégulières pour les températures les plus froides. La forme de la particule contrôle ses propriétés diffusantes, et donc les quantités de lumière réfléchie et transmise par le nuage.

4. *L'orientation* des particules. Les premières tentatives de modélisation des cristaux de glace supposaient qu'ils ne prenaient pas d'orientation particulière. Cependant, afin d'expliquer des observations inhabituelles (Ono, 1969; Platt et al., 1978), l'hypothèse fut avancée que certaines formes de particules s'orientaient dans une direction particulière, puis oscillaient autour d'une position horizontale, dans un mouvement dicté par les processus dynamiques à l'oeuvre dans le nuage (Jayaweera et Mason, 1965; Podzimek, 1968; List et Schemenauer, 1971; Zikmunda et Vali, 1972; Lynch et al., 1994b). Il s'avère que, dans certains cas, les cristaux possédant de larges faces planes s'orientent afin de fournir un maximum de résistance à l'air. Ce type de comportement a une forte influence sur les propriétés radiatives du nuage, les particules orientées réfléchissant davantage la lumière du soleil (Takano et Liou, 1989). Depuis ces premiers travaux, différents instruments de mesure ont étudié ce phénomène, comme par exemple l'instrument satellite Polder (Chepfer et al., 1999), grâce auquel une estimation de la fréquence d'occurrence de cristaux orientés a pu être établie. Ce phénomène a également pu être mesuré par radar (Hendry et McCormick, 1976). Cependant, le lidar semble l'instrument le mieux adapté à la détection de l'orientation de cristaux, en partie grâce à sa sensibilité aux nuages fins et à la variabilité verticale de la composition nuageuse (avec cet instrument la présence de cristaux orientés a pu être mesurée dans environ 50% des cirrus (Thomas et al., 1990)). Ainsi, la mesure du rapport de dépolarisation lidar (Sect. 4.1.2.3) a été largement mise à contribution pour l'étude de ce phénomène (Liou et Lahore, 1974; Sassen, 1977).

















































































	N1a Elementary needle		C1f Hollow column					R3c Graupelike snow with nonrimed extensions
	N1b Bundle of elementary needles		C1g Solid thick plate					R4a Hexagonal graupel
	N1c Elementary sheath		C1h Thick plate of skelton form					R4b Lump graupel
	N1d Bundle of elementary sheaths		C1i Scroll					R4c Conelike graupel
	N1e Long solid column		C2a Combination of bullets					I1 Ice particle
	N2a Combination of needles		C2b Combination of columns					I2 Rimed particle
	N2b Combination of sheaths		P1a Hexagonal plate					I3a Broken branch
	N2c Combination of long solid columns		P1b Crystal with sectorlike branches					I3b Rimed broken branch
	C1a Pyramid		P1c Crystal with broad branches					I4 Miscellaneous
	C1b Cup		P1d Stellar crystal					G1 Minute column
	C1c Solid bullet		P1e Ordinary dendritic crystal					G2 Germ of skeleton form
	C1d Hollow bullet		P1f Fernlike crystal					G3 Minute hexagonal plate
	C1e Solid column		P2a Stellar crystal with plates at ends					G4 Minute stellar crystal
								G5 Minute assembly of plates
								G6 Irregular germ

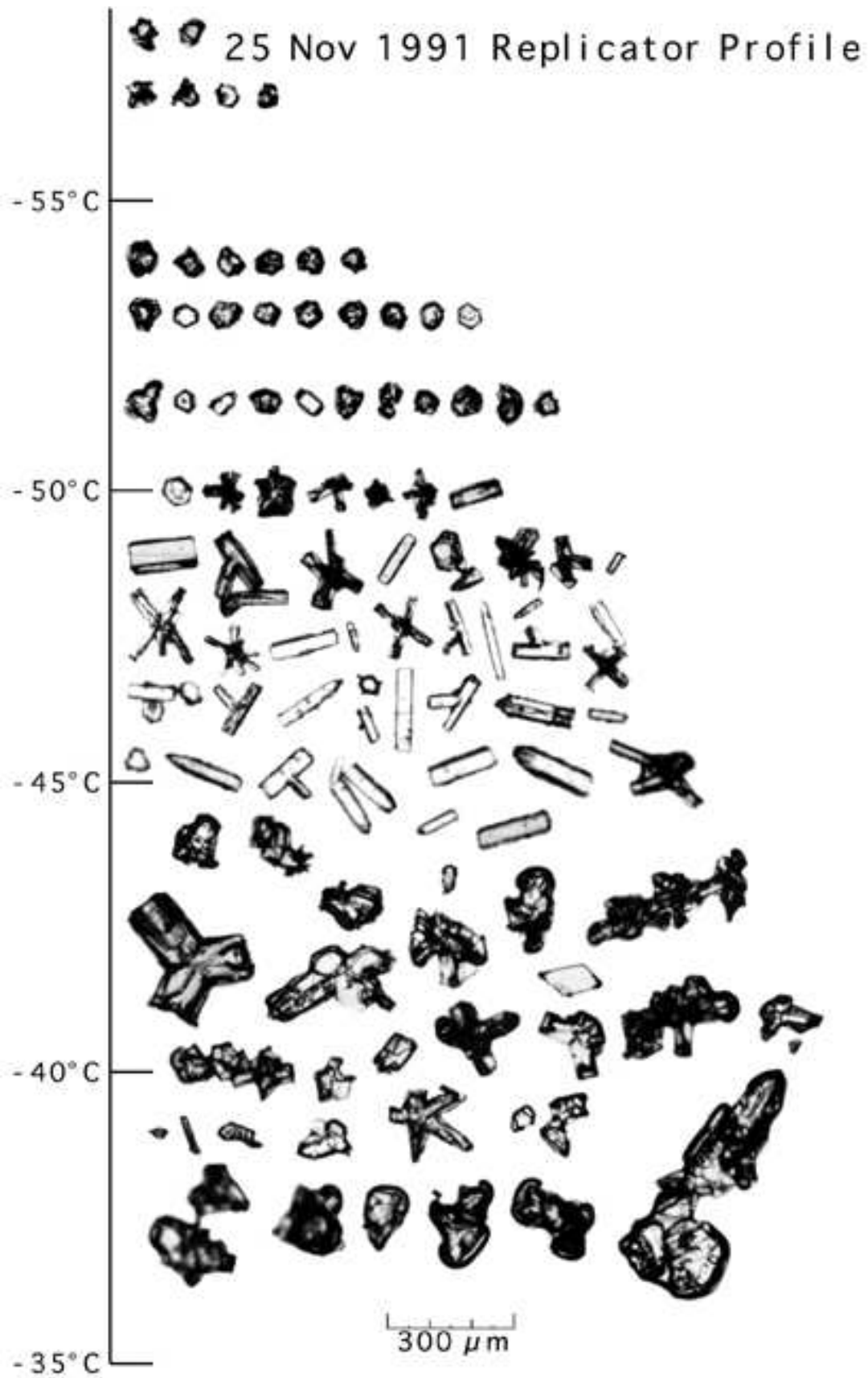
FIG. 2.3 – Exemple de formes de cristaux rencontrées dans les cirrus. D'après Magono et Lee (1966).

### 2.1.3.2 Exemples de mesures in situ

Jusqu'à récemment, le seul moyen d'obtenir une estimation des paramètres microphysiques des nuages était de mettre en oeuvre des campagnes de mesures *in situ*. Malheureusement, cette approche est coûteuse et difficile à cause de l'altitude élevée (en général) des cirrus. Néanmoins, quelques campagnes ont pu obtenir des informations au moyen de sondes installées à bord d'appareils adaptés au vol à haute altitude. Citons notamment les campagnes FIRE I et II (*First ISCCP Regional Experiment*, trois campagnes entre 1984 et 1994, (Cox et al., 1987)), ICE (*International Cloud Experiment*, 1989, (Raschke et Rockwitz, 1988; Francis et al., 1994)), EUCREX (*European Cloud and Radiation EXperiment*, 1993 et 1994 (Raschke et al., 1998)), BASE (*Beaufort and Artic Seas Experiment*, 1994), SUCCESS (*Subsonic Aircraft Contrails and Cloud Effects Special Study*, 1996) et les campagnes CFDE (*Canadian Freezing Drizzle Experiment*).

Les expériences FIRE ont porté sur l'étude des cirrus de moyenne latitude, au moyen de sondages lidar aéroportés et de mesures *in situ*. Lors de périodes d'observation intensive, ces derniers ont montré que la taille moyenne des particules et le contenu en glace augmentaient lorsque l'altitude diminuait, les particules les plus grosses pouvant atteindre 1500  $\mu\text{m}$ . Plus précisément, la distribution en taille était fine au sommet du nuage (la moitié des particules montrant une taille inférieure à 150  $\mu\text{m}$ ) et s'élargissait à mesure que l'on s'approchait de la base. Néanmoins la restitution de distributions en taille de particule reste difficile en raison de limitations techniques des sondes utilisées. A titre d'exemple, un cas de mesure in-situ, réalisé à partir d'un répliqueur de cristaux de glace Formvar (Miloshevich et Heymsfield, 1996) situé sur un ballon-sonde, est présenté sur la figure 2.4, afin de donner une idée de la variabilité des formes de cristaux. Ces mesures ont été réalisées le 25 novembre 1991 au-dessus du site de Coffeyville, Kansas, au cours de la campagne FIRE II. Elles confirment la tendance d'accroissement de taille des particules lorsque la température augmente (i.e. les particules sédimentent). Il apparaît néanmoins que la structure de base (maille hexagonale) reste conservée pendant la croissance. Dans ce cas d'étude, les particules situées vers la base du nuage dépassent 400  $\mu\text{m}$ .

Cependant il apparaît que les mesures in situ ne peuvent dépasser le cadre des campagnes locales et ponctuelles, et que si l'on désire obtenir des informations sur la microphysique des cirrus sur une échelle de temps et d'espace plus importante de nouveaux outils doivent être conçus. La voie la plus prometteuse semble être celle des instruments embarqués sur satellite.



### 2.1.4 Influence des cirrus sur le bilan radiatif

**Propriétés radiatives des cirrus.** La couverture nuageuse des cirrus est importante, que ce soit spatialement ou temporellement. Ce type de nuage a donc impact non négligeable sur le bilan radiatif terrestre dans son ensemble. Cependant, leur contribution à ce bilan est encore mal connue, car les cirrus participent à l'établissement du bilan radiatif terrestre suivant deux effets antagonistes :

- Les cirrus *réfléchissent* la lumière du soleil. L'énergie ainsi détournée ne pénètre pas la troposphère terrestre, il s'agit donc d'une contribution négative au bilan énergétique (la troposphère se refroidit ou, plus précisément, ne se réchauffe pas).
- Les cirrus *absorbent* puis *réémettent* le rayonnement infrarouge terrestre. Une certaine quantité d'énergie reste donc prisonnière de la troposphère terrestre. Il s'agit par conséquent d'une contribution positive au bilan énergétique (la troposphère ne se refroidit pas).

Entre ces deux contributions, la sélection de l'effet dominant dépend, d'une part, des propriétés microphysiques du nuage (taille, forme et orientation des cristaux le composant) et, d'autre part, de son contenu en glace et de son épaisseur optique suivant la longueur d'onde. Ainsi, à contenu en glace constant, un nuage composé de petites particules sphériques en grand nombre réfléchira davantage de lumière qu'un nuage composé de peu de grosses particules polyédrales (Takano et al., 1992; Arnott et al., 1994; Strauss et al., 1005). De même, un nuage d'épaisseur optique faible entrainera une faible réflexion lumineuse, menant à une contribution positive ; un nuage d'épaisseur optique forte réfléchira davantage de lumière solaire, menant à une contribution négative. Etant donné le manque d'information à grande échelle concernant le comportement radiatif des cirrus, il est impossible pour le moment de déterminer de façon certaine quel est l'effet moyen dominant. Par ailleurs, il convient de remarquer que l'atmosphère terrestre est un système dynamique couplé : la présence de cirrus influence le bilan radiatif, ce qui se traduit par des variations de température qui ont un impact sur la création et la composition d'autres cirrus Starr et Cox (1985). Ces incertitudes trahissent la complexité du problème évoqué, et le manque d'information peut avoir des conséquences importantes. Ainsi, l'implémentation des cirrus dans les divers Modèles de Circulation Générale montre d'importantes disparités, ce qui se traduit par des différences significatives dans l'évolution temporelle et spatiale des cirrus simulés, et donc dans l'estimation de la température à la surface du globe.

Pour pouvoir accéder aux propriétés radiatives des cirrus, et estimer leur influence sur le bilan radiatif global, la distribution spatiotemporelle de certaines caractéristiques des cirrus devrait être connue, au moins en moyenne. Notamment, la couverture nuageuse, les altitudes de base et sommet, l'épaisseur optique, la taille, forme et orientation des particules composant le nuage, le contenu en glace, ainsi que la taille et la forme des cellules nuageuses. Ces paramètres sont nécessaires pour décrire un cirrus et son influence sur l'environnement direct. Néanmoins, leur estimation reste difficile dans les conditions actuelles.

**L'épaisseur optique.** L'épaisseur optique du nuage, souvent notée  $\delta$  ou  $\tau$ , résume la capacité du nuage à "éteindre" un faisceau lumineux. Il s'agit en fait de l'intégrale du coefficient d'extinction (Sect. 2.2.3) sur toute l'extension verticale du nuage :

$$\delta = \int_{z_b}^{z_s} \alpha(z) dz \quad (2.1)$$

avec  $z_b$  et  $z_s$  les altitudes de la base et du sommet du nuage considéré, et  $\alpha(z)$  le coefficient d'extinction optique du nuage (variable avec l'évolution verticale de la microphysique du nuage, voir Eq. 2.6). L'épaisseur optique, grandeur sans dimension, décrit donc l'extinction totale d'un faisceau de longueur d'onde donnée transmis



à travers l'intégralité du nuage : l'extinction du faisceau après avoir traversé un nuage d'épaisseur optique  $\delta$  sera donnée par  $\exp(-\frac{\delta}{\mu})$ , avec  $\mu$  cosinus de l'angle d'incidence du faisceau sur le nuage. L'épaisseur optique d'un cirrus se situe en général entre 0 et 5 aux latitudes moyennes.

**Albédo, absorption et transmittance.** Dans l'établissement de bilans énergétiques à grande échelle, la grandeur pertinente est le *flux*. Dans le cadre de cette thèse, nous nous intéresserons aux flux de lumière dont la longueur d'onde est située dans le visible. Notamment, le *flux incident* (noté  $F_i$ ) désigne la quantité d'énergie émise par le soleil et reçue par la terre. L'énergie d'un flux incident sur une couche nuageuse est répartie en quatre flux secondaires par plusieurs processus, dont les importances relatives dépendent de la composition du nuage :

- un flux transmis  $F_t$  : la partie de l'énergie incidente qui traverse la couche nuageuse sans changer de direction,
- un flux réfléchi  $F_r$  : la partie de l'énergie incidente qui est réfléchiée par la couche nuageuse,
- un flux absorbé  $F_{abs}$  : la partie de l'énergie incidente qui est absorbée par les particules composant la couche nuageuse,
- un flux diffusé transmis  $F_d$  : la partie de l'énergie incidente qui est diffusée dans toutes les autres directions.

Si ces diverses grandeurs sont connues, le nuage répartit l'énergie incidente  $F_i$  en flux transmis, réfléchi, absorbé et diffusé :

1. L'albédo  $a$  de la couche nuageuse s'exprime comme  $a = \frac{F_r}{F_i}$ ,
2. L'extinction  $\alpha$  de la couche nuageuse s'exprime comme  $\alpha = \frac{F_{abs}}{F_i}$ ,
3. La transmittance  $t$  de la couche nuageuse s'exprime comme  $t = \frac{F_t + F_d}{F_i}$ .

Le principe de conservation de l'énergie radiative s'exprime par la relation  $a + \alpha + t = 1$ .

### 2.1.5 Téledétection des cirrus

Etant donné la difficulté d'effectuer des sondages in situ à l'intérieur de nuages de glace, plusieurs autres techniques ont été mises à profit pour étudier les cirrus.

Les instruments de téledétection passive, tels que des radiomètres, donnent une estimation de la quantité de radiation transmise ou réfléchiée par l'atmosphère. Ces instruments offrent l'avantage d'être très répandus et relativement bien connus. Par contre, ils ne donnent accès qu'à une mesure *intégrée* sur une certaine distance dans l'atmosphère, sans qu'il soit possible d'estimer cette distance. Par conséquent, ces instruments conduisent souvent à une incertitude importante sur les valeurs restituées.

Les instruments de téledétection active, tels que le lidar ou le radar, permettent l'étude de la variabilité temporelle et spatiale des nuages, avec une résolution souvent inférieure à la centaine de mètres. Il est alors possible d'étudier le comportement d'un cirrus depuis sa création jusqu'à sa dissipation. Par ailleurs, l'accès aux propriétés microphysiques des nuages est simplifié par la finesse de la résolution. La longueur d'onde du lidar, associée à sa grande sensibilité aux nuages semi-transparents, en fait un des instruments les plus adaptés à l'étude des cirrus.

Plusieurs campagnes de mesure aéroportées destinées à l'étude des cirrus ont été menées à bien : FIRE, ICE, EUCREX, SUCCESS (Sect. 2.1.3.2). Des mesures in situ de sondes microphysiques ont ainsi pu être combinées avec des mesures d'instruments de téledétection (radars et lidars à diverses longueurs d'onde, radiomètres...), permettant la mise au point de nombreuses techniques de traitement. Intrieri et al. ont ainsi présenté une restitution de la taille des particules de glace, en combinant les mesures radar et lidar (Intrieri et al., 1993; Eberhard et al., 1994).

Des algorithmes permettant la restitution des propriétés microphysiques des cirrus, en combinant des mesures radar avec le spectre d'émission infrarouge d'un interféromètre (Mace et al., 1997) ou avec des mesures lidar (Mace et al., 1998) ont également été mis au point.

Durant les dix dernières années, de nombreux efforts ont été consacrés à l'adaptation d'outils destinés à l'étude des cirrus par satellite. En effet, cette configuration présente l'avantage de permettre une étude à l'échelle mondiale des comportements atmosphériques. Dans le cas des cirrus, cela permettrait tout d'abord d'établir leur fréquence d'occurrence ainsi que leur répartition spatiale et temporelle. Dans un deuxième temps, l'interprétation des radiations émises ou réfléchies par les cirrus sur certaines zones du spectre électromagnétique permettrait d'accéder à une partie de leurs propriétés microphysiques.

Actuellement, de nombreuses techniques sont appliquées sur les données satellites. La méthode split-window (Inoue, 1985; Parol et al., 1991) a été utilisée pour établir une climatologie limitée (taille des particules, température et épaisseur optique) des cirrus (Prahbakara et al., 1988). Cette approche fonctionne de jour comme de nuit, mais souffre de plusieurs incertitudes, qui pourraient être levées par l'utilisation conjointe d'un autre instrument. En suivant le même raisonnement, de nombreuses techniques ont été développées pour déduire la taille des particules dans les cirrus de mesures de radiances à plusieurs longueurs d'ondes (Ou et al., 1993; Minnis et al., 1995; Giraud et al., 1997). Par ailleurs, l'altitude et l'émissivité des cirrus est constamment surveillée par HIRS (*High Resolution Infrared Sounder*, Wylie et al. (1994)). Les cirrus invisibles à l'oeil nu peuvent être détectés par des techniques d'occultation solaire (Yang et Liou, 1998). Des climatologies des tailles de particules dans les cirrus ont pu être établies en analysant de larges bases de données (Minnis et al., 1997). L'instrument Polder (*Polarisation and Directionality of Earth Reflectances*) a pu mesurer la biréfléctance polarisée de ces nuages, et en déduire des informations sur leur microphysique. L'analyse des mesures d'ATSR-2 (*Along Track Scanning Radiometer*) a permis par ailleurs la restitution des altitudes et températures de cirrus, et l'estimation des tailles de particules (Baran et al., 1999). Plus récemment, des algorithmes développés pour CERES (*Cloud and Earth's Radiant Energy System*, Wielicki et al. (1998)) ont pu être appliqués aux mesures du satellite géostationnaire GOES-8, afin de restituer l'épaisseur optique et la phase des cirrus, ainsi que la taille des particules constituant le nuage (Minnis et Young, 2000). L'instrument MODIS (*Moderate Resolution Imaging Spectroradiometer*), présent sur la plateforme Terra, offre des mesures dans 36 bandes spectrales (Justice et al., 1998) qui devraient permettre d'établir de nouveaux algorithmes de restitution, et d'affiner les paramétrisations existantes.

Néanmoins, l'étude des cirrus par satellite reste difficile, en partie à cause de leur faible épaisseur optique : de nombreux nuages échappent ainsi aux techniques de détection classique. La seule méthode permettant de contourner les problèmes évoqués jusqu'ici semble être de combiner les avantages de la télédétection active avec ceux de la mesure satellitaire. Dans la suite de cette thèse, nous présenterons des techniques pouvant amener une restitution de divers paramètres microphysiques des cirrus par utilisation de mesures de télédétection active en préparation à la mise en orbite sur satellite de ces instruments.

## 2.1.6 Conclusion

Dans cette section, les propriétés principales des cirrus ont été présentées. Leurs caractéristiques uniques parmi les nuages (altitude, température, formation et composition), et leur importance dans le contexte des études climatiques (une composition de la réflexion de la lumière solaire et d'effet de serre) ont été mis en évidence. Pour déterminer leurs propriétés radiatives de façon fiable, il est nécessaire de connaître leurs propriétés microphysiques : la taille, la forme et l'orientation des particules les composant. Ces mesures étant difficiles à obtenir par observations in situ, d'autres techniques de restitution doivent être élaborées. Dans cette optique, les instruments de télédétection offrent de nombreux avantages, et leur installation sur des plate-formes satellites permettrait de dépasser les limites d'une observation locale.

## 2.2 Formalisme de la diffusion lumineuse

Dans cette section, nous allons passer en revue le formalisme nécessaire à la description du comportement d'une particule en présence d'un faisceau lumineux. Ce formalisme sera utilisé dans toute la suite de cette thèse, pour décrire les phénomènes de diffusion lumineuse dans la glace.

### 2.2.1 Définition d'un faisceau lumineux

Considérons un faisceau lumineux comme une onde plane monochromatique se propageant dans une direction repérée par le vecteur  $\mathbf{k}$ . L'onde électromagnétique  $E(r, t)$  associée au faisceau, située au point  $r$  à l'instant  $t$ , est transversale et évolue dans le plan normal à  $\mathbf{k}$  (Bohren et Huffmann, 1983). Pour décrire cette onde, deux vecteurs orthogonaux arbitraires  $\mathbf{i}$  et  $\mathbf{j}$  peuvent être définis dans ce plan (Fig. 2.5), appelés également vecteur *parallèle* et vecteur *perpendiculaire*. Le trièdre  $(\mathbf{i}, \mathbf{j}, \mathbf{k})$  sert de repère pour la description du faisceau lumineux. Dans le plan  $(\mathbf{i}, \mathbf{j})$  l'onde électromagnétique s'écrit :

$$E(r, t) = E_i(r, t) \cdot \mathbf{i} + E_j(r, t) \cdot \mathbf{j} \quad (2.2)$$

(dans la suite de cette thèse,  $r$  et  $t$  seront sous-entendus).

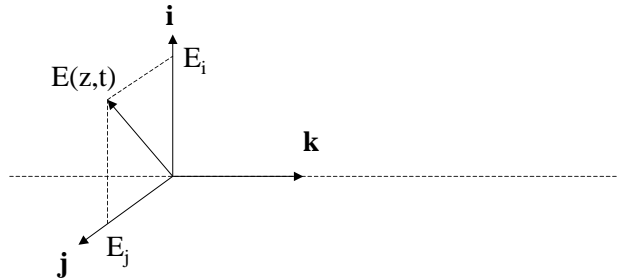


FIG. 2.5 – Géométrie de l'onde électromagnétique

La nature des ondes électromagnétiques fait que la plupart des instruments de mesure courants ne permettent pas d'accéder aux grandeurs  $E_i$  et  $E_j$ . Les grandeurs mesurées sont des combinaisons linéaires de celles-ci. C'est pourquoi il est préférable de décrire un faisceau lumineux par son vecteur de Stokes  $\mathbf{S}$  (Bohren et Huffmann, 1983) :

$$\mathbf{S} = \begin{bmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} E_i E_i^* + E_j E_j^* \\ E_i E_i^* - E_j E_j^* \\ E_i E_j^* + E_i^* E_j \\ -i(E_i E_j^* - E_i^* E_j) \end{bmatrix} \quad (2.3)$$

Le vecteur de Stokes décrit de façon exhaustive toutes les propriétés d'un faisceau lumineux. Chaque paramètre de Stokes  $I, Q, U$  et  $V$  a la dimension d'une énergie par unité d'aire par unité de temps par unité de longueur d'onde [ $\text{J m}^{-2} \text{s}^{-1} \text{m}^{-1}$ ] :

- $I$  représente (à un facteur près, commun à tous les éléments d'un même vecteur de Stokes) l'intensité totale du faisceau, i.e. la luminance énergétique spectrale du faisceau (appelée l'*intensité* du faisceau) ;
- $Q$  et  $U$  décrivent l'état de polarisation linéaire du faisceau (voir Section suivante) ;
- $V$  décrit l'état de polarisation circulaire du faisceau.

Notons que dans l'équation 2.2 le choix des vecteurs de référence ( $\mathbf{i}, \mathbf{j}$ ) est arbitraire. Dans le cadre de l'étude d'une interaction entre un faisceau lumineux et un milieu quelconque, les calculs peuvent être notablement simplifiés par un choix pertinent de ces vecteurs. Par défaut,  $\mathbf{i}$  est choisi dans le plan contenant le vecteur incident et la normale à la surface. Tout changement de référentiel, déterminé par une rotation de ( $\mathbf{i}, \mathbf{j}$ ) d'un angle  $\varphi$  autour de  $\mathbf{k}$  donnera le nouveau vecteur de Stokes  $\mathbf{S}' = L(\varphi) \cdot \mathbf{S}$  avec  $L$  matrice de rotation :

$$L(\varphi) = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos 2\varphi & \sin 2\varphi & 0 \\ 0 & -\sin 2\varphi & \cos 2\varphi & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (2.4)$$

## 2.2.2 Propriétés de polarisation du faisceau

Considérons une onde lumineuse monochromatique, telle que définie par l'équation 2.2. Si  $E_i$  et  $E_j$  sont totalement décorrélés, le faisceau lumineux est dit *non polarisé* (i.e. la lumière du soleil est non polarisée). Dans cette configuration le vecteur  $E$  dessine dans le plan ( $\mathbf{i}, \mathbf{j}$ ) une ellipse dont les paramètres varient lentement avec le temps. Si  $E_i$  et  $E_j$  sont totalement corrélés, le faisceau est dit *polarisé* : la figure dessinée dans le plan ( $\mathbf{i}, \mathbf{j}$ ) par le vecteur  $E$  est invariante au cours du temps. Si  $E_i$  et  $E_j$  sont partiellement corrélés, le faisceau est partiellement polarisé :  $E$  dessine une ellipse dont un ou plusieurs paramètres sont invariants dans le temps.

L'accès à l'information de polarisation est facilité par l'utilisation de la notation de Stokes : dans ce cas, le degré de polarisation du faisceau est noté  $p(\mathbf{S}) = \frac{\sqrt{Q^2 + U^2 + V^2}}{I}$ , avec  $p=1$  pour un faisceau totalement polarisé (dans ce cas  $I^2 = Q^2 + U^2 + V^2$ ) ; les rapports  $\frac{\sqrt{Q^2 + U^2}}{I}$  et  $\frac{V}{I}$  désignent respectivement les degrés de polarisation linéaire et circulaire. Le signe de  $V$  indique le sens de rotation de l'ellipse décrite par  $E$  :  $V > 0$  indique une rotation dans le sens trigonométrique inverse et  $V < 0$  une rotation dans le sens trigonométrique. Pour la lumière totalement non polarisée,  $Q = U = V = 0$ , alors que dans le cas plus général d'une lumière partiellement polarisée,  $I^2 > Q^2 + U^2 + V^2$ .

Quelques exemples de vecteurs de Stokes, correspondant à des états de polarisation fondamentaux :

$0^\circ$	$90^\circ$	$45^\circ$	$-45^\circ$	droite	gauche
$\leftrightarrow$	$\updownarrow$	$\searrow$	$\nearrow$	$\odot$	$\ominus$
$\begin{pmatrix} 1 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 1 \\ -1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ -1 \\ 0 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ -1 \end{pmatrix}$

Par ailleurs, il est possible de considérer une lumière quelconque, de vecteur de Stokes  $\mathbf{S}$ , comme la superposition d'une lumière  $\mathbf{S}_{np}$  non polarisée et d'une lumière  $\mathbf{S}_p$  polarisée linéairement dans un plan faisant un angle  $\chi$  avec le vecteur  $\mathbf{i}$  :

$$\mathbf{S} = \mathbf{S}_{np} + \mathbf{S}_p \quad (2.5)$$

Dans le cas de la lumière non polarisée  $Q_{np} = U_{np} = V_{np} = 0$ . Il est amusant de noter que dans le cas d'une onde plane monochromatique tel que dans l'équation 2.2, il est impossible de décrire un faisceau non polarisé,  $E_i$  et  $E_j$  étant toujours corrélés (Deirmendjian, 1969).

### 2.2.3 Propriétés optiques d'un milieu diffusant

Le comportement optique d'un milieu est étroitement relié aux propriétés des particules le composant, telles que la taille, la forme, l'orientation ou l'indice de réfraction. Une bonne compréhension des interactions diffusantes (réflexion partielle ou totale, transmission, diffraction...) permet d'interpréter précisément les phénomènes optiques impliqués (directions privilégiées de diffusion, halos ou gloires, etc.) et donc de restituer la physique des milieux observés.

#### 2.2.3.1 Le phénomène d'extinction lumineuse et le coefficient d'extinction

Supposons qu'un faisceau lumineux transporte une énergie  $I_0$ . Si des particules sont présentes sur le trajet du faisceau, son énergie devient  $I$ , avec  $I < I_0$ . On parle alors d'*extinction* du faisceau par les particules. L'extinction résulte de l'addition de deux phénomènes : l'*absorption* (transformation de l'énergie électromagnétique en d'autres formes d'énergie) et la *diffusion* (nouvelle répartition spatiale de l'énergie incidente). Cette extinction dépend de la composition des particules, de leurs propriétés microphysiques (taille, forme, orientation), de leur densité, ainsi que de l'état de polarisation et de l'intensité du faisceau incident. Ces phénomènes influent également sur l'état de polarisation du faisceau.

Le *coefficient d'extinction*, noté  $\alpha$  [ $\text{m}^{-1}$ ], permet d'exprimer l'extinction du faisceau sur une distance donnée. En effet, si un faisceau d'intensité  $I$  traverse un milieu diffusant de coefficient d'extinction  $\alpha$  sur une courte distance  $dl$ , sa variation d'intensité sera donnée par  $dI = -\alpha I dl$ . Si le coefficient d'extinction est constant sur la distance  $l$ , l'évolution de l'intensité sur cette même distance est donnée par  $I(l) = I_0 \exp(-\alpha l)$ .

Comme le phénomène d'extinction regroupe les phénomènes de diffusion et d'absorption, le coefficient d'extinction se divise en coefficient d'*extinction par diffusion*  $\alpha_d$  et coefficient d'*extinction par absorption*  $\alpha_{abs}$  :

$$\alpha = \alpha_d + \alpha_{abs} \quad (2.6)$$

Le coefficient d'extinction varie avec la microphysique du nuage, notamment la concentration et la taille des particules le composant, ainsi que la longueur d'onde du faisceau incident. Dans le cas de la progression d'un faisceau lumineux vertical, l'extinction est exprimée comme une fonction de l'altitude :  $\alpha(z)$ . Dans le cas de l'étude des nuages de glace par télédétection dans le domaine du visible, l'interaction principale est la diffusion, l'extinction du faisceau par absorption étant négligeable. Le phénomène d'absorption ne sera donc pas traité dans la suite de la thèse.

#### 2.2.3.2 Les sections efficaces et l'albédo de diffusion simple

**Sections efficaces** Comme nous l'avons vu, un faisceau lumineux interagit avec une particule par diffusion et absorption. Le concept de *section efficace* permet de quantifier la probabilité absolue d'une interaction, et son importance relativement aux autres interactions possibles. Cette quantité est définie comme le rapport entre l'intensité

du faisceau résultant de l'interaction et l'intensité du faisceau incident. Elle a la dimension d'une aire et dépend de la direction du faisceau incident, de sa polarisation et des propriétés de la particule. La section efficace dépend du rapport  $\chi$  entre le rayon équivalent de la particule  $r$  et la longueur d'onde  $\lambda$  du faisceau incident

$$\chi = \frac{2\pi r}{\lambda} \quad (2.7)$$

Cependant, à longueur d'onde fixe, les sections efficaces dépendent uniquement de la taille de la particule.

La section efficace d'extinction  $C_{ext}$  décrit l'atténuation totale d'énergie  $\Delta I$  du faisceau incident d'intensité  $I_i$  résultant des effets combinés de l'absorption et de la diffusion :

$$C_{ext} = \frac{\Delta I}{I_i} \quad (2.8)$$

De façon similaire, la section efficace de diffusion  $C_d$  s'écrit comme le rapport de l'intensité *diffusée* sur l'intensité du faisceau incident. Cependant, comme nous venons de le voir, l'intensité diffusée dépend de la direction du faisceau transmis, il convient donc d'intégrer sur tout l'espace pour obtenir l'intensité totale diffusée :

$$C_d = \frac{1}{I_i} \int_{4\pi} I_d \cdot \mathbf{k}_d d\mathbf{k}_d \quad (2.9)$$

Avec  $I_d$  intensité du faisceau diffusé dans la direction  $\mathbf{k}_d$ , premier élément du vecteur de Stokes associé, donné par

$$I_d = M_{11}(\mathbf{k}_d) \cdot I_i + M_{12}(\mathbf{k}_d) \cdot Q_i + M_{13}(\mathbf{k}_d) \cdot U_i + M_{14}(\mathbf{k}_d) \cdot V_i \quad (2.10)$$

La section 3.2.4 montrera que la section efficace  $C_d$  se répartit elle-même en plusieurs sections efficaces indépendantes, chacune recouvrant un aspect du processus de diffusion.

Finalement, la section efficace d'absorption  $C_{abs}$  décrit le rapport de l'intensité absorbée par la particule sur l'intensité du faisceau incident. Elle est définie en général par l'équation :

$$C_{abs} = C_{ext} - C_d \quad (2.11)$$

Les sections efficaces peuvent être utilisées pour établir la définition volumique du coefficient d'extinction  $\alpha$ . Prenons le cas d'un ensemble de particules, caractérisé à l'altitude  $z$  par une distribution en taille  $n(r, z)$ , où  $n(r, z)dr$  représente le nombre de particules par unité de volume ayant un rayon compris entre  $r$  et  $r + dr$ , et une section efficace  $C_{ext}(r)$ . Le nombre total de particules à l'altitude  $z$  est donné par  $N(z) = \int_{r_{min}}^{r_{max}} n(r, z)dr$ , avec  $r_{min}$  et  $r_{max}$  bornes inférieure et supérieure de la distribution en taille. L'expression du coefficient d'extinction  $\alpha(z)$  s'écrit alors :

$$\alpha(z) = \int_{r_{min}}^{r_{max}} C_{ext}(r)n(r, z) dr. \quad (2.12)$$

La même équation peut être établie pour les coefficients d'extinction par diffusion et par absorption, en précisant simplement dans l'équation la section efficace appropriée. Dans le cas où la section efficace des particules est constante (distribution monodisperse), les relations suivantes sont valides :

$$\alpha = NC_{ext}, \quad \alpha_d = NC_d, \quad \alpha_{abs} = NC_{abs}. \quad (2.13)$$

**Albedo de diffusion simple.** La probabilité pour qu'un photon du faisceau incident ne soit pas absorbé par la particule est égale au rapport des sections efficaces de diffusion et d'extinction et se nomme *albedo de diffusion*

simple :

$$\varpi = \frac{C_d}{C_{ext}} \quad (2.14)$$

### 2.2.3.3 La matrice de diffusion et le facteur d'asymétrie

**Définition.** La *diffusion* désigne le phénomène consistant à redistribuer angulairement l'intensité d'un faisceau lumineux. La distribution angulaire dépend des propriétés optiques du couple faisceau - milieu diffusant. Le faisceau *incident* désigne le faisceau avant toute interaction avec le milieu, et le faisceau *transmis* décrit un des faisceaux résultant de cette même interaction (fig. 2.6).

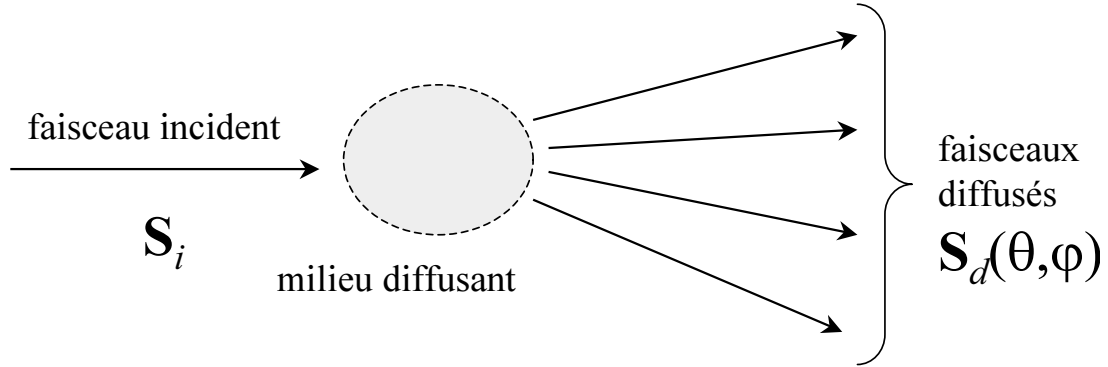


FIG. 2.6 – Schéma de diffusion

Dans le formalisme de Stokes (Sect. 2.2), le vecteur de Stokes  $\mathbf{S}_d$  de direction  $\mathbf{k}_d$ , provenant de la diffusion d'un faisceau incident de vecteur de Stokes  $\mathbf{S}_i$  et de direction  $\mathbf{k}_i$  est donné par l'application d'une matrice de diffusion  $M(\mathbf{k}_i, \mathbf{k}_d)$  sur ce vecteur :

$$\mathbf{S}_d = M(\mathbf{k}_i, \mathbf{k}_d) \cdot \mathbf{S}_i \quad (2.15)$$

L'expression de la matrice  $M$ , appelée *matrice de Mueller*, dépend de la direction du faisceau transmis  $\mathbf{k}_d$  et de la direction du faisceau incident  $\mathbf{k}_i$ . Si cette direction est repérée dans l'espace par deux angles  $\theta$  et  $\varphi$ , avec  $\theta$  angle d'élévation et  $\varphi$  angle d'azimuth, il existe une distribution de vecteurs transmis  $\mathbf{S}_d(\theta, \varphi) = M(\theta, \varphi) \cdot \mathbf{S}_i$  pour chaque faisceau incident  $\mathbf{S}_i$ . Les éléments composant  $\mathbf{S}_d(\theta, \varphi)$  ont la dimension d'un flux énergétique spectral [ $\text{Jm}^{-2}\text{s}^{-1}\text{m}^{-1}\text{sr}^{-1}$ ]. La notation  $M(\theta, \varphi)$  sera préférée dans la suite de cette thèse, notamment dans le chapitre 3. Lorsque l'angle  $(\mathbf{k}_i, \mathbf{k}_d)$  est faible, on parle de faisceaux diffusés vers l'avant, car leur direction est comparable à celle du faisceau incident. Lorsque cet angle est proche de  $\pi$ , on parle de diffusion vers l'arrière, ou rétrodiffusion.



$$M(\theta, \varphi) = \begin{bmatrix} M_{11}(\theta, \varphi) & M_{12}(\theta, \varphi) & M_{13}(\theta, \varphi) & M_{14}(\theta, \varphi) \\ M_{21}(\theta, \varphi) & M_{22}(\theta, \varphi) & M_{23}(\theta, \varphi) & M_{24}(\theta, \varphi) \\ M_{31}(\theta, \varphi) & M_{32}(\theta, \varphi) & M_{33}(\theta, \varphi) & M_{34}(\theta, \varphi) \\ M_{41}(\theta, \varphi) & M_{42}(\theta, \varphi) & M_{43}(\theta, \varphi) & M_{44}(\theta, \varphi) \end{bmatrix} \quad (2.16)$$

L'équation 2.15 montre qu'un système optique composé de  $n$  éléments diffusants, chacun défini par sa matrice de Mueller  $M_{1\dots n}$ , peut être décrit par une matrice de Mueller globale  $M$ , produit des matrices de Mueller de tous les éléments le composant :

$$\mathbf{S}_{sortie} = [M_n \times M_{n-1} \times \dots \times M_2 \times M_1] \times \mathbf{S}_{entree} = M \times \mathbf{S}_{entree} \quad (2.17)$$

Cette propriété de composition est à la base des études de matrices de diffusion des particules.

**Considérations de symétrie.** Les matrices de Mueller sont des outils puissants, qui permettent de décrire de façon synthétique toutes les propriétés diffusantes d'un système optique, et en tant que telles sont couramment utilisées pour l'étude des particules nuageuses. Dans le cas le plus général, la matrice de diffusion  $M$  est composée de 16 éléments indépendants (eq. 2.16). Néanmoins, un grand nombre de travaux sur ces matrices procèdent à une simplification de son expression. En effet, nous venons de voir que lorsqu'un milieu diffusant constitué d'un grand nombre de particules indépendantes, il est possible d'établir une matrice de diffusion totale du milieu, en effectuant le produit des matrices de diffusion individuelles de chaque particule. Si le milieu présente certaines propriétés de symétrie, certains éléments de la matrice totale peuvent alors devenir égaux ou s'annuler (Van de Hulst, 1957). Notamment, dans le cas particulier où les particules composant le milieu présentent au moins un plan de symétrie, et que les particules sont en nombre suffisant pour qu'à une particule dans une orientation donnée on trouve la particule d'orientation inverse, l'expression de la matrice de diffusion se simplifie :

$$M = \begin{bmatrix} M_{11} & M_{12} & 0 & 0 \\ M_{12} & M_{22} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & M_{33} & M_{34} \\ 0 & 0 & -M_{34} & M_{44} \end{bmatrix} \quad (2.18)$$

Dans ce cas particulier, qui correspond aux conditions de symétrie rencontrées dans la plupart des nuages, la matrice n'a plus que 6 éléments indépendants. Cette simplification est couramment utilisée pour décrire les propriétés optiques des particules nuageuses (Chap. 3). Dans ce cas, la matrice de diffusion présente une symétrie azimutale : elle s'exprime alors, non plus comme fonction de  $\mathbf{k}_i$  (direction du faisceau incident  $\mathbf{S}_i$ ) et  $\mathbf{k}_d$  (direction du faisceau diffusé  $\mathbf{S}_d$ ), mais plus simplement comme fonction de l'angle de diffusion  $\Theta$  tel que  $\cos(\Theta) = \mathbf{k}_i \cdot \mathbf{k}_d$  (Fig. 3.3) :

$$\mathbf{S}_d = M(\Theta) \cdot \mathbf{S}_i \quad (2.19)$$

**Fonction de diffusion.** Dans le cas de la diffusion de lumière naturelle (donc non polarisée), le vecteur de Stokes du faisceau incident vaut, à un coefficient près,  $\mathbf{S} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}$  (Sect. 2.2.2). Les vecteurs de Stokes de la distribution de faisceaux diffusés peuvent alors s'écrire  $\mathbf{S}_d(\theta, \varphi) = \begin{bmatrix} M_{11}(\theta, \varphi) & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}$ . Le premier élément  $M_{11}(\theta, \varphi)$  de la matrice de diffusion décrit alors la distribution angulaire de l'intensité diffusée et il est

appelé fonction de diffusion (ou fonction de phase).  $M_{11}$  satisfait la condition de normalisation

$$\frac{1}{4\pi} \int_0^\pi \int_{-1}^1 M_{11}(\mu, \varphi) d\mu d\varphi = 1 \quad (2.20)$$

avec  $\mu = \cos(\theta)$ ,  $\theta$  angle d'élevation et  $\varphi$  angle d'azimuth.

**Facteur d'asymétrie.** Le *facteur d'asymétrie*  $g$  résume la tendance de la particule à diffuser plutôt vers l'avant ou l'arrière :

$$g = \frac{\int_0^\pi \int_{-1}^1 M_{11}(\mu, \varphi) \mu d\mu d\varphi}{\int_0^\pi \int_{-1}^1 M_{11}(\mu, \varphi) d\mu d\varphi} \quad (2.21)$$

avec  $\mu = \cos \theta$ . Ce facteur tend vers 1 pour une diffusion vers l'avant ( $\theta = 0$ ), vers -1 pour une diffusion vers l'arrière ( $\theta = \pi$ ) et vers 0 pour une diffusion isotrope (i.e. égale dans toutes les directions) ou symétrique entre l'avant et l'arrière.

## 2.2.4 Propagation d'un faisceau dans un milieu diffusant

Si les propriétés de polarisation ne sont pas prises en compte, un faisceau lumineux est principalement caractérisé par son intensité  $I(\mathbf{k})$  qui donne sa luminance dans la direction  $\mathbf{k}$ . L'intensité décroît dans le milieu par extinction, suivant l'équation 2.6 :  $dI = -\alpha I dl$ . L'évolution de  $I$  suit alors l'équation des photons balistiques (Marchuk et al., 1980) :

$$\frac{1}{c} \frac{dI}{dt} = -\mathbf{k} \cdot \vec{\nabla} I - \alpha I + I_0 \quad (2.22)$$

avec  $I_0$  Intensité source du faisceau lumineux et  $c$  vitesse de la lumière.

D'autre part, la diffusion du faisceau par les particules du milieu se traduit par une propagation lumineuse dans toutes les directions de l'espace repérées par  $\mathbf{k}'$ , suivant le coefficient d'extinction par diffusion  $\alpha_d$  et la fonction de diffusion  $M_{11}(\mathbf{k}, \mathbf{k}')$  (sect. 2.2.3.3). Par conséquent, le faisceau de direction  $\mathbf{k}$  peut voir sa luminance augmentée par la diffusion d'un autre faisceau de direction  $\mathbf{k}'$ . Cette augmentation est proportionnelle à la luminance  $I(\mathbf{k}')$  et vaut  $\alpha_s M_{11}(\mathbf{k}, \mathbf{k}') I(\mathbf{k}')$ . En l'introduisant dans l'équation 2.22, on obtient l'équation de transfert radiatif

$$\frac{1}{c} \frac{dI}{dt} = -\mathbf{k} \cdot \vec{\nabla} I - \alpha I + I_0 + \alpha_s \int_{\text{espace}} d\mathbf{k}' \cdot M_{11}(\mathbf{k}, \mathbf{k}') I(\mathbf{k}') \quad (2.23)$$

Cependant, à ce stade, cette équation n'inclut que la luminance  $I$  du faisceau, et par conséquent ne peut décrire correctement toutes ses propriétés, telles que son état de polarisation. Afin de rendre compte de la capacité du milieu à modifier la polarisation du faisceau, la fonction de diffusion  $M_{11}(\mathbf{k}, \mathbf{k}')$  doit être remplacée par la matrice complète de diffusion  $M(\mathbf{i}, \mathbf{k}, \mathbf{i}', \mathbf{k}')$ , qui dépend de l'orientation du champ électrique dans le plan de référence (vecteur  $\mathbf{i}$ ). Tout faisceau incident ( $\mathbf{i}', \mathbf{k}'$ ) décrit par un vecteur de Stokes  $\mathbf{S}'$  et diffusé dans l'état  $(\mathbf{i}, \mathbf{k})$  sera alors décrit par  $\mathbf{S} = M \cdot \mathbf{S}'$ . L'équation 2.23 devient alors :

$$\frac{1}{c} \frac{d\mathbf{S}}{dt} = -\mathbf{k} \otimes \vec{\nabla} \mathbf{S} - \alpha \mathbf{S} + \mathbf{S}_0 + \alpha_s \int_{\text{espace}} d\mathbf{k}' \cdot M(\mathbf{i}, \mathbf{k}, \mathbf{i}', \mathbf{k}') \mathbf{S}(\mathbf{i}', \mathbf{k}') \quad (2.24)$$

Le choix des vecteurs  $\mathbf{i}$  est pris en compte de façon simple par l'application de matrices de rotation (Sect. 2.2.1) :  $M(\mathbf{i}, \mathbf{k}, \mathbf{i}', \mathbf{k}') = L(-\varphi_2) \cdot M(0, \mathbf{k}, 0, \mathbf{k}') \cdot L(\varphi_1)$  avec  $\varphi_1$  et  $\varphi_2$  angles entre  $\mathbf{i}, \mathbf{i}'$  et le plan de diffusion.

Etant donné la forme de  $L$  (voir Eq . 2.4) la fonction de diffusion (élément  $M_{11}$ ) est indépendant du choix de ces vecteurs.

### 2.2.5 Conclusion

Dans cette section, nous avons décrit les propriétés principales des cirrus, ainsi que leur importance dans le cadre de la météorologie terrestre. Nous avons vu que leur couverture nuageuse permanente du globe en faisait des acteurs principaux du bilan radiatif terrestre. Nous nous sommes attardés sur leur contexte de formation, ainsi que sur les processus de création de cristaux qui mènent à leur apparition. Nous avons également pu voir qu'à l'heure actuelle, le manque d'information concernant leurs propriétés radiatives en faisait une source d'incertitude majeure dans l'établissement du bilan radiatif terrestre.

Pour obtenir davantage d'information sur les propriétés radiatives des cirrus, il est nécessaire d'étudier leurs propriétés microphysiques. En effet, comme nous l'avons vu dans ce chapitre, les propriétés optiques et radiatives d'un nuage dépendent en grande partie des caractéristiques des particules le composant. Dans la suite de cette thèse, nous nous attacherons donc à l'étude des propriétés microphysiques des cirrus en utilisant les mesures de divers instruments de télédétection (lidar, polder, radiomètre) et plusieurs outils numériques permettant d'interpréter leurs observations (Chap. 3 et 4).

## Chapitre 3

# Simulation des propriétés optiques des cristaux

Dans ce chapitre, une simulation sera développée afin de restituer les propriétés optiques de cristaux de glace, ce qui se ramène au calcul des sections efficaces de diffusion et de la dépendance angulaire de la matrice de diffusion. Un des objectifs principaux est d'établir l'influence de l'orientation d'un cristal de glace sur son comportement diffusant, et les conséquences pour les mesures par télédétection. Tout d'abord, le problème sera replacé dans le contexte des simulations numériques de phénomènes de diffusion (Sect. 3.1), et les hypothèses réalisées délimitant son domaine d'application seront décrites. Ensuite nous nous attarderons sur les divers processus physiques et interactions impliqués (Sect. 3.2), en apportant une attention particulière aux propriétés de rétrodiffusion, cruciales pour l'étude des mesures lidar. Finalement, nous étudierons en détail les résultats de la simulation concernant les paramètres microphysiques des nuages : taille, orientation et forme d'un cristal de glace (Sect. 3.3). Les calculs seront tout d'abord effectués pour des cristaux en orientation aléatoire afin de valider les simulations, puis appliqués à l'étude des cristaux orientés horizontalement<sup>1</sup>.

### 3.1 Méthodes numériques

#### 3.1.1 Modélisation de phénomènes électromagnétiques

Comme nous l'avons vu dans la section 2.1.3, les particules de glace présentes dans les cirrus sont en règle générale fortement non sphériques. Les théories analytiques, telles que celles de Mie ou Rayleigh qui font l'hypothèse de la sphéricité de la particule, sont donc inutilisables pour modéliser les propriétés diffusantes de ces particules. Par conséquent des méthodes numériques nouvelles ont été développées, mieux adaptées aux particules non sphériques. Il existe d'une part, des modèles exacts fondés sur la résolution analytique des équations de l'électromagnétisme de Maxwell : *Separation of Variables Method* (SVM Oguchi (1973)), *Finite Element Method* (FEM), *Finite Difference Time Domain method* (FDTD), *Discrete Dipole Approximation* (DDA Purcell et Pennypacker (1973); Draine et Flatau (1994)), *T-Matrix* Mishchenko (1991)... D'autre part, on trouve des modèles fondés sur des approximations : *Optique Géométrique* (OG Wendling et al. (1979); Takano et Jayaweera (1985)),

---

<sup>1</sup>V. Noel, G. Ledanois, H. Chepfer, P. H. Flamant : Computation of the single-scattering matrix for non-spherical particles randomly or horizontally oriented in space, 2001, *Applied Optics*, **40** (24), 4365-4375.

*Anomalous Diffraction Theory* (ADT Van de Hulst (1957))... Chaque méthode fait ses propres hypothèses, ce qui conduit à des domaines de validité différents, résumés dans le tableau 3.1.

METHODE	PRÉCISION	FORMES	$\chi$
SVM	Exacte	Sphéroïdes	$\leq 35$
DDA	Précis pour $N \rightarrow \infty$	Arbitraire	$\leq 15$
T-Matrix	Exacte	Symétriques par rotation	$\leq 85$
OG	Approximation	Arbitraire	$\geq 60$
FDTD	Exact	Arbitraire	$\leq 20$
ADT	Approximation	sphéroïdes, cylindres	$\gg 1$

TAB. 3.1 – Méthodes numériques de simulation de diffusion par des particules non sphériques (Mishchenko et al., 1996, en partie).

### 3.1.2 L'Optique Géométrique : principe et hypothèses

Dans le cadre de l'étude des cristaux de glace par télédétection dans le domaine du visible, le rayon équivalent moyen  $r$  des particules de glace étant supérieur à  $10 \mu m$ , le paramètre de taille  $\chi > 20\pi > 60$  (Eq. 2.7). Parmi les méthodes présentées (Table 3.1), la seule permettant de modéliser les propriétés diffusantes de ces particules est donc l'Optique Géométrique<sup>2</sup>. Cette méthode assimile l'onde plane incidente à un groupe de faisceaux lumineux parallèles d'extension spatiale nulle, ce qui revient à considérer une particule infiniment grande face à la longueur d'onde et à négliger les phénomènes ondulatoires d'interférence lumineuse. Cette hypothèse est valide pour des particules de taille très supérieure à la longueur d'onde du faisceau lumineux incident. Cependant, de nombreuses mesures *in situ* montrent la présence dans les cirrus de particules de petite taille (sect. 2.1.3), donc hors du domaine de validité de l'Optique Géométrique. Ces particules pourraient être prises en compte en utilisant une des autres méthodes présentées dans le tableau 3.1, cependant à l'heure actuelle la proportion et la forme des petites particules dans les cirrus est encore mal connue, ce qui rend leur prise en compte hasardeuse.

Le but de ce chapitre est de restituer les sections efficaces et la matrice de diffusion (Sect. 2.2.3.3) d'un cristal de glace dans le domaine de validité de l'optique géométrique. Pour cela, on utilisera la technique du *ray-tracing*, ou suivi de rayon, qui fut développée et améliorée par Jacobowitz (1971), Wendling et al. (1979), Coleman et Liou (1981), Cai et Liou (1982). Elle a été mise à profit pour déterminer les propriétés optiques de nombreuses formes de cristaux de glace, notamment les cristaux prismatiques à base hexagonale Takano et Liou (1989); Macke (1993), les rosettes Iaquinta et al. (1995), les colonnes creuses Sassen et Knight (1994), les cristaux avec inclusions Macke et al. (1996a) ou les polycristaux Macke et al. (1996b)...

## 3.2 Calcul des propriétés optiques

La technique du ray-tracing nécessite tout d'abord une modélisation en trois dimensions de la forme du cristal étudié. Une série de faisceaux lumineux est alors envoyée à la rencontre du cristal. Le trajet de chaque faisceau est suivi individuellement, en appliquant les lois de Fresnel et de Snell-Descartes lors d'interactions aux surfaces. En présence d'un grand nombre de particules diffusantes, les matrices de diffusion des particules individuelles se

<sup>2</sup>Le phénomène de biréfringence n'est pas pris en compte, son influence sur la polarisation et la diffusion étant négligeable Takano et Liou (1989).

combinent pour donner la matrice de diffusion totale du milieu (Sect.2.2.3.3). Dans le cas présent, toute interaction produisant un faisceau transmis hors du cristal contribuera à l'élaboration de sa matrice totale. L'envoi d'un nombre suffisant ( $N > 10^6$ ) de faisceaux lumineux donnera une bonne estimation des propriétés optiques du cristal.

### 3.2.1 Modèle du milieu diffusant

Les différentes propriétés de la particule modélisée sont résumées dans le tableau 3.2, et décrites dans les sections suivantes.

PARAMÈTRE	PROPRIÉTÉ DE LA PARTICULE	ORDRE DE GRANDEUR
$r$	rayon effectif	$\sim 50 \mu m$
$\theta_{max}$	angle d'oscillation max. / horizontale	$0 - \frac{\pi}{2}$
$\theta_c$	angle d'élévation du cristal	$0 - \theta_{max}$
$\varphi_c$	angle azimuthal du cristal	$0 - 2\pi$
$\alpha_c$	angle rotation du cristal	$0 - \frac{2\pi}{6}$
$m(\lambda)$	indice de réfraction	dépend de la longueur d'onde

TAB. 3.2 – Paramètres de définition du cristal

#### 3.2.1.1 Taille des particules

Le ray-tracing représente chaque faisceau lumineux par un vecteur d'extension spatiale nulle. Par conséquent la taille de la particule elle-même n'a pas d'influence sur les résultats du processus de ray-tracing. Par contre, la diffusion angulaire simulée par ray-tracing ne concerne que la moitié de l'énergie du faisceau, l'autre moitié étant soumise à l'action de la *diffraction* (Sect. 3.2.4). Ce phénomène étant très sensible au paramètre de taille  $\chi$ , il convient d'en tenir compte. La diffraction n'influe que sur la lumière diffusée *vers l'avant*, dans un cône de très faible largeur angulaire. Définir une forme réaliste de distribution en taille (telle qu'une gamma modifiée) n'aurait donc que peu d'influence sur l'enveloppe globale de la fonction de diffusion. Dans un souci de simplification, une distribution en taille monodispersivie centrée autour de  $r=50 \mu m$  a été retenue.

#### 3.2.1.2 Forme des particules

Il serait difficile, voire impossible, de prendre en compte de façon exhaustive la totalité des formes de particules présentes dans les cirrus, tant les mesures *in situ* montrent une grande diversité de formes (Sect. 2.1) : plaquettes, colonnes, agrégats, fractales, rosettes... Bien qu'il soit envisageable de dresser un catalogue des propriétés de diffusion du plus grand nombre possible de formes de particules, cette voie de recherche semble peu adaptée au problème inverse et aux applications de télédétection. La présente étude s'applique plutôt à modéliser les propriétés optiques d'une forme fondamentale de cristal : la colonne à base hexagonale. L'eau cristallisant naturellement sous forme hexagonale, celle-ci décrit bien la plupart des particules dans leurs stades primitifs de formation, et elle est couramment rencontrée dans les nuages de haute altitude Heymsfield et Platt (1984); Downing et Radke (1990); Miloshevich et Heymsfield (1996); Kumai (1982). Par ailleurs, étant donné que les particules plus complexes dérivent de cette forme fondamentale, il est possible qu'elles héritent en partie des propriétés optiques qui lui sont associées Minnis et al. (1990).

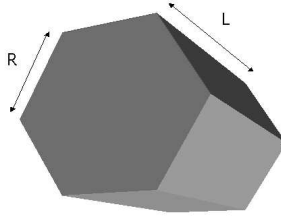


FIG. 3.1 – Forme de cristal simulée : colonne à base hexagonale

Les dimensions de la particule peuvent être ajustées par l'intermédiaire du facteur de forme  $Q = \frac{L}{2R}$ , avec  $L$  longueur d'un côté du cristal et  $R$  longueur d'un côté de l'hexagone de base (Fig. 3.1). Un choix pertinent de  $Q$  permettra donc de modéliser, au choix, des plaquettes ( $Q < 1$ ), des colonnes ( $Q > 1$ ) et toutes les formes intermédiaires. Pour l'étude actuelle, le domaine de sélection de  $Q$  sera borné par des valeurs extrêmes rarement rencontrées en pratique ( $0.01 < Q < 10$ ).

### 3.2.1.3 Indice de réfraction du milieu

L'indice de réfraction d'un milieu diffusant est fonction directement de la longueur d'onde du faisceau incident et, dans le cas de la glace, de la température du milieu. Dans le cas présent, plusieurs longueurs d'onde comparables à celles utilisées en télédétection active ont été sélectionnées. Ainsi, en faisant l'hypothèse que la particule présente une température moyenne de  $-40^\circ\text{C}$  et que la longueur d'onde du faisceau incident est de 532 nm, son indice de réfraction sera  $m = 1.311 + 3.1e^{-9}i$  Warren (1984).

### 3.2.1.4 Systèmes d'axes

Pour pouvoir décrire la diffusion angulaire d'une onde électromagnétique par une particule non sphérique, la particule doit pouvoir être positionnée dans un référentiel fixe, et les directions des faisceaux incident et transmis repérés par rapport à celle-ci. Pour cela un système de coordonnées invariant ( $\mathbf{i}_L, \mathbf{j}_L, \mathbf{k}_L$ ) est défini, appelé référentiel du laboratoire et noté  $R_L$ . Le vecteur  $\mathbf{k}_L$  indique la direction verticale du laboratoire. Un référentiel propre au cristal est également nécessaire, il est défini comme ( $\mathbf{i}_c, \mathbf{j}_c, \mathbf{k}_c$ ) et noté  $R_c$  : son axe vertical  $\mathbf{k}_c$  est normal à une facette hexagonale du cristal, et l'axe  $\mathbf{i}_c$  représente la normale à une facette rectangulaire, choisie arbitrairement. Lorsque la particule est au "repos", les deux référentiels  $R_L$  et  $R_c$  coïncident.

### 3.2.1.5 Orientation de la particule

Choisir une orientation pour la particule revient à positionner son repère  $R_c$  dans le repère général du laboratoire  $R_L$ . Pour cela, trois angles sont définis :  $\theta_c$ ,  $\varphi_c$  et  $\alpha_c$  (Fig. 3.2). Les angles  $\theta_c$  et  $\varphi_c$  positionnent le vecteur  $\mathbf{k}_c$  dans  $R_L$ , et sont appelés respectivement angle d'*élévation* et angle d'*azimuth*. L'angle  $\alpha_c$  détermine la rotation du cristal autour de son axe principal, c'est à dire la rotation du vecteur  $\mathbf{i}_c$  autour de l'axe  $\mathbf{k}_c$ .

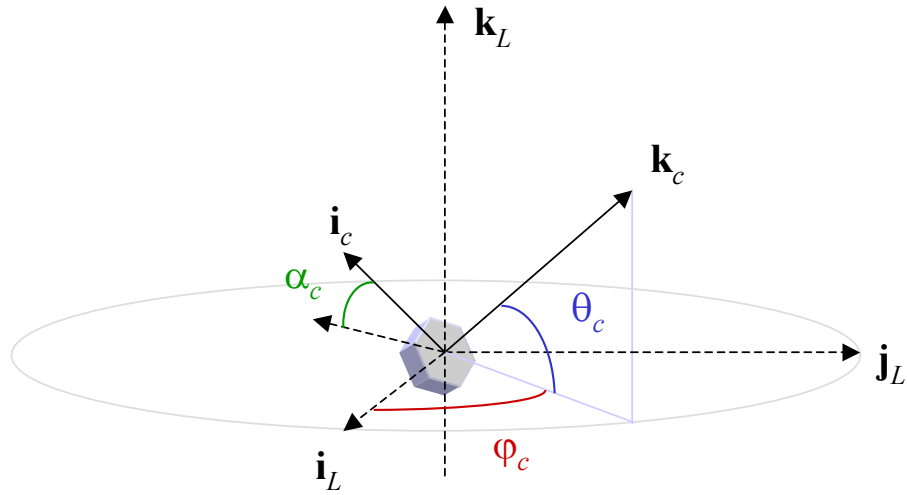


FIG. 3.2 – Référentiel du laboratoire  $R_L$  (vecteurs  $\mathbf{i}_L$ ,  $\mathbf{j}_L$  et  $\mathbf{k}_L$ ), référentiel du cristal  $R_c$  (vecteurs  $\mathbf{i}_c$ ,  $\mathbf{j}_c$  et  $\mathbf{k}_c$ ) et angles du cristal  $\theta_c$ ,  $\varphi_c$  et  $\alpha_c$ .

En règle générale, les études de propriétés optiques de particules dans les nuages font l'hypothèse de *l'orientation aléatoire*. En d'autres termes, chaque particule a une probabilité équivalente d'être orientée dans n'importe quelle direction de l'espace. Rappelons que dans ce cas, la matrice de diffusion présente une symétrie azimuthale (elle est donc exprimée comme fonction d'un seul angle  $\Theta$  entre le faisceau incident et le faisceau transmis) et ne présente plus que 6 éléments indépendants (voir Eq. 2.18). L'hypothèse d'orientation aléatoire simplifie donc considérablement la représentation de cette matrice et l'analyse de ses variations. En pratique, cela signifie que lors de la simulation les angles  $\theta_c$ ,  $\varphi_c$  et  $\alpha_c$  seront déterminés aléatoirement.



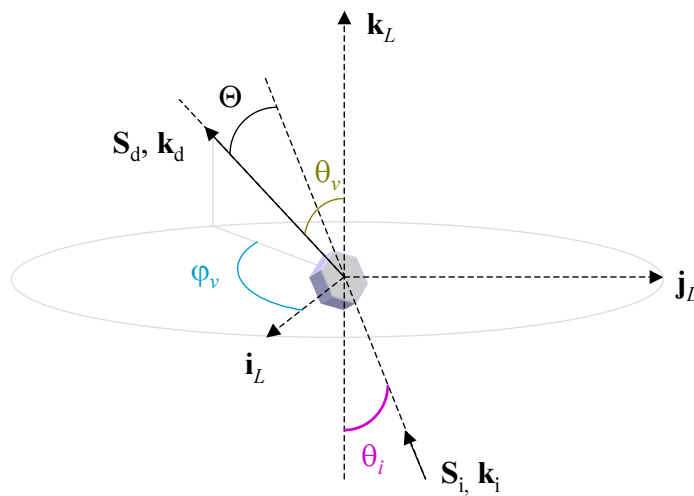


FIG. 3.3 – Directions des faisceaux incident  $\mathbf{S}_i$  (vecteur  $\mathbf{k}_i$ ), repéré par les angles  $\theta_v$  et  $\varphi_v$ , et transmis  $\mathbf{S}_d$  (vecteur  $\mathbf{k}_d$ ) repéré par l'angle  $\theta_i$  dans le repère  $R_L$  (vecteurs  $\mathbf{i}_L$ ,  $\mathbf{j}_L$  et  $\mathbf{k}_L$ ).

Cependant, de nombreuses mesures réalisées dans les cirrus ne peuvent s'expliquer dans le cadre de l'orientation aléatoire Thomas et al. (1990); Chepfer et al. (1999). Une explication possible de ces mesures suppose la présence dans les cirrus de particules orientées horizontalement (Sect. 2.1.3). En effet, les cristaux en subsidence s'orientent afin d'offrir le maximum de résistance à l'air, donc, dans le cas de plaquettes, leurs faces hexagonales perpendiculaires à la direction de chute Lynch et al. (1994a,b); Shanks et Lynch (1995). Ce phénomène, appelé par la suite *orientation préférentielle*, sera simulé en faisant osciller les particules autour d'une position de "repos" comprise dans le plan horizontal, pour laquelle  $\theta_c = 0$ . Pour cela, un angle d'oscillation maximum  $\theta_{max}$  est choisi au préalable, et lors de la simulation, l'angle  $\theta_c$  entre la verticale  $\mathbf{k}_L$  et l'axe principal du cristal  $\mathbf{k}_c$  (Fig. 3.2) sera choisi aléatoirement entre 0 et  $\theta_{max}$ . Par ailleurs, la matrice de diffusion ne présente plus de symétrie azimuthale, elle doit donc être exprimée en fonction de trois angles :  $\theta_v$  et  $\varphi_v$  désignant la direction de propagation  $\mathbf{k}_d$  du faisceau diffusé, et  $\theta_i$  direction de propagation  $\mathbf{k}_i$  du faisceau incident (le repère du laboratoire est pris tel que le faisceau incident soit compris dans le plan  $(\mathbf{j}_L, \mathbf{k}_L)$ , d'où  $\varphi_i = 0$ , Fig. 3.3). Notons que même dans le cas de particules préférentiellement orientées, il est parfois utile de se référer à l'angle de diffusion  $\Theta$ , notamment pour décrire les diffusions vers l'avant ( $\Theta = 0$ ) et vers l'arrière ( $\Theta = \pi$ ).

Cependant, si l'angle d'oscillation maximum est progressivement augmenté, les propriétés optiques d'une particule préférentiellement orientée tendent rapidement vers celles d'une particule orientée aléatoirement. Par conséquent, deux régimes d'oscillation particuliers seront favorisés lors de l'étude : celui des faibles oscillations ( $\theta_{max} < 20^\circ$ ), et celui des oscillations aléatoires, qui sont traitées comme un cas particulier de l'orientation préférentielle en posant  $\theta_{max} = \frac{\pi}{2}$ . Dans le cas des oscillations préférentielles l'étude se focalisera sur les plaquettes ( $Q < 1$ ), le phénomène d'orientation préférentielle étant plus probable pour de telles particules.

### 3.2.2 Initialisation du lancer de rayon

Dans un premier temps le cristal est positionné dans le repère du laboratoire  $R_L$  : son angle d'élévation  $\theta_c$  est choisi aléatoirement entre 0 et  $\theta_{max}$ , son angle d'azimut  $\varphi_c$  entre 0 et  $2\pi$ , puis une rotation d'un angle  $\alpha_c$  (choisi entre 0 et  $\frac{2\pi}{6}$ ) est effectuée autour de son axe principal  $\mathbf{k}_c$ . Ensuite le faisceau lumineux est initialisé dans le plan  $(\mathbf{j}_L, \mathbf{k}_L)$  : l'angle d'incidence  $\theta_i$  entre sa direction initiale et la verticale  $\mathbf{k}_L$  est fixé à l'avance par l'utilisateur (une visée au zénith correspond à  $\theta_i = 0$ ), le faisceau attaquant le cristal par le dessous (configuration adaptée à la simulation de mesures lidar, Fig. 3.3). Les coordonnées de départ du faisceau sont choisies aléatoirement sur un disque  $D$  de surface suffisante pour englober la plus grande diagonale du cristal et de normale parallèle à la direction  $\theta_i$  (Fig. 3.3). Finalement, une matrice identité  $M_0$  est attribuée au faisceau :

$$M_0 = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (3.1)$$

Ces paramètres de départ déterminent totalement le parcours futur du photon envoyé à la rencontre du cristal.

### 3.2.3 Interactions aux interfaces

Chaque interaction entre le faisceau et une face du cristal générera deux nouveaux faisceaux. Considérons un faisceau incident ayant déjà pénétré le cristal, le faisceau transmis quitte le cristal et contribue à l'estimation de

la matrice du cristal  $M_{total}$  (voir Sect. 3.2.5), alors que le faisceau réfléchi poursuit son chemin dans le cristal en donnant lieu à de nouvelles interactions. Chaque faisceau possède sa propre matrice de Mueller : une matrice réfléchie  $\mathbf{M}_R$  et une matrice transmise  $\mathbf{M}_T$  (pouvant être nulle dans le cas de la réflexion totale). Le calcul de ces matrices se fait par l'application des matrices de réflexion  $\mathbf{R}$  et de transmission  $\mathbf{T}$ , par l'intermédiaire de la matrice de rotation  $\mathbf{L}$  ramenant  $\mathbf{M}_0$  dans le plan d'incidence (Eq. 2.4) :

$$\begin{aligned}\mathbf{M}_R &= \mathbf{R} \cdot \mathbf{L} \cdot \mathbf{M}_0, \\ \mathbf{M}_T &= \mathbf{T} \cdot \mathbf{L} \cdot \mathbf{M}_0\end{aligned}\quad (3.2)$$

Toujours dans le cas d'un faisceau incident à l'intérieur du cristal, les Matrices  $\mathbf{R}$  et  $\mathbf{T}$  sont données par Mishchenko et al. (2000) :

$$\begin{aligned}\mathbf{R} &= \frac{1}{2} \begin{bmatrix} r_{\parallel} r_{\parallel}^* + r_{\perp} r_{\perp}^* & r_{\parallel} r_{\parallel}^* - r_{\perp} r_{\perp}^* & 0 & 0 \\ r_{\parallel} r_{\parallel}^* - r_{\perp} r_{\perp}^* & r_{\parallel} r_{\parallel}^* + r_{\perp} r_{\perp}^* & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 2Re(r_{\parallel} r_{\perp}^*) & 2Im(r_{\parallel} r_{\perp}^*) \\ 0 & 0 & -2Im(r_{\parallel} r_{\perp}^*) & 2Re(r_{\parallel} r_{\perp}^*) \end{bmatrix}, \\ \mathbf{T} &= \frac{1}{2} \begin{bmatrix} t_{\parallel} t_{\parallel}^* + t_{\perp} t_{\perp}^* & t_{\parallel} t_{\parallel}^* - t_{\perp} t_{\perp}^* & 0 & 0 \\ t_{\parallel} t_{\parallel}^* - t_{\perp} t_{\perp}^* & t_{\parallel} t_{\parallel}^* + t_{\perp} t_{\perp}^* & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 2Re(t_{\parallel} t_{\perp}^*) & 2Im(t_{\parallel} t_{\perp}^*) \\ 0 & 0 & -2Im(t_{\parallel} t_{\perp}^*) & 2Re(t_{\parallel} t_{\perp}^*) \end{bmatrix}\end{aligned}\quad (3.3)$$

avec  $r_{\parallel}$ ,  $r_{\perp}$ ,  $t_{\parallel}$  et  $t_{\perp}$  les coefficients de Fresnel :

$$r_{\parallel} = \frac{m \cos \theta_i - \cos \theta_t}{m \cos \theta_i + \cos \theta_t}, \quad r_{\perp} = \frac{\cos \theta_i - m \cos \theta_t}{\cos \theta_i + m \cos \theta_t}, \quad (3.4)$$

$$t_{\parallel} = \frac{2 \cos \theta_i}{m \cos \theta_i + \cos \theta_t}, \quad t_{\perp} = \frac{2 \cos \theta_i}{\cos \theta_i + m \cos \theta_t} \quad (3.5)$$

avec  $m$  indice de réfraction du milieu diffusant,  $\theta_i$  angle du faisceau incident sur la surface,  $\theta_t$  angle du faisceau transmis donné par la relation de Snell-Descartes  $\sin \theta_i = m \sin \theta_t$ . Dans le cas où  $\frac{1}{m} \sin \theta_i > 1$ , ou réflexion totale, l'angle transmis est alors complexe et le faisceau transmis n'existe pas : la totalité de l'énergie est réfléchie. La matrice de réflexion est alors donnée par

$$\mathbf{R}_{totale} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & Re(r_{\parallel} r_{\perp}^*) & Im(r_{\parallel} r_{\perp}^*) \\ 0 & 0 & -Im(r_{\parallel} r_{\perp}^*) & Re(r_{\parallel} r_{\perp}^*) \end{bmatrix} \quad (3.6)$$

Après l'interaction, le faisceau restant à l'intérieur du cristal se propage dans sa nouvelle direction en donnant lieu à de nouvelles interactions, et ce processus est répété jusqu'à ce que l'énergie du faisceau passe en-dessous d'une valeur seuil déterminée à l'avance, à partir de laquelle la contribution devient négligeable. L'évolution moyenne de l'énergie portée par le faisceau au fur et à mesure des interactions avec les facettes du cristal est indiquée sur la Fig. 3.4. Au-delà de 15 interactions, le faisceau porte moins de 1% de l'énergie initiale. Le suivi du rayon est alors stoppé, et un nouveau rayon est lancé, en choisissant une nouvelle orientation du cristal dans les limites fixées au départ.

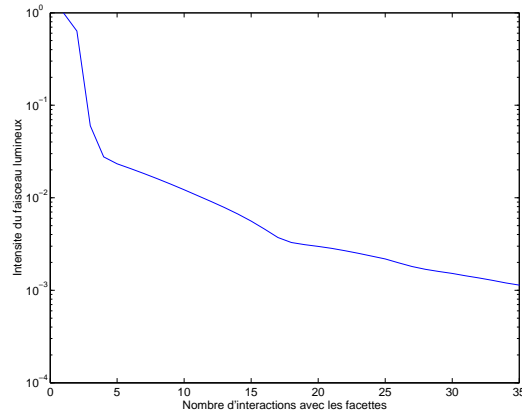


FIG. 3.4 – Evolution de l'intensité du faisceau au fur et à mesure des interactions avec les facettes du cristal.

## 3.2.4 Interactions particulières

### 3.2.4.1 Transmission-delta

Quand la lumière interagit avec des particules polyhédrales, une grande quantité d'énergie est transmise à travers les faces parallèles de ces cristaux. Le faisceau diffusé est alors colinéaire au faisceau incident. Ce type d'interaction (appelée fonction de transmission-delta d'après Takano et Liou (1989)) est fondamentalement différent de la diffusion angulaire. En effet, sa distribution angulaire correspond à un pic de Dirac centré sur  $\Theta = 0$ , donc de largeur angulaire nulle. La matrice de Mueller correspondante est donc nulle pour tous les angles de diffusion excepté  $\theta_v=0$ , où elle est diagonale.

Dans la pratique cette interaction est distinguée de la fonction de diffusion classique par une section efficace propre  $C_{delta}$  et une matrice de Mueller propre  $M_{delta}(\theta_v = 0)$  diagonale. Cette matrice n'a pas d'influence sur la polarisation du faisceau transmis, mais doit être prise en compte car elle représente une grande partie de l'énergie transmise. Sa contribution à la fonction de diffusion est donnée par le paramètre  $f_{delta}$  qui correspond à la fraction d'énergie lumineuse (i.e. le nombre de photons) subissant une transmission delta :

$$f_{delta} = \frac{C_{delta}}{C_d} = \frac{C_{delta}}{C_{delta} + C_{\theta} + C_D} \quad (3.7)$$

avec  $C_{\theta}$  section efficace de diffusion angulaire et  $C_D$  section efficace de diffraction (voir section suivante).

La fonction de transmission-delta doit également être prise en compte lors de la rétrodiffusion à  $\Theta = \pi$ . Son importance est toutefois moindre qu'en diffusion vers l'avant, mais doit être correctement estimée dans le cadre de l'étude de données lidar, qui favorise cette direction de diffusion.

Mishchenko et Macke (1998) ont montré que cette interaction était dominante pour les particules transparentes disposant de larges faces parallèles.

### 3.2.4.2 Diffraction de Fraunhofer

La contribution de la diffraction de Fraunhofer à la diffusion représente la moitié de l'énergie Takano et Liou (1989), elle est donc très importante surtout aux petits angles de diffusion. Cette relation implique que la section efficace de diffraction est égale à la moitié de la section efficace totale de diffusion ( $C_D = \frac{C_d}{2}$ ).

L'expression de la fonction de diffraction  $P_D(\theta, \varphi)$  d'un faisceau par un obstacle de section efficace  $A$  dans la direction  $(\theta, \varphi)$  est donnée par Bohren et Huffmann (1983)

$$P_D(\theta, \varphi) = \frac{k^2}{4\pi} \int_A \exp(-ik \sin \theta (x \cos \varphi + y \sin \varphi)) (1 + \cos \theta) dx dy \quad (3.8)$$

Avec  $x$  et  $y$  les éléments d'intégration spatiale sur la section efficace  $A$ , et  $k = \frac{1}{\lambda}$  nombre d'onde. Dans le cas de l'approximation par un disque circulaire la fonction de diffraction est indépendante de l'angle azimuthal  $\varphi$  et devient :

$$P_D(\Theta) = \chi^2 \frac{(1 + \cos \Theta)}{2} \frac{J_1(\chi \sin \Theta)}{\chi \sin \Theta} \quad (3.9)$$

Avec  $J_1$  fonction de Bessel du premier ordre.  $P_D$  est alors fonction de l'angle de diffusion  $\Theta$  défini en Sect. 3.2.1.5. D'après l'équation 3.9, il apparaît que la largeur et la hauteur du pic de diffraction dépendent directement du paramètre de taille  $\chi$  : plus la taille de la particule est importante, plus le pic de diffraction est élevé et fin. Plus la particule sera petite et plus son comportement de diffusion angulaire sera influencé par la diffraction. Cette fonction est représentée sur la figure 3.5, pour une longueur d'onde  $\lambda = 0.532 \mu m$  et une particule de rayon équivalent  $r = 50 \mu m$ , aux angles de diffusion pour lesquels sa contribution est significative.

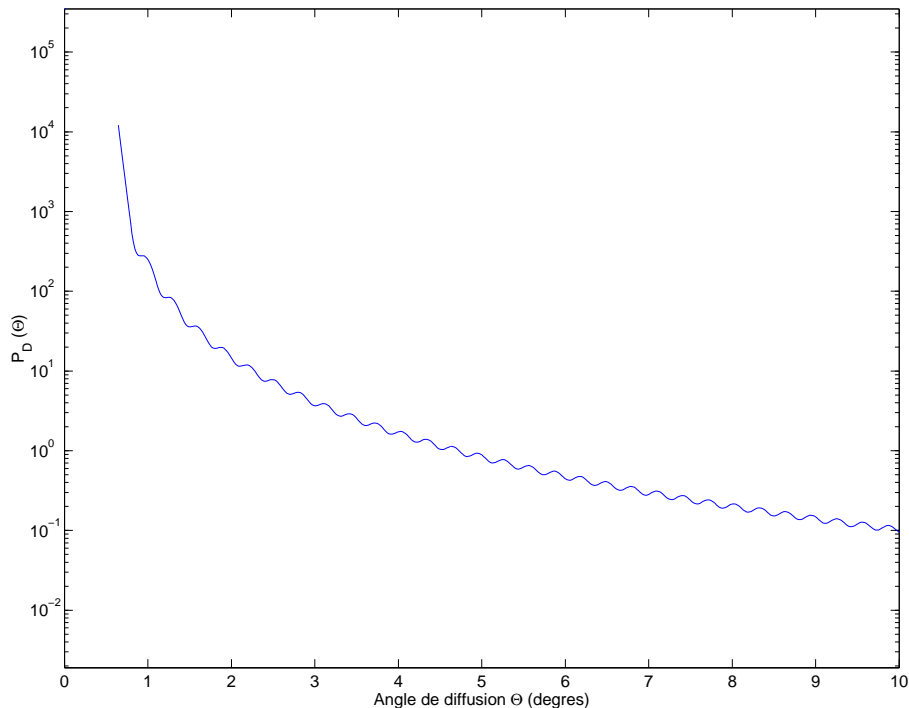


FIG. 3.5 – Fonction de diffraction aux petits angles.

### 3.2.4.3 Combinaison des interactions

La contribution de la diffraction doit être ajoutée à la diffusion angulaire calculée par ray-tracing. Nous avons vu que la fonction de diffusion  $M_{11}(\theta, \varphi)$  devait être normalisée à  $4\pi$  (Sect. 2.2.3.3). Dans l'hypothèse simplificatrice d'une fonction de diffusion indépendante de  $\varphi$ , la normalisation devient  $\int_{-1}^1 M_{11}(\mu) d\mu = 1$ , avec  $\mu = \cos \theta$ . Si la lumière diffusée et la lumière diffractée sont ajoutées, la valeur de normalisation de la fonction de diffusion devient  $1 - f_{delta}$ , avec  $f_{delta}$  rapport de la transmission-delta à  $\theta = 0^\circ$  sur la totalité de lumière diffusée.

La contribution de la diffraction peut également être quantifiée par un facteur  $f_D$  égal au rapport de la quantité de lumière diffractée sur la quantité de lumière diffusée (hors transmission-delta) :

$$f_D = \frac{C_D}{C_{total \ hors \ delta}} \quad (3.10)$$

Or,  $C_D = \frac{C_d}{2}$  et  $C_{total \ hors \ delta} = C_d(1 - f_{delta})$ , d'où

$$f_D = \frac{1}{2} \frac{C_d}{C_d(1 - f_{delta})} = \frac{1}{2(1 - f_{delta})} \quad (3.11)$$

La fonction de diffusion  $M_{total}(\theta_v, \varphi_v)$  peut alors s'exprimer comme la somme pondérée des différentes contributions :

$$M_{total}(\theta_v, \varphi_v) = f_D P_D(\theta_v) I + (1 - f_D) M_\theta(\theta_v, \varphi_v) \quad (3.12)$$

en prenant  $P_D$  fonction de diffraction,  $M_\theta$  matrice de diffusion angulaire et  $I$  matrice diagonale unité.

## 3.2.5 Détection du faisceau

Tout faisceau quittant le cristal transporte sa propre matrice de Mueller qui doit être comptabilisée pour l'estimation de la matrice totale de diffusion du cristal. Pour cela, une sphère est simulée autour de la particule, composée de "détecteurs" (des "cases" que le faisceau peut intercepter), repérés dans le repère  $R_L$  par les bornes angulaires  $(\theta_1, \theta_2 \dots \theta_N)$  et  $(\varphi_1, \varphi_2 \dots \varphi_N)$ . Un photon diffusé dans la direction  $\theta_v, \varphi_v$  sera comptabilisé dans les 4 cases  $(i, j)$   $(i, j+1)$   $(i+1, j)$  et  $(i+1, j+1)$  avec  $\theta_{v,i} < \theta_v < \theta_{v,i+1}$  et  $\varphi_{v,j} < \varphi_v < \varphi_{v,j+1}$ , en pondérant chaque contribution par la distance entre la direction réelle de diffusion et les bornes de la case.

Une attention particulière doit être portée aux bornes extrêmes ( $\Theta = \pi$  et  $\Theta = 0$ ). En effet, lors de la transmission vers l'avant ( $\Theta = 0$ ), une partie de l'énergie diffusé ne subit pas de transformation. Cette quantité d'énergie est facilement détectée est comptabilisée en tant que transmission-delta (Sect. 3.2.4). Par contre, la contribution delta (donc sans largeur angulaire) en rétrodiffusion ( $\Theta = \pi$ ) est bien plus difficile à détecter que pour une diffusion avant. Afin de contourner le problème, le cristal subit une légère déformation, qui élimine les phénomènes de transmission-delta. Cette déformation est prise en compte en définissant un angle maximal  $\varepsilon$  de déviation des facettes du cristal par rapport à la normale, et en sélectionnant aléatoirement un angle de déviation entre 0 et  $\varepsilon$ .

En envoyant suffisamment de faisceaux, la matrice de diffusion  $M_{total}(\theta_v, \varphi_v)$  sera définie pour tout angle de diffusion Asano (1983) :

$$M_{total}(\theta_v, \varphi_v) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N M_i(\theta_{v,i}, \varphi_{v,i}) \quad (3.13)$$

Avec  $N$  nombre de faisceaux suffisamment important (typiquement  $N > 10^6$ ).

Le premier élément de la matrice est alors normalisé tel que  $\int \int M_{11}(\Omega) d\Omega = 4\pi$  et les autres éléments sont définis relativement à  $M_{11}$ , sous la forme  $\frac{M_{ij}}{M_{11}}$ .

### 3.3 Résultats des simulations

Les divers paramètres de la simulation étant définis, le processus de ray-tracing peut débuter. Le temps de traitement des diverses interactions dépend du nombre de faisceaux  $N$  lancés à la rencontre du cristal, tout en sachant que la précision du résultat s'accroît avec le nombre de faisceaux. En règle générale,  $N$  est pris supérieur à  $10^6$ , ce qui conduit à des temps de calcul de l'ordre de l'heure.

Les résultats de la simulation sont résumés dans le tableau 3.3, et détaillés dans les sections suivantes.

---

SORTIE	PROPRIÉTÉ DU CRISTAL
$M(\theta, \varphi)$	Matrice de diffusion
$g$	Facteur d'asymétrie
$R/T$	Rapport d'énergie réfléchi/transmise
$C_\theta$	Section efficace de diffusion angulaire
$C_\delta$	Section efficace de transmission delta
$\Delta P$	Rapport de dépolarisation lidar

---

TAB. 3.3 – Paramètres en sortie de la simulation.

---

#### 3.3.1 Validation du code : orientation aléatoire des cristaux

La matrice de Mueller restituée pour des particules aléatoirement orientées ( $\theta_{max} = \frac{\pi}{2}$ ) présente l'organisation prévue par la théorie (Sect. 3.2.1.5), à savoir 6 éléments indépendants :  $M_{11}$ ,  $M_{12}$ ,  $M_{22}$ ,  $M_{33}$ ,  $M_{34}$  et  $M_{44}$ , et 8 éléments nuls. Par ailleurs, la symétrie azimutale de ces éléments permet une représentation en fonction de l'angle de diffusion  $\Theta$ . Les six éléments non-nuls sont présentés sur la figure 3.6, pour six facteurs de forme compris entre 0.05 et 2.5. Ce type de résultat a déjà été largement couvert dans la littérature (voir par exemple Macke (1993)), mais constitue une étape nécessaire à la validation du code de Monte-Carlo. Pour une description détaillée des différentes caractéristiques de la matrice de diffusion, notamment l'origine des divers pics de diffusion aux angles  $\theta = 22^\circ$  ou  $46^\circ$ , voir Cai et Liou (1982); Takano et Jayaweera (1985).

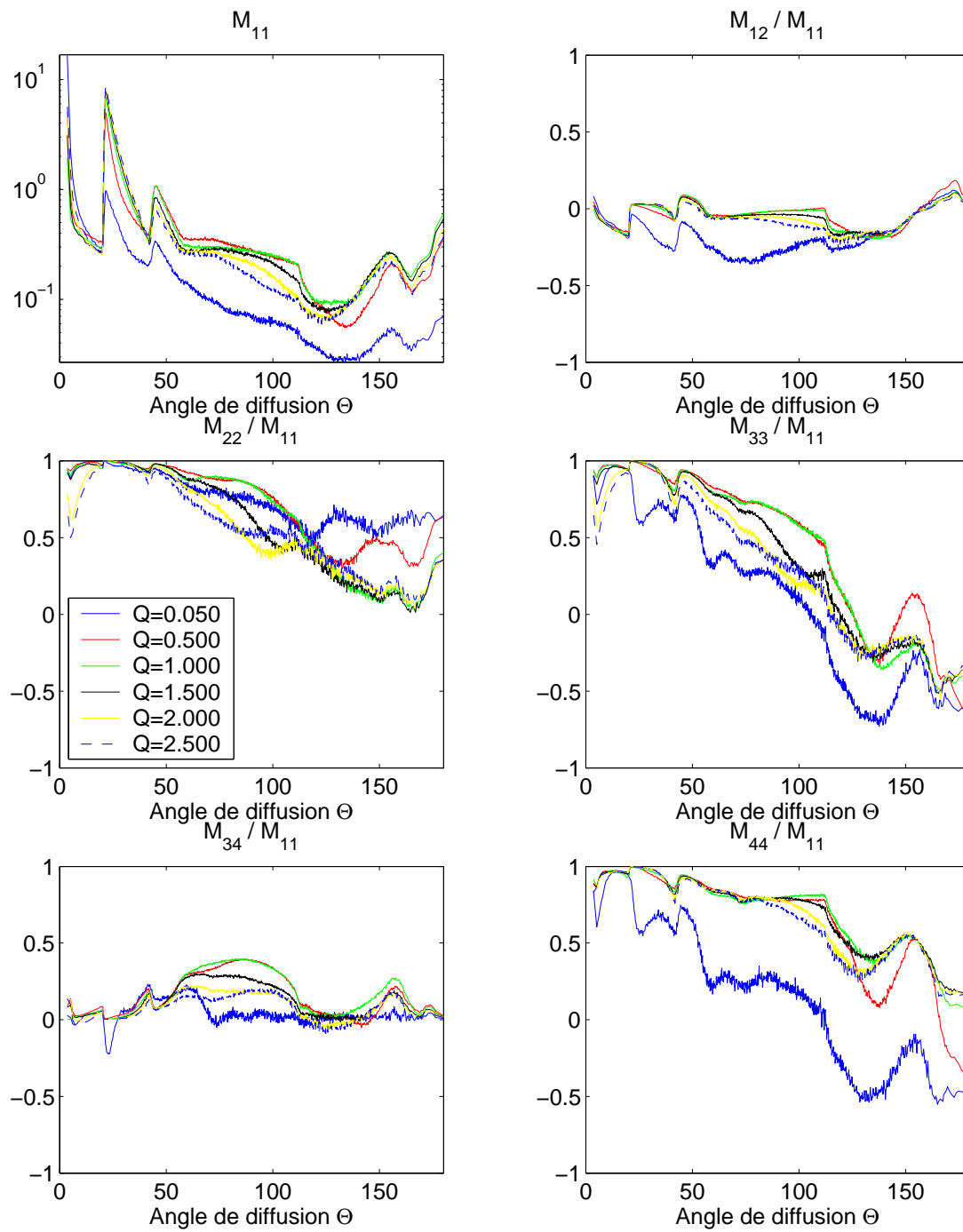


FIG. 3.6 – Evolution de la matrice de diffusion en fonction de l'angle de diffusion  $\Theta$ , pour des cristaux de plusieurs facteurs de forme, en orientation aléatoire.



### 3.3.1.1 Influence du facteur de forme

L'effet du facteur de forme sur la fonction de phase est clairement visible sur la figure 3.6 : l'importance des pics secondaires est modifiée (voir les halos situés à  $\Theta = 22^\circ$ ,  $\Theta = 46^\circ$ ). Pour les facteurs de forme peu élevés tels que  $Q = 0.05$ , la majorité des faisceaux lumineux est diffusée par les faces hexagonales du cristal, donc la proportion de lumière transmise vers l'avant est plus importante. Par contre, lorsque le facteur de forme devient élevé, les faces rectangulaires du cristal occupent une place prépondérante, ce qui mène à davantage de réflexions internes au cristal, qui donnent lieu à des pics de diffusion secondaires.

### 3.3.1.2 Influence de l'indice de réfraction

En s'intéressant plus particulièrement au premier élément de la matrice de diffusion  $M_{11}$ , une faible variation de l'indice de réfraction  $m$  entraîne un décalage dans la position des pics secondaires (Fig. 3.7). Faire passer la longueur d'onde incidente de  $\lambda = 0.532 \mu\text{m}$  à  $\lambda = 1.06 \mu\text{m}$  (longueurs d'onde utilisées couramment dans les lasers de lidars, Sect. 5) correspond à une variation de la partie réelle de l'indice de réfraction,  $Re(m)$ , de 1.31 à 1.28 et entraîne un décalage progressif des pics de diffusion vers les petits angles. Si  $Re(m)$  est progressivement augmenté, les pics secondaires finissent par s'atténuer totalement.

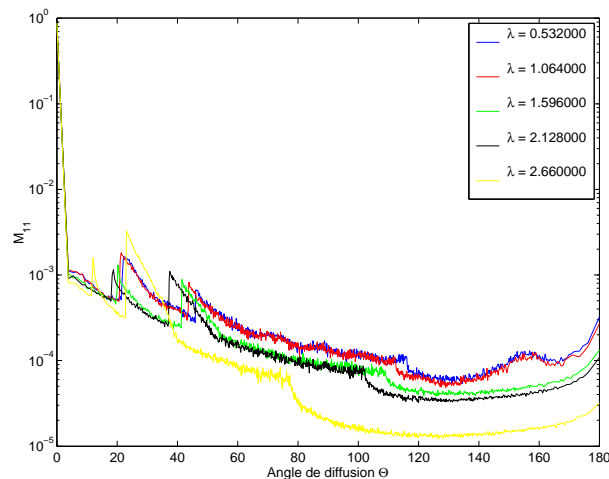


FIG. 3.7 – Evolution de la fonction de diffusion  $M_{11}(\Theta)$  en fonction de l'angle de diffusion  $\Theta$ , pour un cristal de facteur de forme  $Q = 0.05$  et d'orientation aléatoire, pour plusieurs longueurs d'onde.

### 3.3.1.3 Comparaison avec des résultats existants

Afin de vérifier la validité des résultats, la matrice de diffusion calculée dans cette étude fut comparée avec les résultats librement accessibles du code COPE (*Cirrus Optical Properties Enhanced*) de Michael Hess Hess et Wiegner (1994). Les éléments non nuls de la matrice de diffusion pour des cristaux aléatoirement orientés de facteurs de forme  $Q = 2.5$  sont présentés sur la figure 3.8 pour chacun des codes. Le code de la présente étude est indiqué par le nom SMOC (pour *Scattering Matrix of Oriented Crystals*). L'accord est bon entre les deux matrices : dans la comparaison présentée, le coefficient de corrélation varie entre 92.3% et 99.9% suivant les éléments de la matrice. Le code de ray-tracing présenté dans ce chapitre donne donc des résultats cohérents avec les études existantes.

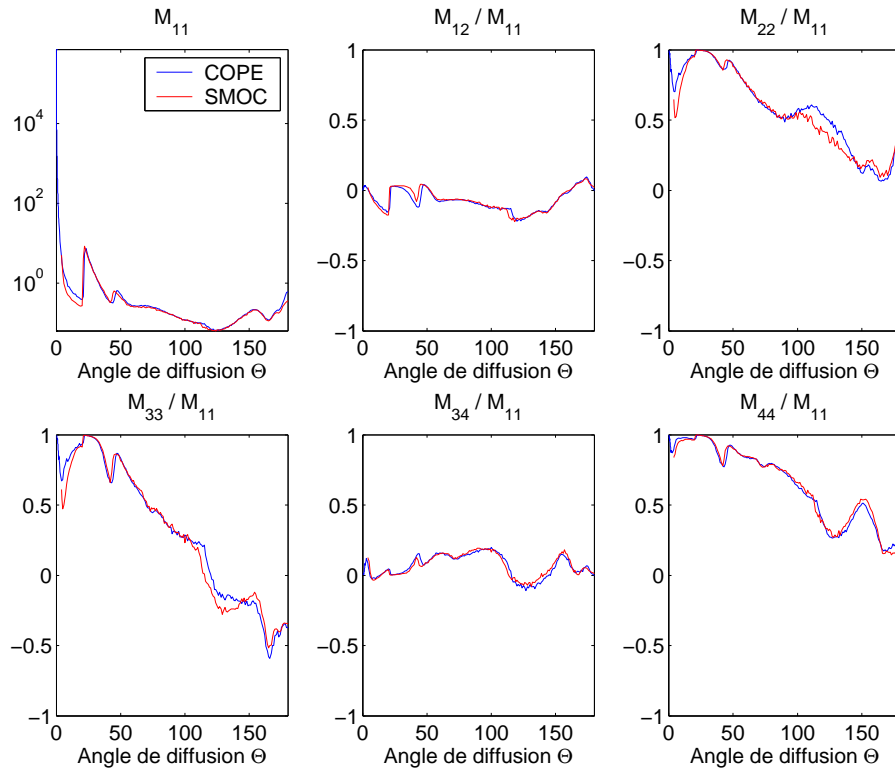


FIG. 3.8 – Evolutions comparées des matrices de diffusion en fonction de l’angle de diffusion  $\Theta$ , pour des cristaux de facteur de forme  $Q = 2.5$ , en utilisant les modèles SMOC et COPE Hess et Wiegner (1994)

### 3.3.2 Etude de sensibilité : impact de l'orientation sur la matrice de diffusion

Pour les particules oscillantes, orientées préférentiellement dans l'espace, la diffusion dépend non plus d'un seul angle, mais des trois angles d'incidence  $\theta_i$ , d'élévation  $\theta_v$  et d'azimut  $\varphi_v$  (Sect. 3.2.1, Fig. 3.3). Les matrices de diffusion simulées pour une valeur donnée de  $\theta_i$  sont alors représentées sur des diagrammes polaires  $(\rho, \theta)$ , avec la distance au centre  $\rho$  correspondant à  $\theta_v$  et l'angle  $\varphi$  correspondant à  $\varphi_v$ . Ainsi, le centre d'un diagramme polaire correspond à un faisceau diffusé dans la direction zénithale ( $\rho = 0$ , d'où  $\theta_v = 0$ ) et la circonférence du diagramme correspond à un faisceau diffusé dans la direction verticale basse ( $\rho = \pi$ , d'où  $\theta_v = \pi$ ). Un exemple de matrice de diffusion complète est présenté sur la figure 3.9, pour un angle d'incidence  $\theta_{inc} = 40^\circ$ , une oscillation maximale de  $\theta_{max} = 15^\circ$  et un facteur de forme  $Q = 0.05$ . L'élément  $M_{11}$  correspondant est présenté sur la figure 3.10, en repérant la position des caractéristiques les plus marquées. La contribution de la transmission-delta (Sect. 3.2.1) n'est pas représentée étant donné sa largeur angulaire nulle.

Dans la suite de cette section, nous nous intéresserons principalement à l'élément  $M_{11}$  de la matrice de diffusion. En effet, il est relativement simple de comprendre les implications de cet élément qui détermine la distribution angulaire de l'intensité lumineuse diffusée, alors que les autres éléments n'ont pas de relation directe avec des grandeurs physiques mesurables. La totalité de la matrice sera utilisée pour calculer l'impact des paramètres d'entrée (taille, orientation, etc.) sur des observations physiques telles que la quantité d'énergie réfléchie (Sect. 3.3.3).

Dans la plupart des cas, les diagrammes ont une organisation similaire : des valeurs non nulles regroupées formant des arcs circulaires, ou "couronnes", centrés autour de la direction incidente  $\theta_i$ , le reste du diagramme présentant des valeurs nulle. Cela se comprend facilement dans le cas de l'orientation aléatoire : les matrices de diffusion présentent alors une symétrie azimuthale totale autour du vecteur de direction incidente ( $\theta_v = \theta_i$ ,  $\varphi_v = 0$ ). Il paraît donc naturel d'observer des propriétés de symétrie partielle lorsqu'on s'intéresse à un milieu moins isotrope, telle que des cristaux orientés préférentiellement. La symétrie autour du plan principal de diffusion (le plan  $(\mathbf{j}_L, \mathbf{k}_L)$ , Fig. 3.3) est néanmoins toujours conservée, ce qui coïncide avec les propriétés de symétrie d'un ensemble de cristaux horizontalement orientés.

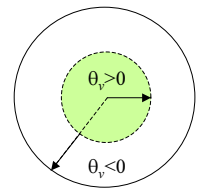
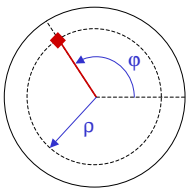
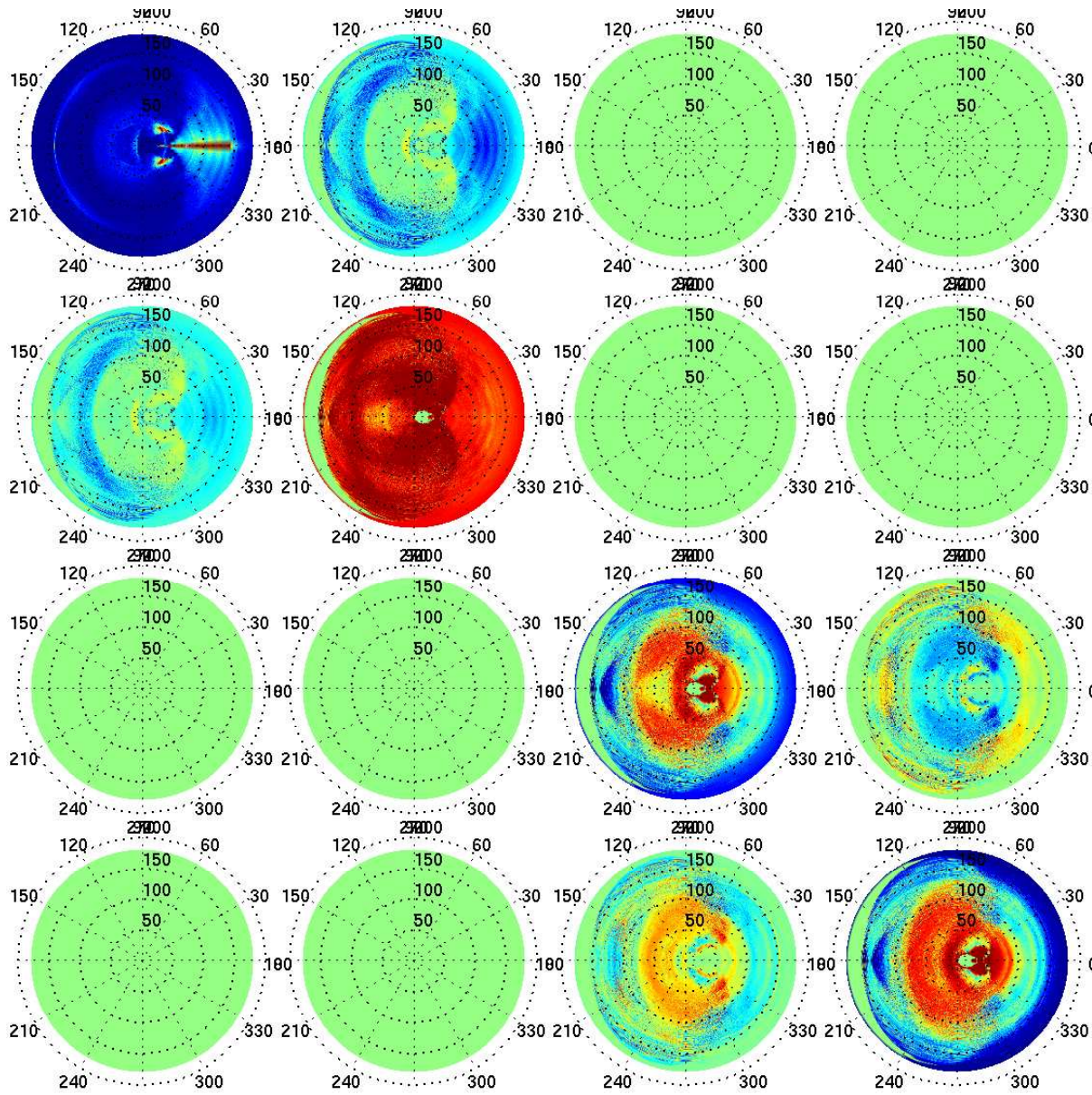


FIG. 3.9 – Matrice de diffusion complète pour  $\theta_{inc} = 40^\circ$ ,  $\theta_{max} = 15^\circ$ ,  $Q = 0.05$ ,  $m_r = 1.311$

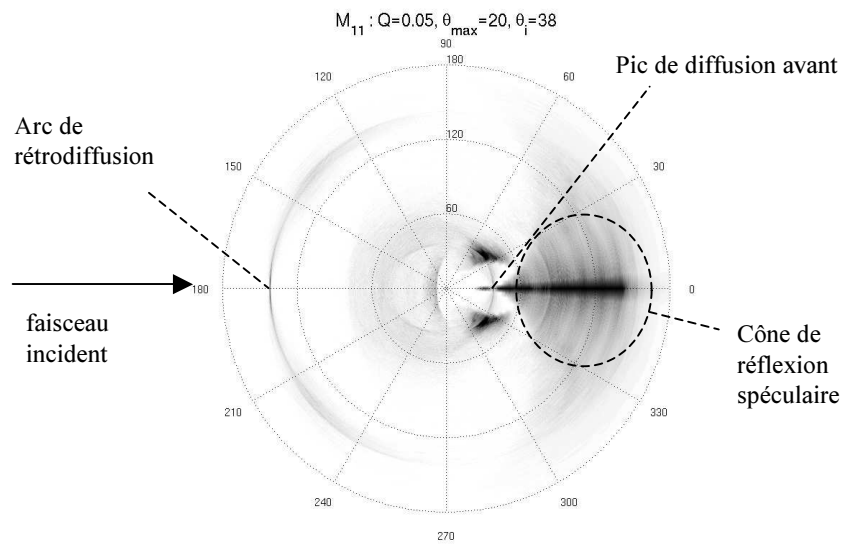


FIG. 3.10 – Premier élément de la matrice de diffusion  $M_{11}(\theta, \varphi)$  pour les mêmes conditions qu'à la figure 3.9.

### 3.3.2.1 Influence du rayon équivalent $r$

La taille de la particule n'influe pas sur les propriétés de diffusion angulaire (Sect. 3.2.1), mais son influence est importante sur le phénomène de diffraction (Sect. 3.2.4). Par conséquent, l'influence de la taille de particule n'est significative qu'aux faibles angles de diffusion ( $\Theta$  est de l'ordre de quelques degrés).

### 3.3.2.2 Influence du facteur de forme

La figure 3.11 montre l'évolution de l'élément  $M_{11}(\theta, \varphi)$  lorsque  $Q$  effectue une transition entre 0.05 et 1.0, pour un faisceau d'incidence  $\theta_i = 20^\circ$  et un angle d'oscillation maximale de  $15^\circ$ . Le pic de transmission vers l'avant, bien que peu visible sur les figures, diminue considérablement d'intensité lorsque le facteur de forme augmente, ce qui entraîne une redistribution de l'énergie lumineuse sur les autres angles de diffusion. L'augmentation conséquente des pics de diffusion secondaires et des pics de réflexion spéculaire est clairement visible sur la figure. Simultanément, la largeur angulaire azimuthale de la réflexion spéculaire augmente également : très concentrée autour du plan de diffusion principal ( $\varphi = 0$ ) pour un  $Q$  faible, la réflexion spéculaire s'étale jusqu'à  $\varphi = \pm 60^\circ$  pour  $Q = 1$ . Ces observations sont cohérentes avec l'évolution de l'élément  $M_{11}$  en orientation aléatoire, telle qu'elle est tracée sur le graphe 3.6.

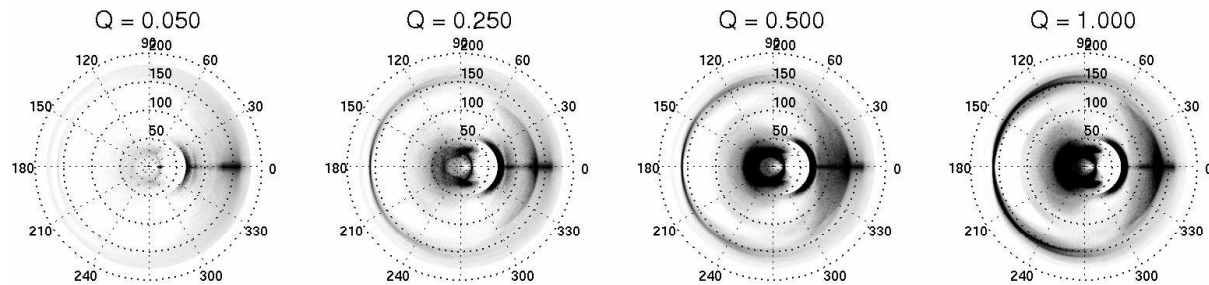


FIG. 3.11 – Evolution de l'élément  $M_{11}$  en fonction du facteur de forme  $Q$ .

Cependant, le facteur de forme  $Q = 1$  désigne la limite entre cristaux assimilables à des plaquettes et des colonnes, et ces formes présentent des comportements différents : les plaquettes tendent à s'orienter avec leur face hexagonale perpendiculaire à la direction de chute, alors que les colonnes s'orientent pour présenter une face rectangulaire perpendiculaire à cette direction. Lorsque le facteur de forme s'approche de 1 une modification du comportement oscillatoire des particules considérées est donc à prévoir.

### 3.3.2.3 Influence de l'indice de réfraction $m$

La diminution de l'indice de réfraction de la glace (qui intervient lorsque la valeur de la longueur d'onde incidente augmente) entraîne une redistribution des éléments de la matrice de diffusion. Certains éléments, jusqu'ici négligeables, deviennent significatifs alors que d'autres deviennent nuls. Par ailleurs, un lissage des éléments est visible : certains détails de faible extension angulaire disparaissent.

### 3.3.2.4 Influence de l'angle d'oscillation maximal $\theta_{max}$

La figure 3.12.a montre l'évolution de l'élément  $M_{11}$  lorsque l'angle d'oscillation maximal varie de  $5^\circ$  à  $20^\circ$  par pas de  $5^\circ$ , pour un angle d'incidence de  $\theta_i = 30^\circ$  et un facteur de forme  $Q = 0.05$ . La largeur angulaire des

couronnes apparait directement tributaire de l'oscillation maximale imposée au système : très fines pour des petites oscillations, leur largeur augmente avec l'angle d'oscillation. Dans le cas de larges oscillations, les couronnes s'étalent sur tout le diagramme polaire. que dans le cas de faibles oscillations, la plupart de l'énergie lumineuse est distribuée entre la transmission avant et la réflexion spéculaire. Lorsque les oscillations augmentent, une redistribution angulaire de l'énergie a progressivement lieu, qui culmine dans le cas de l'orientation aléatoire.

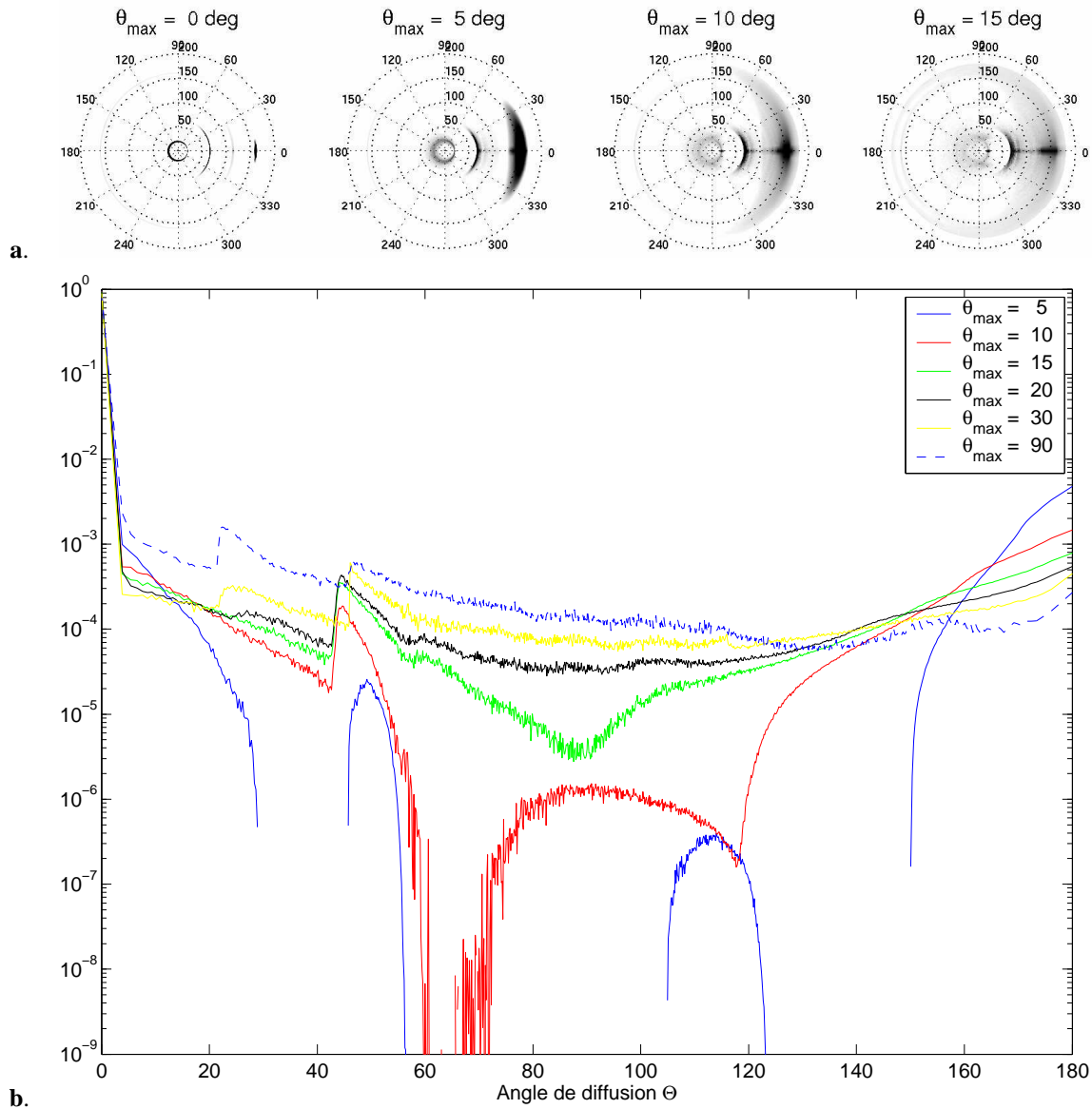


FIG. 3.12 – Evolution de l'élément  $M_{11}$  en fonction de l'angle maximal d'oscillation  $\theta_{max}$  pour **a.** un faisceau incident  $\theta_i = 30^\circ$  suivant  $\theta_v$  et  $\varphi_v$  et **b.** pour un faisceau incident  $\theta_i = 0^\circ$  suivant  $\theta_v$ .

Afin de mieux observer cette évolution, la simulation est lancée pour le cas de particules préférentiellement orientées, avec un angle d'incidence  $\theta_i = 0^\circ$ . Dans cette configuration, la matrice de diffusion présente une symétrie azimuthale suivant  $\varphi_v$ , la fonction de diffusion  $M_{11}$  peut donc être affichée comme fonction d'un seul angle  $\theta_v$ . Cette fonction est présentée sur la figure 3.12.b pour plusieurs valeurs de l'angle d'oscillation maximal, et elle montre la redistribution progressive de l'intensité lumineuse sur tous les angles de diffusion alors que

l'oscillation augmente. La présence du pic de diffusion secondaire à  $\theta_v = 46^\circ$  est observée dès  $5^\circ$  d'oscillation, alors que l'apparition du pic à  $\theta_v = 22^\circ$  ne se fait que pour une oscillation supérieure à  $30^\circ$ .

### 3.3.2.5 Influence de l'angle d'incidence $\theta_i$

La figure 3.13 montre l'évolution du premier élément  $M_{11}$  lorsque l'angle d'incidence varie de  $10^\circ$  à  $50^\circ$  par pas de  $10^\circ$ , pour un angle maximal d'oscillation de  $\theta_{max} = 15^\circ$  et un facteur de forme  $Q = 0.05$ . Une forte intensité correspondant à la réflexion spéculaire (pour  $\theta_v > \frac{\pi}{2}$ , proche de la circonférence du diagramme polaire) est clairement visible, ainsi que la transmission vers l'avant (pour  $\theta_v < \frac{\pi}{2}$ , proche du centre du diagramme). La rétrodiffusion est comparativement faible, et n'est pratiquement pas visible. La position sur les diagrammes de ces phénomènes optiques dépend évidemment de la valeur de l'angle d'incidence  $\theta_i$  : la transmission est située dans le prolongement du faisceau incident à ( $\theta_v = \theta_i, \varphi_v = 0$ ), et la réflexion est située à la position ( $\theta_v = -\theta_i, \varphi = 0$ ). Elles sont d'autant plus intenses que les oscillations du cristal sont faibles.

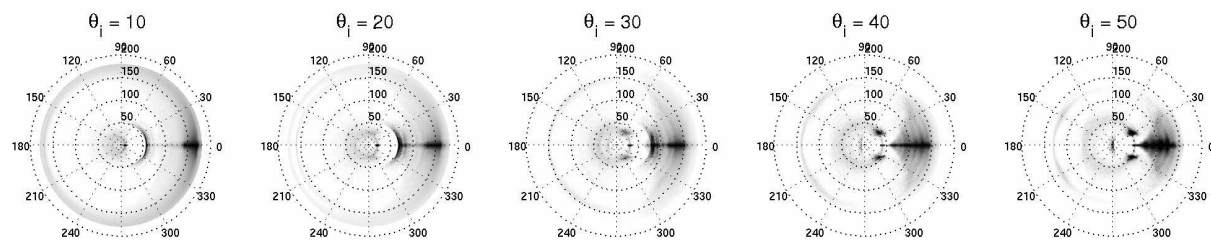


FIG. 3.13 – Evolution de l'élément  $M_{11}$  en fonction de l'angle d'incidence  $\theta_i$ , pour des cristaux de facteur de forme  $Q = 0.05$  et un angle d'oscillation maximal  $\theta_{max} = 15^\circ$ .

## 3.3.3 Conséquences de l'orientation préférentielle pour le facteur d'asymétrie et l'énergie réfléchie

### 3.3.3.1 Facteur d'asymétrie

Le facteur d'asymétrie  $g$  (Eq. 2.21) donne en général une bonne estimation de la quantité de lumière diffusée vers l'avant. Il correspond à l'intégration de la fonction de diffusion sur tout l'espace, pondérée par le cosinus de l'angle de diffusion et normalisée à 1. Ainsi, dans le cas d'une incidence zénithale sur un nuage composé de cristaux de glace,  $g$  donne une indication générale de la quantité de lumière réfléchie par celui-ci au premier ordre de diffusion. Par contre, si l'incidence n'est pas zénithale, il est important de noter que la quantité de lumière transmise *vers l'avant* ne permet plus d'estimer correctement la quantité de lumière transmise ou réfléchie par le nuage (Fig. 3.14).

Par ailleurs, il faut tenir compte du phénomène de transmission-delta (Sect. 3.2.4) dans l'expression de  $g$ . Cependant, comme cette interaction n'a pas de largeur angulaire, il est impossible de l'intégrer numériquement. Le facteur d'asymétrie correct sera alors donné par  $g = (1 - f_{\delta})g^* + f_{\delta}$ , avec  $g^*$  facteur d'asymétrie sans la contribution de la transmission-delta Takano et Liou (1989). Les valeurs du facteur d'asymétrie ainsi corrigé sont présentées dans le tableau 3.4. Ces valeurs dépendent à la fois du facteur de forme et de l'angle d'oscillation maximale. Il est possible de les comparer avec celles présentes dans la littérature. Notamment, Nousiainen a conduit



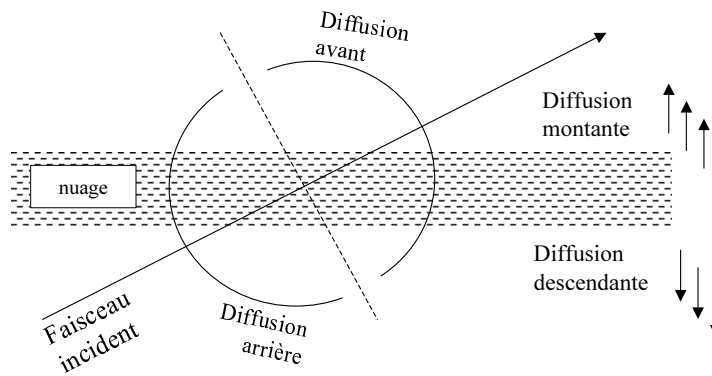


FIG. 3.14 – Différence entre diffusion montante et descendante, et diffusion avant et arrière

des simulations similaires Nousiainen et Muinonen (1999) pour des gouttes d'eau oscillantes. La comparaison de ces simulations doit se faire avec précaution, étant donné que les hypothèses de départ sont différentes (taille et forme des particules, domaines de validité). Cependant, il apparaît que le coefficient d'asymétrie  $g$  de cristaux orientés est toujours supérieur à celui de gouttes d'eau, et que, par ailleurs, l'influence de l'angle d'incidence  $\theta_i$  sur le facteur d'asymétrie semble moins importante pour les cristaux que pour les gouttes d'eau.

$Q$	$\theta_{max}$	$\theta_i$	$g$
0.05	5	40	0.9434
0.05	15	40	0.9446
0.05	30	40	0.9452
0.05	90	40	0.9429
0.05	15	20	0.9618
0.05	15	60	0.9296
0.20	15	40	0.8685
1.00	15	40	0.6652
1.00	90	40	0.7499
2.50	90	40	0.8149

TAB. 3.4 – Facteur d'asymétrie  $g$  en fonction du facteur de forme  $Q$ , de l'angle d'oscillation maximum  $\theta_{max}$  et de l'angle d'incidence  $\theta_i$ 

### 3.3.3.2 Energie réfléchie

Afin d'obtenir d'estimer au premier ordre de diffusion la quantité d'énergie transmise et réfléchie par un nuage composé de particules orientées, on définit la grandeur  $R$ , correspondant au ratio de l'énergie diffusée dans le demi-espace inférieur ( $\theta_v < 0$ ) sur l'énergie totale (Eq. 3.14).  $R$  donne donc une estimation en diffusion primaire de la quantité d'énergie *réfléchie* par un nuage composé de telles particules.

$$R = \frac{\int_{-1}^0 \int_0^{2\pi} M_{11}(\mu, \varphi_v) d\varphi_v d\mu}{\int_{-1}^1 \int_0^{2\pi} M_{11}(\mu, \varphi_v) d\varphi_v d\mu}, \quad (3.14)$$

avec  $M_{11}$  premier élément de la matrice de diffusion des particules,  $\mu = \cos \theta_v$  cosinus de l'angle d'élévation et  $\varphi$  angle d'azimut. L'évolution de  $R$  avec l'angle d'incidence est présentée sur la figure 3.15, pour plusieurs angles d'oscillation dont une valeur de  $90^\circ$  correspondant à l'orientation aléatoire. Il apparaît que la répartition angulaire de l'énergie réfléchie est très variable : élevée pour des angles d'incidence faibles, elle chute brutalement aux alentours de  $5^\circ$  d'incidence, pour augmenter progressivement sans toutefois retrouver sa valeur initiale. Pour des particules d'oscillation très faible ( $\theta_{max} = 1$  ou  $5^\circ$ ) un maximum d'énergie réfléchie est atteint pour  $\theta_i = 35^\circ$  et une diminution de l'énergie est observée pour  $\theta_i > 35^\circ$ . Pour des oscillations supérieures, l'augmentation semble continue. Néanmoins, quel que soit l'angle d'incidence, l'énergie réfléchie est maximale pour des particules orientées préférentiellement, et elle est supérieure pour les particules dont l'oscillation est faible. Pour un angle d'incidence proche de la verticale, l'énergie réfléchie en présence de cristaux horizontalement orientés est d'environ 33% supérieure à celle en présence de cristaux aléatoirement orientés.

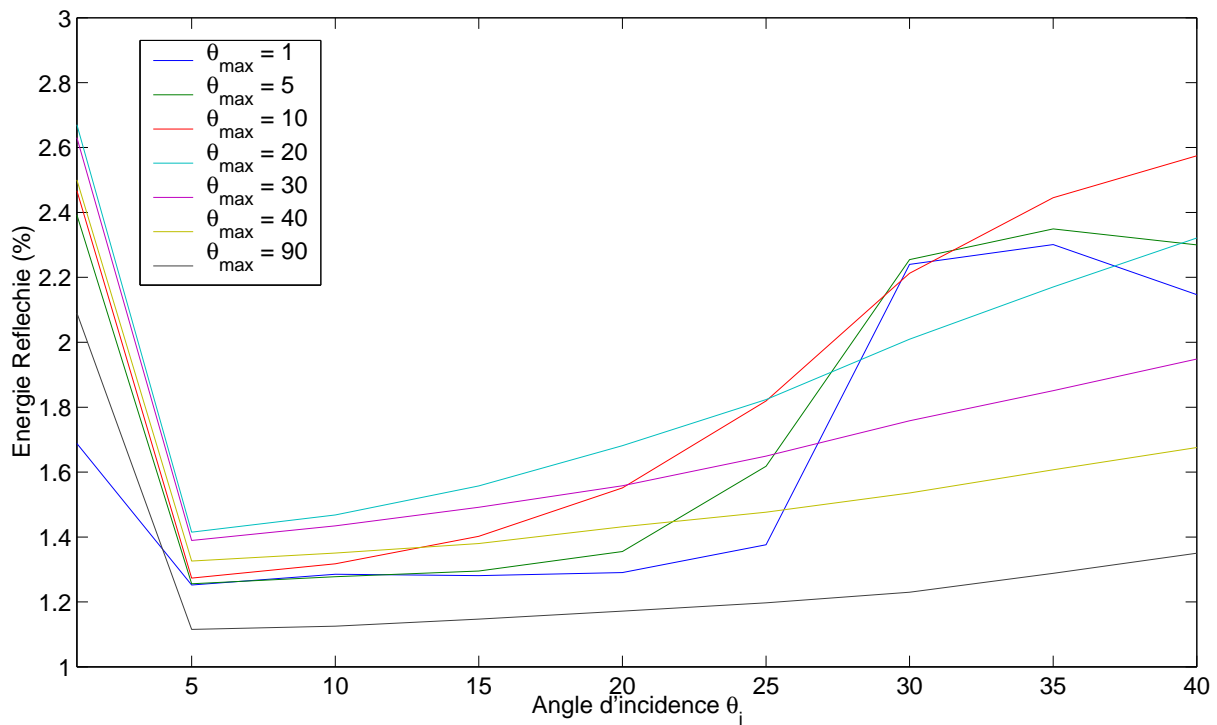


FIG. 3.15 – Evolution du pourcentage de lumière réfléchie en fonction de l'angle d'incidence  $\theta_i$ , pour un cristal de facteur de forme  $Q = 0.05$  et plusieurs valeurs d'angle d'oscillation maximum  $\theta_{max}$ .

### 3.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous nous sommes intéressés à des simulations de matrices de diffusion de cristaux de glace. Le code développé a été validé en considérant une orientation aléatoire des cristaux et en comparant aux résultats présentés dans la littérature. Ensuite, l'impact des différents paramètres (Tab. 3.2) sur la matrice de diffusion a été estimé, d'abord pour des particules orientées aléatoirement, puis pour des particules préférentiellement orientées. L'étude a notamment montré les résultats suivants :

- La *taille de particule* influence également les particules aléatoirement orientées et les particules préférentiellement orientées : la largeur du pic de diffraction vers l'avant diminue avec la taille de la particule, alors que la hauteur du pic augmente en proportion. La partie purement angulaire de la matrice de diffusion n'est pas influencée.
- Le *facteur de forme*  $Q$  influence beaucoup tous les éléments de la matrice de diffusion. Autant pour les particules aléatoirement orientées que pour les particules préférentiellement orientées, l'intensité et la largeur angulaire des pics de diffusion sont directement liés à la valeur de  $Q$ .
- L'*indice de réfraction* de la glace a peu d'influence sur les résultats. En effet, sa partie réelle varie peu aux longueurs d'onde visibles. Par ailleurs, bien que sa partie imaginaire présente des variations importantes sur le même domaine, sa valeur absolue reste très faible et par conséquent son influence reste négligeable dans les cas étudiés.
- L'*angle d'incidence* du faisceau incident sur le cristal détermine directement les positions des pics de transmission directe et de réflexion spéculaire.
- L'*angle d'oscillation maximal* a une influence importante sur les particules préférentiellement orientées. Les phénomènes les plus intéressants sont observés aux très faibles angles d'oscillations. En effet, la plupart des caractéristiques importantes de la diffusion angulaire observées en orientation aléatoire (pics secondaires, etc) disparaissent au fur et à mesure que les oscillations du cristal diminuent.

En définitive, les éléments de la matrice de diffusion pour des cristaux aléatoirement orientés sont principalement influencés par le facteur de forme  $Q$ , alors que les cristaux préférentiellement orientés sont influencés par l'angle d'incidence  $\theta_i$  pour la position angulaire des pics de diffusion, et par l'angle d'oscillation maximal  $\theta_{max}$  et le facteur de forme  $Q$  pour l'intensité et la largeur de ces mêmes pics.

## Chapitre 4

# Simulations de mesures lidar

Dans le chapitre précédent, une simulation de ray-tracing fut présentée. Elle fut utilisée afin d'obtenir les propriétés de diffusion lumineuse de particules de glace individuelles, et suivre leur évolution suivant différents paramètres : orientation, taille et forme du cristal. Dans ce chapitre, nous allons utiliser une deuxième technique de ray-tracing pour simuler des profils verticaux de mesures lidar, en prenant en compte un large nombre de particules diffusantes. La simulation numérique va permettre de calculer les propriétés diffusantes d'une atmosphère composée d'un nombre arbitraire de particules différentes. Notamment, il est possible d'envoyer dans l'atmosphère un faisceau laser polarisé afin de reproduire certaines conditions de mesures expérimentales. Ainsi il est possible d'étudier l'impact des divers paramètres constitutifs du modèle sur les mesures lidar. Dans ce but, les simulations du chapitre précédent seront utilisées pour définir les propriétés optiques de l'atmosphère. Il est important de remarquer que dans le chapitre précédent, le cas des particules horizontalement orientées a été longuement étudié, or dans le présent chapitre nous ne prendrons en compte que des particules aléatoirement orientées. En effet, à l'heure actuelle le code informatique permettant la simulation de mesures lidar ne peut prendre en compte les particules orientées de façon correcte.

Dans un premier temps, l'instrument lidar sera présenté et les grandeurs mesurées seront définies. Ensuite nous introduirons le formalisme utilisé pour modéliser une atmosphère constituée de nuages de glace, ce qui nous permettra de poursuivre par la description des diverses étapes intervenant lors du suivi de rayon lumineux dans le milieu diffusant. Enfin, nous analyserons les résultats des simulations numériques, afin de dégager la sensibilité des observations lidar simulées aux propriétés atmosphériques et instrumentales.

### 4.1 Le lidar

#### 4.1.1 Concept

Le lidar (*Light Detection And Ranging*) est un instrument de télédétection active Collis (1969). D'un principe équivalent à celui du radar, il est parfois appelé 'Laser Radar'. Il est constitué d'une source laser et d'un télescope alignés. La source laser émet une impulsion électromagnétique polarisée de forte puissance et de courte durée dans l'atmosphère. L'interaction de cette onde avec les particules qu'elle rencontre sur son trajet, par des processus d'absorption et de diffusion (Sect.2.2.3), conduit au retour d'une fraction d'énergie lumineuse vers l'instrument (processus de *rétrodiffusion*). Cette énergie lumineuse est reçue par le télescope du lidar, puis les photons sont convertis en signaux électriques qui sont envoyés vers un enregistreur numérique pour des traitement ultérieurs.

En analysant les propriétés du rayonnement diffusé, il est possible de déduire, dans une certaine mesure, diverses propriétés du milieu diffusant. Le lidar émettant une série d'impulsions laser à une fréquence déterminée (par exemple 20 Hz), les séries temporelles de signaux lidar sont échantillonnées suivant la ligne de visée, et enregistrées sur support informatique pour des analyses ultérieures.

Le grand avantage du lidar sur d'autres types d'instruments optiques comme les radiomètres, est qu'il donne accès à une information sur la variabilité verticale de l'atmosphère. Il existe plusieurs types de lidar, classés en général suivant les processus atmosphériques impliqués dans la mesure : lidar rétrodiffusion, lidar vent, lidar ozone, lidar température... chaque cas diffère par sa mise en application et par les processus physiques impliqués (Measures (1992); Potter (1987); Fernald et al. (1972)).

Dans la suite de ce chapitre, nous nous intéresserons exclusivement au cas du lidar à rétrodiffusion. Il permet l'étude des processus de diffusions élastiques dans l'atmosphère, accompagné d'une détection directe de la puissance rétrodiffusée. L'atmosphère peut ainsi être sondée pour restituer les propriétés des aérosols ou des nuages. La plupart des lidars à rétrodiffusion offrent en plus la possibilité de mesurer certaines propriétés de polarisation du faisceau rétrodiffusé. Un schéma de fonctionnement du lidar est présenté sur la figure 4.1.

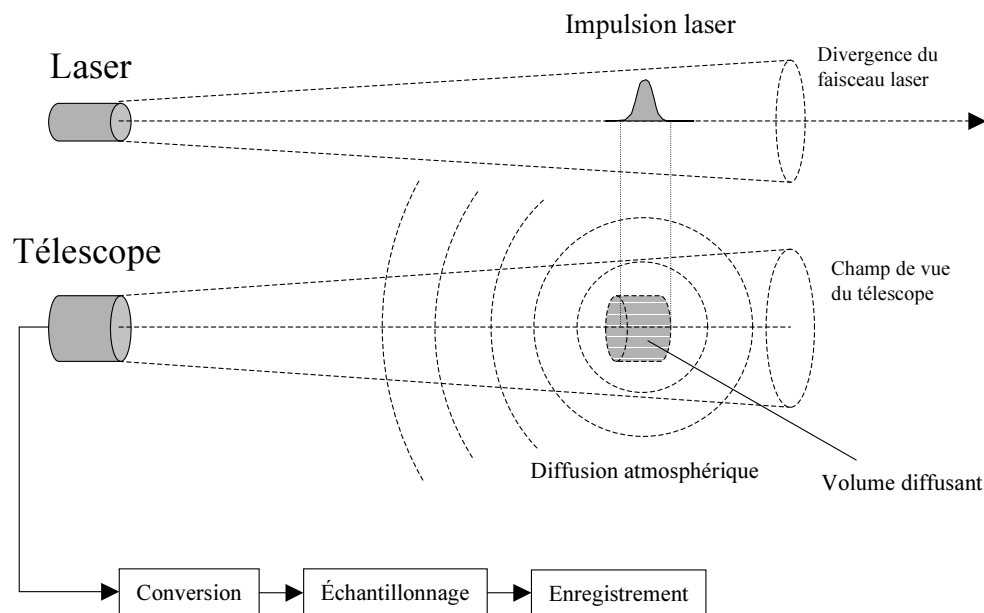


FIG. 4.1 – Schéma de fonctionnement d'un lidar à rétrodiffusion : une impulsion laser est envoyée dans l'atmosphère. Suite aux interactions avec le milieu environnant, une partie de l'énergie lumineuse est renvoyée vers le télescope. Elle est détectée puis échantillonnée pour des traitements ultérieurs.

A partir de mesures de lidar à rétrodiffusion, il est possible de restituer plusieurs paramètres de l'atmosphère. Admettons qu'une impulsion laser de puissance  $F_0$  et de longueur d'onde  $\lambda$  soit émise par le laser à l'instant  $t_0$ . Après interaction avec l'atmosphère à une altitude  $z$ , une certaine quantité d'énergie revient vers le télescope,

qui l'enregistre à l'instant  $t = t_0 + \Delta t$  comme  $P(\Delta t)$ . Pour chaque impulsion laser, le détecteur enregistre une distribution temporelle d'intensités rétrodiffusées. Si l'énergie lumineuse a suivi un chemin rectiligne depuis son émission par la source laser jusqu'à sa réception par le télescope (la validité de cette hypothèse étant discutée dans la section 4.1.3), une équivalence peut être établie entre la durée aller-retour  $\Delta t$  et l'altitude  $z$  de l'interaction diffusante à l'origine du retour de l'énergie :  $z = \frac{c\Delta t}{2}$ . Pour chaque impulsion laser, une distribution verticale d'intensité lumineuse rétrodiffusée  $P(\lambda, z)$  peut être mesurée, appelée *signal lidar* ou *profil lidar*. Cette sensibilité à la variabilité verticale de l'atmosphère est un des points forts du lidar. L'expression de la distribution verticale du signal est donnée par l'équation Collis et Russel (1976) :

$$P(\lambda, z) = K F_0 \beta(\lambda, z) \frac{A}{z^2} \exp \left[ -2 \int_0^z \alpha(z') dz' \right] \quad (4.1)$$

- $K$  est une constante instrumentale, prenant en compte les éléments optiques et électroniques qui composent la chaîne de traitement de l'énergie lumineuse rétrodiffusée.
- $F_0$  représente l'énergie initiale du faisceau en  $J s^{-1}$ .
- $A$  est l'aire du récepteur en  $m^2$ .
- $\alpha(z)$  représente le coefficient d'extinction total (absorption et diffusion) à l'altitude  $z$ , en  $m^{-1}$  (Sect. 2.2.3.1).
- $\beta(\lambda, z)$  représente le coefficient de rétrodiffusion à l'altitude  $z$  (section suivante), en  $m^{-1} sr^{-1}$ .

$P$  a la dimension d'une puissance ( $J s^{-1}$  ou  $W$ ), et correspond donc à l'intégration du premier paramètre du vecteur de Stokes (eq. 2.3) du faisceau diffusé, sur l'aire du détecteur et la bande spectrale étudiée. La signification des différents termes de l'équation est simple à comprendre : sur son trajet aller, le faisceau s'atténue en exponentielle négative ; la probabilité du faisceau d'être rétrodiffusé est donnée par  $\beta(\lambda, z) \frac{A}{z^2}$  ; pour finir le faisceau est à nouveau atténué en exponentielle sur son trajet retour. L'exponentielle négative peut s'écrire  $\exp[-2\delta]$ , avec  $\delta$  épaisseur optique de la couche atmosphérique entre 0 et  $z$ .

La détermination des propriétés atmosphériques repose sur la restitution des paramètres  $\alpha$  et  $\beta$  à partir de l'équation 4.1. Cette restitution est appelée *inversion* de l'équation lidar. Il existe différentes techniques pour inverser l'équation lidar, cependant la plupart de ces techniques font des hypothèses qui dépendent fortement des propriétés du lidar utilisé ainsi que des conditions d'utilisation Fernald et al. (1972); Klett (1981). Notons que la diffusion étant bien plus forte aux longueurs d'ondes courtes devant la taille moyenne des diffuseurs, elles seront favorisées lors de l'élaboration d'un lidar.

Remarquons pour finir que si l'atténuation du faisceau laser est trop importante, le faisceau laser ne parvient pas à pénétrer l'intégralité du nuage et le signal finit par se confondre avec le bruit de mesure. Dans ces conditions, il est alors impossible de procéder à l'inversion du signal lidar. L'extinction du signal dépendant du coefficient  $\alpha(z)$ , la mesure lidar sera réservée à l'étude des aérosols ou des nuages optiquement fins. En pratique l'épaisseur optique maximale observable est de l'ordre de  $\delta = 3$ . Cette restriction apparaît comme la limite principale de la mesure lidar.

## 4.1.2 Paramètres restitués

### 4.1.2.1 Propriétés spatiales

En étudiant les variations verticales d'intensité du signal lidar  $P(z)$ , il est possible de restituer l'altitude de couches nuageuses et détecter certaines zones de transition dans l'atmosphère, telles que la couche limite ou la tropopause. Cette détection se fonde sur l'étude des variations de l'intensité du signal. La résolution de cette

distribution verticale est limitée théoriquement par la durée de l'impulsion laser, mais en pratique la limite est déterminée par la fréquence d'échantillonnage.

#### 4.1.2.2 Coefficient de rétrodiffusion et rapport lidar

Pour comprendre ce que représente qualitativement le coefficient de rétrodiffusion  $\beta$ , il est plus simple d'étudier sa relation avec deux autres paramètres :

$$\beta = k \cdot \alpha_d \quad (4.2)$$

Le coefficient d'extinction par diffusion  $\alpha_d$  (Sect. 2.2.3) décrit la probabilité qu'une particule donnée diffuse un faisceau de lumière incidente.  $k$  représente le rapport lidar, qui est défini comme  $k = \frac{M_{11}(\pi)}{4\pi}$  :  $k$  représente la capacité d'une particule à diffuser vers l'arrière lors d'un événement de diffusion. Par exemple, dans le cadre de la diffusion isotrope par des petites particules,  $k$  tend vers  $\frac{1}{4\pi}$  : lors d'un événement de diffusion, la quantité de lumière diffusée est égale dans toutes les directions, y compris vers l'arrière. Etant donné sa relation avec la fonction de diffusion,  $k$  est parfois appelée la *fonction de phase* du nuage. Le paramètre  $\beta$ , étant formulé comme la synthèse de ces deux propriétés, représente donc la capacité d'une particule à diffuser vers l'arrière.

Le rapport lidar  $k$  étant fondé sur la matrice de diffusion, il est très sensible à la forme de la particule diffusante : sa mesure permet, par exemple, la distinction de types d'aérosols. Dans le cadre de l'inversion de l'équation lidar, l'hypothèse est généralement faite que  $k$  reste constant sur l'étendue verticale du nuage, ce qui diminue le nombre d'inconnues dans l'équation 4.1. Cette hypothèse est valide dans la mesure où les concentrations relatives des différents types de particules impliquées restent constantes.

Dans le cas des lidars à rétrodiffusion fonctionnant avec une longueur d'onde située dans le domaine du visible, une certaine fraction de l'énergie lumineuse incidente sera diffusée par les molécules de l'atmosphère. Ainsi, même en absence totale de nuage (ciel clair), il existe une distribution verticale d'énergie lidar mesurée  $P(z)$ . Cette distribution provient de la variation verticale du coefficient de rétrodiffusion moléculaire, noté  $\beta_{mol}$ . Ce coefficient peut être exprimé en  $m^{-1} sr^{-1}$  de façon théorique Collis et Russel (1976) :

$$\beta_{mol}(z) = 1.39 \cdot 10^{-6} \left( \frac{\lambda}{0.55} \right)^{-4} e^{-\frac{z}{H}} \quad (4.3)$$

avec  $\lambda$  longueur d'onde du faisceau incident en  $\mu m$ , et  $H$  hauteur d'échelle ( $H \sim 9$  km dans la troposphère et 6.3 km dans la stratosphère). Lorsque les distributions verticales de pression et température sont disponibles, la valeur exacte du coefficient de rétrodiffusion moléculaire est donnée par :

$$\beta_{mol}(z) = N \cdot \sigma_{mol}(\pi) = \frac{P}{kT} \sigma_{mol}(\pi), \quad (4.4)$$

avec  $\sigma_{mol}$  section efficace de rétrodiffusion moléculaire, donnée par :

$$\sigma_{mol}(\pi) = 5.45 \left( \frac{\lambda}{0.55} \right)^{-4} 10^{-32}. \quad (4.5)$$

L'expression du coefficient de rétrodiffusion moléculaire étant établie, il sera utilisé pour normaliser du signal lidar (eq. 4.1). En effet, si l'extinction du signal est faible (hypothèse valide lors du sondage de nuages optiquement fins), et que la durée des processus impliqués est négligeable, le signal lidar peut être approximé par  $S(z) = K F_0 \beta(z) \frac{A}{z^2}$ . Ce paramètre  $S(z) \cdot z^2 = K F_0 \beta(z) A$  est directement proportionnel au coefficient de rétrodiffusion  $\beta$ , à une constante instrumentale près. En absence de nuage, il est donc possible de déterminer le produit des

différentes constantes instrumentales en mesurant le rapport  $\frac{S(z) \cdot z^2}{\beta_{\text{mol}}(z)}$ .

#### 4.1.2.3 Rapport de dépolarisation

Le laser du lidar émet un faisceau polarisé linéairement dans un plan dénommé arbitrairement *plan parallèle*. Le faisceau rétrodiffusé peut être divisé en composantes parallèles et perpendiculaires, et le rapport des énergies situées dans ces deux plans est appelé rapport de dépolarisation, noté  $\Delta P = \frac{E_{\perp} E_{\perp}^*}{E_{\parallel} E_{\parallel}^*}$ . En utilisant la notation de Stokes (Sect. 2.2), ce rapport est donné par  $\Delta P = \frac{I_d - Q_d}{I_d + Q_d}$ , avec  $I_d$  et  $Q_d$  respectivement première et deuxième composante du vecteur de Stokes du faisceau diffusé.

La mesure du rapport de dépolarisation lidar est un outil puissant pour l'étude de la composition atmosphérique. En effet, elle est très sensible à certains paramètres microphysiques de l'atmosphère. Dans le cas d'une colonne d'atmosphère sans nuage (cas de ciel clair), le rapport de dépolarisation observé est de 2.79% Young (1980). Dans le contexte de l'étude des nuages, un faisceau diffusé par des particules sphériques (telles que des gouttelettes d'eau) conserve ses propriétés de polarisation. Par conséquent, pour un tel milieu  $\Delta P = 0$  en diffusion simple, et toute autre valeur  $\Delta P > 0$  peut être analysée pour estimer l'importance des phénomènes de diffusion multiple dans le nuage Pal et Carswell (1976). Par contre, pour un milieu composé de cristaux de glace, la valeur du rapport de dépolarisation devient plus importante ( $\Delta P > 0.3$ ) Schotland et Stone (1971). Cette différence a rapidement été utilisée comme outil de distinction entre les nuages composés d'eau à l'état liquide (phase liquide) et les nuages composés d'eau à l'état solide (phase glace) Pal et Carswell (1973). En outre, la résolution verticale d'instruments comme le lidar permet d'étudier la répartition des phases de l'eau tout au long de l'atmosphère. Les premières mesures du rapport de dépolarisation lidar montrent des valeurs très différentes pour les nuages d'eau et de glace. Des mesures en laboratoire ont conclu à une valeur de  $\Delta P = 0.35$  pour des cristaux à base hexagonale Liou et Lahore (1974), cohérente avec l'approximation théorique. Des études similaires en laboratoire pour des petits cristaux de glace et des flocons de neige ont abouti à une valeur de  $\Delta P = 0.5$ , valeur à nouveau confirmée par les mesures Sassen (1974, 1975, 1977). Des mesures expérimentales ont montré qu'en de rares cas il était possible de mesurer un rapport de dépolarisation très élevé ( $0.5 < \delta < 0.8$ ), indiquant la présence de particules de petite taille Sassen et al. (1991). Des mesures allant jusque  $\Delta P = 0.9$  ont pu être enregistrées dans le cas de nuages de neige, mais restent réellement exceptionnelles PAL et Carswell (1976). A titre informatif, la figure 4.2 montre la répartition du rapport de dépolarisation suivant la température et le type de nuage étudié, pour des températures supérieures à  $-20^{\circ}\text{C}$ . Il apparaît que les nuages de glace et de phase mixte conduisent à un rapport de dépolarisation compris entre 0.05 et 0.55.

Plus récemment, il a été montré que l'utilité du rapport de dépolarisation lidar ne se limite pas à la distinction entre phase glace et phase liquide, mais que dans le cas de nuages de glace sa valeur dépendait fortement de la forme des cristaux de glace. Ainsi, par exemple, les valeurs de  $\Delta P$  sont différentes dans le cas de plaquettes ou de colonnes hexagonales (Sect. 4.1.2.3). Ce comportement permettrait d'obtenir une information sur la distribution verticale des formes de cristaux. Par ailleurs, cette grandeur diffère également suivant que les particules de glace sont orientées aléatoirement ou dans un plan horizontal, amenant donc une restitution possible de ce paramètre microphysique (Chap. 5, Nousiainen et Muinonen (1999)). Dans ce dernier cas, la direction du faisceau lumineux incident devient très importante (Sect. 3.2.1). Soulignons enfin qu'en première approximation, le rapport de dépolarisation ne dépend que faiblement de la taille des particules sondées. Ce comportement, ajouté à la simplicité de restitution de  $\Delta P$  (contrairement aux coefficients d'extinction et de rétrodiffusion, aucun traitement complexe n'est nécessaire (Sect. 4.1.1), éliminant une source potentielle d'erreurs et d'approximations) et à l'interprétation très intuitive de sa valeur, en fait un des outils les plus utiles de la télédétection active.



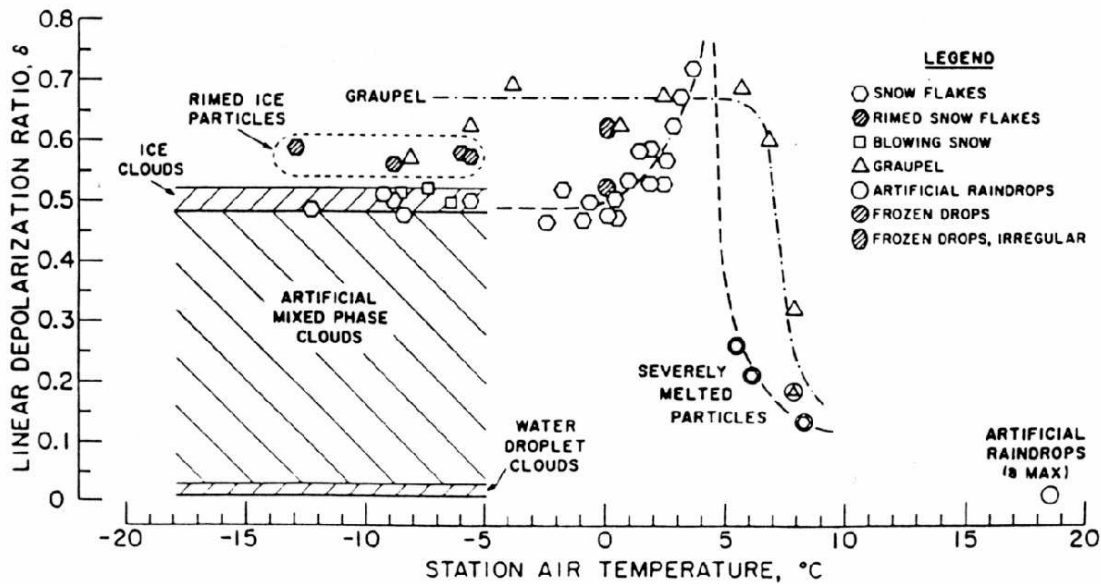


FIG. 4.2 – Compilation des valeurs de rapport de dépolarisation, obtenues par des études en laboratoire et des campagnes de mesures Sassen (1991)

### 4.1.3 Le phénomène de diffusions multiples

Lors de la définition de  $P(z)$ , nous avons fait l'hypothèse de *diffusion simple* : les photons effectuent un aller-retour direct entre le laser et le point de rétrodiffusion. Cette hypothèse est très importante, car elle permet d'établir une correspondance linéaire entre le temps de parcours des photons et l'altitude de l'évènement rétrodiffusant (Sect. 4.1.1). Cependant, en pratique le comportement d'un photon peut être plus complexe. Etant donné la forme générale de la fonction de diffusion des particules nuageuses (voir par exemple le cas des colonnes à base hexagonale du chapitre 3), un photon a tout d'abord une très grande probabilité d'être diffusé vers l'avant, puis une probabilité nettement inférieure d'être diffusé vers l'arrière, puis enfin une faible probabilité d'être diffusé aux angles intermédiaires. Par conséquent, un photon détecté par le lidar a, en général, subi plusieurs diffusions vers l'avant, mais n'a été rétrodiffusé qu'une seule fois. Des comportements de ce type, voire plus complexes, conduisent à des effets non négligeables sur les signaux lidars Pal et Carswell (1973); Platt (1973), dont l'estimation devient cruciale dans le cas d'instruments satellites Spinhirne (1982); Wiegner et al. (1996). Une illustration de ce phénomène, appelé *diffusion multiple*, est présentée sur la figure 4.3. Son importance augmente dans les cas suivants :

- Utilisation d'un télescope avec un grand champ de vue. Plus le champ de vue est important, et plus des photons ayant subi un grand nombre de diffusions, et donc ayant fortement dévié de leur trajectoire de départ, sont susceptibles d'être reçus par le télescope.
- Sondage d'une couche atmosphérique d'épaisseur optique importante. Plus la concentration particulaire est importante, plus les photons subissent d'évènements diffusants.

Par ailleurs, l'impact de la diffusion multiple n'est pas constant sur l'étendue verticale de l'atmosphère : pour des altitudes proches de la base du nuage l'effet sera négligeable, la pénétration devenant importante l'effet se fera davantage sentir.

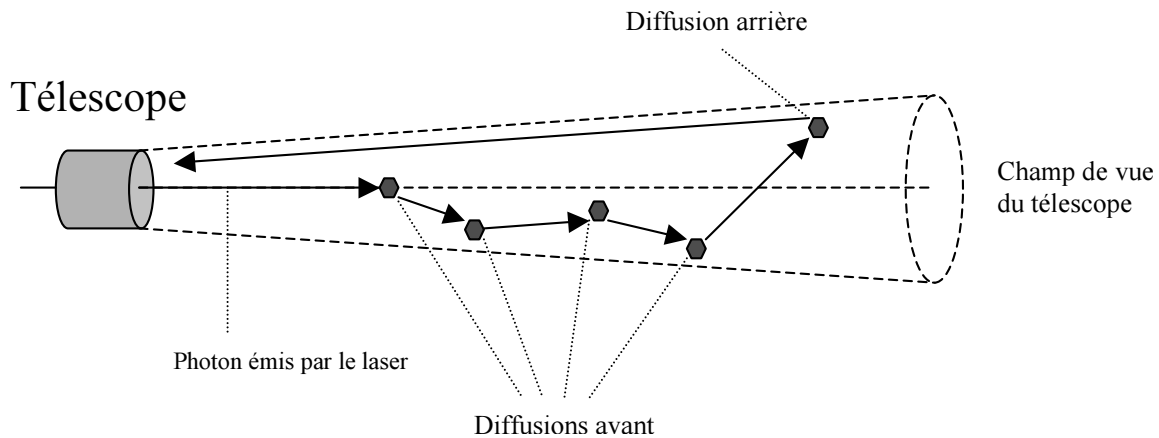


FIG. 4.3 – Trajet optique d'un photon multi-diffusé

Par conséquent, lors de l'analyse de données lidar, il est primordial de s'assurer que l'hypothèse de diffusion simple est valide. Dans le cas contraire, deux effets importants de la diffusion multiple s'appliquent sur le signal lidar :

- La correspondance entre le temps de parcours et l'altitude du point de rétrodiffusion n'est plus possible. Dans ce genre de cas l'altitude du point de rétrodiffusion est surestimée.
- Le signal lidar lui-même est modifié par ces diverses interactions diffusantes. Cela implique que les propriétés atmosphériques restituées par l'étude du signal lidar (coefficients d'extinction, rapport de dépolarisation) sont faussées.

Il est alors nécessaire de tenir compte de la diffusion multiple dans l'expression du signal lidar. Plusieurs études ont été menées afin de prendre en compte ce paramètre : ainsi, Eloranta a établi une équation de transfert du signal lidar prenant en compte les faisceaux diffusés deux fois Eloranta (1972). Par ailleurs, Platt a proposé en 1973 d'introduire un coefficient  $\eta$  arbitraire, appelé coefficient de diffusion multiple, dans l'équation lidar 4.1. Malheureusement cette démarche conduit à une augmentation de l'incertitude sur les résultats Platt (1973). Il n'est visiblement pas possible de définir une méthodologie universelle : le phénomène de diffusion multiple est fortement dépendant des propriétés microphysiques du milieu traversé, et celles-ci ne sont pas connues *a priori*. Une voie possible d'investigation est donnée par la technique du ray-tracing, qui prend en compte automatiquement les effets

de diffusion multiple Plass et Kattawar (1971). Il est alors possible de corréler les effets de diffusion multiple avec des paramètres mesurables expérimentalement, tels que l'épaisseur optique. Cette dernière approche a été retenue pour cette thèse, et va maintenant être présentée.

## 4.2 Simulations de mesures lidar : la méthode du suivi de rayon

Dans le chapitre précédent, la technique du ray-tracing fut utilisée pour calculer des matrices de diffusion de cristaux. Lors des interactions aux interfaces, les trajectoires des photons étaient totalement déterminés par leur direction initiale. Par contre, dans le cas présent de simulation de mesures lidar dans l’atmosphère, le trajet du faisceau lumineux ne peut être déterminé a priori, chaque photon ne peut plus être associé à une matrice de diffusion propre. Par conséquent, chaque faisceau se voit attribuer un vecteur de Stokes décrivant ses propriétés de polarisation. Divers états de polarisation sont sélectionnés, afin de pouvoir restituer au final la matrice de diffusion du milieu dans son intégralité (voir Sect. 4.2.3). Le trajet de ce faisceau est suivi au fur et à mesure de sa progression dans l’atmosphère, ses propriétés de polarisation étant modifiées par ses interactions successives avec les particules du milieu environnant. Lors de ces interactions, une certaine quantité d’énergie, dépendant des propriétés optiques de la particule rencontrée, est renvoyée vers le détecteur qui la comptabilise. Lorsqu’un nombre suffisant de faisceaux est envoyé, il devient possible de restituer la matrice de Mueller du milieu simulé. Le processus de ray-tracing est comparable à celui établi par Kunkel et Weinman (1976).

Dans cette section, qui couvre l’explication du processus de ray-tracing, nous verrons tout d’abord la définition du milieu atmosphérique diffusant. Nous nous pencherons alors sur les diverses interactions possibles entre les faisceaux lumineux et le milieu atmosphérique, avant d’étudier plus en détail le fonctionnement du détecteur simulé. Enfin, nous verrons comment restituer la matrice de diffusion du système en combinant les vecteurs de Stokes des faisceaux diffusés. Dans le chapitre précédent, le terme ‘faisceau’ a été utilisé afin de décrire la lumière. Ici le terme ‘photon’ est préféré, cette analogie étant plus adaptée au problème actuel.

### 4.2.1 Définition du modèle

Le système simulé est constitué de deux objets : une atmosphère semi-infinie, dans laquelle est placée un lidar. La disposition des objets est décrite sur la Fig 4.4. Chaque objet dispose d’un ensemble de propriétés librement fixées par l’utilisateur, qui sont détaillées dans les sections suivantes.

#### 4.2.1.1 Définition du lidar

Le lidar est situé à l’origine du système de coordonnées du modèle. Il possède deux caractéristiques : le champ de vue du télescope du lidar, repéré par le demi-angle d’ouverture  $\theta_{fov}$ , et l’inclinaison du lidar dans son ensemble (système laser + télescope), repérée par l’angle d’élévation  $\theta_i$  (Fig. 4.4). Ainsi l’incidence zénithale (le cas le plus général) se traduit par  $\theta_i = 0^\circ$ . Le faisceau laser est considéré comme étant infiniment fin, sa divergence est donc négligée.

PARAMÈTRE	PROPRIÉTÉ	ORDRE DE GRANDEUR
$\theta_{fov}$	champ de vue du télescope	0 à quelques mrad
$\theta_i$	incidence du faisceau laser	$-90^\circ$ à $+90^\circ$

TAB. 4.1 – Définitions des paramètres lidar

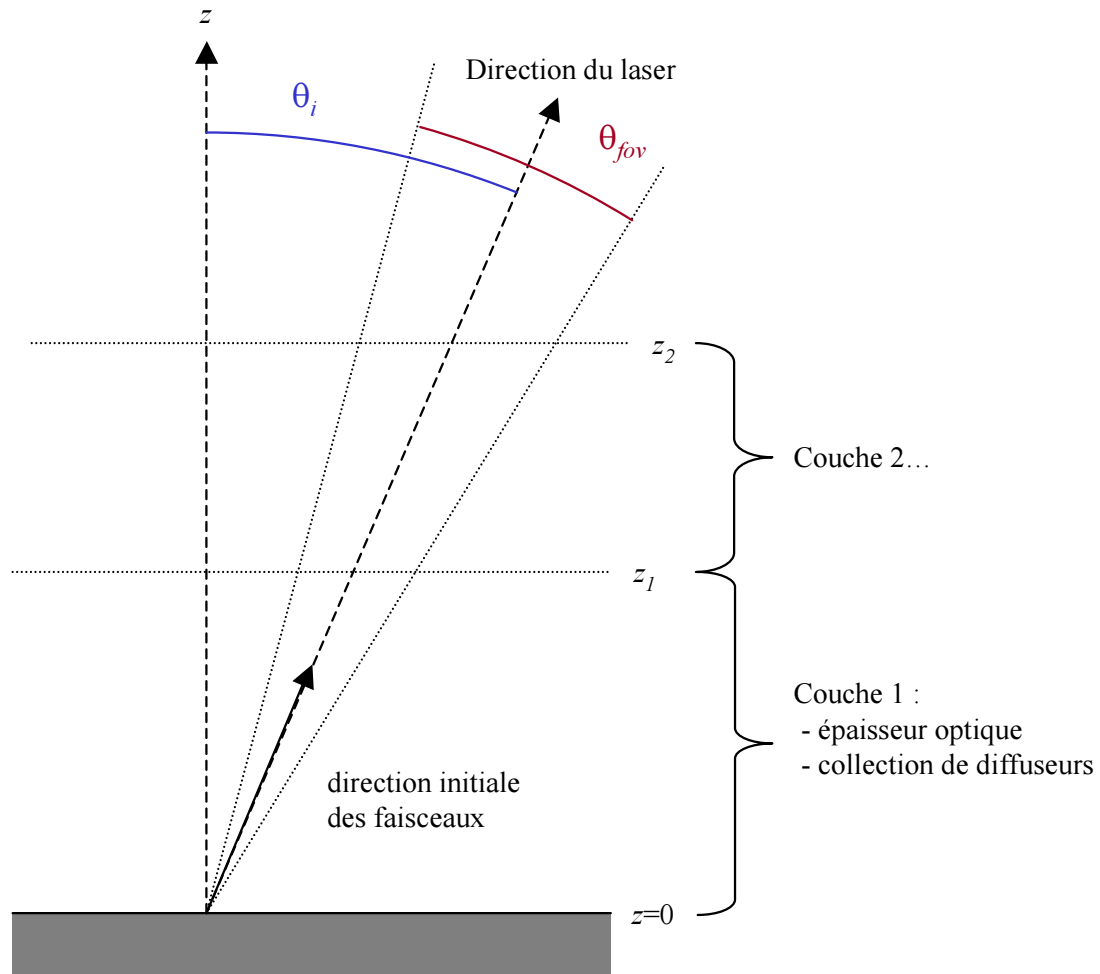


FIG. 4.4 – Géométrie du modèle utilisé : lidar incliné d'un angle  $\theta_i$  disposant d'un télescope de champ de vue  $\theta_{fov}$  ; découpage de l'atmosphère en une série de couches horizontales infinies disposant d'un ensemble de propriétés optiques propres.

### 4.2.1.2 Définition de l'atmosphère

L'atmosphère est définie comme un nombre arbitraire de couches horizontales infinies, d'épaisseur géométrique variable. Chaque couche décrit une zone différente de l'atmosphère, et dispose d'un ensemble arbitraire de particules diffusantes, qui fixent notamment l'épaisseur optique de la couche. Les propriétés définissant un diffuseur sont résumées dans le tableau 4.2. Lorsque le faisceau dépasse l'altitude supérieure de la dernière couche, ou s'écarte trop du champ de vue du télescope, son suivi prend fin.

Paramètre	Propriété
$r$	rayon équivalent
$Q$	facteur de forme
$\theta_{max}$	angle maximal d'oscillation
$C_d$	section efficace de diffusion angulaire
$C_D$	section efficace de diffraction
$C_{delta}$	section efficace de transmission-delta
$M(\Theta)$	matrice de diffusion
$n$	concentration particulaire

TAB. 4.2 – Propriétés d'un type de diffuseur

**Choix des types de diffuseurs** La forme de base de la particule est similaire à celle du chapitre 3 : une colonne à base hexagonale, définie par un rayon équivalent  $r$ , un facteur de forme  $Q$  (Sect. 3.2.1) et un angle maximal d'orientation  $\theta_{max}$ . Dans les circonstances présentes, une taille de particule moyenne est sélectionnée telle que  $r = 50\mu m$ , et une orientation aléatoire ( $\theta_{max} = 90^\circ$ ), le choix du facteur de forme étant libre. La simulation de ray-tracing présentée au chapitre 2.2.3 utilise alors ces caractéristiques physiques afin d'en déduire les propriétés diffusantes de la particule : une section efficace de diffusion angulaire  $C_d$ , une section efficace de diffraction  $C_D$  et une section efficace de transmission-delta. Dans le cas de la diffusion angulaire, il est également nécessaire de connaître la matrice de diffusion de la particule,  $M(\Theta)$ . Toutes ces informations sont indispensables pour la simulation du présent chapitre, et leur utilisation sera détaillée dans la section 4.2.2.

Un type de diffuseur particulier est réservé afin de modéliser la diffusion par les molécules de l'atmosphère. La matrice de diffusion moléculaire est simulée en utilisant la théorie de Rayleigh, et les valeurs de sections efficaces données par Valley (1965).

Chaque couche de l'atmosphère peut disposer d'un nombre arbitraire de type de diffuseurs différents, par exemple un mélange de plaquettes (de facteur de forme faible) et de colonnes (de facteur de forme élevé). Une fois ces caractéristiques sélectionnées, il reste à choisir les concentrations respectives de chaque type de diffuseur.

**Coefficients d'extinction et concentrations particulières** Le coefficient d'extinction d'un milieu dépend des sections efficaces d'extinction des particules le composant (Sect. 2.2.3.2, eq.2.12). Dans le cas qui nous occupe, chaque type de particule est caractérisé par des sections efficaces, ce qui conduit à l'attribution d'un coefficient d'extinction spécifique  $\alpha_i$  à chaque type de diffuseur  $i$ .

Par ailleurs, la concentration d'un milieu détermine l'épaisseur optique totale de la couche (eq.2.1). Nous venons de voir que chaque type de diffuseur (repéré par l'indice  $i$ ) était décrit par un coefficient d'extinction  $\alpha_i$ . Une concentration  $n_i$  est alors attribuée à chaque type de particule. Si la couche est composée au total de  $N$  types de particules différents, son coefficient d'extinction total sera donné par  $\alpha = \sum_{i=1}^N n_i \alpha_i$ . L'épaisseur optique de la

couche est alors déduite de cette valeur selon l'expression classique  $\delta = \int_{z_1}^{z_2} \alpha(z) dz$ , avec  $z_1$  et  $z_2$  altitudes basse et haute de la couche considérée.

En pratique, à des fins de comparaisons avec les mesures réelles, il est plus pratique de procéder dans le sens opposé : une épaisseur optique  $\delta$  est sélectionnée pour chaque couche, qui est ensuite répartie entre les divers types de particule qui composent la couche suivant leurs concentrations relatives. Le coefficient d'extinction  $\alpha_i$  de chaque type de particule est alors déduit en choisissant une concentration constante sur la couche considérée. Ce coefficient permet d'accéder au libre parcours moyen  $\mu_i$  pour le type de particule  $i$  :  $\mu_i = \frac{1}{\alpha_i}$ . Ce coefficient décrit la distance moyenne que peut parcourir un photon laser avant d'être diffusé par une des particules du milieu.

## 4.2.2 Progression du photon dans le milieu diffusant

### 4.2.2.1 Lancement du photon

Initialement le photon se trouve à l'origine du système de coordonnées du modèle. Sa direction initiale est déterminée par l'angle d'élévation du lidar  $\theta_i$ . Un état de polarisation spécifique lui est attribué. L'intensité du faisceau lumineux est fixée à l'unité.

### 4.2.2.2 Distance de libre parcours

Considérons un photon se propageant dans une direction donnée, à l'intérieur d'une couche atmosphérique de coefficient d'extinction  $\alpha$ . Le code de ray-tracing doit déterminer la distance que le photon va parcourir avant de subir une interaction avec les particules composant le milieu. La variation de l'intensité lumineuse d'un faisceau se propageant dans milieu de coefficient d'extinction  $\alpha$  est donné par  $dI = -\alpha I dl$  (Sect. 2.2.3). Considérons un nombre  $N$  de photons se propageant dans un tel milieu, le nombre de photons n'ayant pas subi de diffusion après avoir parcouru une distance  $l$  est donné par  $N(l) = N_0 \exp(-\alpha l)$ . La probabilité pour un photon de ne pas subir de diffusion entre 0 et  $l$  est donc donnée par  $\exp(-\alpha l)$ . La probabilité pour qu'un tel photon non diffusé le soit entre  $l$  et  $l + dl$  est donnée par  $\alpha dl$ . La probabilité qu'un photon parti de  $l = 0$  subisse une diffusion entre  $l$  et  $l + dl$  est donc donnée par  $P(l) = \exp(-\alpha l) \alpha dl$ . En introduisant la grandeur sans dimension  $\lambda = \alpha l$ , la probabilité  $P(\lambda) = \exp(-\lambda) d\lambda$  est obtenue, normée telle que  $\int_0^\infty P(\lambda) d\lambda = 1$ . En choisissant un nombre aléatoire  $x$  compris entre 0 et 1, une distance de diffusion  $L = \frac{\lambda}{\alpha}$  peut être déterminée respectant la loi de probabilité  $P$  :

$$x = \int_0^{\lambda} P(\lambda) d\lambda = 1 - \exp(-\alpha L) \quad \Rightarrow \quad L = -\frac{\log(1-x)}{\alpha}$$

Ce qui peut s'exprimer en utilisant la distance de libre parcours moyen  $\mu$  (Sect. 4.2.1) comme  $L = -\mu \log(1-x)$ , d'où  $L$  la distance que parcourt le photon avant de subir une interaction avec les particules du milieu environnant. En pratique, lorsque le photon se situe dans une couche composée de plusieurs types de diffuseurs, la démarche précédente est effectuée pour chaque type de particule avec son coefficient d'extinction propre, et la distance la plus courte est sélectionné. Si la distance  $L$  est supérieure à la distance de la couche la plus proche dans la direction du faisceau, le photon se déplace jusqu'à l'orée de la nouvelle couche.

Après ce déplacement, le photon interagit avec le cristal rencontré, par diffraction, diffusion ou transmission-delta.

### 4.2.2.3 Interactions

A ce stade de la simulation, le photon vient de rencontrer une particule. Le type d'interaction qu'il va subir est déterminé aléatoirement, en respectant les diverses sections efficaces de la particule rencontrée comme étant les probabilités respectives de chaque interaction. Les propriétés futures du photon (direction, état de polarisation, etc) dépendront du type d'interaction sélectionné : diffusion angulaire, diffraction ou transmission delta (Sect. 3.2.4.1).

**Diffusion angulaire** Dans le cas d'une interaction de diffusion, la matrice de diffusion  $M(\Theta)$  de la particule rencontrée, qui provient de la simulation décrite en détail dans le chapitre 2.2.3, est mise à profit. Elle est utilisée dans deux buts différents : d'une part, afin de déterminer la nouvelle direction de propagation du faisceau lumineux après l'évènement de diffusion ; d'autre part afin de calculer les propriétés du vecteur de Stokes du faisceau diffusé. Par ailleurs, la matrice est également utilisée lors de l'application de la technique du flux ponctuel, qui sera détaillée dans la Section 4.2.2.4.

Considérons un faisceau de vecteur de Stokes  $\mathbf{I}_i = \begin{bmatrix} I_i & Q_i & U_i & V_i \end{bmatrix}$  incident sur une particule de matrice de diffusion  $M(\Theta)$ , la distribution angulaire des intensités diffusées, donnée par la distribution angulaire des premiers éléments des vecteurs de Stokes des faisceaux diffusés, s'écrit :

$$I_d(\Theta) = M_{11}(\Theta) \cdot I_i + M_{12}(\Theta) \cdot Q_i + M_{13}(\Theta) \cdot U_i + M_{14}(\Theta) \cdot V_i \quad (4.6)$$

A partir de cette distribution angulaire, correspondant à l'indicatrice de diffusion de la particule, il est possible d'établir une distribution de probabilités de diffusion dans une direction donnée. Cette probabilité s'écrit

$$P(\Theta) = \frac{I_d(\Theta)}{\int_{-\pi}^{\pi} I_d(\Theta') \sin(\Theta') d\Theta'} \quad (4.7)$$

Une direction de diffusion qui satisfait cette distribution de probabilité est alors déterminée aléatoirement. Cette nouvelle direction de propagation est repérée par un angle de diffusion noté  $\Theta_d$ . Un seul angle n'étant pas suffisant pour déterminer une direction en trois dimensions, un angle azimuthal  $\varphi_d$  est sélectionné entre 0 et  $2\pi$ . Les particules étant aléatoirement orientées, il y a symétrie azimuthale et le choix de  $\varphi$  est fait de façon aléatoire.

Une fois l'angle de diffusion sélectionné, le vecteur de Stokes du faisceau diffusé sera donné par

$$\mathbf{I}_d = M(\Theta_d) \cdot \mathbf{I}_i \quad (4.8)$$

Dans le cas de la diffusion angulaire, l'étape du flux ponctuel (Sect. 4.2.2.4) est réalisée avant de procéder à une nouvelle propagation du faisceau dans sa nouvelle direction.

**Diffraction** Si une interaction de diffraction est sélectionnée, la fonction de diffraction, telle que définie dans le chapitre 2.2.3, est mise à contribution :

$$P_D(\Theta) = \chi^2 \frac{(1 + \cos \Theta)}{2} \frac{J_1(\chi \sin \Theta)}{\chi \sin \Theta} \quad (4.9)$$

avec  $\chi = \frac{2\pi r}{\lambda}$  rapport entre le rayon équivalent de la particule et la longueur d'onde du faisceau incident. Cette équation est utilisée pour définir une distribution de probabilités angulaires, de façon similaire au cas de la diffusion angulaire, ce qui mène au choix d'un angle de diffusion  $\Theta_D$ . L'angle azimuthal  $\varphi_D$  est déterminé aléatoirement entre 0 et  $2\pi$ . La fonction de diffraction de l'équation 4.9 influence également chaque élément du vecteur de Stokes du faisceau incident. Par conséquent, pour un faisceau incident de vecteur de Stokes  $\mathbf{I}_i$ , le vecteur de Stokes du faisceau diffracté est donné par



$$\mathbf{I}_d = \begin{bmatrix} P_D(\Theta_D) & 0 & 0 & 0 \\ 0 & P_D(\Theta_D) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & P_D(\Theta_D) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & P_D(\Theta_D) \end{bmatrix} \cdot \mathbf{I}_i \quad (4.10)$$

**Transmission-delta** Dans le cas d'une interaction de type transmission delta (Sect 3.2.4.1), le faisceau est considéré comme non diffusé. Il poursuit par conséquent sa route dans la même direction qu'auparavant, et son état de polarisation reste le même.

#### 4.2.2.4 Méthode du flux ponctuel

Dans le chapitre précédent, un faisceau lumineux était envoyé sur un cristal, et à chaque interaction avec une de ses faces une certaine quantité d'énergie quittait le cristal. Cette énergie était alors détectée et contribuait à l'élaboration de la matrice de diffusion. Dans le cas présent, le faisceau est envoyé dans une atmosphère simulée, et son trajet est suivi au cours des diverses interactions. Contrairement au cas précédent, le détecteur est ici ponctuel, et doté d'un champ de vue limité. Dans une telle configuration, la plupart des photons émis ne retourneront jamais vers le détecteur, leur parcours les entraînant hors du cône de réception de l'instrument. Afin de résoudre ce problème, une technique appelée *méthode du flux ponctuel* est utilisée : pour chaque interaction de diffusion angulaire subie par le faisceau lumineux située dans le champ de vue du télescope, la probabilité pour l'onde lumineuse de revenir directement vers le détecteur est estimée Kunkel et Weinman (1976).

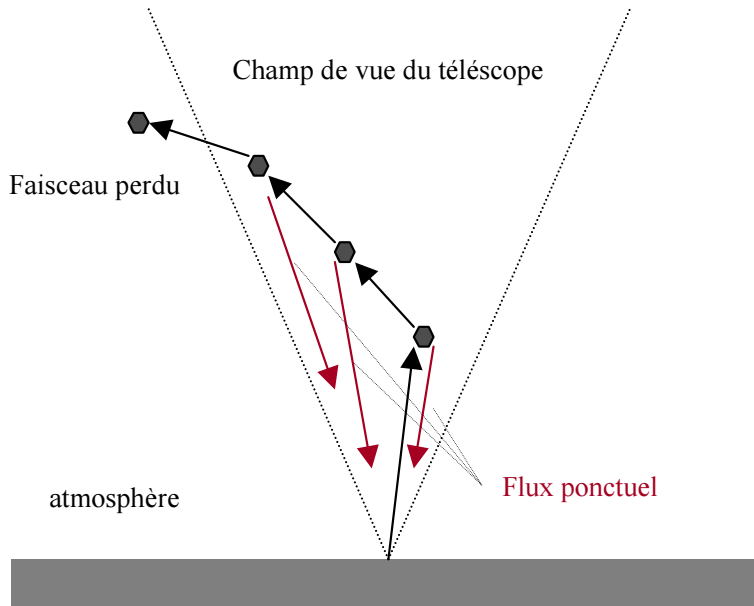


FIG. 4.5 – Méthode du flux ponctuel : à chaque interaction diffusante correspond une contribution à la distribution de photons diffusés.

Considérons un faisceau incident  $\mathbf{I}_i$  subissant une interaction de diffusion angulaire. S'il existe un angle  $\Theta_F$

entre la direction de propagation du faisceau et sa direction de retour vers le détecteur (localisé à l'origine du modèle), la probabilité de retour sera donnée par  $P(\Theta_F)$ , avec  $P$  tel que définie dans l'équation 4.7. Tout se passe alors *comme si* le faisceau était diffusé suivant cet angle  $\Theta_F$  et revenait ainsi directement au détecteur, en portant donc un vecteur de Stokes  $\mathbf{I}_d$  donné par  $\mathbf{I}_d = M(\Theta_F) \cdot \mathbf{I}_i$ . Ce vecteur de Stokes est alors comptabilisé par le détecteur modélisé (voir Section suivante). Le processus de flux ponctuel est représenté sur la figure 4.5. Cette technique permet une économie substantielle de temps de calcul.

#### 4.2.2.5 Enregistrement des faisceaux détectés

Dans le cas du lidar réel, le télescope fournit une distribution verticale de puissances rétrodiffusées  $P(z)$ , ainsi que le montre l'équation 4.1. Dans le modèle actuel, une distribution verticale de vecteur de Stokes rétrodiffusés  $\mathbf{S}(z)$  est considérée. Dans les cas, équivalents, où un faisceau revient de lui-même au détecteur, ou lorsque la technique du flux ponctuel est appliquée à un faisceau diffusé angulairement, il faut comptabiliser le vecteur de Stokes  $\mathbf{S}_d$  du faisceau comme provenant d'une altitude donnée  $z$ . Afin de tenir compte correctement des effets dus à la diffusion multiple, il convient de ne pas comptabiliser le faisceau comme provenant de son altitude *réelle*  $z$ , mais plutôt comme provenant de l'altitude *vue par le lidar*, en d'autres termes en hypothèse de diffusion simple. Cela est réalisé en mesurant le temps de parcours total  $\Delta t$  du photon depuis son émission (son "temps de vol") et en supposant que sur cette durée le photon a effectué un aller-retour direct dans l'atmosphère :  $z = \frac{c\Delta t}{2}$ . Le vecteur de Stokes est alors ajouté au compteur de l'altitude correspondante :  $\mathbf{S}(z) = \mathbf{S}(z) + \mathbf{S}_d$ . Ceci permet de simuler de manière réaliste les erreurs d'altitudes dus à la diffusion multiple.

En envoyant suffisamment de photons dans l'atmosphère, une distribution continue en altitude de vecteurs de Stokes  $\mathbf{S}(z)$  est obtenue. Cette distribution correspond à un état de polarisation initial défini. Cet état de polarisation dépend de la méthode désirée pour restituer la matrice de diffusion totale du milieu atmosphérique.

### 4.2.3 Restitution de la matrice de diffusion atmosphérique

Dans les sections précédentes nous avons détaillé le processus de ray-tracing utilisé pour la simulation. Notamment, nous avons vu qu'en choisissant un état de polarisation pour le faisceau laser initial, il était possible de restituer une distribution verticale de vecteur de Stokes diffusés par l'atmosphère. Néanmoins, ceci ne renseigne qu'imparfaitement sur les propriétés diffusantes de l'atmosphère modélisée. Ainsi, dans cette section, deux méthodes permettant de restituer la matrice totale de diffusion des diverses couches atmosphériques sont présentées.

#### 4.2.3.1 Méthode des 4 vecteurs

Quatre vecteurs de Stokes initiaux  $\mathbf{S}_{1\dots 4}$ , chacun dans un état de polarisation différent, sont suffisants pour restituer la matrice de diffusion :

$$\mathbf{S}_1 = \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}, \mathbf{S}_2 = \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}, \mathbf{S}_3 = \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 1 \\ 0 \end{bmatrix}, \mathbf{S}_4 = \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 1 \end{bmatrix} \quad (4.11)$$

$\mathbf{S}_1$  correspond à de la lumière non polarisée,  $\mathbf{S}_2$  à une polarisation linéaire à  $0^\circ$ ,  $\mathbf{S}_3$  à une polarisation linéaire à  $45^\circ$  et  $\mathbf{S}_4$  à une polarisation circulaire droite (Sect. 2.2.2). Une simulation est lancée pour chaque état de polarisation initial. Chaque simulation restitue alors une distribution verticale de vecteurs de Stokes diffusés,  $\mathbf{S}_{1\dots 4}^d(z)$ . Ces

vecteurs peuvent être exprimés comme fonctions du vecteur de Stokes du faisceau incident  $\mathbf{S}_{1\dots 4}$  et d'une distribution verticale de matrices de rétrodiffusion,  $M(z) : \mathbf{S}_{1\dots 4}^d = M(z) \cdot \mathbf{S}_{1\dots 4}$ . Dans le cas de particules aléatoirement orientées, les matrices de diffusions peuvent s'exprimer de façon simplifiée (voir l'équation 2.18), ce qui conduit à l'élimination des blocs hors diagonale et permet d'établir les relations suivantes :

$$\mathbf{S}_1^d(z) = \begin{bmatrix} M_{11}(z) \\ M_{21}(z) \\ M_{31}(z) \\ M_{41}(z) \end{bmatrix}, \quad \mathbf{S}_2^d(z) = \begin{bmatrix} M_{11}(z) + M_{12}(z) \\ M_{21}(z) + M_{22}(z) \\ M_{31}(z) + M_{32}(z) \\ M_{41}(z) + M_{42}(z) \end{bmatrix}$$

$$\mathbf{S}_3^d(z) = \begin{bmatrix} M_{11}(z) + M_{13}(z) \\ M_{21}(z) + M_{23}(z) \\ M_{31}(z) + M_{33}(z) \\ M_{41}(z) + M_{43}(z) \end{bmatrix}, \quad \mathbf{S}_4^d(z) = \begin{bmatrix} M_{11}(z) + M_{14}(z) \\ M_{21}(z) + M_{24}(z) \\ M_{31}(z) + M_{34}(z) \\ M_{41}(z) + M_{44}(z) \end{bmatrix}$$

Par diverses combinaisons linéaires de ces vecteurs de Stokes, il devient possible de restituer les éléments de la matrice de rétrodiffusion  $M$  :

$$\begin{aligned} M_{11}(z) &= I_1^d(z), \\ M_{12}(z) &= I_2^d(z) - I_1^d(z), \\ M_{13}(z) &= I_3^d(z) - I_1^d(z), \\ M_{14}(z) &= I_4^d(z) - I_1^d(z), \\ M_{21}(z) &= Q_1^d(z) \dots \end{aligned}$$

Lorsque la distribution verticale de la matrice de rétrodiffusion  $M(z)$  est obtenue, il est possible d'estimer la quantité d'énergie rétrodiffusée par l'atmosphère à n'importe quelle altitude, ainsi que l'état de polarisation du faisceau rétrodiffusé.

#### 4.2.3.2 Méthode des fonctions tests

Il est possible de restituer la matrice de diffusion totale de l'atmosphère sans devoir utiliser successivement quatre états de polarisation pour le faisceau émis, par un choix pertinent du vecteur de Stokes  $\mathbf{S}$  de ce faisceau :

$$\mathbf{S}_i = \begin{bmatrix} 1 \\ \cos(\theta) \\ \cos(\varphi) \sin(\theta) \\ \sin(\varphi) \sin(\theta) \end{bmatrix} \quad (4.12)$$

Si un tel vecteur est envoyé à la rencontre d'une atmosphère définie par une matrice de diffusion  $M(z)$ , la distribution verticale des vecteurs de Stokes rétrodiffusés s'exprimera comme :

$$\mathbf{S}_d(z) = M_d \cdot \mathbf{S}_i = \begin{bmatrix} M_{11}(z) + M_{12}(z) \cos \theta + M_{13}(z) \sin \theta \cos \varphi + M_{14}(z) \sin \theta \sin \varphi \\ M_{21}(z) + M_{22}(z) \cos \theta + M_{23}(z) \sin \theta \cos \varphi + M_{24}(z) \sin \theta \sin \varphi \\ M_{31}(z) + M_{32}(z) \cos \theta + M_{33}(z) \sin \theta \cos \varphi + M_{34}(z) \sin \theta \sin \varphi \\ M_{41}(z) + M_{42}(z) \cos \theta + M_{43}(z) \sin \theta \cos \varphi + M_{44}(z) \sin \theta \sin \varphi \end{bmatrix} \quad (4.13)$$

Il est alors possible de restituer directement les différents éléments de la matrice de rétrodiffusion  $M_d$ , en intégrant chaque élément de  $\mathbf{S}_d$  et en faisant prendre à l'élément d'intégration successivement les différents termes

de  $\mathbf{S}_i$  :

$$\begin{aligned}
 M_{11} &= \int [M_{11} + M_{12} \cos \theta + M_{13} \sin \theta \cos \varphi + M_{14} \sin \theta \sin \varphi] d \cos \theta d \varphi \\
 M_{12} &= \int [M_{11} + M_{12} \cos \theta + M_{13} \sin \theta \cos \varphi + M_{14} \sin \theta \sin \varphi] \cos \theta d \cos \theta d \varphi \\
 &\vdots \\
 M_{44} &= \int [M_{41} + M_{42} \cos \theta + M_{43} \sin \theta \cos \varphi + M_{44} \sin \theta \sin \varphi] \sin \theta \sin \varphi d \cos \theta d \varphi \quad (4.14)
 \end{aligned}$$

Cette deuxième méthode de restitution de la matrice de diffusion est plus rapide : une seule étape est nécessaire, contrairement à la méthode précédente. Cependant, cette méthode fait intervenir des calculs nettement plus compliqués sans apporter de précision supplémentaire. C'est donc la première méthode qui sera retenue.

#### 4.2.3.3 Conclusion

Une fois que la distribution verticale de la matrice de rétrodiffusion  $M$  du milieu est connue, il est simple de restituer les propriétés d'un faisceau incident de vecteur de Stokes  $\mathbf{S}_i$  rétrodiffusé à n'importe quelle altitude  $z$ . Le vecteur de Stokes  $\mathbf{S}_d$  du faisceau rétrodiffusé sera donné par  $\mathbf{S}_d(z) = M(z) \cdot \mathbf{S}_i$ . Il devient alors possible de restituer le comportement de rétrodiffusion d'un milieu de composition voulue. L'impact de certains paramètres (forme des cristaux, concentrations, épaisseur optique de la couche nuageuse...) sur les propriétés du faisceau diffusé peut alors être estimé, notamment sur son état de polarisation.

## 4.3 Etude de sensibilité des mesures lidar aux propriétés atmosphériques et instrumentales

La simulation qui vient d'être présentée a été utilisée pour estimer l'influence de certains paramètres d'entrée du modèle sur les mesures effectuées par lidar. Pour chaque cas étudié, un choix de paramètres représentatifs sera sélectionné pour le nuage (facteur de forme, épaisseur optique...) et le lidar (champ de vue, angle d'incidence...), et l'un des paramètres sera modifié afin de visualiser son impact sur les résultats.

Deux types d'instruments seront simulés : un lidar sol et un lidar spatial. La configuration sol a été paramétrée afin de reproduire au plus proche les propriétés du lidar de Palaiseau présenté en Sect. 5.1.3, notamment un champ de vue de  $\theta_{fov} = 3$  mrad. La configuration spatiale a été paramétrée afin de reproduire les mesures du lidar CALIOP embarqué à bord de la mission spatiale Calipso, à savoir une altitude de 705 km et un champ de vue de  $\theta_{fov} = 0.125$  mrad Winker et Wielicki (1999).

### 4.3.1 Influence du facteur de forme des cristaux

Afin d'évaluer l'influence du facteur de forme, un nuage fut simulé entre 8 et 10 km d'altitude, d'épaisseur optique fixe  $\delta = 1$ , en faisant parcourir au facteur de forme  $Q$  des particules composant le nuage plusieurs valeurs significativement différentes : 0.05, 0.5, 1.0, 1.5, 2.5. Les résultats de la simulation, sous forme de profils verticaux de luminance rétrodiffusée dans le plan parallèle et de rapport de dépolarisation lidar, sont présentés sur la figure 4.6.

L'influence du facteur de forme sur l'intensité rétrodiffusée (Fig. 4.6.a) semble négligeable : la différence entre les diverses courbes est minime. Par contre, la courbe de rapport de dépolarisation (Fig 4.6.b) semble dépendre directement du facteur de forme choisi, ce qui se comprend aisément. En effet, en diffusion simple, le rapport de dépolarisation est directement dicté par la matrice de diffusion du cristal, qui est elle-même directement dépendante du facteur de forme sélectionné. L'évolution du rapport de dépolarisation en fonction du facteur de forme est présentée sur la figure 4.7 en diffusion simple. Les facteurs de forme faibles conduisent à des rapports de dépolarisation faibles ( $\Delta P < 0.3$ ) alors que les facteurs de forme élevés entraînent un rapport de dépolarisation plus important ( $\Delta P > 0.3$ ).

Par ailleurs, ces résultats permettent d'évaluer l'importance de la distance de pénétration dans le nuage : la valeur de dépolarisation à l'entrée du nuage ( $z = 8$  km) est sensiblement égale à celle en diffusion simple, puis à mesure que la distance de pénétration augmente les effets de diffusion multiple se font davantage sentir et le rapport de dépolarisation augmente. Cette augmentation est directement dépendante de l'épaisseur optique du nuage, et donc de la concentration des particules qui le composent. La variation du rapport de dépolarisation dûe aux effets de diffusion multiple sera discutée en détail dans la section 4.3.2.2.

La comparaison entre les valeurs simulées pour le lidar sol et celles simulées pour le lidar spatial montre que le profil d'intensité rétrodiffusée est de forme similaire, bien que davantage atténué dans le cas du spatial. Les effets de diffusion multiple se font bien plus sentir pour le lidar spatial que pour le lidar sol : l'intensité rétrodiffusée reste importante sur une courte distance au-delà des limites du nuage (voir fig. 4.6.c sous le nuage) et le rapport de dépolarisation augmente bien plus rapidement lors de sa pénétration dans le nuage. Par ailleurs, les valeurs du rapport de dépolarisation au-delà du nuage sont faussées (Fig. 4.6.d sous le nuage) et il n'est plus possible de distinguer le nuage du ciel clair.

### 4.3.2 Influence de l'épaisseur optique du nuage

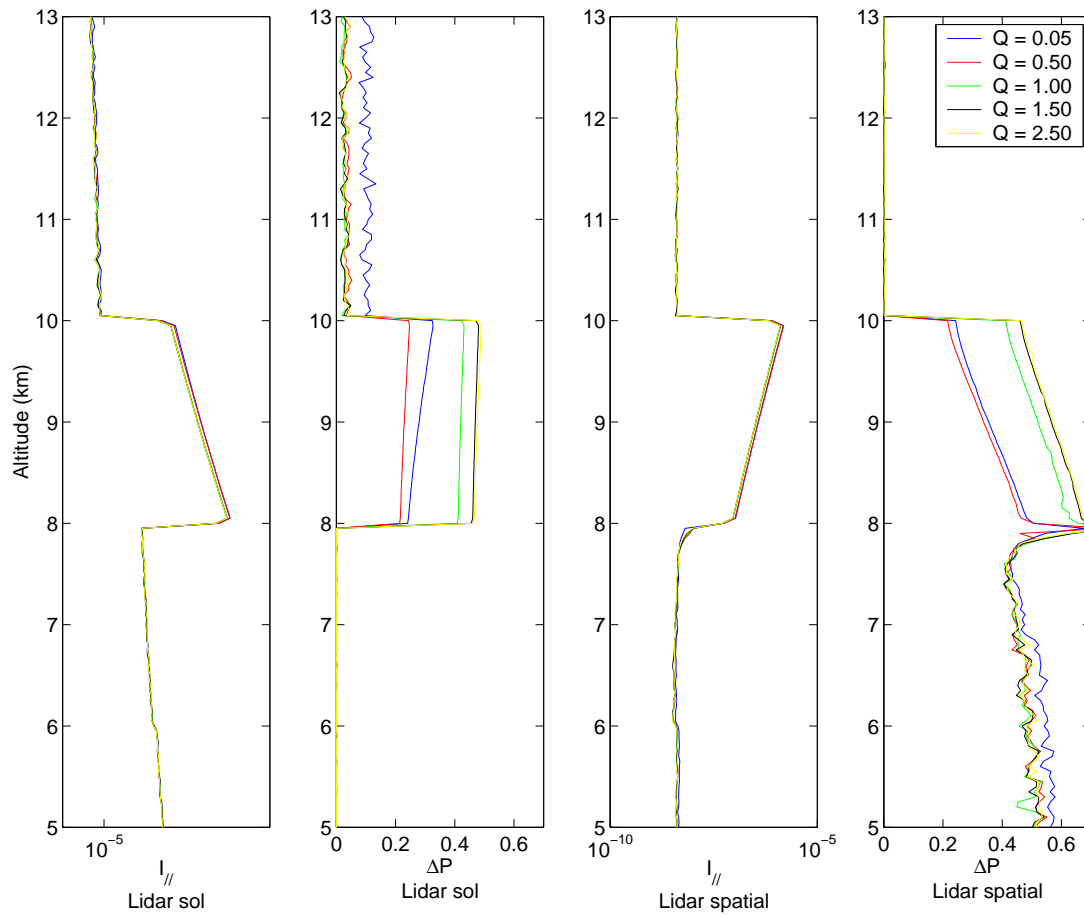


FIG. 4.6 – Profils verticaux de **a.** et **c.** luminance rétrodiffusée et de **b.** et **d.** rapport de dépolarisation lidar pour un nuage compris entre 8 et 10 km, d'épaisseur optique  $\delta = 1$  et composé de cristaux de facteur de forme  $Q$  variable, observés depuis le sol (a et b) et l'espace (c et d).

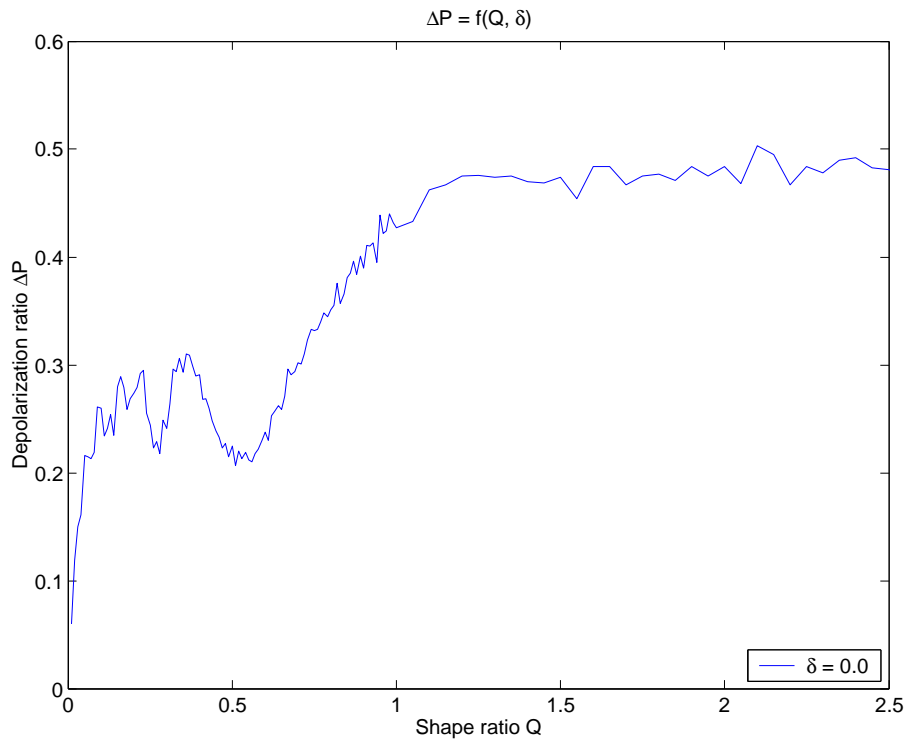


FIG. 4.7 – Evolution du rapport de dépolarisation en diffusion simple, en fonction du facteur de forme  $Q$ .

#### 4.3.2.1 Profils simulés de rétrodiffusion et de dépolarisation

De façon similaire à l'étude de l'influence du facteur de forme, la simulation fut exécutée pour un nuage compris entre 8 et 10 km d'altitude, composé de particules de facteur de forme  $Q = 0.05$  et d'épaisseur optique  $\delta$  variant entre 0.2 et 1. Les profils verticaux résultant des simulations sont présentés sur la figure 4.8. Les courbes de la figure 4.8.a montrent une augmentation régulière de l'intensité rétrodiffusée avec l'épaisseur optique. L'augmentation ne semble cependant pas linéaire : la variation est plus importante pour des petites valeurs de l'épaisseur optique (par exemple le passage de  $\delta = 0.2$  à  $\delta = 0.4$ ). Pour  $\delta = 1$  une limite est atteinte, au-dessus de laquelle l'intensité rétrodiffusée semble stagner. Par contre, le comportement du rapport de dépolarisation est très différent : les valeurs de rapport de dépolarisation sont équivalente à l'entrée du nuage, mais divergent rapidement. L'impact de l'épaisseur optique sur le rapport de dépolarisation réside donc dans la vitesse d'augmentation avec la distance de pénétration : plus l'épaisseur optique est importante, plus le rapport de dépolarisation augmente rapidement avec la distance de pénétration. Cette variation de la vitesse d'augmentation semble linéaire avec l'augmentation de l'épaisseur optique (le palier observé pour l'intensité rétrodiffusée n'est pas présent).

La variation de l'épaisseur optique n'a pas d'influence sur les mesures prises entre le lidar et le nuage, mais les effets de diffusion multiple se répercutent sur les valeurs mesurées au-delà du nuage, que ce soit pour l'intensité rétrodiffusée ou le rapport de dépolarisation.

Ces remarques restent valides pour le cas d'un lidar spatial : les profils d'intensités rétrodiffusées sont influencés de façon comparable, par contre le rapport de dépolarisation augmente beaucoup plus rapidement que dans le cas du lidar sol. Un saut brutal du rapport de dépolarisation est visible sur à la base du nuage, mais il s'agit d'un

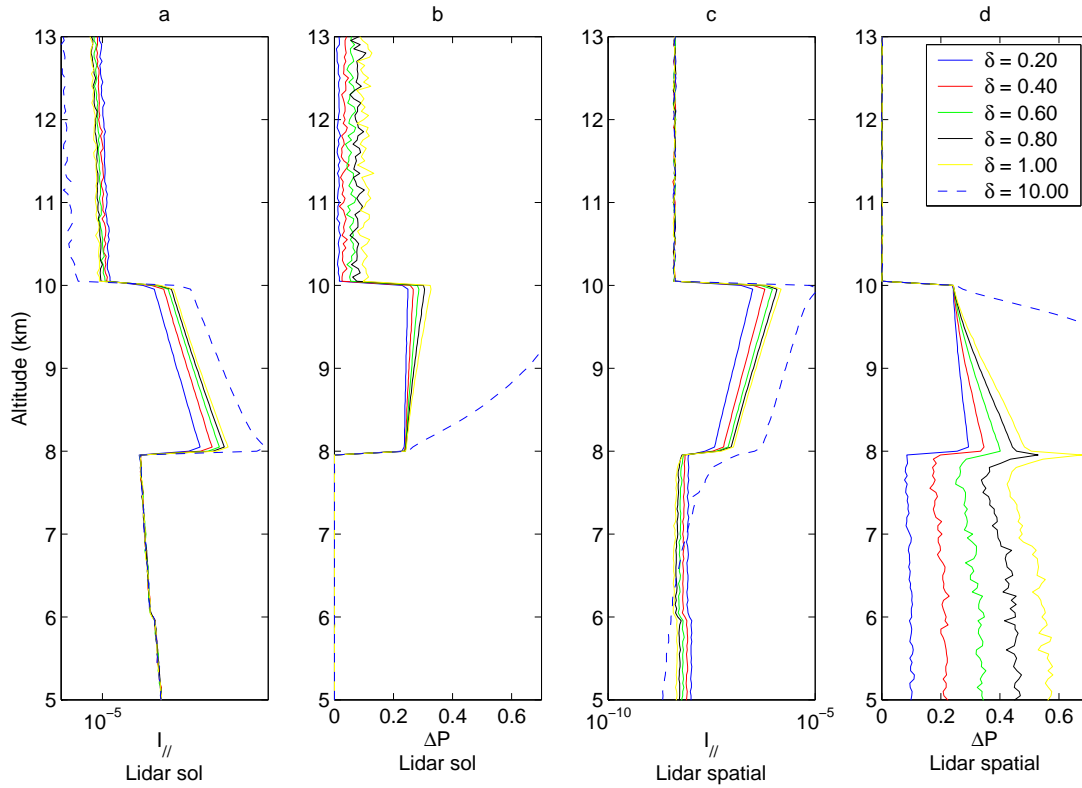


FIG. 4.8 – Profils verticaux de **a.** et **c.** luminance rétrodiffusée et de **b.** et **d.** rapport de dépolarisation lidar pour un nuage compris entre 8 et 10 km, composé de cristaux de facteur de forme  $Q = 0.05$  et d'épaisseur optique  $\delta$  variable, observés depuis le sol (a et b) et l'espace (c et d).



artefact de simulation qui n'a pas de signification physique.

#### 4.3.2.2 Influence de la diffusion multiple sur le rapport de dépolarisation

Afin d'estimer l'impact de la diffusion multiple sur le rapport de dépolarisation, une étude est menée en modélisant un nuage entre 8 et 10 km d'altitude, pour un grand nombre de facteurs de forme  $Q$  en faisant varier l'épaisseur optique  $\delta$  du nuage entre 0 et 3. Sur les profils verticaux de rapport de dépolarisation ainsi obtenus, une moyenne est appliquée afin d'obtenir une seule valeur  $\Delta P$  par couple  $(Q, \delta)$ . Ces valeurs uniques sont ensuite reportées sur des courbes  $\Delta P = f(Q)$  pour chaque valeur de  $\delta$  étudiée. Les résultats, issus de plus de 3500 simulations, sont représentés sur la figure 4.9.

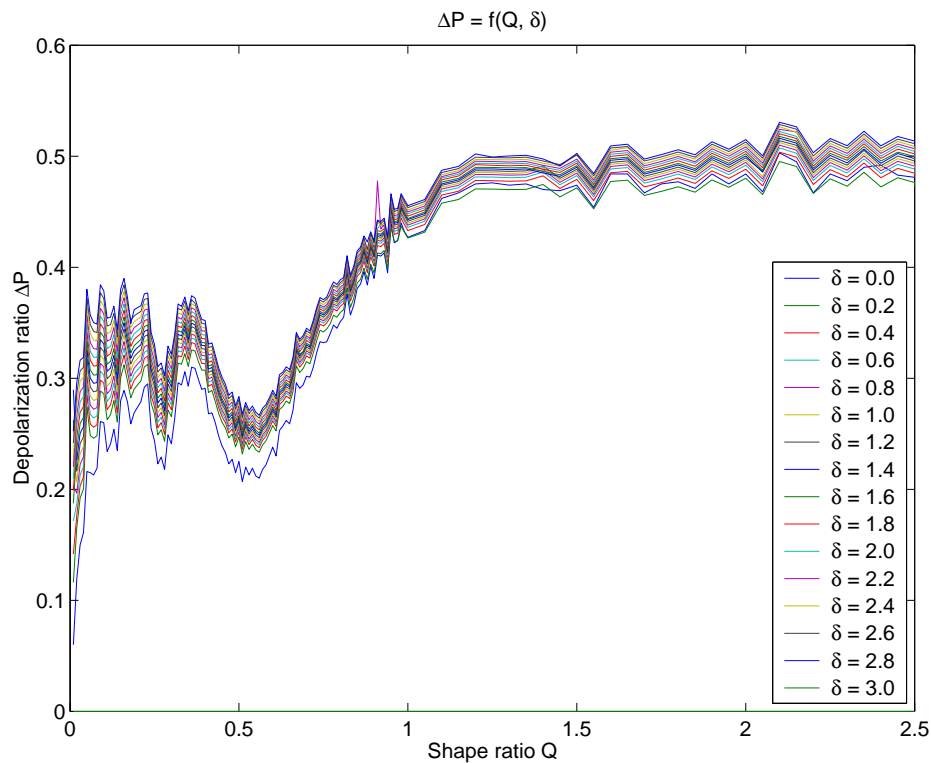


FIG. 4.9 – Evolution du rapport de dépolarisation  $\Delta P$  en fonction du facteur de forme  $Q$  pour 15 valeurs de l'épaisseur optique  $\delta$ .

En première remarque, il apparaît que la variation de  $\Delta P$  avec  $Q$  reste globalement la même quelle que soit la valeur de l'épaisseur optique du nuage étudié. Cependant, un comportement déjà évoqué précédemment est mis à jour plus nettement : le rapport de dépolarisation augmente avec l'épaisseur optique. Cette augmentation n'est pas uniforme : elle est plus importante pour les faibles facteurs de forme (i.e. pour les plaquettes) que pour les facteurs de forme élevés (i.e. pour les colonnes). Afin de mieux appréhender ce comportement, l'évolution de  $\Delta P$  en fonction de l'épaisseur optique pour diverses valeurs du facteur de forme est représentée sur la figure 4.10.

Cette figure montre que les regroupements de rapport de dépolarisation pour certaines valeurs de facteur de forme restent possibles : pour une épaisseur optique donnée, les faibles rapports de dépolarisation correspondent

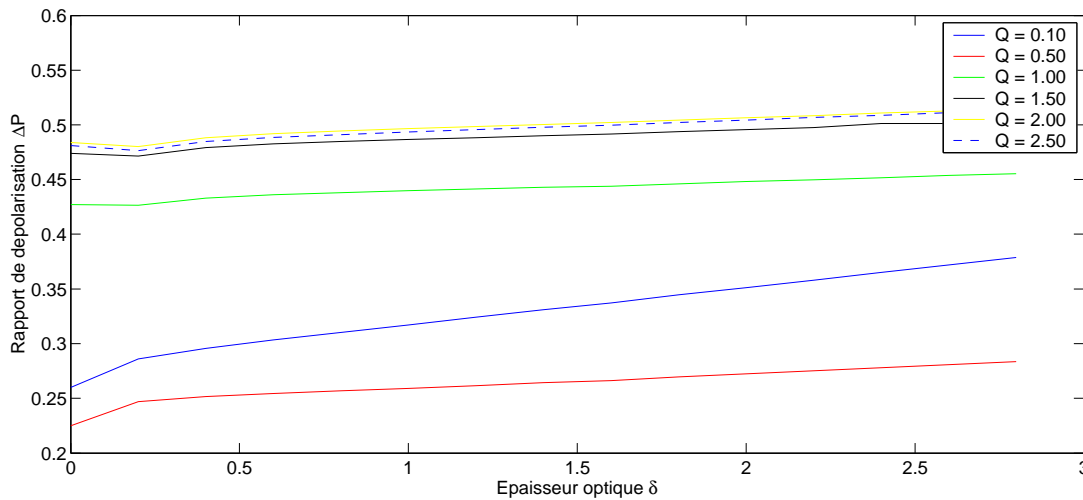


FIG. 4.10 – Evolution du rapport de dépolarisation  $\Delta P$  en fonction de l'épaisseur optique  $\delta$  pour plusieurs valeurs du facteur de forme  $Q$ .

aux facteurs de formes peu élevés, et les forts rapports de dépolarisation correspondent aux facteurs de formes élevés. Le fait que l'épaisseur optique introduise une élévation globale des taux de dépolarisation sera pris en compte dans la section 5.1 pour l'étude des formes de cristaux dans les cirrus.

### 4.3.3 Mélange de particules dans le nuage

Afin d'évaluer le comportement de la simulation en présence de mélange de particules, un nuage composé de deux types de particules diffusantes a été modélisé. Des particules de facteurs de forme  $Q = 0.05$  et  $Q = 1$ , en concentrations égales, composent ce nuage. Les profils simulés sont visibles sur la figure 4.11.

L'intensité rétrodiffusée par le nuage reste globalement la même, quelle que soit la composition du nuage. Cependant, le rapport de dépolarisation total, obtenu par la méthode de Monte Carlo prenant en compte différents types de particules, est comparable à une composition linéaire : les contributions des intensités rétrodiffusées dans les deux plans de polarisation s'ajoutent, pondérées par les concentrations respectives  $N_i$  de chaque type de particule :

$$\Delta P = \frac{\sum N_i I_{i,\perp}}{\sum N_i I_{i,\parallel}}$$

Ce phénomène sera utilisé dans la section 5.2.2.3 pour estimer les concentrations relatives de plusieurs types de particules.

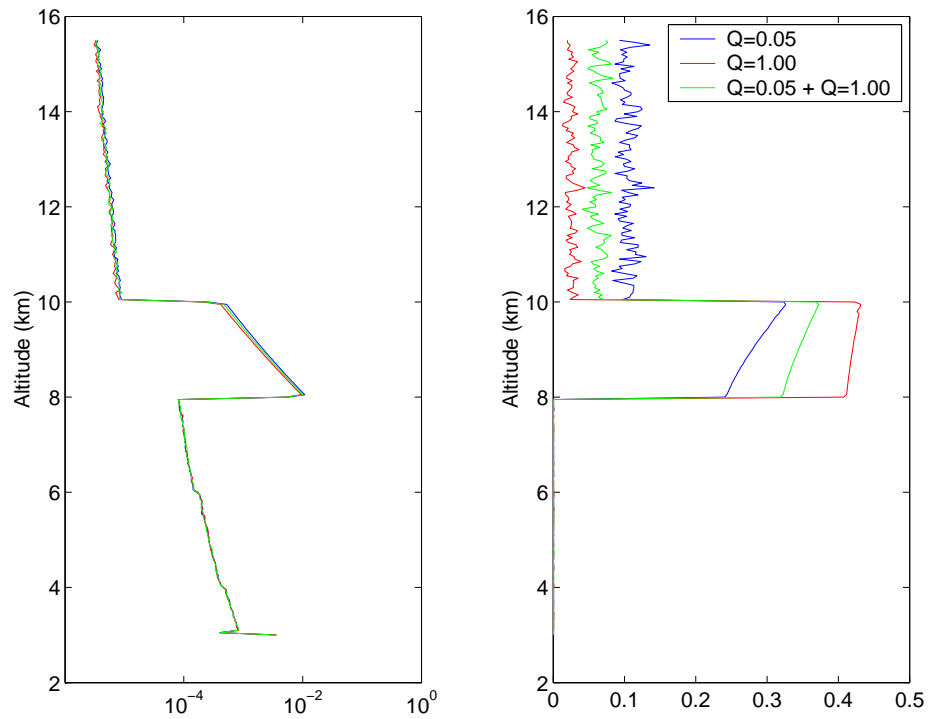


FIG. 4.11 – Profils verticaux de (a) luminance rétrodiffusée de (b) rapport de dépolarisation lidar pour un nuage compris entre 8 et 10 km, d'épaisseur optique  $\delta = 1$ , composé de cristaux de facteurs de forme  $Q = 0.05$ ,  $Q = 1.0$  et d'un mélange des deux en concentrations égales.

### 4.3.4 Influence du champ de vue du télescope du lidar

Le phénomène de diffusion multiple est fortement dépendant du champ de vue choisi pour le télescope (Sect. 4.1.3). L'impact de ce paramètre sur les mesures d'intensité rétrodiffusé et de rapport de dépolarisation peut être estimé en sélectionnant plusieurs valeurs typiques du champ de vue. Des profils simulés de luminance rétrodiffusée et de rapport de dépolarisation lidar, pour des lidars sol et spatial à plusieurs champs de vue, sont présentés sur la figure 4.12. Un champ de vue extrême de 100 mrad, bien que non réaliste, a été simulé afin d'évaluer le domaine de variation des simulations.

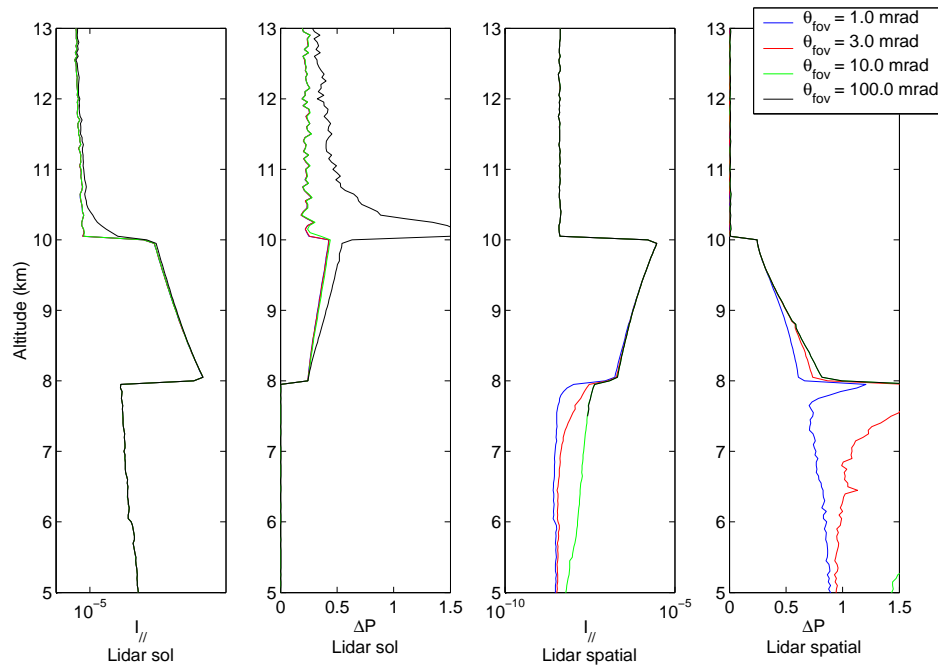


FIG. 4.12 – Profils verticaux de **a.** et **c.** luminance rétrodiffusée et de **b.** et **d.** rapport de dépolarisation lidar pour un nuage compris entre 8 et 10 km, d'épaisseur optique  $\delta = 1$ , composé de cristaux de facteur de forme  $Q = 0.05$  aléatoirement orientés, pour un lidar de champ de vue variable, observés du sol (a et b) et de l'espace (c et d).

Les profils d'intensité et de rapport de dépolarisation montrent une influence nette sur les valeurs mesurées au sommet du nuage (Fig. 4.12.a et b). Les phénomènes de diffusion multiple se traduisent par un étalement vertical de la limite haute du nuage sur les profils simulés, évident pour  $\theta_{fov} = 100$  mrad. Ce phénomène risque d'entraîner des erreurs sur la détermination de l'altitude du nuage, et par conséquent fausse les calculs d'épaisseur optique, qui de ce fait est largement surévaluée. Une augmentation de la valeur moyenne du rapport de dépolarisation est observée, qui devient non négligeable à partir de 10 mrd. Les valeurs du rapport de dépolarisation pour la zone située au-dessus du nuage connaissent une augmentation brutale n'ayant pas de signification physique. L'impact de la diffusion multiple sur  $\Delta P$  devient alors très important.

Proportionnellement, les effets du champ de vue sont plus importants pour le lidar spatial que pour le lidar sol (Fig. 4.12.c et d). Notamment, l'erreur de détermination d'altitude, qui s'applique à présent sur la base du nuage, est sentie dès  $\theta_{fov} = 3$  mrd. Il en découle que le télescope d'un lidar spatial doit avoir un champ de vue extrêmement étroit, de préférence inférieur à 1 mrd.

Néanmoins, pour des valeurs de champs de vue "réalistes" (i.e.  $\theta_{fov} < 10\text{mrd}$ ), l'influence du champ de vue n'est pas clairement visible. Pour mieux l'estimer, l'évolution du rapport de dépolarisation moyen d'un nuage composé de plaquettes (facteur de forme  $Q = 0.05$ ) est représentée sur la figure 4.13 pour trois épaisseurs optiques différentes. L'augmentation du rapport de dépolarisation  $\Delta P$  dépend du coefficient d'extinction  $\alpha$  de la couche, et donc de son épaisseur optique  $\delta$  : ainsi, pour  $\alpha = 2\text{ km}^{-1}$ ,  $\Delta P$  augmente de 11%. Par contre, le rapport de dépolarisation atteint rapidement un palier, au-delà duquel l'augmentation du champ de vue n'a plus d'effet sur le rapport de dépolarisation (par exemple pour  $\alpha = 2\text{ km}^{-1}$ , le maximum est atteint pour  $\theta_{fov} = 5\text{ mrd}$ ). Ceci est cohérent avec les résultats déjà publiés Sun et al. (1989).

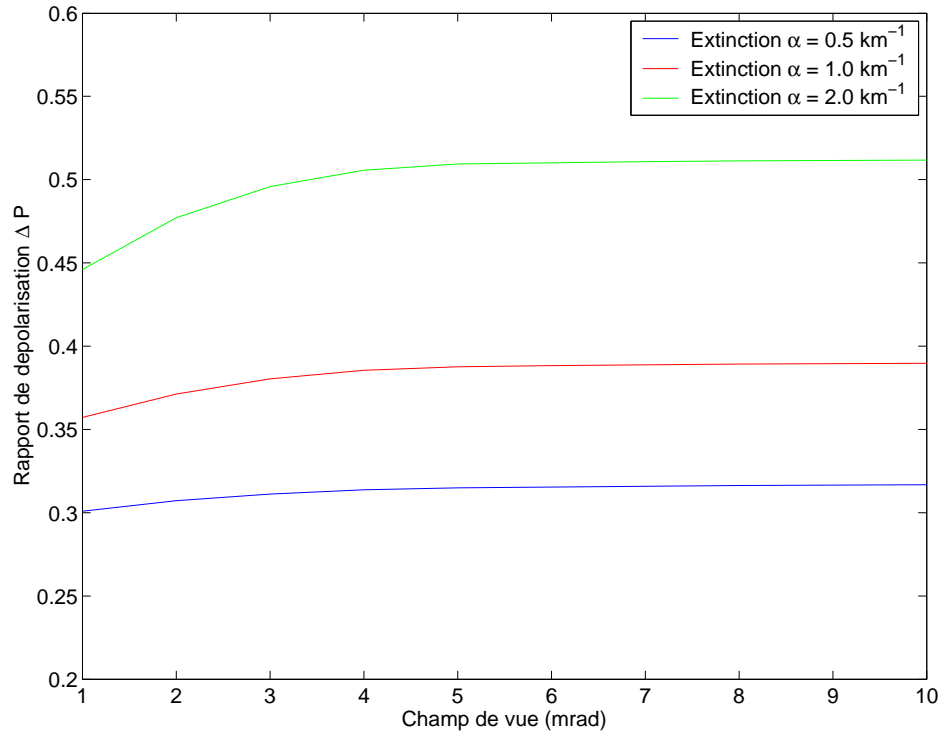


FIG. 4.13 – Evolution du rapport de dépolarisation moyen d'un nuage compris entre 8 et 10 km, composé de cristaux de glace de facteur de forme  $Q = 0.05$  et d'épaisseur optique variable, en fonction du champ de vue, observé depuis le sol.

### 4.3.5 Influence de l'angle d'incidence du lidar

L'angle d'incidence du faisceau lidar acquiert une importance capitale dans le cas de nuages composés de cristaux de glace préférentiellement orientés. En raison de la complexité d'implémentation d'un tel comportement, dans la simulation présentée ici les particules de glace sont orientées aléatoirement. En théorie, cela signifie que les propriétés de diffusion simple d'une particule individuelle sont indépendantes de l'angle d'incidence  $\theta_i$ . Néanmoins, il reste possible d'évaluer l'influence de l'angle d'incidence sur les mesures d'intensité rétrodiffusée et de rapport de dépolarisation.

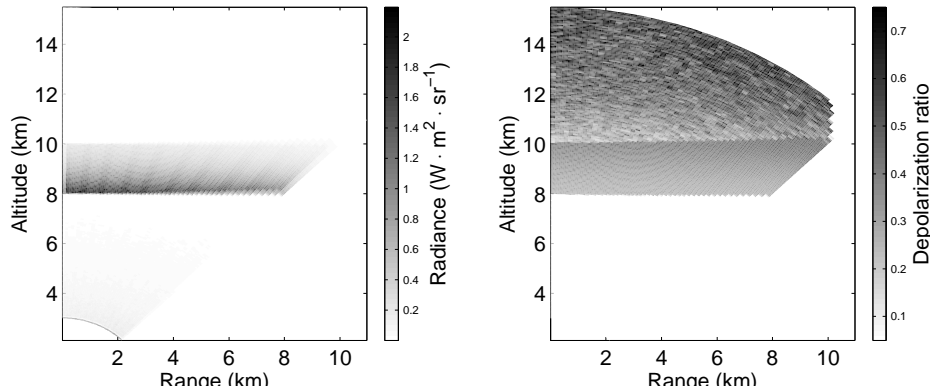


FIG. 4.14 – Diagrammes *Range-Height Indicator* de **a.** l'intensité rétrodiffusée et **b.** du rapport de dépolarisation pour un nuage compris entre 8 et 10 km d'altitude, d'épaisseur optique  $\delta = 1$ , composé de cristaux de forme  $Q = 0.05$  aléatoirement orientés, pour un lidar à visée variable situé au sol.

Sur la figure 4.14, le rapport de dépolarisation du nuage évolue très peu avec l'angle d'incidence. Une légère augmentation est visible néanmoins pour les grands angles d'incidences ( $\theta_i > 40^\circ$ ), qui provient de l'augmentation simultanée de la zone nuageuse comprise dans le champ de vue du télescope du lidar.

## 4.4 Conclusion

Dans ce chapitre une simulation de mesures lidar (intensité rétrodiffusée et rapport de dépolarisation) par ray-tracing fut présentée. Les différentes techniques mises en oeuvre ont été décrites, et l'impact des différents paramètres d'entrée a été estimé sur les profils simulés. Les conclusions suivantes ont pu être tirées :

- Le facteur de forme des particules composant le nuage n'a qu'une influence minimale sur l'intensité rétrodiffusée. Par contre, il détermine totalement la valeur du rapport de dépolarisation mesuré. A l'entrée du nuage, celle-ci correspond au rapport de dépolarisation en diffusion simple (Chap. 3), puis elle varie en fonction de l'épaisseur optique de la couche nuageuse considérée.
- L'épaisseur optique se révèle d'une grande importance pour le profil d'intensité rétrodiffusée : plus elle est importante et plus la rétrodiffusion est forte. L'impact sur le rapport de dépolarisation est moindre que sur l'intensité rétrodiffusée. Il apparaît néanmoins que le rapport de dépolarisation augmente d'autant plus rapidement que l'épaisseur optique de la couche est importante. Ce phénomène est évident pour le lidar spatial : pour une épaisseur optique de l'ordre de 1, le rapport de dépolarisation est doublé au bout d'un kilomètre de pénétration. Il faut donc tenir compte de l'épaisseur optique lors d'analyses de mesures du rapport de dépolarisation.
- Le champ de vue du télescope a une grande influence sur les phénomènes de diffusion multiple, et donc sur les mesures restituées. L'intensité rétrodiffusée est directement affectée : lorsque le champ de vue devient trop important, une partie de l'énergie rétrodiffusée est attribuée à une zone atmosphérique sans nuage. Les bornes du nuage sont alors plus difficiles à déterminer. Ce comportement est généralement négligeable dans le cas d'un lidar sol, mais devient rapidement important pour un lidar spatial, surtout pour des champs de vue  $\theta_{fov} > 1$  mrd (rappelons que dans le cas de CALIPSO, le télescope du lidar possède un champ de vue de 0.125 mrd). L'influence du champ de vue sur la mesure du rapport de dépolarisation dépend fortement de l'épaisseur optique du nuage étudié.
- L'angle d'incidence n'a qu'une influence négligeable sur les mesures lidar, au moins dans le cas de nuages composés de cristaux aléatoirement orientés tels que ceux étudiés dans cette section. Il serait intéressant de pouvoir effectuer le même genre d'analyse sur un nuage composé de particules horizontalement orientées, l'importance de l'angle d'incidence étant dans ce cas très élevée (voir l'étude de ce phénomène en diffusion simple, sect. 3.3.2).

## Chapitre 5

# Applications : restitution des propriétés microphysiques des cirrus

Dans les chapitres précédents, nous avons mis en place un cadre de travail, en définissant les principes de la diffusion lumineuse et sa modélisation numérique. Des simulations de trajets lumineux ont été présentées, destinées à reproduire les mesures obtenues par lidar. Des corrélations ont pu être établies entre des paramètres physiques (épaisseur optique, microphysique du nuage, propriétés de l'instrument de mesure...) et des grandeurs mesurables (rapport de dépolarisation, quantité de lumière réfléchie...). Ces résultats sont mis en application dans ce chapitre afin de restituer les propriétés des cirrus, en s'appuyant sur des sondages de ces milieux par télédétection. La restitution de chaque paramètre microphysique du nuage sera abordée : forme, orientation et taille.

Dans un premier temps, une technique de restitution de la forme des cristaux dans les nuages de glace sera présentée. Cette technique utilise la mesure du rapport de dépolarisation lidar en visée verticale, en supposant que le nuage n'est composé que de cristaux aléatoirement orientés. Ensuite, l'étude se portera sur la restitution de l'orientation des cristaux de glace, en étudiant successivement des mesures par lidar à balayage, puis des mesures polder à visée multi-angles par satellite. Enfin, le rapport de dépolarisation lidar sera utilisé pour contraindre une technique de restitution des tailles de cristaux par des mesures de luminance infrarouge.

### 5.1 Restitution du facteur de forme de cristaux de glace

#### 5.1.1 Présentation du problème

La forme des cristaux composant un cirrus reste une source d'incertitude majeure : suivant le facteur de forme de ces particules, l'albédo du nuage peut varier jusqu'à 20% (Sect. 2.1.3). Le but de cette section est de restituer une information pertinente sur la forme de cristaux de glace composant un nuage. Dans cette optique, le rapport de dépolarisation lidar (Sect. 4.1.2) semble une mesure très appropriée, étant donné sa forte sensibilité à la forme des particules (Chap. 3) et, en première approximation, sa faible dépendance à la taille de ces mêmes particules. Il semble donc raisonnable de penser qu'une information utile concernant les formes de particules présentes dans les nuages puisse être restituée à partir de ce paramètre. Pour cela, les résultats des chapitres précédents seront utilisés, en tenant notamment compte de l'impact de la diffusion multiple et donc de l'épaisseur optique des nuages



traversés<sup>1</sup>.

## 5.1.2 Méthodologie

### 5.1.2.1 Evolution du rapport de dépolarisation en fonction du facteur de forme

L'évolution du rapport de dépolarisation avec le facteur de forme, pour des particules orientées aléatoirement, a été présentée en Sect. 4.3.2.2 (Fig. 4.9). Pour résumer, les facteurs de forme faibles ( $Q < 1$ , cristaux en forme de plaquettes) produisent des rapports de dépolarisation faibles ( $\Delta P < 0.3$ ), et les facteurs de formes élevés ( $Q > 2$ , cristaux en forme de colonnes) produisent des rapports de dépolarisation plus importants. La valeur maximale de dépolarisation est atteinte pour  $Q \simeq 1.25$ , et n'augmente plus par la suite. La forme générale de la courbe est cohérente avec les résultats de Guasta (2001), ainsi qu'avec ceux de Takano (1987); Takano et Liou (1995).

Etant donné la forme générale de la courbe, présentée sur la figure 4.9, il est possible, à partir d'une mesure du rapport de dépolarisation, de déduire un domaine de facteur de forme. Cependant, les fluctuations de la courbe interdisent une relation directe univoque  $\Delta P \iff Q$  : des facteurs de forme différents peuvent produire le même rapport de dépolarisation. Par conséquent, le domaine des facteurs de forme sera divisé en 4 classes, pour lesquelles la valeur de  $\Delta P$  peut être établie sans ambiguïté : i.e. un cristal avec un facteur de forme situé dans la classe I engendrera un rapport de dépolarisation qui ne pourra être produit par un cristal de facteur de forme de classe II, III ou IV.

### 5.1.2.2 Influence des phénomènes de diffusions multiples

Cependant, ces résultats ne prennent en compte que les effets de diffusion simple. Or le phénomène de diffusion multiple a des effets importants sur le rapport de dépolarisation lidar mesuré : sa valeur augmente dans des proportions non négligeables (Sect. 4). Pour classifier les mesures de rapport de dépolarisation lidar, il est donc nécessaire de prendre en compte la diffusion multiple dans la restitution du facteur de forme. Pour cela, les simulations du chapitre précédent sont utilisées, notamment l'estimation de l'impact de l'épaisseur optique (Sect. 4.3). Ces travaux, prenant en compte les propriétés du lidar (champ de vue et angle de tir), ont abouti au calcul des valeurs de  $\Delta P$  en fonction du facteur de forme des cristaux  $Q$  et de l'épaisseur optique réelle du nuage étudié  $\delta$  (Fig. 4.9). Par ailleurs, les techniques de restitution de l'épaisseur optique apparente (i.e. non corrigée des effets de diffusion multiple) d'un nuage, d'après des mesures lidar d'intensité rétrodiffusée, sont maintenant éprouvées et bien connues Fernald et al. (1972); Fernald (1984); Young (1985). Restituer des facteurs de forme nécessite donc une estimation indépendante de l'épaisseur optique  $\delta$  pour chaque profil lidar mesuré. Ceci permettra de sélectionner une courbe unique  $\Delta P = f(Q)$ , à partir de laquelle les valeurs du rapport de dépolarisation situées aux bornes des classes de facteur de forme seront établies.

La classification des particules en fonction de leur rapport de dépolarisation est décrite sur la figure 5.1. Les limites des 4 classes sont détaillées dans le tableau 5.1 dans le cas de la diffusion simple.

Pour résumer, la restitution du facteur de forme à partir de mesures lidar s'effectue en trois étapes :

1. Estimation des profils de rapport de dépolarisation  $\Delta P(z, t)$  à partir du signal normalisé.
2. Estimation de l'épaisseur optique apparente  $\delta(t)$  de la couche nuageuse pour un profil donné à un instant  $t$ , et sélection d'une courbe  $\Delta P = f(Q, \delta)$ . Les épaisseurs optiques considérées ici étant relativement faibles

<sup>1</sup>V. Noel, H. Chepfer, G. Ledanois, A. Delaval, P. H. Flamant : Classification of particle effective shape ratios in cirrus clouds based on lidar depolarisation ratio, 2002, acceptée à *Applied Optics*.

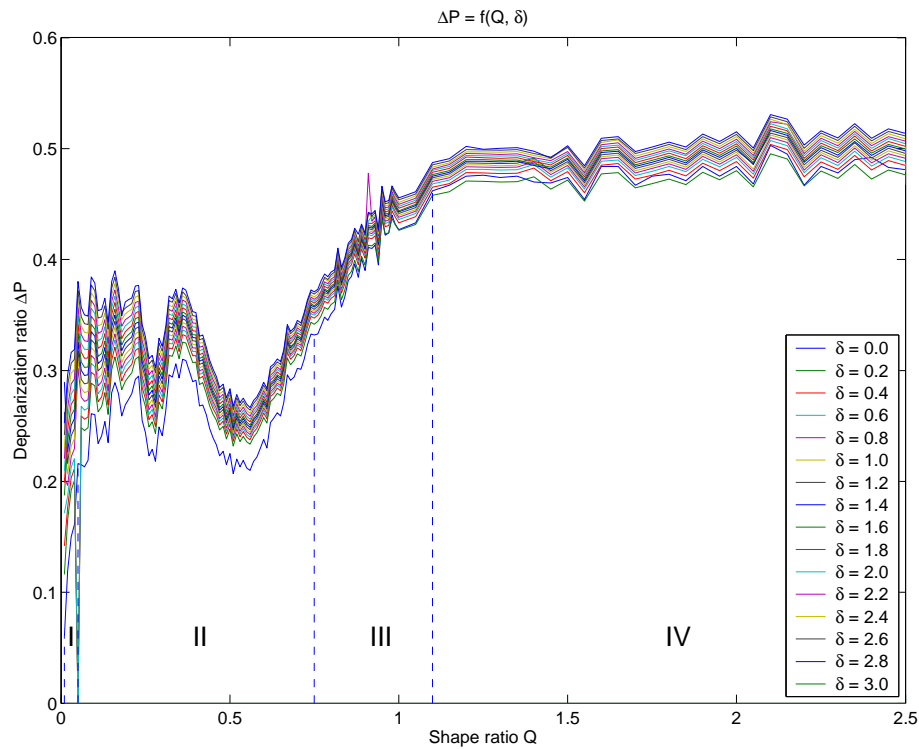


FIG. 5.1 – Evolution du rapport de dépolarisation  $\Delta P$  en fonction du facteur de forme  $Q$  pour 16 valeurs d'épaisseur optique  $\delta$  du nuage. Les 4 classes sont repérées par les chiffres romains I, II, III et IV.

CLASSE	LIMITES DE $Q$	VALEURS DE $\Delta P$
I	0 - 0.05	0 - 0.2
II	0.05 - 0.7	0.2 - 0.37
III	0.7 - 1.1	0.37 - 0.46
IV	1.1 - $\infty$	0.46 - 0.53

TAB. 5.1 – Valeurs des limites du facteur de forme et du rapport de dépolarisation pour chaque classe, en diffusion simple ( $\delta = 0$ ). Lorsque l'épaisseur optique augmente, les valeurs limites de  $\Delta P$  augmentent en conséquence.

(en règle générale  $\delta < 2$ ), l'épaisseur optique apparente peut dans un premier temps être assimilée à une épaisseur optique réelle sans avoir à corriger les effets de diffusion multiple.

3. Sélection d'une classe de facteur de forme  $Q$  pour chaque point de mesure du profil  $\Delta P(z, t)$ .

Ces étapes vont être décrites en détails dans les sections suivantes.

### 5.1.3 Cas de nuages étudiés

#### 5.1.3.1 Présentation du lidar

Les mesures ont été effectuées par le lidar à rétrodiffusion (Sect. 4.1.1) LNA (Lidar Nuages et Aérosols Sauvage (2000)), situé sur le SIRTA (*Site Instrumental de Recherche en Télédétection Active*) à Palaiseau, France (43.43°N, 2.15°E). Les propriétés de ce lidar sont résumées dans le tableau 5.2.

Ce lidar est constitué d'un laser pulsé Neodyme-Yag, qui émet une impulsion laser polarisée linéairement. Sa longueur d'onde fondamentale est de 1064 nm. Elle est diminuée de moitié en utilisant un cristal, afin de favoriser les phénomènes de diffusion élastique, plus importants aux courtes longueurs d'onde (Sect. 4.1.1). Les contraintes de numérisation conduisent à une résolution verticale maximale de 15m.

Le récepteur est un télescope Cassegrain, dont le champ de vue peut être modifié par un diaphragme. En général une valeur de 3 mrad est retenue. L'axe du lidar est décalé de 5° par rapport à la verticale afin d'éviter les réflexions spéculaires sur les cristaux orientés horizontalement (Sect. 2.1.3). Après détection de la lumière rétrodiffusée, les composantes de polarisation parallèle et perpendiculaire sont séparées pour la longueur d'onde  $\lambda = 532\text{nm}$ . Elles sont alors numérisées et enregistrées sur support informatique.

La restitution du rapport de dépolarisation en fonction des signaux lidars est relativement simple en comparaison d'autres techniques d'inversion : une fois les signaux corrigés du bruit, le rapport des intensités rétrodiffusées dans les plans parallèle et perpendiculaire est effectué. Ce rapport est ensuite normalisé à la valeur du rapport de dépolarisation du signal moléculaire (2.79%, Sect. 4.1.2.3) dans une zone de mesure exempte de nuage Schotland et Stone (1971). Ce traitement étant très simple et composé de peu d'étapes, les sources d'erreur potentielles sont réduites au minimum, ce qui est un des grands avantages de l'utilisation du rapport de dépolarisation.

---

Longueur d'onde laser	532nm et 1064 nm
Energie laser	165 mJ à 532 nm, 300 mJ à 1064 nm
Divergence faisceau laser	0.3 mrad
Fréquence de tirs	20 Hz
Durée de l'impulsion laser	11 ns
Angle d'incidence du laser / verticale	5°
Diamètre du télescope	60 cm
Champ de vue du télescope	de 0.2 à 3 mrad
Fréquence d'échantillonnage	10 MHz

---

TAB. 5.2 – Propriétés du lidar à rétrodiffusion LNA du SIRTA.

---

#### 5.1.3.2 Mesures lidar

On dispose d'un large choix de sondages lidar de nuages de haute altitude, comportant une information de dépolarisation<sup>2</sup>. Les mesures lidar ont commencé à 1996 et continuent à ce jour. Parmi ces mesures, les cas de nuages d'eau liquide ou de phase mélangée, caractérisés par une température trop élevée (supérieure à -20°C), ont été exclus. Les mesures présentant un rapport de dépolarisation trop faible ( $\Delta P < 0.03$ ) ont également été éliminées, car dans ce cas les nuages sondés pourraient être constitués de cristaux de glace orientés horizontalement (Sect. 4.1.2), ou de gouttelettes d'eau liquide. Les cas étudiés, qui se limitent donc strictement aux nuages de glace

<sup>2</sup>Les données ont été acquises avec l'aide de Laurent Sauvage et Arnaud Delaval.

constitués de particules aléatoirement orientées, sont présentés dans le tableau 5.3. Parmi eux, quelques-uns ont été sélectionnés comme exemple et seront décrits dans la suite de cette section. Ils apparaissent en gras dans le tableau 5.3. Ce sont les cas du 15 et 18 octobre 1999, du 28 novembre 1999 et du 15 décembre 1999.

DATE	HORAIRES (TU)	$T_{moy}$ (°C)	$T_{dev}$ (°C)	$z_{min}$ (km)	$z_{max}$ (km)
27/04/1999	11.95-13.28	-46.46	4.39	7.49	10.51
03/05/1999	09.00-10.81	-50.01	5.14	6.90	11.99
10/05/1999	11.15-13.41	-32.00	12.09	5.5	11.01
13/05/1999	07.91-12.23	-44.34	7.61	5.1	11.5
14/05/1999	08.28-09.66	-31.78	5.65	4.99	10.00
19/05/1999	08.43-10.28	-39.96	4.32	6.49	9.21
21/05/1999	12.10-14.36	-51.91	2.46	8.30	11.79
01/06/1999	09.53-10.98	-35.38	10.38	4.5	11.01
18/06/1999	12.73-16.73	-54.46	4.18	9.51	12.7
<b>15/10/1999</b>	<b>08.38-13.53</b>	<b>-42.99</b>	<b>7.07</b>	<b>7.2</b>	<b>11.61</b>
<b>18/10/1999</b>	<b>07.15-11.7</b>	<b>-47.09</b>	<b>5.46</b>	<b>7.71</b>	<b>11.5</b>
12/11/1999	07.48-15.88	-42.2	2.06	5.8	9.51
<b>28/11/1999</b>	<b>11.25-16.39</b>	<b>-49.96</b>	<b>16.43</b>	<b>5.5</b>	<b>13.30</b>
29/11/1999	07.40-13.48	-50.45	10.28	7.11	13.49
<b>05/12/1999</b>	<b>17.51-24.91</b>	<b>-51.11</b>	<b>8.09</b>	<b>3.7</b>	<b>13.49</b>

TAB. 5.3 – Détails des cas expérimentaux de mesures lidar étudiés dans cette section : dates, horaires, température moyenne du nuage ( $T_{moy}$ ) et son écart type ( $T_{dev}$ ), altitudes de la base ( $z_{min}$ ) et du sommet ( $z_{max}$ ) du nuage . Les cas en gras sont présentés en détail.

Usuellement, les données lidar sont représentées sous forme de *séries temporelles*. Chaque profil lidar, mesuré à l’instant  $t$ , est composé d’une distribution verticale de points repérés par une altitude  $z$ . Les mesures de puissance rétrodiffusée  $P(t, z)$  sont positionnées sur une figure dont l’abscisse représente le temps, et l’ordonnée l’altitude. Une échelle d’intensité fait correspondre chaque valeur de puissance à une couleur, de façon univoque. Notons que contrairement à l’intuition cette représentation ne correspond pas à une “coupe” de l’atmosphère à un instant donné, mais restitue simplement l’évolution temporelle du cône d’atmosphère situé au-dessus du lidar.

Les cas sélectionnés sont présentés sous cette forme sur les figures de 5.2 à 5.5. L’évolution temporelle simultanée de l’épaisseur optique apparente  $\delta$  du nuage (Sect. 2.1.4) est présentée en vis-à-vis. Lorsque deux couches nuageuses sont présentes, une courbe d’épaisseur optique est indiquée pour chacune.

Le premier cas d’étude date du 15 octobre 1999 et débute vers 0815 TU (Fig. 5.2). Il présente un cirrus relativement homogène, compris entre 7.5 et 10 km et durant environ 4 heures. Il se scinde en deux couches plus fines aux alentours de 1200 TU et finit par se dissiper. Le rapport de dépolarisation est compris entre 0.2 et 0.5, avec des maximums au sommet du nuage ( $z \sim 10.5$ km). L’épaisseur optique moyenne est proche de l’unité, avec un maximum autour de 3 vers 1000 TU et une baisse sensible lors de la dissipation du cirrus.

Le second cas d’étude date du 18 octobre 1999 (Fig. 5.3). Il débute vers 0715 TU et dure jusque 1100 TU. Le cirrus présenté est situé entre 8 et 11 km, et il se dissipe progressivement. Son épaisseur optique commence à 0.4 et tend vers 0. Le rapport de dépolarisation moyen est d’environ 0.4, et chute subitement à 0 vers 1030 TU. Une fine couche nuageuse est présente au-dessus de la couche principale, jusque 1000 TU.

Le troisième cas d’étude est daté du 28 novembre 1999 (Fig. 5.4). Le système nuageux étudié est resté stable pendant environ 48 heures. Dans la série de mesure présentée, il existe deux couches nuageuses, la première située entre 6.5 et 9km, et la seconde entre 11 et 13km. La couche supérieure semble plus homogène que la couche basse,

qui est plus fragmentée. La couche basse montre une épaisseur optique faible, inférieure à 0.5, alors que la couche supérieure peut dépasser  $\delta = 1$  (à  $t \sim 1400$  TU). Le rapport de dépolarisation est néanmoins fort pour les deux couches (sa valeur monte jusqu'à  $\Delta P \sim 0.6$  dans chacune, par exemple à 1230 TU).

Le dernier cas date du 5 décembre 1999, les mesures débutant à 1730 TU et s'achevant vers 0030 TU (Fig. 5.5). Il montre un cirrus tout d'abord situé entre 10 et 13 km d'altitude, qui finit par chuter après environ quatre heures de stabilité. Ces deux périodes montrent des caractéristiques très différentes : en haute altitude, le cirrus montre une épaisseur optique très faible (inférieure à 0.5) et un rapport de dépolarisation très élevé, situé en moyenne autour de 0.5. Par contre, après la chute l'épaisseur optique augmente jusqu'à dépasser l'unité, alors que le rapport de dépolarisation moyen passe en-dessous de 0.3.

### 5.1.3.3 Radiosondages

Pour chaque cas, des radiosondages effectués par ballon-sonde lancés de Trappes (48.77°N, 02.01°E) ont donné des profils de température et d'humidité relative.

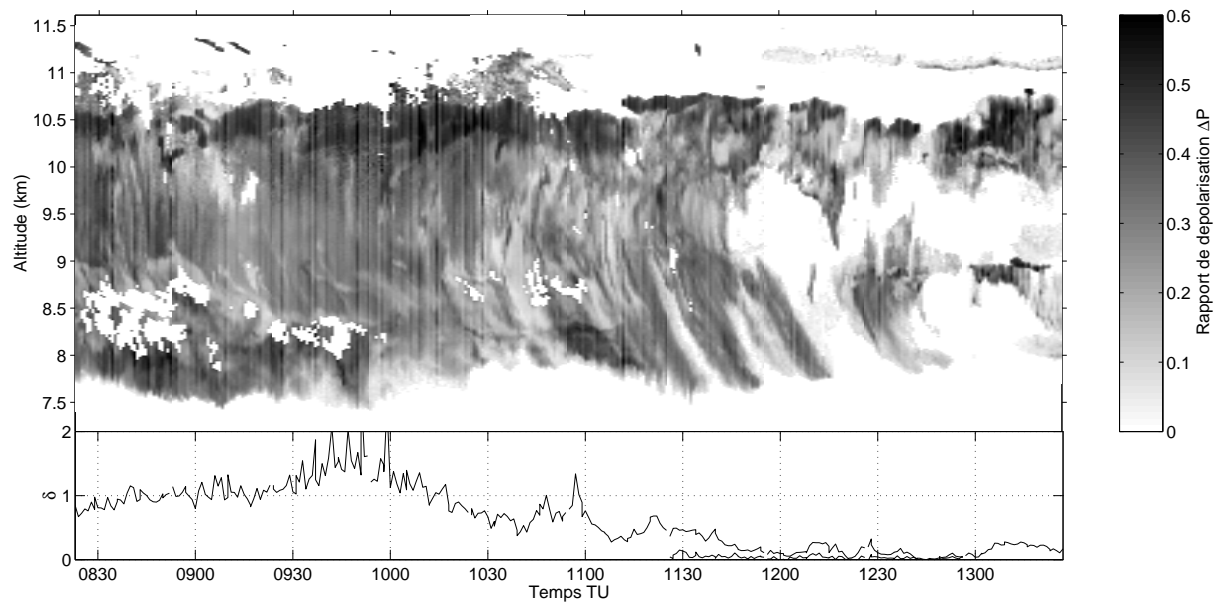


FIG. 5.2 – Cas du 15 octobre 1999 : **a.** rapport de dépolarisation, **b.** épaisseur optique.

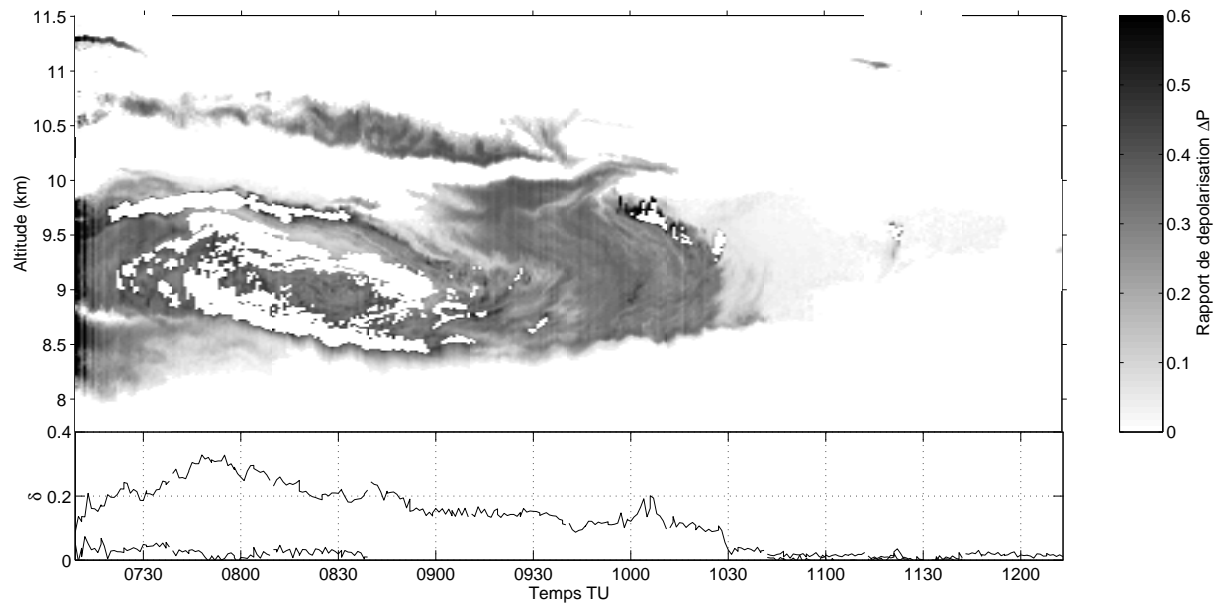


FIG. 5.3 – Comme la figure 5.2, pour le cas du 18 octobre 1999.

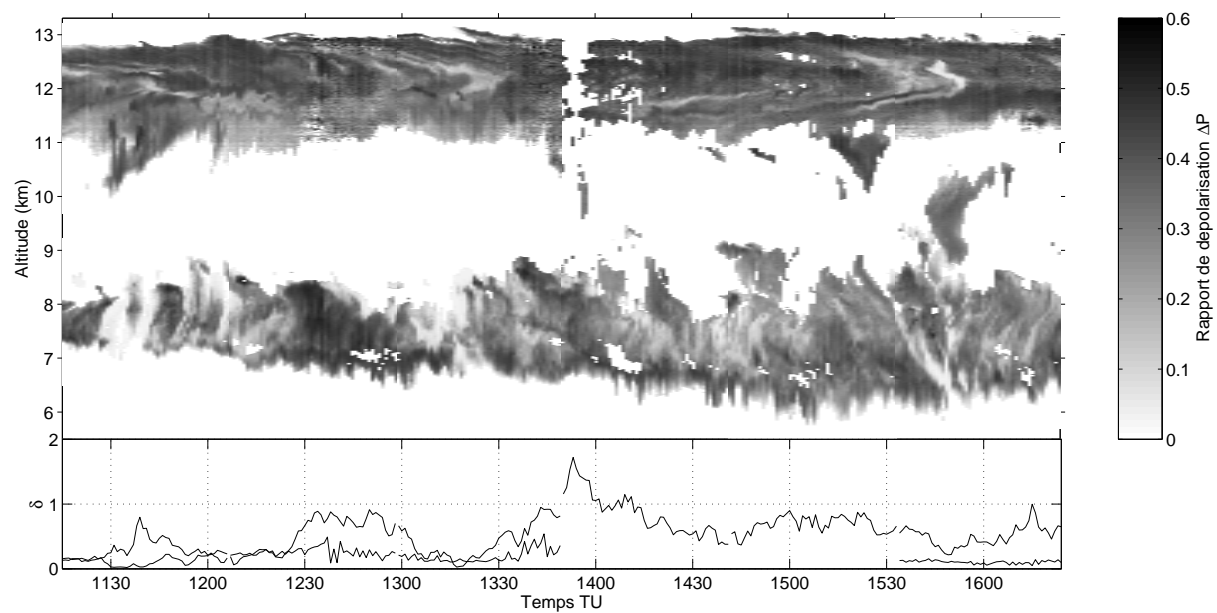


FIG. 5.4 – Comme la figure 5.2, pour le cas du 28 novembre 1999.

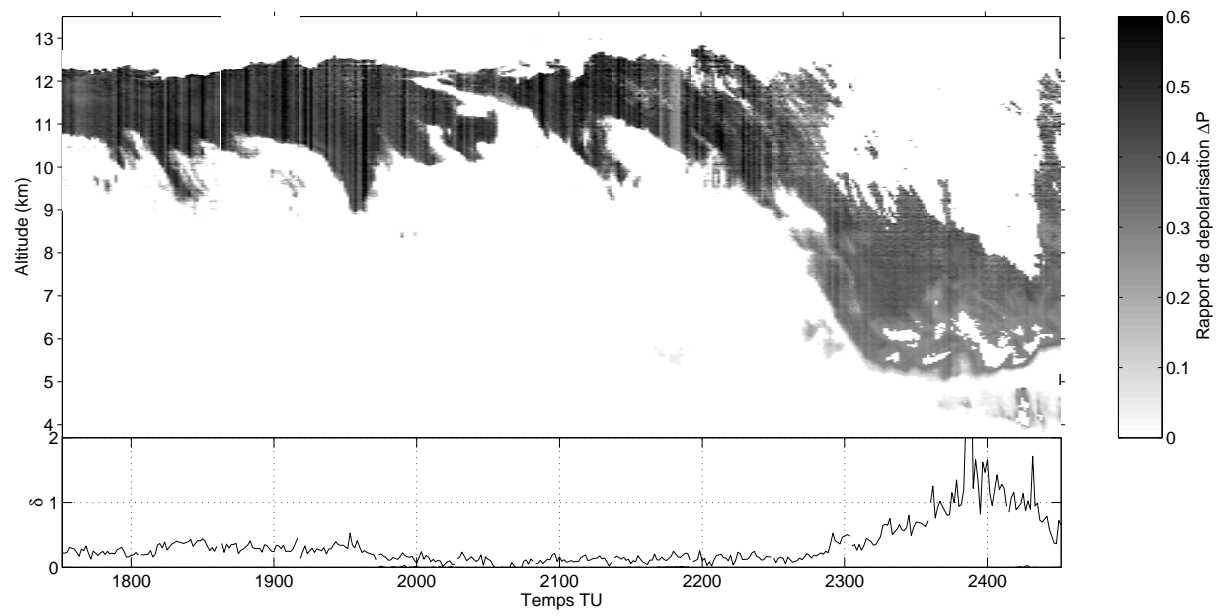


FIG. 5.5 – Comme la figure 5.2, pour le cas du 5 décembre 1999.



### 5.1.4 Résultats : facteurs de forme restitués

La classification de particules suivant leur forme (Sect. 5.1.2) a été appliquée sur les quinze cas présentés (Tab. 5.3). Les résultats de ce traitement vont être présentés et discutés dans cette section et les suivantes. Les facteurs de forme restitués ont été corrélés avec les températures et les humidités relatives mesurées par radiosondage. Malheureusement, la corrélation avec les mesures d'humidité relative est difficile : les ballons-sonde, dont la précision diminue considérablement aux basses températures, s'écartent parfois de leur position de lancement sur de très grandes distances, et l'humidité relative montre une forte variabilité locale. Par conséquent, aucune tendance nette n'a pu être déduite des mesures d'humidité relative.

Les résultats, résumés dans le tableau 5.4 montrent qu'en moyenne, la majorité des cristaux se répartissent entre plaquettes et cristaux de facteur de forme proche de 1 (au total 68% des particules se situent dans la classe II ou III, donc avec un facteur de forme entre 0.05 et 1.1). La prédominance des plaquettes est importante, les colonnes ( $Q > 1.1$ ) ne représentant que 13% des particules observées. Les histogrammes de température pour chaque classe de particule sont présentés sur la figure 5.6. Il apparaît que la température moyenne pour chaque classe décroît pendant que le facteur de forme augmente ( $T_{moy} = -43^\circ$  pour la classe I et  $T_{moy} = -52^\circ$  pour la classe IV). Par conséquent, les plaquettes seraient associées aux températures plus élevées (donc généralement situées à des altitudes inférieures) que les colonnes (situées quand à elles aux altitude élevées).

Les résultats du traitement des cas individuels sont présentés sur les figures 5.7 à 5.10. L'échelle d'intensité utilisée fait correspondre chaque classe à un niveau de gris, la classe I étant repérée par le gris le plus clair et la classe IV par le gris le plus foncé. Le blanc désigne une zone sans nuage de glace. Compte tenu de la technique de restitution (Fig. 5.1), il n'est pas surprenant de constater que les zones nuageuses montrant une forte dépolarisation mènent à des facteurs de forme élevés. A l'inverse, les zones de faible dépolarisation conduisent à des facteurs de forme bas. Dans la plupart de ces cas, les cristaux de fort facteur de formes (i.e. des plaquettes) sont situés au sommet du nuage (voir par exemple le cas du 5 décembre 1999, Fig. 5.10), avec une répartition plus homogène dans le cas des facteurs de formes de classe I à III. La tendance statistique semble donc confirmée.

Remarquons que cette technique offre donc une classification possible d'une zone nuageuse entre quatre classes, correspondant à des facteurs de forme différents. Cette information est importante pour établir le bilan radiatif d'un cirrus, étant donné qu'à épaisseur optique égale, suivant son appartenance à la classe I ou IV, son albédo plan peut varier de 20%.

---

<b>Classe</b>	I	II	III	IV
<b>Pourcentage</b>	19%	32%	36%	13%

---

TAB. 5.4 – Fréquence d'apparition de chaque classe.

---

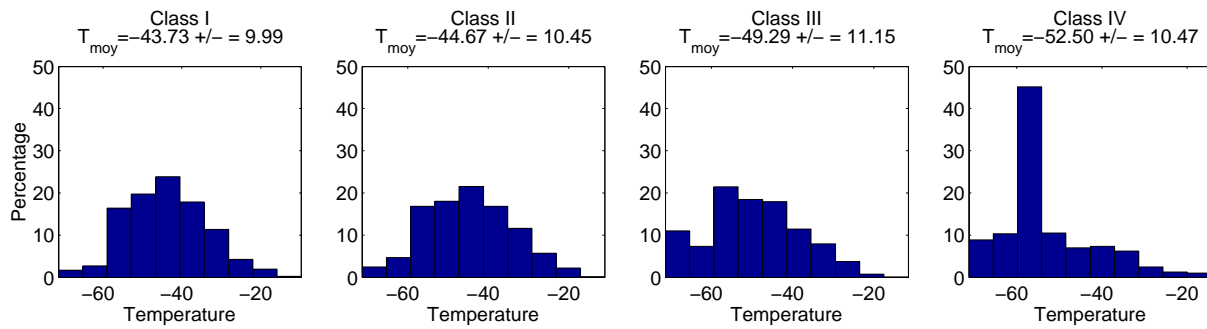
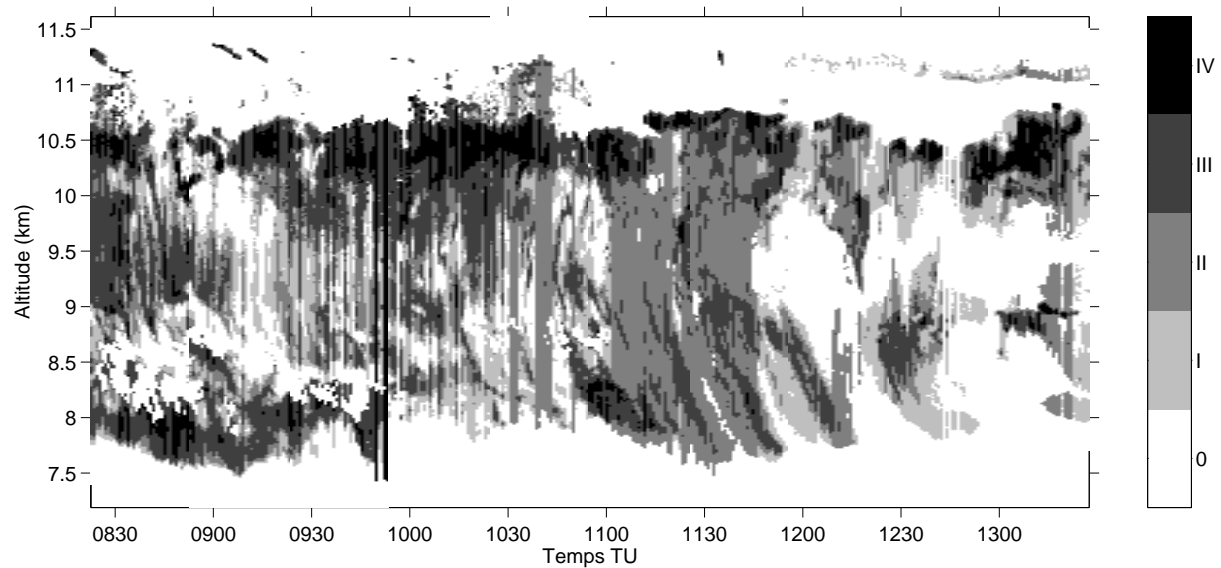


FIG. 5.6 – Histogramme de température pour chaque classe.

FIG. 5.7 – Evolution du facteur de forme  $Q$  avec le temps et l'altitude, pour le cas du 15 octobre 1999.

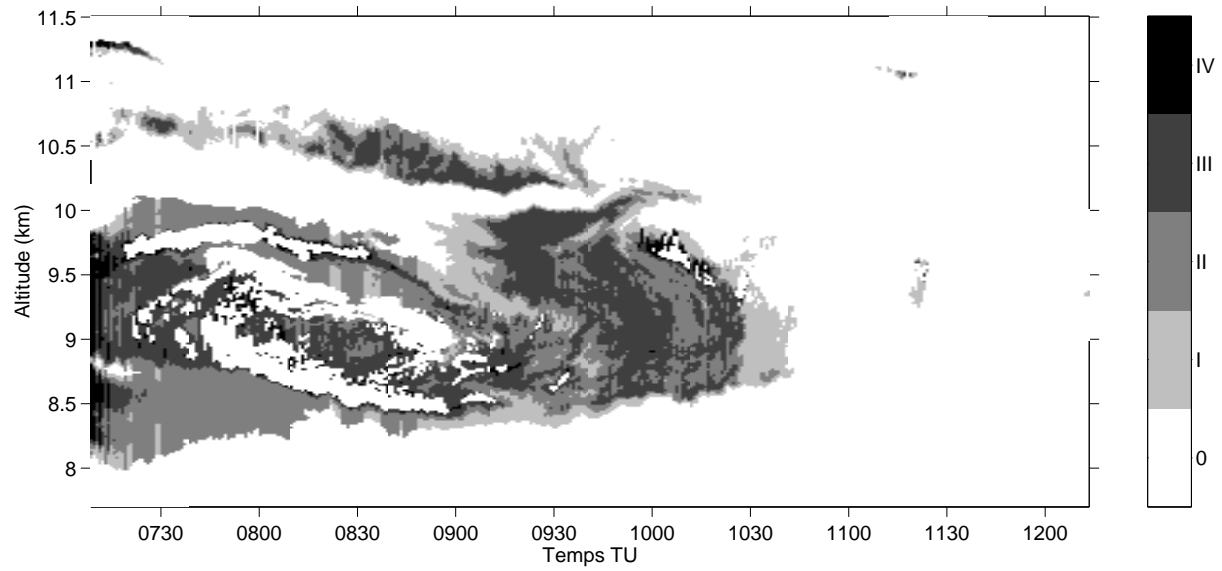


FIG. 5.8 – Comme la figure 5.7, pour le cas du 18 octobre 1999.

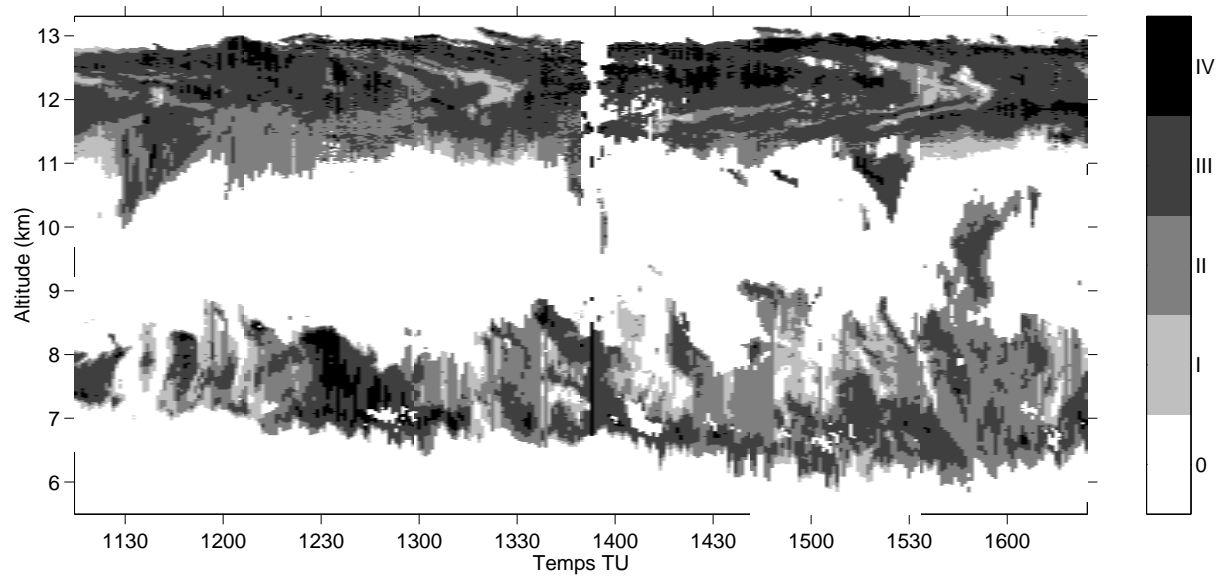


FIG. 5.9 – Comme la figure 5.7, pour le cas du 28 novembre 1999.

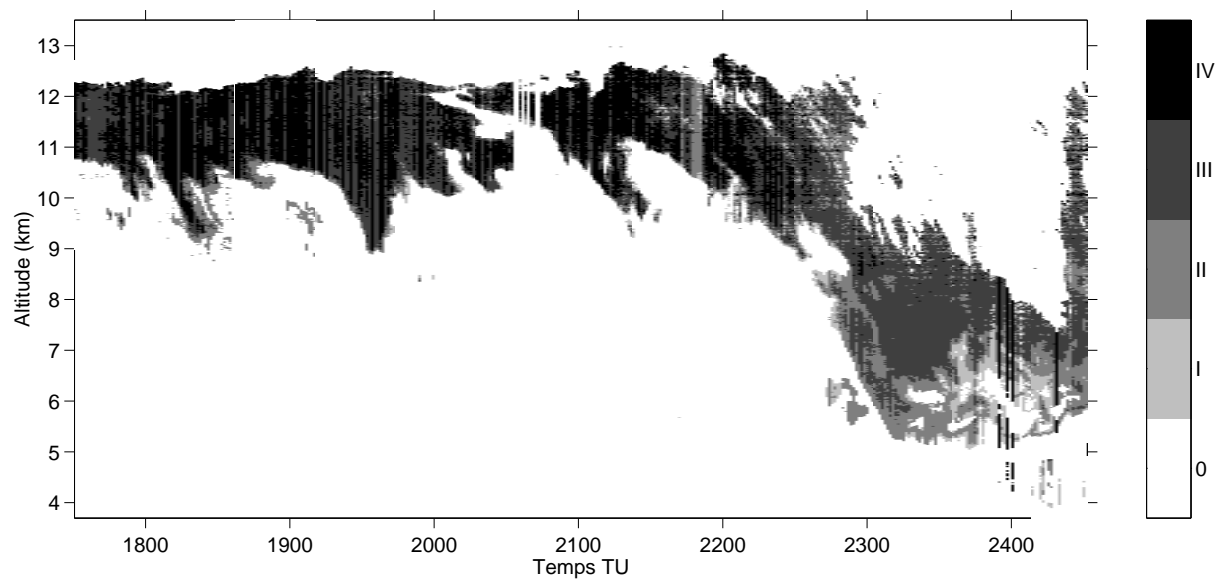


FIG. 5.10 – Comme la figure 5.7, pour le cas du 5 décembre 1999.

## 5.1.5 Discussion

Plusieurs remarques peuvent être faites concernant les résultats qui viennent d'être présentées.

### 5.1.5.1 Limites de la technique de restitution du facteur de forme

La restitution de facteur de forme présentée ici suppose que le nuage étudié est exclusivement constitué de cristaux à base hexagonale orientés aléatoirement. Un éventuel mélange de cristaux et de particules d'eau liquide, ou de cristaux de forme irrégulière, par exemple, aurait pour conséquence de diminuer le rapport de dépolarisation mesuré, et donc d'entraîner un biais sur le facteur de forme restitué (en priorité pour les basses couches, de température plus élevée). De même, la présence de cristaux orientés pourrait entraîner des biais similaires. Le rapport de dépolarisation serait sous-évalué, ce qui pourrait expliquer la forte prédominance des plaquettes dans les résultats. La présence de cristaux étendus spatialement (tels que des bullets rosettes) ou de forme irrégulière, qui n'ont pas été intégrés aux simulations, pourrait également modifier les résultats. Il ne faut malgré tout pas perdre de vue l'intérêt pratique de cette mesure, qui semble être l'une des seules à pouvoir restituer une information sur la distribution verticale des formes de particules de glace, à partir de mesures sols et dans un avenir proche, spatiales (Sect. 5.1.6).

### 5.1.5.2 Comparaison avec les études existantes de formes de cristaux

Compte tenu de la difficulté de mesurer les paramètres microphysiques des cirrus, il existe malheureusement peu de statistiques de ces propriétés, et celles qui existent s'appliquent à des périodes et des zones d'étude limitées. Néanmoins, plusieurs travaux ont tenté d'établir une classification des formes de particules dans les cirrus sur une échelle locale. Les premiers datent de 1948 Weickmann (1948). Parmi les efforts les plus récents, citons ceux de Heymsfield (mesures in situ, 1984 et 1994), Baran (mesures satellite, 1997), Chepfer (mesures satellite, 2001), Sassen (mesures lidar, 2001) et Korolev (mesures in situ, 2001). Notons que les techniques de restitution de paramètres microphysiques des cirrus sont difficiles à comparer, étant donné que chaque technique se fonde sur des hypothèses différentes et s'applique à des domaines de validité disjoints.

Les premiers, Heymsfield et Platt ont tenté d'établir une correspondance entre la forme prédominante de cristaux et la température du nuage. Des mesures in-situ aéroportées par sondes PMS (FSSP, 1D-C et 1D-P) furent menées de 1973 à 1975 sur plusieurs sites des Etats-Unis Heymsfield (1977). L'analyse de ces mesures Heymsfield et Platt (1984) conclut à la prédominance des cristaux complexes (i.e. les bullets rosettes, etc) pour une température supérieure à  $-40^{\circ}\text{C}$ , ainsi qu'à une majorité de colonnes (creuses ou solides) pour une température inférieure à  $-50^{\circ}\text{C}$ . Dans la zone de température intermédiaire (de  $-50$  à  $-40^{\circ}\text{C}$ ) les cirrus convectifs contenaient principalement des cristaux complexes, alors que les cirrus stables étaient constitués en majorité de colonnes creuses. Pour la plupart des situations, les colonnes creuses et solides et les plaquettes épaisses étaient majoritaires au sommet du nuage. Les résultats de la présente étude semblent aller dans le même sens, puisque les colonnes se regroupent en moyenne dans les zones les plus élevées des nuages étudiés (Fig. 5.10 par exemple). Notons que l'article en question Heymsfield et Platt (1984) soulève plusieurs problèmes liés à l'utilisation de sondes in-situ, et conclut que leurs résultats sont sujets à de fortes incertitudes. Plus récemment, lors de la première campagne FIRE (Sect. 2.1.3), des mesures aéroportées du même type ont été menées au-dessus Green Bay, USA ( $44^{\circ}\text{N}$ ). Les résultats ont montré le même type d'organisation spatiale, avec des particules plus grosses à la base du nuage Heymsfield et Miller (1990). Il apparaît également que la proportion de colonnes soit importante dans les couches supérieures, alors que les particules de forme plus complexe (rosettes, agrégats) prédominent aux altitudes inférieures. A nouveau,

ceci est cohérent avec les résultats de la présente étude.

Une étude menée par Korolev Korolev et Hallett (2000) a regroupé des données provenant de plusieurs campagnes de mesure se focalisant sur différents types de nuages : BASE (zone arctique et continentale), CFDE I (zone maritime) et III (zone continentale) et FIRE.ACE (zone arctique). Les mesures, effectuées à l'aide d'une sonde PMS 2D-C Knollenberg (1981), ont mené à une classification de formes de cristaux en sphères, irréguliers, dendrites et aiguilles. La zone géographique couverte est importante, de 45°N à 76°N. L'étude conclut à la prédominance générale des cristaux de forme irrégulière, avec une proportion plus importante de colonnes pour les basses températures ( $T < -40^{\circ}\text{C}$ ). Intuitivement, la forme de cristaux à base hexagonale s'approchant le plus d'une forme irrégulière (sans forme particulière, par définition) semble être atteinte pour un facteur de forme  $Q = 1$ . La présente étude montrant une dominance des particules de classe III ( $0.7 < Q < 1.1$ ), la comparaison des résultats conduit à une interprétation cohérente. Par ailleurs, en raison des contraintes techniques de la sonde 2D-C, la détection de plaquettes est difficile et cette forme n'a pas été prise en compte dans la classification. On peut donc supposer que ces particules ont été classées parmi les particules irrégulières, en surévaluant l'importance de la forme irrégulière.

Les mesures satellitaires ont également été mises à profit dans cette recherche sur la forme des cristaux. L'instrument POLDER (*POLarization and Directionality of the Earth's Reflectance*) offre l'avantage de restituer la réflectance bidirectionnelle polarisée Deschamps et al. (1994), et ses mesures seront utilisées dans la section 5.2.3. Des mesures ont été sélectionnées pour un grand nombre de nuages de glace constitués de cristaux aléatoirement orientés, afin d'en restituer le facteur de forme Chepfer et al. (2001). Les résultats montrent une disparité géographique : les types de cristaux dominants sont différents suivant la latitude. Pour les latitudes basses, les cristaux compacts ( $Q = 1$ ) sont plus nombreux qu'aux autres latitudes, mais restent globalement minoritaires. Par contre, la quantité de plaquettes ( $0 < Q < 0.1$ ) augmente sensiblement avec la latitude. A la latitude de Palaiseau, les résultats montrent une prédominance des colonnes ( $Q = 2, 5, 47\%$ ) et des plaquettes ( $Q = 0.1, 46.5\%$ ), les particules compactes étant en quantité très inférieure (7%). Ces résultats ne correspondent pas aux conclusions de la présente étude. Néanmoins, ces différences pourraient s'expliquer par la tendance des mesures satellites à favoriser les couches nuageuses supérieures : les colonnes étant généralement majoritaire dans ces zones, cela pourrait entraîner un biais dans les facteurs de forme restitués. L'importance du biais dépend de l'épaisseur optique du nuage étudié. La présence d'un lidar sur la même plate-forme que l'instrument POLDER permettrait de quantifier ce biais.

Une restitution de la forme des cristaux a également été menée à partir de mesures infrarouges d'ATSR (*Along Track Scanning Radiometer*) : la comparaison d'épaisseurs optiques de nuages de glace à deux longueurs d'onde permet de restituer une information sur la taille et la forme des particules constituant le nuage Baran et al. (1998). L'application de cette technique à des mesures de cirrus tropicaux à 3.7 et 10.8  $\mu\text{m}$  Baran et al. (1999) suggère une organisation cohérente avec les autres études. Néanmoins, la limitation des mesures POLDER s'applique également ici : les mesures satellites sont intégrés sur la direction de visée, et il est difficile d'estimer quelle partie du nuage est décrite par la mesure (aux longueurs d'ondes utilisées ici, la distance de pénétration a été estimée à 1 km, mais elle dépend de la distribution verticale de la concentration particulaire).

Enfin, une climatologie des rapports de dépolarisation en fonction de la température a pu être établie par télédétection Sassen et Benson (2001). Les mesures, provenant d'un lidar à rétrodiffusion de longueur d'onde 0.694  $\mu\text{m}$ , s'étendent sur une durée de 6 ans et constituent un sous-ensemble des données FIRE ETO (*Extended Time Observations*). Les mesures ont eu lieu sur le site FARS (*Facility for Atmospheric Remote Sensing*) de l'université de l'Utah, situé à 40.77°N, 111.83°E Sassen et Campbell (2001). Les résultats de cette étude montrent un minimum du rapport de dépolarisation  $\Delta P = 0.25$  à une température de  $-17.5^{\circ}\text{C}$ , puis une augmentation progressive de  $\Delta P$

avec l'altitude pour atteindre un maximum de  $\Delta P = 0.45$  à  $T = -77.5^\circ\text{C}$ . En se fondant sur les résultats de simulations numériques des propriétés optiques de cristaux Takano (1987); Takano et Liou (1995), l'étude conclut à (i) la corrélation des températures élevées ( $T > -20^\circ\text{C}$ ) avec la présence de plaquettes, et (ii) une influence généralement importante des cristaux orientés horizontalement sur l'ensemble des mesures de rapport de dépolarisation des cirrus par lidar (en particulier aux températures  $> -45^\circ\text{C}$ ). Ces résultats sont très proches de ceux présentés ici, et apportent une nouvelle preuve du besoin de mesures lidar à grande échelle.

En définitive, le manque de climatologies étendues concernant la microphysique des cirrus ne fait que mettre davantage en évidence l'importance de techniques complémentaires de restitutions de ces paramètres par télédétection. La technique présentée ici permettrait de combler ce manque dans la connaissance des nuages de glace. L'application de cette technique à des mesures satellitaires permettrait notamment d'établir un début de climatologie de forme de cristaux à l'échelle du globe.

### 5.1.6 Application de la technique aux mesures spatiales

La technique de restitution de la forme des cristaux présentée dans ce chapitre prendra toute son importance lorsque le lidar CALIOP de la plate-forme CALIPSO sera mis en orbite, aux alentours de 2004. Cette plate-forme fera partie d'une formation plus importante baptisée *Aqua Train*, regroupant de nombreux instruments de télédétection actifs et passifs (lidar, radar, radiomètres, polder...). Les mesures colocalisées obtenues couvriront alors l'intégralité du globe, le tout sur un cycle relativement court.

Dans l'optique de la préparation de cette mission, la technique présentée dans cette section pourrait se révéler utile, afin, d'une part, d'établir une climatologie étendue des facteurs de forme, puis, d'autre part, de contraindre les modèles des autres analyses de données. Mais il convient, avant tout, de vérifier si la technique présentée ici est applicable à des données satellites. La différence principale entre les données sol et les données satellites provient de la zone nuageuse vue par le télescope, qui, à champ de vue égal, est bien plus importante dans le cas d'un lidar installé sur un satellite. Il faut donc vérifier si les effets de diffusion multiple ne modifient pas le rapport de dépolarisation mesuré, au point qu'il soit impossible de restituer une information de forme. Pour cela, deux méthodes sont possibles : des mesures expérimentales (Sect. 5.1.6.1) ou des simulations numériques (Sect. 5.1.6.2).

#### 5.1.6.1 Mesures lidars pour plusieurs champs de vue

Afin de restituer les conditions de mesure d'une plate-forme spatiale, un lidar doté d'un champ de vue variable a été mis à contribution. Ce lidar, situé au CRDV, sera présenté en détail dans la section 5.2.2.2. Pour le moment, notons que ce lidar fonctionne à une longueur d'onde de  $1.06 \mu\text{m}$ , et présente un dispositif de diaphragmes permettant un changement rapide de champ de vue pendant la session de mesure (entre 0.6 et 6 mrad). En balayant une gamme étendue de champs de vue, il est possible d'estimer la variation du rapport de dépolarisation engendrée par l'utilisation d'un instrument satellite. Les données présentées ici ont été prises le 2 février 2002, au cours de la campagne AIRS (les détails de l'acquisition seront donnés dans la section 5.2.2.2), entre 1245 et 1325 TU. Les séries temporelles du rapport de dépolarisation mesuré comme fonction du temps et de l'altitude, pour un champ de vue de 0.5 mrad, est représentée sur la figure 5.11.a. La variation du rapport de dépolarisation mesuré pour un champ de vue de 6 mrad par rapport à 0.5 mrad est représentée sur la figure 5.11.b, une augmentation étant repérée par la couleur rouge et une diminution par la couleur bleue. Ces mesures montrent des nuages bas, compris entre 500 m et 2.25 km, et elles sont postérieures aux mesures en balayage analysées dans la section 5.2. Ces dernières seront détaillées ultérieurement, mais pour le moment il suffit de savoir qu'elles décrivent un nuage de glace

constitué de cristaux de glace orientés, caractérisé par un faible taux de dépolarisation en incidence verticale. Etant donné que ces mesures sont postérieures à celles de la section 5.2, et que les valeurs du rapport de dépolarisation ont augmenté depuis, l'orientation horizontale des cristaux n'est plus certaine.

Ce cas expérimental de mesure du rapport de dépolarisation par un cirrus en champs de vue multiple est le seul disponible, il est donc difficile d'en tirer des conclusions définitives. De plus, dans le cas étudié le nuage est formé en partie de cristaux horizontalement orientés, ce qui ne correspond que partiellement aux conditions simulées. Néanmoins, plusieurs observations peuvent être faites. La figure 5.11.b montre qu'en moyenne, le rapport de dépolarisation lidar  $\Delta P$  diminue. Cependant, elle montre également que la variation de  $\Delta P$  est inhomogène : les contours des nuages montrent une franche augmentation, de même qu'à l'intérieur de la couche nuageuse située entre 1.25 et 1.75 km, ainsi que près du sommet de la couche d'altitude inférieure à 1 km. L'augmentation près des contours nuageux peut être assimilée à un artefact (en augmentant le champ de vue, on augmente la zone nuageuse vue par le télescope, ce qui conduit à une brusque augmentation de signal dans les zones précédemment invisibles). Les autres disparités doivent avoir des explications microphysiques. La zone de faible dépolarisation située entre 1.25 et 1.75 km (fig. 5.11.a) peut être assimilée à des cristaux orientés. L'augmentation du rapport de dépolarisation dans cette zone semble naturelle, étant donné que  $\Delta P$  augmente avec l'angle d'incidence lidar (ce phénomène sera étudié en détail dans la section 5.2).



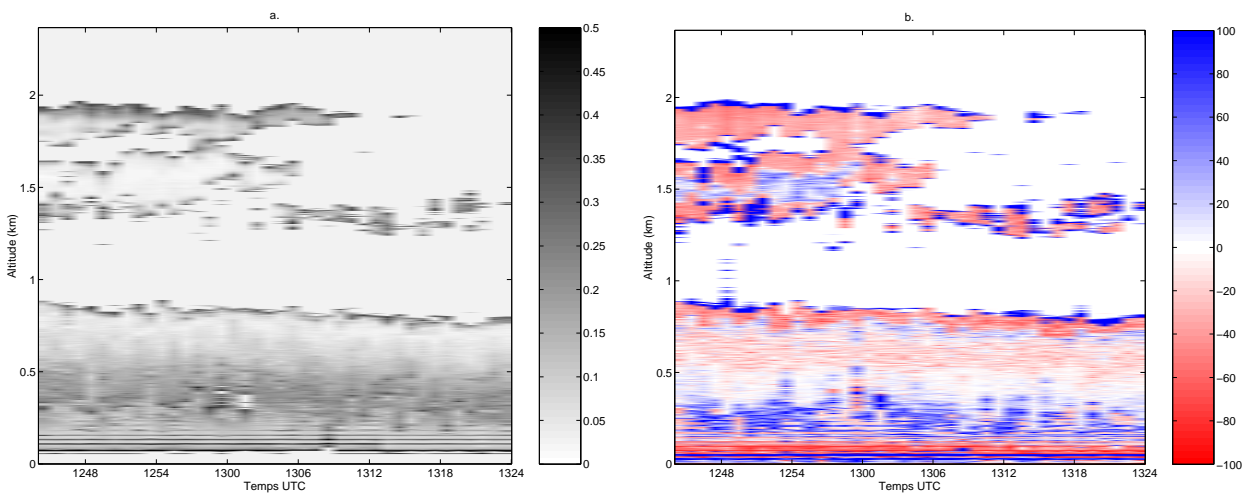


FIG. 5.11 – Evolution temporelle et spatiale **a.** du rapport de dépolarisation pour un champ de vue de 0.5 mrad et **b.** de l'augmentation (%) du rapport de depolarisation pour un champ de vue de 6 mrad.

### 5.1.6.2 Simulations numériques

Pour la simulation numérique, l'approche retenue est la suivante : les propriétés du lidar CALIOP de la plateforme CALIPSO (altitude de 705km, champ de vue de 0.125 mrad) sont entrées dans la simulation du chapitre 4. La variation du rapport de dépolarisation est ensuite comparées à des simulations de mesures lidar prises du sol, effectuées dans les mêmes conditions atmosphériques : une pénétration d'un kilomètre dans un nuage de coefficient d'extinction  $\alpha = 1 \text{ km}^{-1}$ . Sur la figure 4.12 (Sect. 4.3.4) il apparaît que l'augmentation du champ de vue du télescope n'a qu'une faible influence sur les mesures du rapport de dépolarisation à partir du sol, mais que les mesures effectuées à partir du satellite sont sensiblement différentes. L'augmentation moyenne du rapport de dépolarisation en fonction du champ de vue du télescope, pour les deux configurations (sol et satellite) du lidar, est présentée sur la figure 5.12. Le télescope du lidar CALIOP ayant un champ de vue de 0.125 mrd, ces résultats montrent une augmentation d'environ 15% du rapport de dépolarisation.

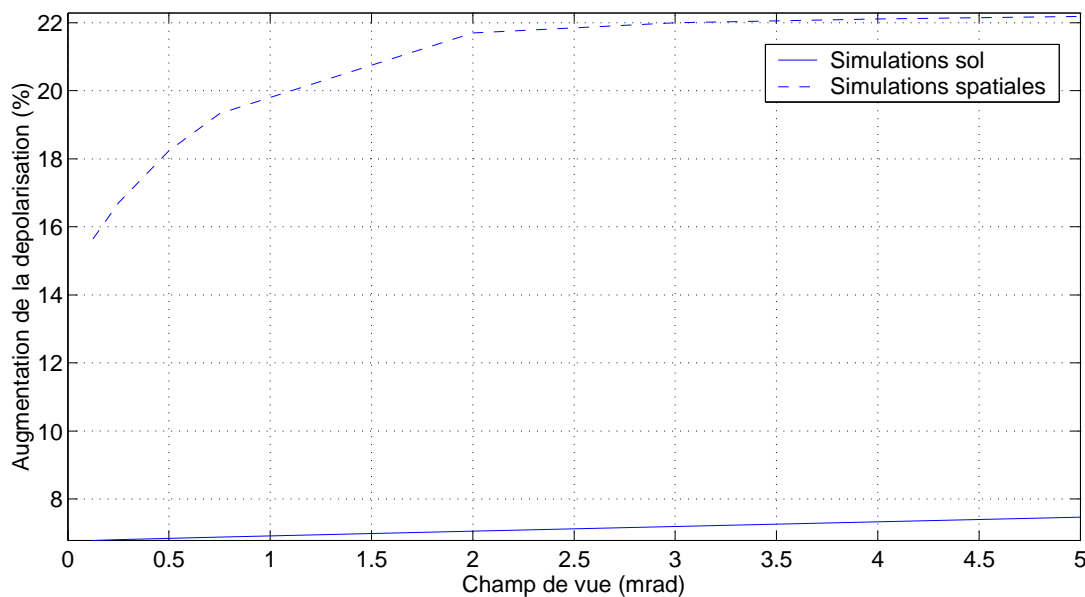


FIG. 5.12 – Augmentation moyenne du rapport de dépolarisation avec le champ de vue du télescope, pour un lidar installé au sol et sur un satellite.

Ceci implique que les limites des classes I, II, III et IV vont être différentes dans le cas de l'utilisation d'un lidar satellite. Ces simulations montrent que l'application de la technique de classification à des données mesurées à partir d'un satellite nécessitera le calcul de courbes  $\Delta P = f(Q, \delta)$  spécifiques au cas étudié et aux paramètres du lidar utilisé (champ de vue, distance au sol, direction de visée, etc.). Ces modifications pourront être appliquées à la classification lorsque des données satellites seront disponibles.

Cependant, ces résultats ne sont pas cohérents avec la diminution de  $\Delta P$  observée dans certaines zones de mesure expérimentale (Sect. 5.1.6.1, Fig. 5.11). Cette disparité doit s'expliquer par la différence entre mesures et simulation : l'orientation des cristaux.

### 5.1.7 Conclusion

Dans cette section, une technique possible de restitution du facteur de forme des particules de glace dans les cirrus a été présentée. Cette technique, fondée sur les résultats de simulations de suivi de rayon pour des cristaux en orientation aléatoire, utilise la mesure du rapport de dépolarisation lidar et tient compte de l'influence de l'épaisseur optique du nuage sondé sur cette mesure. Elle conduit à une classification des particules sondées en 4 classes, constituées de plaquettes, de colonnes, et de formes intermédiaires. Suivant la classe restituée, l'impact radiatif du cirrus étudié sera différent.

Cette méthode a été appliquée sur une quinzaine de cas de nuages de glace, et les facteurs de forme restitués ont été corrélés avec des mesures de la température par radiosondage. Cette comparaison a conduit à l'association des colonnes avec les zones de plus basse température dans les nuages, et des plaquettes avec les zones moins froides. Ces résultats ont été mis en perspective avec les différentes études existantes dans la littérature, ce qui a montré en général des résultats cohérents.

L'application de cette classification à des données mesurées par satellite a été envisagée. Il apparaît que certaines adaptations sont nécessaires, mais que l'intérêt de cette technique reste entier : elle conduirait à une classification des formes de particules à l'échelle de la planète, sur un cycle de révolution relativement court. Une tendance générale pour l'albedo plan de ces nuages pourrait alors être déduite des facteurs de forme restitués.

## 5.2 Restitution de l'angle d'oscillation des cristaux de glace

### 5.2.1 Présentation du problème

Nous venons de nous intéresser à la restitution de formes de cristaux (Sect. 5.1), qui reste l'un des paramètres à déterminer pour une bonne connaissance des cirrus. Cependant, l'orientation de ces mêmes cristaux constitue également une source majeure d'incertitude, surtout pour les nuages d'épaisseur optique faible Asano (1983) : selon que les particules sont orientées ou non, l'albédo plan d'un nuage de glace peut être modifié de 40% Takano et Liou (1989). Par conséquent, suivant la valeur de ce paramètre, l'impact radiatif des cirrus peut varier dans des proportions importantes. Malheureusement, la proportion de nuages présentant cette propriété est encore à déterminer avec précision et, à une échelle microphysique, les mouvements des cristaux eux-mêmes restent mal connus, et ne peuvent être obtenus par des mesures in situ. Ce manque de données quantitatives explique l'intérêt de la communauté scientifique pour ce comportement microphysique et, simultanément, pourquoi peu d'études se sont réellement penchées sur ce problème.

Historiquement, le phénomène de l'orientation des cristaux de glace dans les cirrus a pu être mis en évidence par l'observation d'effets optiques inhabituels dans l'atmosphère. En effet, la présence de cristaux orientés se traduit notamment par une réflexion spéculaire importante de la lumière visible (par exemple de la lumière du soleil, conduisant ainsi à ce qu'on appelle des 'light pillars' Sassen (1987)), absente en présence de cristaux aléatoirement orientés. De même, lors du sondage par lidar d'un nuage composé de ces cristaux, l'intensité rétrodiffusée montre un pic inhabituel en incidence verticale, associé à une valeur basse du rapport de dépolarisation. Cette combinaison de mesures, qui constitue la signature typique d'un nuage composé de particules horizontalement orientées, a été rapidement associée à la présence de cristaux orientés Platt (1977), et des efforts récents ont permis sa modélisation pour plusieurs formes typiques de particules Klett (1995).

Dans cette section, deux techniques de restitution de l'angle d'oscillation des cristaux dans les cirrus seront présentées. L'une et l'autre procèdent à une comparaison des simulations des chapitres précédents avec des données expérimentales : d'une part, des mesures sol du rapport de dépolarisation par un lidar à balayage, d'autre part, des mesures satellites radiométriques à angles de visée multiples (POLDER).

### 5.2.2 A partir du rapport de dépolarisation lidar

#### 5.2.2.1 Méthodologie

Le phénomène de l'orientation de cristaux semblant se manifester en priorité par des effets optiques, son étude s'orientait naturellement vers l'emploi de lidars. En outre, la nécessité de détecter aisément sa signature angulaire typique a conduit à la création de lidar à balayage, qui offre l'avantage de faire varier simultanément l'angle d'incidence du faisceau laser sur le nuage et l'axe de visée du télescope. Il est alors possible de mettre en évidence des phénomènes comme l'orientation préférentielle de cristaux, et en outre de restituer une estimation de l'angle maximal d'oscillation de ces particules.

La simulation présentée au chapitre 3 a permis le calcul de la matrice de diffusion de cristaux de glace, orientés aléatoirement ou horizontalement, pour différents facteurs de forme. Dans le cas de cristaux orientés aléatoirement, le rapport de dépolarisation lidar a pu en être déduit en tenant compte de la diffusion multiple (Sect. 4).

Dans le cas de cristaux orientés horizontalement, la prise en compte de la diffusion multiple n'a pas encore été effectuée par manque de temps. Une adaptation de la simulation lidar à ce cas de figure est prévue dans des

travaux futurs, ce qui impliquerait la prise en compte des effets de diffusion multiple en polarisation dans un milieu anisotrope (Sect. 4). Néanmoins, la matrice de diffusion simple a pu être calculée, dont le rapport de dépolarisation en approximation de diffusion simple peut être déduit (Sect. 4.1.2.3). Sa dépendance sur plusieurs paramètres (facteur de forme, angle d'incidence lidar...) peut donc être analysée. Dans le cadre de l'étude de l'orientation de cristaux, l'étude a porté sur l'influence de l'angle d'incidence du lidar sur le rapport de dépolarisation<sup>3</sup>.

Une étude a été menée pour des plaquettes de facteur de forme  $Q = 0.05$ , en faisant prendre à l'angle maximal d'oscillation ( $\theta_{max}$ , Sect. 3.2.1.5) des valeurs significativement différentes. Le rapport de dépolarisation lidar  $\Delta P$  a ensuite été évalué en diffusion simple, en faisant varier lentement l'angle d'incidence lidar  $\theta_i$  (Fig. 3.3, Sect. 3.2.1.5) entre  $0^\circ$  (incidence zénithale) et  $45^\circ$ . L'évolution du rapport de dépolarisation en fonction de l'angle d'incidence du lidar est présenté sur la figure 5.13.

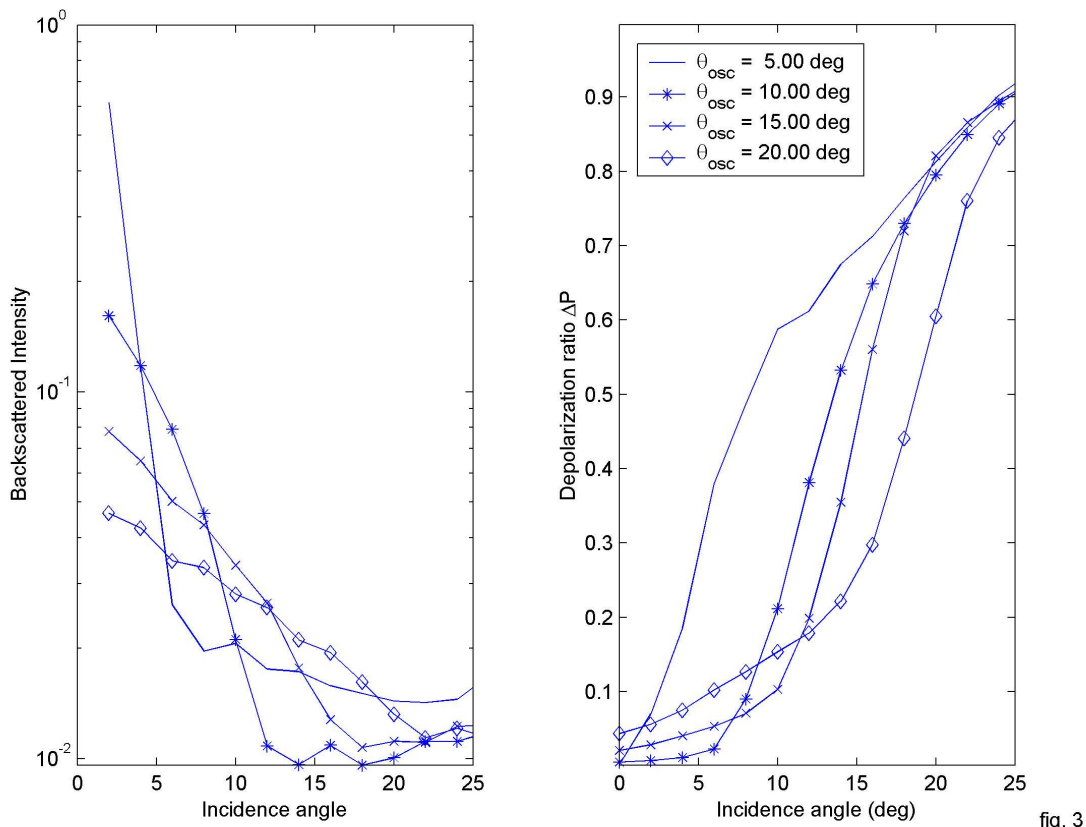


FIG. 5.13 – Variation de **a.** l'intensité rétrodiffusée et **b.** du rapport de dépolarisation, avec l'angle d'incidence lidar par rapport à la verticale, pour des cristaux de facteur de forme  $Q = 0.05$ , oscillant autour de la position horizontale avec une déviation maximale de  $\theta_{osc}$ .

Cette évolution est similaire pour tous les angles maximum d'oscillation : pour une incidence zénithale le rapport de dépolarisation est proche de zéro, et il augmente progressivement avec l'angle d'incidence. Cette observation appelle une remarque importante. Le rapport de dépolarisation lidar est souvent utilisé pour distinguer

<sup>3</sup>V. Noel, G. Roy, L. Bissonnette, H. Chepfer, P. H. Flamant : Analysis of ice clouds lidar measurements at multiple incidence angles, 2002, *Geophysical Research Letters* **29** (9), 521-524.

l'eau à l'état liquide de la glace : en pratique, s'il est supérieur à 2.79% on suppose le nuage constitué de glace, sinon d'eau liquide. Or, la figure 5.13 montre un rapport de dépolarisation nul en incidence zénithale pour des particules non sphériques horizontales. Par conséquent, il n'est plus possible d'affirmer avec certitude qu'un rapport de dépolarisation nul est le signe d'un nuage d'eau liquide : il peut également s'agir de cristaux de glace orientés horizontalement.

La différence entre les différents angles d'oscillation vient de la pente de la courbe  $\Delta P = f(\theta_i)$  : pour des oscillations faibles ( $\theta_{max} = 5^\circ$ ) le rapport de dépolarisation augmente très rapidement (ainsi, par exemple  $\Delta P = 0.3$  est atteint pour  $\theta_i = 5^\circ$ ), alors que pour des oscillations plus importantes (par exemple  $\theta_{max} = 20^\circ$ )  $\Delta P$  augmente plus lentement (la même valeur de  $\Delta P$  n'est atteinte que vers  $\theta_i \sim 17^\circ$ ). Cette différence est plus évidente sur la dérivée du rapport de dépolarisation suivant l'angle d'incidence  $\frac{\partial \Delta P}{\partial \theta_i}$ . L'évolution de cette valeur avec l'angle d'incidence est présentée sur la figure 5.14. Pour chaque angle d'oscillation, un maximum est atteint pour un angle d'incidence voisin de l'angle maximal d'oscillation de la particule. Il semble donc possible de restituer l'angle maximal d'oscillation des particules si l'on dispose de la dérivée du rapport de dépolarisation en fonction de l'angle d'incidence.

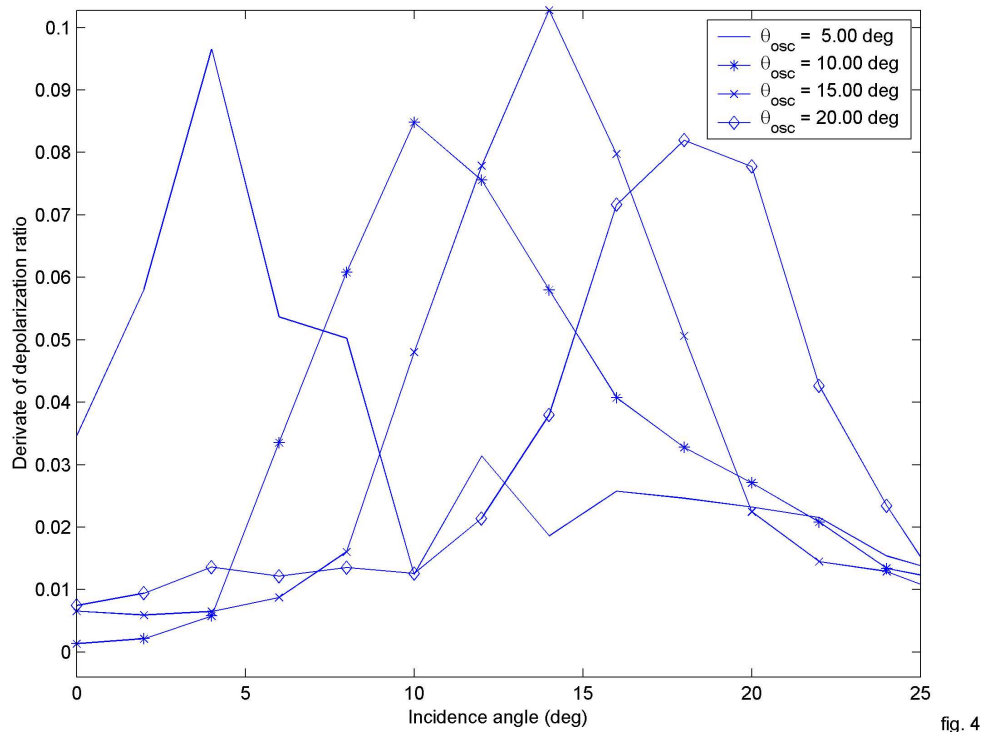


FIG. 5.14 – Evolution de la dérivée du rapport de dépolarisation avec l'angle d'incidence lidar, pour les particules et les conditions de simulation utilisées pour la figure 5.13.

### 5.2.2.2 Cas de nuage étudié

**Présentation de l'instrument.** Les mesures lidar utilisées dans cette section ont été réalisées par le lidar à balayage du CRDV (*Centre de Recherche pour la Défense Valcartier*) situé à Valcartier, Canada, dans le cadre d'une coopération franco-québécoise. Les propriétés de ce lidar fonctionnant dans l'infrarouge sont résumées dans le Tableau 5.5. Un miroir plan rotatif permet de sonder l'atmosphère suivant de multiples angles d'incidences. Les balayages sont réalisés dans un plan vertical, à une vitesse constante de  $3.5^\circ \text{ s}^{-1}$ , l'angle d'incidence variant entre  $-75^\circ$  et  $+75^\circ$  (avec  $0^\circ$  correspondant au zénith). Par ailleurs, le télescope de ce lidar est doté d'un système de diaphragmes contrôlé par ordinateur, permettant de faire varier son champ de vue. Compte tenu des propriétés du système, la résolution spatiale maximale sur la ligne de visée est de 1.8 m Bissonnette et Roy (2001).

A la longueur d'onde de  $1.06 \mu\text{m}$ , la partie imaginaire de l'indice de réfraction de la glace est plus importante qu'à  $0.532 \mu\text{m}$  : le faisceau laser est davantage atténué. Le sondage de nuages de haute altitude, tels que des cirrus, est donc plus difficile qu'à la longueur d'onde de  $0.532 \mu\text{m}$ .

Les mesures de nuages de glace par lidar à balayage ont été réalisées le 2 février 2000, au cours de la campagne de mesure AIRS (*Alliance Icing Research Study*), dédiée à l'étude des nuages glacés, qui regroupait de nombreux instruments Isaac et al. (2001). Les données ont été prises entre 1156 et 1237 TU sur le site de l'aéroport de Meribel ( $74.02^\circ \text{ W}$ ,  $45.40^\circ \text{ N}$ , proche de Montreal). En raison de contraintes techniques, les autres instruments présents durant la campagne n'ont pu être démarré simultanément, et il n'y a par conséquent pas de mesures complémentaires. Les radiosondages disponibles, provenant d'un ballon-sonde lancé à 14 :15 TU à partir de l'aéroport de Mirabel, sont présentés sur la figure 5.15 : profils verticaux de température, d'humidité relative et de vitesse du vent.

---

Longueur d'onde laser	1.06 $\mu\text{m}$
Energie Laser	70 mJ
Diamètre faisceau laser	25 mm
Divergence faisceau laser	0.5 mrad
Fréquence de tir	jusqu'à 100 Hz
Durée de l'impulsion laser	12 ns
Diamètre du télescope	200 mm
Angle de visée par rapport au zénith	entre $-75^\circ$ et $+75^\circ$
Champ de vue du télescope	de 0.6 à 12 mrad
Fréquence d'échantillonnage	25, 50 ou 100 MHz

---

TAB. 5.5 – Propriétés du lidar à balayage du CRDV.

---

Les mesures d'intensité rétrodiffusée et de rapport de dépolarisation par lidar à balayage sont présentées sur les figures 5.16.a et 5.16.b. Deux couches nuageuses y sont visibles, la première entre 0.5 et 1 km, la deuxième entre 1.5 et 2.25 km. Ces altitudes sont compatibles avec le profil d'humidité relative (Fig. 5.15.b). Bien que les nuages soient relativement bas dans l'atmosphère, leur température est basse : à l'instant du radiosondage (après 14 :15 TU), elle est de  $-25^\circ\text{C}$  dans le nuage (Fig. 5.15.a), et il est possible que la troposphère se soit réchauffée depuis les mesures lidar, effectuées aux alentours de 1200 TU. Il est donc permis de supposer qu'à ce moment la température du nuage était inférieure à  $-25^\circ\text{C}$ . La vitesse du vent entre 1 et 2 km monte jusqu'à  $12 \text{ ms}^{-1}$ . La vitesse du vent au sol étant quasi nulle, il existe un cisaillement de vent relativement important. Les figures 5.16 montrent un comportement caractéristique de nuage de glace constitué de particules orientées : en incidence verticale ( $\theta_i = 0^\circ$ ), un maximum est observé pour l'intensité rétrodiffusée alors que le rapport de dépolarisation montre un minimum. Lorsque l'angle d'incidence augmente, l'intensité rétrodiffusée chute alors que le rapport

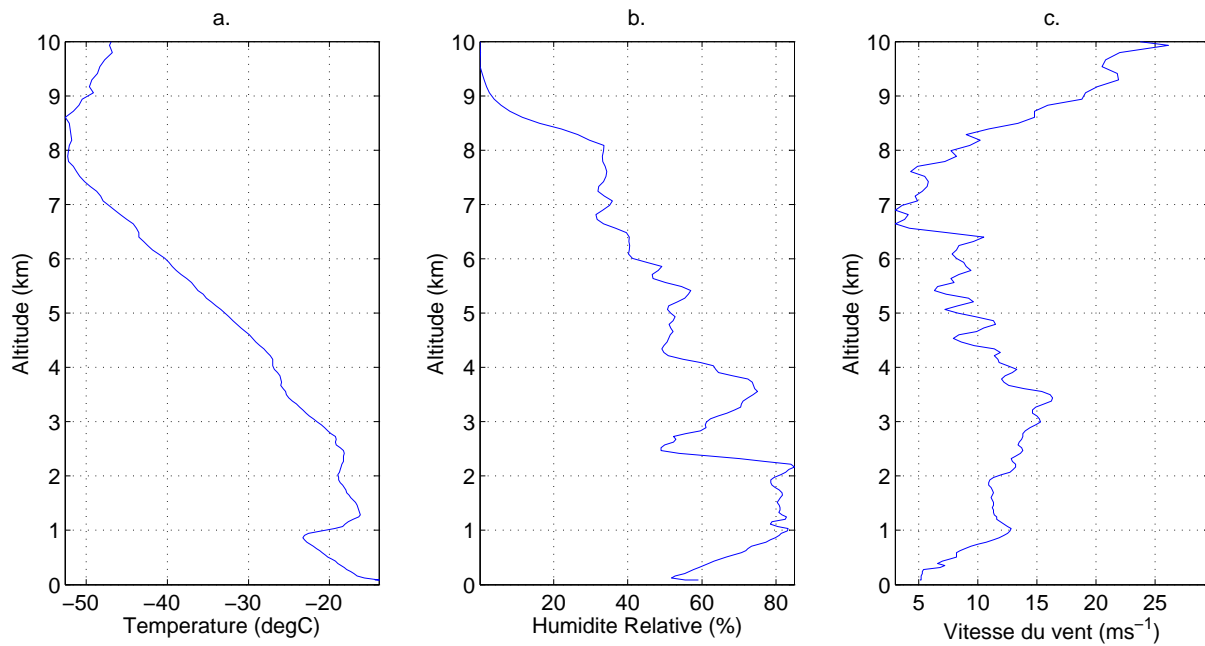


FIG. 5.15 – Radiosondages du 2 février 2002 : **a.** Profil de température **b.** Profil d'humidité relative **c.** Vitesse absolue du vent.

de dépolarisation augmente. Ce comportement permet d'éliminer les hypothèses d'un nuage d'eau liquide ou de cristaux aléatoirement orientés, avec lesquelles il est incompatible.

L'évolution de l'intensité rétrodiffusée et du rapport de dépolarisation moyennés sur l'ensemble de la couche supérieure du nuage est présenté sur la figure 5.17. La similitude de comportement avec les simulations (Fig. 5.13) est évidente. Cependant, en incidence verticale, le rapport de dépolarisation est non nul, ce qui trahit la présence possible de particules aléatoirement orientées parmi les horizontales. Cette valeur permet l'estimations des concentrations relatives de ces deux types de particules.



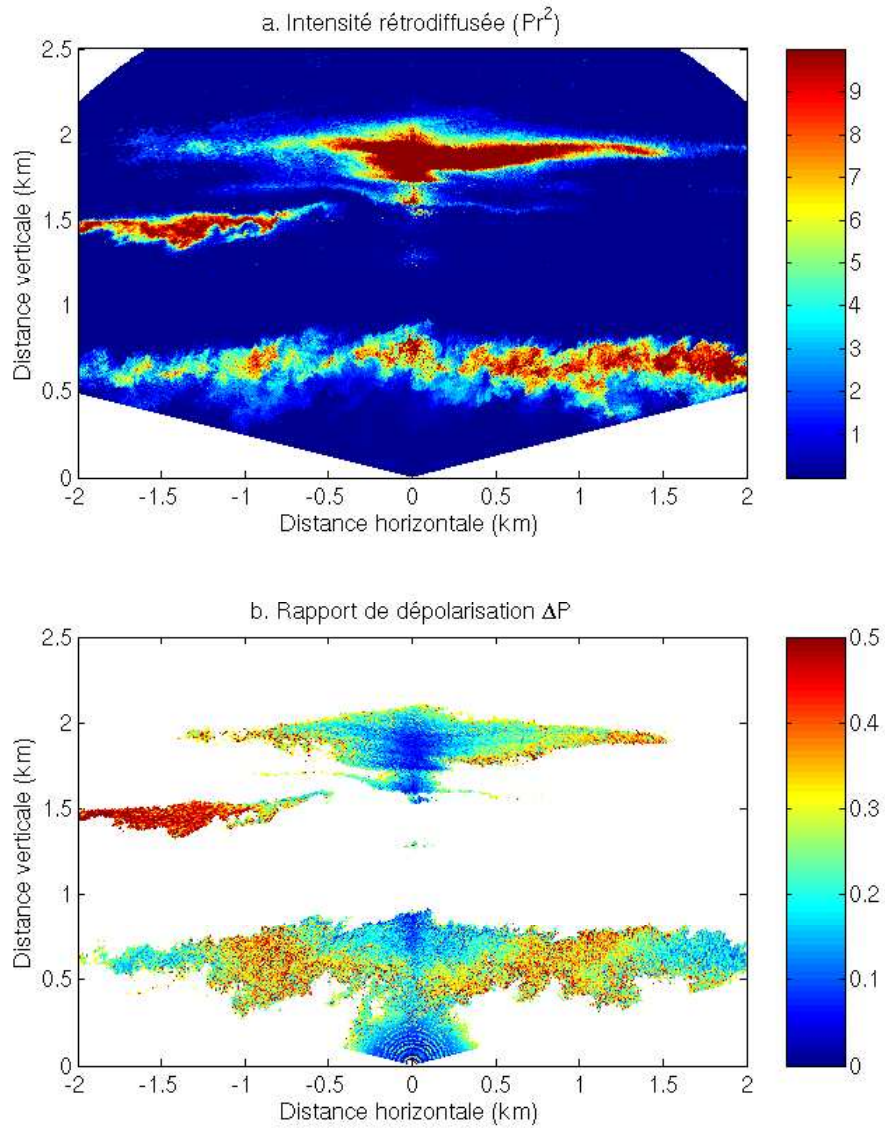


FIG. 5.16 – Mesures lidar à balayage, cas du 2 février 2000 : **a.** Intensité rétrodiffusée corrigée de la distance au carré, **b.** Rapport de dépolarisation lidar.

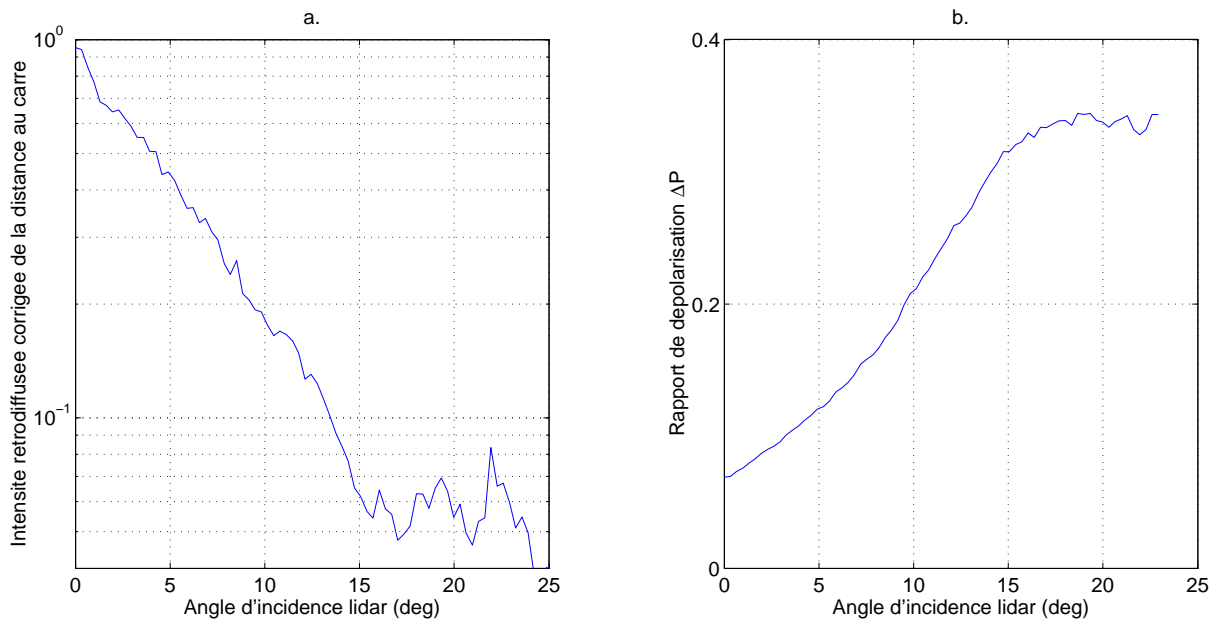


FIG. 5.17 – Evolution de **a.** l'intensité rétrodiffusée et **b.** du rapport de dépolarisation lidar avec l'angle d'incidence  $\theta_i$ , mesurés sur la couche supérieure du nuage.

### 5.2.2.3 Application 1 : Restitution de la concentration relative en particules aléatoirement orientées

Grace aux simulations qui précèdent (Chap. 2 et 3), il a pu être montré que pour une incidence lidar verticale, des cristaux de glace horizontalement orientés ne modifiaient pas l'état de polarisation de la lumière. Cependant, en présence d'un mélange de particules de propriétés différentes, le rapport de dépolarisation mesuré s'exprime comme le rapport des intensités rétrodiffusées dans les deux plans de polarisation, pondérées par les concentrations respectives des particules (Sect. 4.3.3) :

$$\Delta P = \frac{\sum N_i \beta_{i\perp}}{\sum N_i \beta_{i\parallel}}, \quad (5.1)$$

avec  $N_i$  concentration et  $\beta_i$  coefficient de rétrodiffusion du type de particule  $i$ , dans les plans de polarisation parallèle ( $\parallel$ ) et perpendiculaire ( $\perp$ ). Dans le cas présent, le nuage sondé montre un rapport de dépolarisation non nul en incidence verticale (Fig. 5.17), qui peut s'expliquer par la présence de particules aléatoirement orientées. Le nuage peut donc être considéré comme un mélange de particules aléatoirement orientées et horizontalement orientées Sassen et Benson (2001), ce qui conduit au rapport de dépolarisation

$$\Delta P = \frac{\Delta P_r}{1 + \frac{N_h \beta_h}{N_r \beta_r}} \quad (5.2)$$

Les particules d'orientation aléatoire sont repérées par l'indice  $r$  (pour l'anglais *random*) et celles d'orientation horizontale par l'indice  $h$ , en tirant parti du fait que  $\beta_{h\perp} = 0$ . Les valeurs  $\Delta P_r$ ,  $\beta_r$  et  $\beta_h$  sont données par les simulations des chapitres précédents, et  $\Delta P$  est connu : la figure 5.17 montre un rapport de dépolarisation d'environ  $\Delta P = 0.07$  pour  $\theta_i = 0^\circ$ . Le rapport des concentrations  $\frac{N_r}{N_h}$  est alors obtenu. Pour le cas d'étude présenté dans cette section, il vient  $\frac{N_r}{N_h} \simeq 0.2$ . Les particules d'orientation horizontale sont donc en majorité, à raison d'une probabilité pour une particule d'être horizontale cinq fois supérieure aux autres orientations possibles.

### 5.2.2.4 Application 2 : Restitution de l'angle d'oscillation maximale des cristaux

Comme l'ont montré les simulations (Fig. 5.13), la dérivée du rapport de dépolarisation en fonction de l'angle d'incidence du lidar permet d'estimer l'angle d'oscillation maximale des particules constituant le nuage. Ce traitement a été appliqué aux mesures lidar, et l'évolution de  $\frac{\partial \Delta P}{\partial \theta_i}$  suivant l'angle d'incidence est présenté sur la figure 5.18.

Si l'on estime que le comportement observé sur la figure 5.14 peut être appliqué aux mesures expérimentales, la figure 5.18 conduit à une estimation de l'angle d'oscillation maximale entre  $12$  et  $14^\circ$ . Etant donné que la distribution angulaire de l'orientation de cristaux est uniforme dans les simulations, l'angle moyen d'oscillation est compris entre  $6$  et  $7^\circ$ .

Evidemment, cette valeur est une approximation moyenne : les calculs ont été effectués en supposant que le nuage n'était constitué que de plaquettes à base hexagonale, ce qui n'a que peu de chance d'arriver en réalité. Cette hypothèse sera discutée dans la section suivante, en comparant les résultats actuels avec ceux présentés dans la littérature.

### 5.2.2.5 Conclusion

Une analyse de mesures de rapport de dépolarisation lidar en incidence variable vient d'être présentée. Un cas de nuage bas, composé de cristaux de glace horizontalement orientés, a été étudié. A partir de ces mesures, une comparaison avec des résultats de simulation a pu être conduite, menant à la restitution d'informations sur les propriétés microphysiques du nuage : concentrations relatives des différentes orientations présentes, estimation de

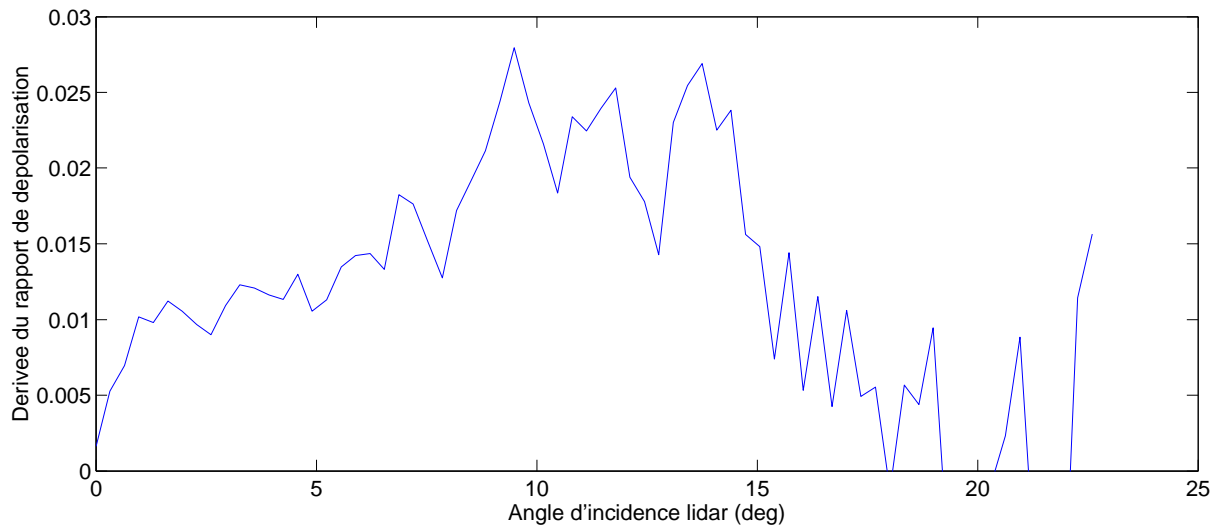


FIG. 5.18 – Evolution de la dérivée du rapport de dépolarisation en fonction de l'angle d'incidence lidar.

l'angle maximal d'oscillation des particules orientées. Les résultats ont été comparés avec les études existantes dans la littérature, en mettant en évidence le manque d'informations existantes sur l'orientation des cristaux dans les nuages de glace. En outre, il est apparu qu'en visée au zénith, la mesure du rapport de dépolarisation ne pouvait plus être considérée comme une indication fiable de la phase de l'eau présente dans le nuage.

## 5.2.3 A partir de mesures Polder

### 5.2.3.1 Contexte

**Présentation de l'instrument.** L'instrument POLDER est un polarimètre imageur à large champ, fonctionnant dans le visible Deschamps et al. (1994). Il mesure diverses propriétés de la lumière solaire réfléchiée par les nuages, l'atmosphère et le sol : évolution de la réflectance bidirectionnelle, pour neuf longueurs d'onde comprises entre 443 et 910 nm. L'état de polarisation de la lumière est mesuré pour trois canaux : 443, 670 et 865 nm. Cet instrument a été mis en orbite à l'altitude de 797 km, sur le satellite héliosynchrone ADEOS-I (*ADvanced Earth Observation Satellite*, premier du nom) le 17 août 1996. Il a fonctionné du 30 octobre 1996 au 20 juin 1997, date à laquelle le satellite fut accidentellement perdu.

L'instrument est constitué d'une matrice CCD couplée à une roue à filtres qui, en pivotant, permet de sélectionner la longueur d'onde mesurée. L'instrument dispose d'un champ de vue de  $\pm 43^\circ$  suivant la trace et  $\pm 51^\circ$  suivant la perpendiculaire à la trace, correspondant à un balayage de 2400 km. La résolution des images restituées est de 6x7 km au nadir, et augmente avec l'angle d'incidence. Une image est acquise toutes les vingt secondes. Le satellite parcourant 140 km pendant cette période, tout point sur la surface de la terre reste dans le champ de vue de l'instrument pendant plusieurs images successives : tout point est donc mesuré suivant plusieurs points de vue différents (entre 10 et 14). Le cycle du satellite autour de la terre est d'environ 4 jours.

**Grandeurs mesurées.** La combinaison des mesures à plusieurs angles de visée permet de restituer la luminance  $L(\theta_v, \varphi_v)$  et la luminance polarisée  $L_p(\theta_v, \varphi_v)$  en fonction des angles zénithal  $\theta_v$  et d'azimut  $\varphi_v$ . Ces grandeurs directionnelles correspondent à la quantité d'énergie lumineuse solaire réfléchiée par l'atmosphère dans la direction de l'instrument, polarisée linéairement (pour  $L_p$ ) ou non (pour  $L$ ). Etant donné le mouvement du satellite, la distribution angulaire de la luminance polarisée est obtenue pour 10 à 14 directions de visée  $\theta_v$  pour un pixel cible donné, correspondant à une zone d'observation fixe dans l'atmosphère.

L'instrument POLDER présente des mesures polarisées dans trois canaux différents, correspondant à trois longueurs d'ondes. Pour en retenir une, deux remarques peuvent être faites. D'une part, l'indice de réfraction de la glace est pratiquement constant sur tout le domaine visible. Toutes les longueurs d'onde sont donc équivalentes de ce point de vue. D'autre part, plus la longueur d'onde est petite et plus l'influence de la diffusion moléculaire se fait sentir. Le choix se portera donc sur la longueur d'onde la plus importante, à savoir 865 nm, qui sera utilisée dans la suite de cette étude. L'influence de la diffusion moléculaire au-dessus des cirrus sera donc négligée.

**Etude des cirrus par POLDER.** De nombreux cas de cirrus mesurés par POLDER sont disponibles. Ces données ont fait l'objet de plusieurs études concernant la phase thermodynamique Goloub et al. (1994); Riédi et al. (2000) et la forme des cristaux de glace C.-Labonnote et al. (2000); Chepfer et al. (2001). Certaines de ces données présentent une caractéristique remarquable : la présence d'un pic important de luminance polarisée dans la direction de réflexion spéculaire ( $\theta_v = \theta_i$ ). La présence de ce pic a pu être expliquée par la présence de cristaux de glace orientés préférentiellement Chepfer et al. (1999), mais aucune interprétation quantitative n'a pu en être tirée jusqu'à présent. Les neuf mois de mesures POLDER montrent un tel pic dans environ 50% des cas de cirrus détectés. Etant donné que la présence du pic est associée à la présence de cristaux orientés, nous avons fait l'hypothèse que des informations concernant la microphysique des cirrus pourraient être restitués à partir d'observations de l'évolution de la luminance polarisée en fonction de l'angle zénithal. L'état de polarisation du faisceau étant en première approximation indépendant de la taille des particules, l'étude a porté sur la restitution du facteur de

forme et de l'orientation des particules par l'étude de la forme du pic de luminance polarisée (intensité et largeur angulaire), dans la direction de réflexion spéculaire.

### 5.2.3.2 Etude de sensibilité des observations POLDER simulées à l'orientation des cristaux

**Grandeurs simulées.** Les simulations numériques présentées au chapitre 3 ont permis le calcul des matrices de diffusion de cristaux orientés. POLDER mesure la luminance polarisée, une équivalence peut donc être établie entre les mesures expérimentales et les valeurs restituées par simulation. Suivant Goloub et al. (1994), l'expression de la luminance normalisée polarisée, restituée par POLDER, en approximation de diffusion simple pour un nuage d'épaisseur optique suffisante pour saturer le signal polarisé (typiquement  $\delta > 3$ ) est donnée par

$$L_{np}(\Theta) = \frac{p(\Theta)P(\Theta) \mu_s}{4(\mu_s + \mu_v)}$$

avec  $\mu_s = \cos(\theta_s)$  et  $\mu_v = \cos(\theta_v)$ ,  $\theta_s$  décrivant l'angle d'incidence des rayons du soleil par rapport au zénith et  $\Theta$  l'angle entre un faisceau incident et un faisceau diffusé. La grandeur  $p(\Theta)P(\Theta)$  désigne la quantité d'énergie lumineuse polarisée linéairement dans la direction de diffusion  $\Theta$ , elle peut donc être exprimée comme le taux de polarisation linéaire du vecteur de Stokes diffusé, donné par  $\sqrt{Q^2(\Theta) + U^2(\Theta)}$ , avec  $Q$  et  $U$  second et troisième élément du vecteur de Stokes du faisceau diffusé ( $V$  correspondant à la polarisation circulaire, il n'intervient pas ici). D'où l'expression de la luminance normalisée polarisée en notation de Stokes :

$$L_P(\Theta) = \frac{\mu_s \sqrt{Q^2(\Theta) + U^2(\Theta)}}{4(\mu_s + \mu_v)} \quad (5.3)$$

Dans le cas d'une lumière incidente non polarisée telle que celle du soleil, le vecteur de Stokes du faisceau incident s'écrit  $\mathbf{S} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}$ . A toute direction dans l'espace définie par un angle de diffusion  $\Theta$ , on peut faire correspondre deux angles zénithal  $\theta_v$  et azimuthal  $\varphi_v$ . Tout faisceau diffusé dans la direction  $\theta_v, \varphi_v$  pourra donc s'écrire donc  $\mathbf{S}_d(\theta_v, \varphi_v) = \begin{bmatrix} M_{11}(\theta_v, \varphi_v) & M_{21}(\theta_v, \varphi_v) & M_{31}(\theta_v, \varphi_v) & M_{41}(\theta_v, \varphi_v) \end{bmatrix}$ . Par conséquent, l'expression de la luminance polarisée diffusée dans la direction  $(\theta_v, \varphi_v)$  sera donnée par

$$L_p(\theta_v, \varphi_v) = \frac{\mu_s \sqrt{M_{21}^2(\theta_v, \varphi_v) + M_{31}^2(\theta_v, \varphi_v)}}{4(\mu_s + \mu_v)}$$

Les valeurs  $M_{21}$  et  $M_{31}$  sont calculées par les simulations présentées au chapitre 3, pour des cristaux de facteur de forme et d'oscillation variables, en orientation préférentielle ou aléatoire.

**Etude de sensibilité.** A titre d'exemple, l'évolution de la luminance polarisée (equation 5.3) avec l'angle d'élévation, pour un facteur de forme  $Q = 0.05$  et un faisceau d'angle d'incidence  $\theta_i = 43^\circ$ , est présentée sur la figure 5.19. La luminance polarisée a été calculée dans le plan principal de diffusion, qui comprend à la fois le soleil, le satellite et le nuage, ce qui a pour effet de maximiser les effets de réflexion spéculaire. Un pic est clairement visible dans la direction de réflexion spéculaire ( $\theta_v = \theta_i = 43^\circ$ ). L'intensité et la largeur de ce pic varient avec l'angle d'oscillation, passant d'une largeur à mi-hauteur de  $5^\circ$  pour une oscillation maximale de  $1^\circ$  à une largeur à mi-hauteur de  $25^\circ$  pour une oscillation maximale de  $10^\circ$ .

Afin de mieux évaluer ces variations, l'évolution de la largeur angulaire à mi-hauteur du pic est tracée en fonction de l'angle d'oscillation maximal, pour plusieurs facteurs de forme, sur la figure 5.20.a. L'évolution de la largeur angulaire à mi-hauteur du pic de luminance polarisée en réflexion spéculaire, suivant l'angle d'oscillation maximal  $\theta_{max}$  des cristaux de glace, est la même quel que soit le facteur de forme  $Q$  de ces cristaux, pour

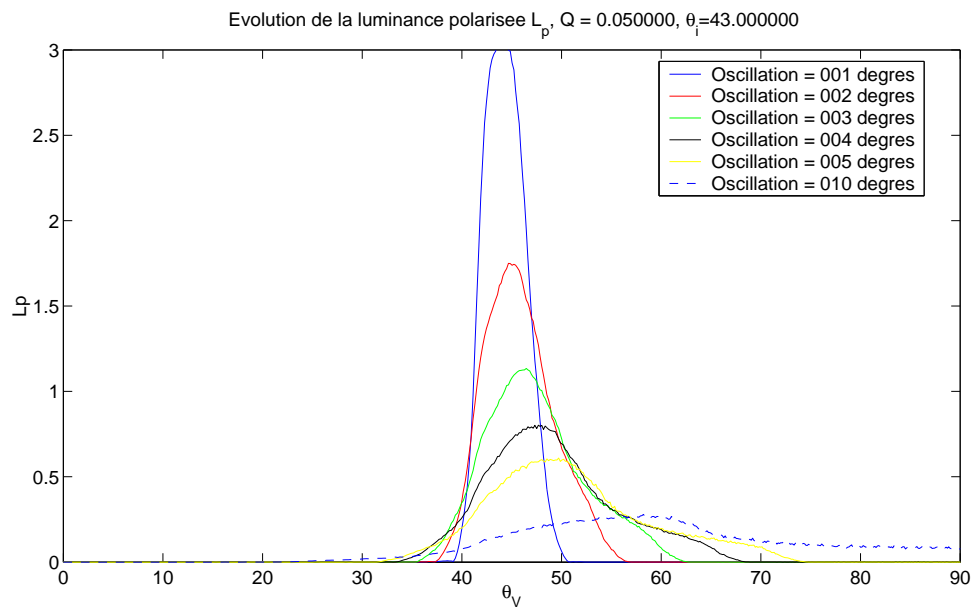


FIG. 5.19 – Evolution de la luminance polarisée suivant l'angle d'élévation  $\theta_v$ , pour un cristal de facteur de forme  $Q = 0.05$  et un faisceau incident d'élévation  $\theta_i = 43^\circ$ , pour différents angles d'oscillation maximale.

$\theta_{max} < 7^\circ$ . Lorsque  $\theta_{max} > 7^\circ$ , les différentes courbes correspondant aux différents facteurs de forme se séparent. Néanmoins, pour des oscillations limitées la largeur à mi-hauteur ne dépend pas de la forme des cristaux, et sa mesure expérimentale permettrait de restituer une information sur  $\theta_{max}$ . Dans le même esprit, l'évolution du maximum de luminance polarisée, suivant le facteur de forme, en conservant l'angle d'oscillation maximal constant ( $\theta_{max} = 5^\circ$ ), est représentée sur la figure 5.20.b. L'intensité du pic varie avec le facteur de forme. Des simulations complémentaires ont montré que la largeur angulaire du pic avec le facteur de forme montrait des variations inférieures au degré, à angle d'incidence et oscillation maximale fixes. Ces variations peuvent être attribuées à des artefacts de simulations et seront donc négligées. Il apparaît qu'une fois  $\theta_{max}$  connu par la mesure de la largeur du pic à mi-hauteur (fig. 5.20.a), il serait possible de calculer l'évolution du maximum de luminance polarisée en fonction du facteur de forme, pour un angle d'oscillation fixé (fig. 5.20.b). En reportant le maximum mesuré sur cette courbe, une estimation du facteur de forme des particules étudiées pourra être donnée.

### 5.2.3.3 Comparaison aux observations

Un cas d'observation de luminance polarisée, où le pic de réflexion spéculaire est nettement apparent, est présenté sur la figure . Ce cas date du 10 November 1996. L'angle d'incidence des rayons lumineux sur le nuage était de  $43^\circ$ . La valeur du pic monte jusqu'à dépasser 0.14. La largeur du pic à mi-hauteur est d'environ  $8.4^\circ$ .

En reportant cette valeur sur les courbes d'évolution de la luminance polarisée en fonction de l'angle d'oscillation maximale  $\theta_{max}$ , une valeur  $\theta_{max} \sim 2.5^\circ$  est obtenue.

### 5.2.3.4 Résultats

Dans cette section, des simulations de luminance polarisée pour des cristaux orientés ont été comparées à des mesures satellites de cirrus, effectuées par le radiomètre POLDER. Une étude de sensibilité des simulation a montré que la mesure de luminance polarisée est sensible à la forme et à l'orientation des cristaux de glace dans

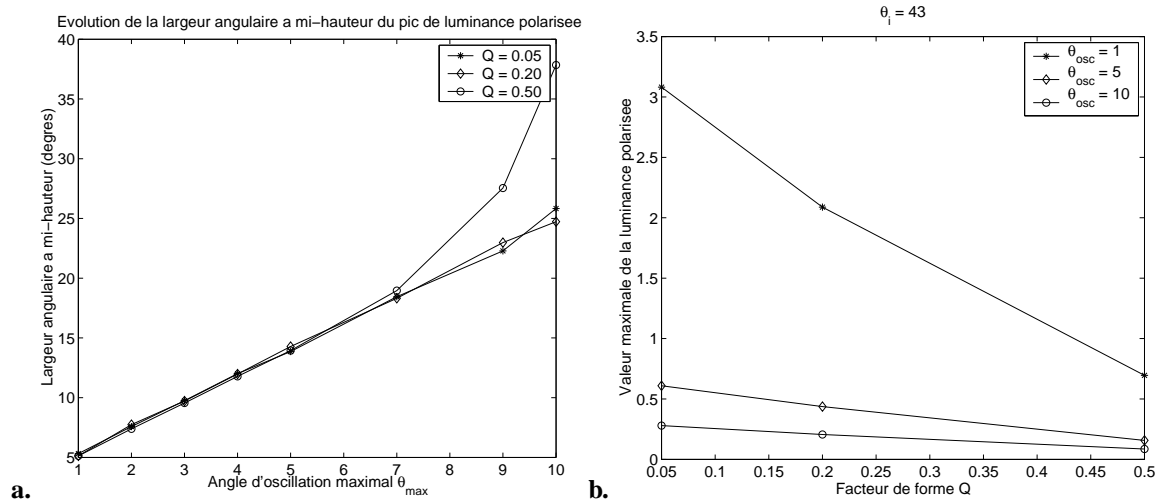
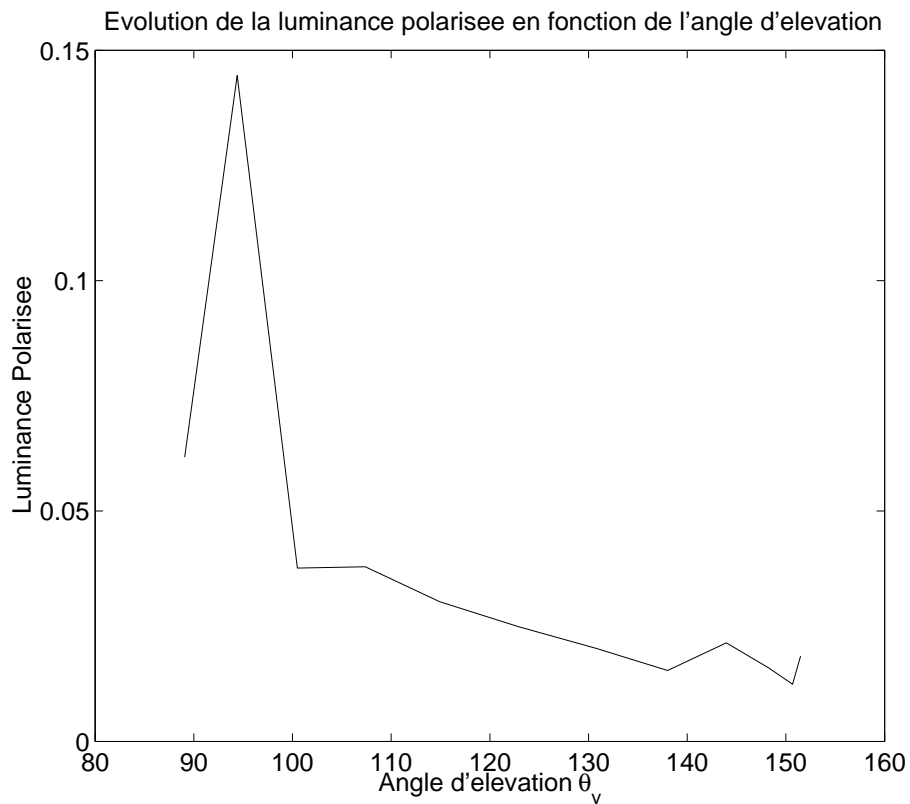


FIG. 5.20 – **a.** Evolution de la largeur angulaire à mi-hauteur du pic de luminance polarisée  $L_p$ , dans la direction de réflexion spéculaire, suivant l'angle d'oscillation maximal  $\theta_{max}$ , pour plusieurs facteurs de forme. **b.** Evolution du maximum de luminance polarisée  $L_p$  dans la direction de réflexion spéculaire suivant le facteur de forme, pour un angle d'incidence solaire de  $43^\circ$  et trois angles d'oscillation maximale  $\theta_{max}$ .





le nuage étudié. Notamment, la présence d'un pic de luminance polarisée dans la direction de réflexion spéculaire, signature fiable de la présence de cristaux orientés, a été utilisée pour restituer une information sur l'oscillation maximale de ces cristaux, ainsi que sur leur forme. Une information sur l'orientation des cristaux de glace est donc présente dans les mesures POLDER de luminance polarisée. L'application de cette technique à l'ensemble des cas avérés de réflexion spéculaire, sur les 8 mois de mesures POLDER, permettrait donc d'obtenir une estimation de l'angle moyen d'oscillation des cristaux dans les cirrus.

Cependant, la mesure POLDER opérationnelle ne présente que 11 points de mesure suivant l'angle d'élévation. Il est donc impossible de juger si le maximum du pic en réflexion spéculaire fait partie des points de mesure, et si le pic lui-même n'est pas plus fin en réalité. L'utilisation de données de niveau 0 (antérieures à tout traitement) permettrait d'obtenir davantage de directions de visée et donc de répondre à cette question.

Par ailleurs, la comparaison avec les résultats de la section précédente (Sect. 5.2.2) montre une différence relativement importante entre les valeurs d'angle d'oscillation maximale. Cela peut s'expliquer par les nombreuses remarques émises en Sect. 5.2.4, et surtout par l'altitude basse du nuage étudié dans la section 5.2.2, amenant la conclusion d'un nuage composé de particules de neige en orientation préférentielle et aléatoire. Les résultats obtenus ici tendent à montrer que dans un cirrus plus "classique", l'oscillation des cristaux est beaucoup moins importante, de l'ordre du degré.

## 5.2.4 Discussion

A l'heure actuelle, il n'existe pas, à notre connaissance, de climatologie étendue de l'orientation horizontale des cristaux dans les cirrus, et peu d'études sont dédiées à l'étude de l'oscillation maximale de ces cristaux. Les quelques mesures existantes constituent des informations locales, très éloignées dans le temps, correspondant à des conditions synoptiques particulières. Ces résultats sont donc difficilement généralisables, tout comme les résultats de l'étude actuelle. Il reste néanmoins toujours possible de les comparer avec les résultats de Platt Platt et al. (1978), McDowell McDowell (1979), Sassen Sassen (1980) et Thomas Thomas et al. (1990).

Les premières analyses de l'orientation préférentielle des cristaux dans les cirrus par lidar proviennent de C. M. R. Platt Platt et al. (1978). Un nuage de glace situé entre 2.4 et 3.0 km ( $-13 < T < -9^{\circ}\text{C}$ ) a été sondé par lidar sur un site proche de Boulder ( $46.15^{\circ}\text{N}$ ,  $112.30^{\circ}\text{W}$ ), pour quatre angles d'incidence différents :  $0^{\circ}$  (zénith),  $0.5^{\circ}$ ,  $2^{\circ}$  et  $8.2^{\circ}$ . Les mesures montrent le comportement caractéristique déjà évoqué : forte intensité rétrodiffusée et bas rapport de dépolarisation en incidence verticale, puis chute de l'intensité rétrodiffusée à 3% de sa valeur initiale pour une déviation de la verticale de  $0.5^{\circ}$ . Simultanément, le rapport de dépolarisation passe de 0.01 à 0.3, la valeur la plus importante étant atteinte pour un angle d'incidence de  $8.2^{\circ}$ . En étudiant la variation de l'intensité rétrodiffusée avec l'angle d'incidence, l'angle d'oscillation maximal des cristaux est estimé autour de  $0.5^{\circ}$ . Il faut noter que le rapport de dépolarisation continue d'augmenter au-delà des  $0.5^{\circ}$ , et il est donc permis de supposer que si la technique utilisée pour les données lidar à balayage était appliquée aux mesures évoquées dans l'article, la valeur de l'angle maximal d'oscillation restitué serait bien supérieure à  $0.5^{\circ}$ . Il apparaît donc que les résultats des deux techniques sont en contradiction.

Lors d'une étude ultérieure, Sassen a déduit l'orientation maximale des cristaux de glace en analysant des photographies de "light pillars" (des colonnes de lumière dans les nuages de glace, provenant de la réflexion spéculaire de la lumière du soleil sur des cristaux de glace orientés Sassen (1980)). Il a notamment montré que les phénomènes optiques associés aux cristaux orientés (fort coefficient de rétrodiffusion et faible rapport de dépolarisation) ne pouvaient s'expliquer qu'en présence de plaquettes pour lesquelles le diamètre  $D$  était inférieur à 3.5 mm. En outre, leur capacité à se maintenir dans une orientation privilégiée dépend de  $D$  : les cristaux avec  $D \sim 0.5$  mm gardent une orientation parfaite, alors que pour  $D \sim 0.15$  mm ou  $D \sim 3.5$  mm, une oscillation maximale de  $3^{\circ}$  est mesurée. Il semblerait donc qu'une estimation des tailles dominantes de particule puisse être faite à partir de l'angle d'oscillation maximal. Dans l'étude des mesures de lidar à balayage, l'oscillation restituée est bien supérieure aux  $3^{\circ}$  mesurés par Sassen, et on peut donc supposer la présence dans le nuage de particules soit de petite taille, soit de très grande taille. On peut alors supposer que le nuage étudié est composé soit de particules très petites de forme irrégulière, soit de gros cristaux de forme complexe, tels des cristaux de neige ou des agrégats.

La méthodologie la plus proche de celle exposée dans la présente étude fut présentée par Thomas et al. (1990) : l'étude d'un nuage de glace, situé entre 6.2 et 11km au-dessus de Aberystwyth ( $52.4^{\circ}\text{N}$ ,  $4.1^{\circ}\text{W}$ ), fut réalisée à l'aide d'un lidar Nd-Yag très similaire à celui du SARTA (Tab. 5.2), fonctionnant à 530 nm. Le nuage fut tout d'abord sondé suivant deux angles d'incidence :  $0^{\circ}$  (incidence zenithale) et  $3^{\circ}$ . Les radiosondages montrèrent une température comprise entre  $-30$  et  $-60^{\circ}$  à l'intérieur du nuage. L'étude montre une variation conséquente du rapport de dépolarisation suivant l'angle d'incidence : la mesure passe de 0.03 au zénith à 0.1-0.3 pour  $3^{\circ}$  de déviation. Cette technique fut utilisée pour détecter la présence de cristaux de glace dans les nuages sondés entre juillet 1986 et mai 1989. La présence de cristaux orientés put être montrée dans environ 50% des cas, pour n'importe quelle altitude. L'analyse de radiosondages montra que les cristaux orientés pouvaient être trouvés à des températures comprises entre  $-5^{\circ}\text{C}$  et  $-70^{\circ}\text{C}$ , c'est-à-dire tout le temps. Les cas de cristaux orientés situés à une altitude inférieure à 3km furent expliqués par la présence supposée de cristaux de neige en bordure de la zone

de fonte, de tels cas ayant été détectés et expliqués par des mesures de radar à polarisation Hall et al. (1984). Lors d'une seconde expérience (cas du 23 septembre 1985), un nuage fut sondé entre 5.25 et 5.91km, pour un angle d'incidence variable compris entre 0 et 5mrad. Le rapport de dépolarisation ne variant plus au-delà de 5 mrad, Thomas et al. en concluent à une oscillation maximale des plaquettes d'une valeur équivalente (5 mrad ou  $0.3^\circ$ ). Ces résultats appellent deux commentaires : (i) la présence de particules horizontalement orientées à une altitude inférieure à 3 km, ce qui correspond bien au cas étudié ici, peut s'expliquer par la présence de particules de neige, de forme plus complexe que les plaquettes supposées initialement ; (ii) de telles particules peuvent osciller de façon importante, ce qui expliquerait que les valeurs restituées soient plus élevées que celles relevées dans la littérature. Ceci complète les conclusions de la précédente comparaison avec les résultats de Sassen Sassen (1980) : il semblerait que l'interprétation la plus plausible des résultats du lidar canadien soit la présence dans le nuage de cristaux de neige orientés.

Pour finir, mentionnons que des études ont tenté de modéliser l'oscillation des cristaux autour du plan horizontal, citons par exemple Klett (1995), qui a estimé l'évolution de l'angle maximal d'oscillation  $\theta_{max}$  pour différentes formes de particules. Ainsi, pour les colonnes, cet angle montre une transition brutale pour un diamètre compris entre 10 et 20  $\mu m$  :  $\theta_{max}$  passe de plus de  $30^\circ$  à moins de  $3^\circ$ . Pour les plaquettes, la même transition s'observe entre 15 et 30  $\mu m$ , l'angle passant de plus de  $55^\circ$  à moins de  $3^\circ$ . Enfin, l'étude de formes plus complexes, telles que des cristaux de neige, montre également une transition mais moins marquée : les particules de dimension inférieure à 20  $\mu m$  n'ont pas d'orientation préférentielle, et un palier est atteint pour les particules de dimension supérieure, avec un angle  $2^\circ < \theta_{max} < 15^\circ$ , ce dernier dépendant du taux d'énergie de dissipation de la turbulence. Ces résultats semblent cohérents avec les mesures réalisées en Sect. 5.2.2, toujours dans l'hypothèse que le nuage étudié était constitué de cristaux de neige.

Compte tenu du peu d'informations disponibles sur l'orientation des cristaux, toute investigation par quelque moyen que ce soit ne peut qu'améliorer l'état des connaissances. La simple discrimination des cristaux orientés aléatoirement et horizontalement dans les cirrus, sur la base d'une mesure du rapport de dépolarisation à deux angles d'incidence, serait un grand pas en avant vers une meilleure compréhension de l'influence radiative de ces nuages. En définitive, une meilleure connaissance du comportement aérodynamique des cristaux composant les nuages de glace est indispensable, et la technique permettant de déterminer leur degré d'oscillation doit encore progresser.

## 5.3 Restitution du rayon effectif des cristaux de glace

### 5.3.1 Présentation du problème

Dans les sections précédentes, des techniques furent présentées, permettant la restitution de deux paramètres microphysiques des cirrus : la forme et l'orientation des cristaux. Dans cette section, une étude de la restitution du dernier paramètre microphysique, la taille des cristaux de glace, sera présentée. Cette information est très importante, car suivant la distribution en taille des cristaux dans les cirrus leur influence sur le bilan radiatif peut être positive ou négative (Sect. 2.1.3).

### 5.3.2 La technique du split-window

La technique de restitution de la taille des cristaux présentée ici utilise les mesures colocalisées d'un radiomètre et un lidar à rétrodiffusion. L'approche proposée dans cette section consiste à coupler une technique classique de restitution du rayon effectif des particules à partir de la différence de température de brillance mesurées (*split-window*) avec des observations lidar. Comme nous allons le voir, ces dernières permettent de lever plusieurs ambiguïtés dans la technique de split-window.

### 5.3.2.1 Principe

La méthode split window se fonde sur l'étude de la variation des phénomènes d'absorption et de diffusion des composantes atmosphériques aux différentes longueurs d'onde. La "window" désigne la bande spectrale correspondant aux longueurs d'onde situées dans l'infrarouge lointain, entre 8 et 13  $\mu m$ , qui se distinguent par une extinction atmosphérique relativement faible (d'où le terme de window, ou fenêtre). Dans ce domaine spectral les effets d'absorption sont généralement dominants, la diffusion est faible mais non négligeable pour les particules de glace. La "split-window" consiste donc en un découpage de cette bande spectrale en plusieurs zones. Pour chaque longueur d'onde, l'atmosphère présente des coefficients d'absorption et de diffusion différents, qui vont se traduire par des mesures de température de brillance différentes. Cet écart entre les températures de brillance mesurées porte une information sur la taille des cristaux du nuage étudié. Pour appliquer cette technique, des mesures de températures de brillance à deux longueurs d'onde (voire plus) sont donc nécessaires. D'autre part, des simulations numériques de transfert radiatif sont menées, à plusieurs longueurs d'onde et pour des nuages composés de cristaux de forme variable. Dans l'étude présentée ici, le code de transfert radiatif, nommé *fastod*, a été développée par Philippe Dubuisson de l'Université du Littoral Dubuisson et al. (1996).

En pratique, la technique du split-window consiste à représenter la différence de température de brillance obtenue pour deux canaux d'un radiomètre, en fonction de la température obtenue dans un des canaux. Les courbes théoriques s'organisent d'elles-mêmes en "arches", dotées d'une extrémité froide correspondant au sommet du nuage et d'une extrémité chaude correspondant à sa base (Fig. 5.21). Suivant le facteur de forme et la taille choisis pour simuler les particules du nuage, les effets de diffusion et d'absorption seront différents, ce qui entraîne la séparation des arches sur la figure. En simulant une grande diversité de nuages, composés de particules à chaque fois différentes, un grand nombre d'arches peuvent être représentés sur un même graphique. En surimposant à ces arches les points de mesures expérimentaux, il est possible de sélectionner l'arche théorique la plus probable, et d'en déduire un couple de taille et de forme de particules.

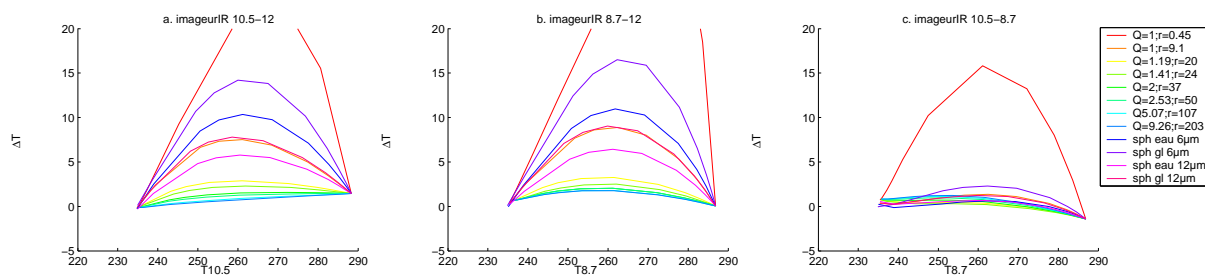


FIG. 5.21 – Arches théoriques de différence de température de brillance pour les couples de longueurs d'onde **a.** (10.5-12  $\mu m$ ), **b.** (8.7-12  $\mu m$ ) et **c.** (10.5-8.7  $\mu m$ ).

La technique du Split-Window est décrite sur l'organigramme de la figure 5.22. Les améliorations apportées

à cette technique à partir des mesures lidar colocalisées, qui vont être détaillées dans la section 5.3.2.2, y sont précisées en rouge.

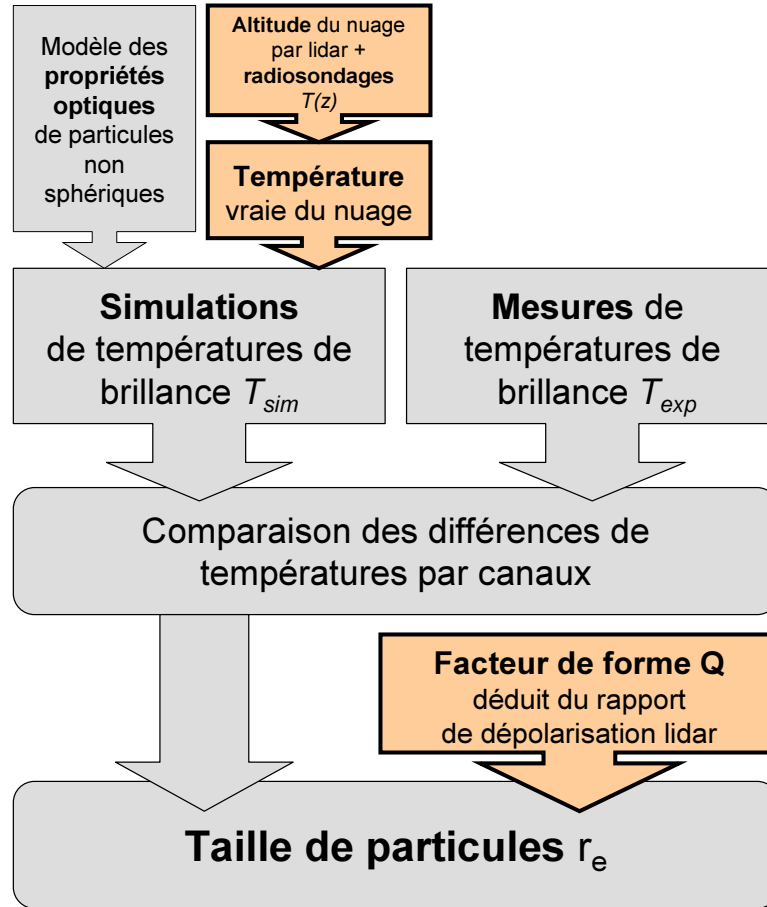


FIG. 5.22 – Diagramme de la technique du Split-window, classique (en bleu) et améliorée (en rouge).

### 5.3.2.2 Couplage lidar et radiomètre IR

Appliquer la technique du split-window nécessite la connaissance de plusieurs propriétés du nuage afin de simuler correctement ses propriétés radiatives. Ainsi, il est nécessaire de connaître :

- la température du nuage, afin d'estimer correctement son spectre d'émission,
- une information sur la forme des particules présentes dans le nuage.

Or, la plupart du temps, des hypothèses simplificatrices sont invoquées pour pallier à l'absence d'informations pertinentes. Notamment, estimer correctement la température d'un nuage à partir de mesures radiométriques seules est une tâche difficile, sujette aux erreurs, qui mène à des larges incertitudes sur la taille des particules obtenue. Il semble naturel de faire appel à un second instrument, qui permettrait de contraindre la méthode de restitution en apportant des réponses aux deux questions précédentes. Dans ce but, l'approche retenue ici combine des mesures radiométriques avec des profils de rétrodiffusion et de rapport de dépolarisation lidar.

**Utilisation du lidar.** En amont de toute restitution de paramètres microphysiques, le lidar offre la possibilité d'identifier sans ambiguïté la scène étudiée : ciel clair, nuage haut ou bas, plusieurs couches, etc. Cette faculté, qui peut sembler triviale à première vue, est primordiale pour les analyses qui vont suivre. En effet, la classification d'une scène entre ciel clair, présence de nuages bas et présence de nuages hauts est difficile sur la simple base de mesures radiométriques, car celle-ci est intégrée sur la colonne atmosphérique. L'analyse du profil d'intensité rétrodiffusée du lidar apporte une réponse à cette question, ce qui permet de se focaliser sur le problème de la microphysique proprement dite.

La première donnée explicitement requise par la technique split-window, à savoir la température du nuage, est utilisée lors de l'étape des simulations de transfert radiatif : l'émissivité du nuage est déterminée en se basant sur cette valeur. Une incertitude sur la température aura donc des répercussions sur le reste de l'analyse. L'utilisation d'un lidar permet de répondre de façon efficace et rapide à ce manque de données : les profils d'intensité rétrodiffusée sont extrêmement sensibles aux variations de concentration particulaire dans l'atmosphère. L'étude des fluctuations de cette valeur pour restituer les altitudes de la base et du sommet des nuages est une technique éprouvée et maîtrisée. L'altitude du nuage peut être restituée avec une précision de l'ordre de la dizaine de mètres. Une fois cette altitude connue, il est très simple d'en déduire une valeur suffisamment précise de la température, à partir de radiosondages ou de réanalyses ECMWF proches de la région étudiée.

Par ailleurs, la technique du split-window nécessite de connaître, au moins approximativement, la forme des particules de glace composant le nuage. Cette forme est utilisée pour déterminer les propriétés de ces particules, afin de modéliser le plus fidèlement possible les phénomènes de transfert d'énergie à travers le nuage. De manière similaire à la température, une erreur sur la forme des particules mène à une marge d'erreur accrue sur la taille restituée des particules. En règle générale, lors de l'application de la technique du split-window, les particules sont approximées par des formes sphériques, ou des formes non sphériques choisies a priori. Or, à ce stade de notre travail, il est évident que les propriétés radiatives des particules polyédrales complexes que l'on rencontre dans les cirrus sont très différentes de celles des sphères. Heureusement, le lidar permet d'apporter une information importante : le rapport de dépolarisation lidar apporte une contrainte sur le facteur de forme des particules rencontrées (Sect. 5.1). Une fois ce paramètre connu, il est possible de contraindre le modèle de simulation de transfert radiatif, en imposant une forme non sphérique précise aux particules du nuage.

**Propriétés optiques de cristaux non sphériques.** Comme nous venons de le voir, lors de l'application de la technique split-window, une hypothèse est généralement faite sur la forme des particules présentes dans le nuage analysé. Cette simplification provient, d'une part, de l'absence d'information concernant la forme des cristaux dans les nuages considérés, et, d'autre part, de la difficulté de simuler les propriétés optiques de particules polyédrales pour une longueur d'onde infrarouge. Le lidar apporte une réponse à la première question, grâce à la mesure du rapport de dépolarisation. En ce qui concerne la seconde question, la combinaison de plusieurs techniques de calcul (*Finite Difference Time Domain* ou FDTD et *Stretched Scattering Potential Method* ou SSPM) a permis la simulation des propriétés optiques des cristaux à base hexagonale dans le domaine des longueurs d'onde infrarouge (entre 8 et 13  $\mu m$ ) : coefficients d'extinction et d'absorption, facteur d'asymétrie, etc. pour des tailles de particule comprises entre 1 et 10<sup>4</sup>  $\mu m$ . Les codes informatiques nécessaires à cette restitution ont été développés par Ping Yang, de l'Université du Texas Yang et al. (2001). Les résultats de ces simulations, appliqués à des codes de transfert radiatif, conduisent à des courbes de différences de températures de brillance, qui s'organisent en forme d'arches. Les arches simulées utilisées dans la suite de cette section sont présentées sur la figure 5.21, pour des plaquettes de différents facteurs de forme  $Q$  et trois couples de longueurs d'onde adaptés à l'étude des cirrus : 8.7, 10.5 et 12  $\mu m$ . Suivant les zones spectrales considérées, les arches se distinguent plus ou moins facilement. L'utilisation combinée de plusieurs couples de longueurs d'onde permet donc une discrimination accrue. Par ailleurs, les arches

se rejoignent aux températures froides ( $T \sim 220\text{K}$ ) et chaudes ( $T \sim 280\text{K}$ ). Etant donné que la température diminue avec l'altitude, les températures élevées correspondent aux nuages bas, et les températures basses aux nuages hauts.

**Utilisation de plusieurs longueurs d'onde.** Historiquement, la technique du split-window a utilisé la comparaison des températures de brillance obtenues pour deux longueurs d'onde. Cependant, les instruments radiométriques présentent en règle générale davantage de canaux : ainsi, le radiomètre AVHRR, qui sera présenté par la suite, dispose de mesures dans 5 bandes spectrales dont seulement deux peuvent être utilisées pour le split-window, alors que l'instrument MODIS, qui sera utilisé dans la section suivante, permet d'utiliser jusqu'à 8 canaux. Bien que les bandes spectrales utilisables en pratique dans le cas de l'étude des cirrus soient en réalité limitées, l'utilisation d'une troisième longueur d'onde soigneusement sélectionnée pourrait s'avérer payante, en apportant une sensibilité à des particules de taille et de forme complémentaires de celles déjà existantes.

En pratique, une grande partie de l'efficacité de la technique du split-window provient de la capacité à représenter des arches bien distinctes. Cette distinction dépend des longueurs d'onde retenues pour l'étude, et l'utilisation d'une troisième longueur d'onde pertinente permettrait de distinguer des types de particules jusque-là confondus.

### 5.3.3 Application à plusieurs couples d'instruments

Dans les cas présentés dans cette section, les mesures radiométriques satellites seront utilisées en synergie avec des mesures de lidar à rétrodiffusion à partir du sol. Les résultats ne seront représentatifs qu'à l'échelle locale, mais il s'agit avant tout d'évaluer le potentiel des améliorations proposées ici.

Le lidar à rétrodiffusion utilisé est le LNA du SIRTA, qui a été présenté en Sect. 5.1.3.1 et dont les propriétés sont résumées dans le tableau 5.2.

Pour tester la technique de split-window, des données provenant de deux radiomètres différents, AVHRR et MODIS, ont été utilisées. Leurs propriétés sont présentées dans le tableau 5.6. Seules les longueurs d'onde des canaux situés dans l'infrarouge lointain sont indiquées.

	CANAUX (IR)	LONGUEURS D'ONDE IR ( $\mu\text{m}$ )	RÉSOLUTION SPATIALE	ORBITE
AVHRR	5 (2)	10.8 - 12	1.1 km et plus	833 km
MODIS	36 (8)	8.5, 9.7, 11, 11.9, 13.3, 13.6, 13.9, 14.2	1 km	705 km

TAB. 5.6 – Propriétés des radiomètres utilisés pour l'application de la technique de restitution.

#### 5.3.3.1 Radiomètre AVHRR/lidar

Le radiomètre AVHRR (*Advanced Very High Resolution Radiometer*) enregistre l'énergie réfléchie par la terre afin d'observer la végétation, les nuages et les aérosols. Il dispose de six canaux qui détectent des longueurs d'onde situées dans le visible et le proche infrarouge. Son champ de vue de 1.3 mrad conduit à une résolution spatiale de 1.1 km au nadir. Un miroir effectuant 6 révolutions par secondes permet de balayer une large zone de mesure, du nadir à une inclinaison de  $\pm 55.4^\circ$ .

La technique split-window a été appliquée à des données AVHRR<sup>4</sup> acquises le 3 mai 1999. Les canaux à 10.75 et 12.34  $\mu\text{m}$  ont été utilisés. Lors de ce cas, le satellite est passé directement au-dessus du SIRTA, des

<sup>4</sup>L'analyse des données AVHRR a été conduite par Arnaud Delaval.

mesures colocalisées réalisées avec le LNA sont donc disponibles. L'image AVHRR prise au-dessus de Palaiseau est présentée sur la figure 5.23.a, et les séries temporelles d'intensité rétrodiffusée lidar correspondantes sont représentées sur la figure 5.23.b, en fonction du temps et de l'altitude. Ce cas a été sélectionné en raison de la présence de nuages de haute altitude, sur une longue période de temps, ce qui assure la cohérence avec les mesures satellite. Le rapport de dépolarisation étant élevé, les nuages sont constitués de glace. Les radiosondages de Trappes, situé à moins de 20 km du SIRTa, montrent une température dans le nuage entre  $-40^{\circ}\text{C}$  et  $-60^{\circ}\text{C}$ .

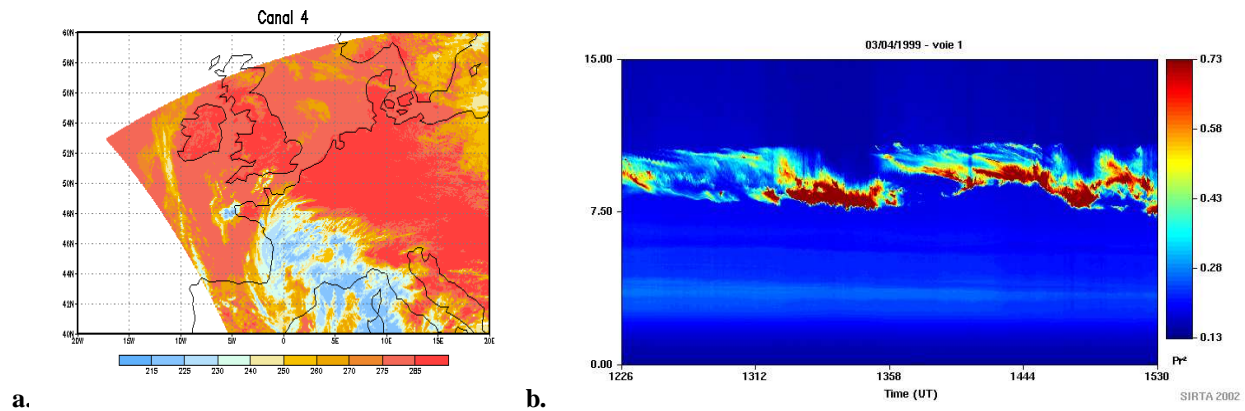


FIG. 5.23 – **a.** Image satellite mesurée par AVHRR, au-dessus de Palaiseau, le 3 mai 1999 et **b.** séries temporelles d'intensité rétrodiffusée, mesurées par lidar le même jour.

Des simulations de transfert radiatif ont été effectuées pour les deux canaux infrarouge d'AVHRR, pour de nombreuses formes et tailles de particules. Les points de mesure expérimentaux, extraits autour de la position de Palaiseau dans un rayon de  $0.1^{\circ}$ , ont été superposés aux courbes simulées, suivant la technique décrite en section 5.3.2.1, sur la figure 5.24.

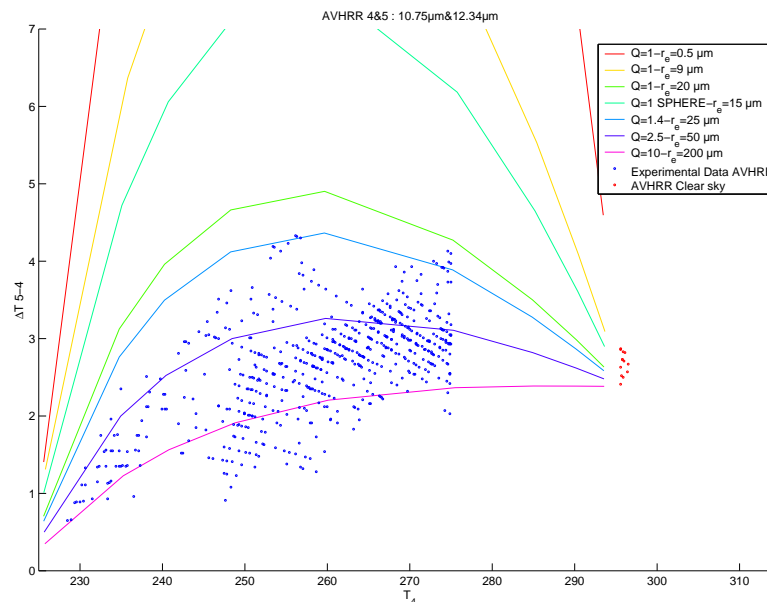


FIG. 5.24 – Points expérimentaux de température de brillance obtenus par AVHRR, superposés aux arches théoriques.



Sur cette figure, les points expérimentaux sont représentés en bleu, et plusieurs couleurs sont utilisées pour différencier les arches théoriques correspondant aux types de particules simulées. Des mesures AVHRR en ciel clair (en absence de nuage), reflétant donc les propriétés du sol, ont été ajoutées à titre d'information : les points se regroupent autour de l'extrémité "chaude" des arches théoriques, ce qui est cohérent avec l'évolution atmosphérique de la température. En suivant la technique classique du split-window, le choix de paramètres microphysiques possibles pour le nuage est très large : le facteur de forme est compris entre 1.4 et 10, et le rayon effectif entre 25 et 200  $\mu\text{m}$ . L'utilisation du rapport de dépolarisation lidar permet de contraindre la méthode, et donc de restreindre le nombre de choix possibles : le facteur de forme  $Q = 10$ , qui est possible théoriquement selon les arches simulées, ne figure pas dans les intervalles de facteurs de formes possibles restitués par l'étude du rapport de dépolarisation. Il sera donc éliminé dans la suite des analyses. Ce traitement fait passer l'intervalle possible de tailles de particules de 25-200  $\mu\text{m}$  à 25-50  $\mu\text{m}$ . L'intervalle passe donc à 14% de sa valeur initiale.

### 5.3.3.2 Radiomètre MODIS/lidar

Le radiomètre MODIS (*Moderate Resolution Imaging Spectroradiometer*) existe en deux exemplaires placés sur les satellites *Aqua* et *Terra*, orbitant à une altitude de 705 km. Grâce à une coordination intelligente des deux satellites, les deux radiomètres MODIS obtiennent une vue complète de la surface de la terre tous les 1 ou 2 jours. Les mesures s'effectuent sur 36 bandes spectrales.

La technique du split-window a été appliquée sur des données MODIS<sup>5</sup> mesurées le 2 avril 2002, présentée sur la figure 5.25.a. Les séries temporelles d'énergie rétrodiffusée, mesurées par lidar pour la même date, sont présentés sur la figure 5.25.b.

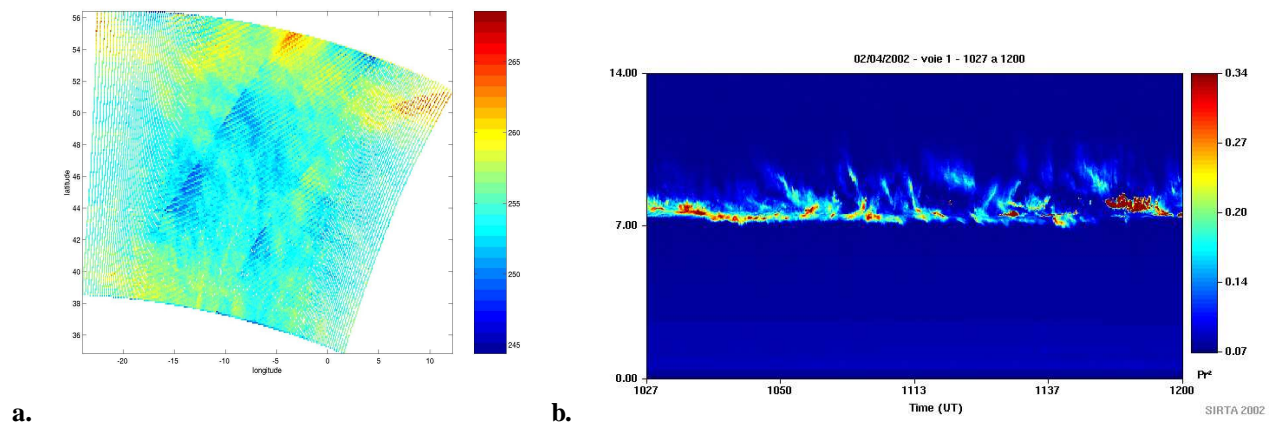


FIG. 5.25 – **a.** Image satellite mesurée par MODIS au-dessus de Palaiseau, le 2 avril 2002, **b.** séries temporelles d'intensité rétrodiffusée, mesurées par lidar le même jour.

Les points expérimentaux de température de brillance obtenus par la technique du split-window, dans un rayon de  $0.1^\circ$  autour de la position de Palaiseau, sont superposés aux arches théoriques sur la figure 5.26.

Les résultats montrent une cohérence entre les températures simulées et celles mesurées par MODIS. Certains points expérimentaux s'écartent franchement des zones décrites par les arches théoriques, mais ils correspondent aux températures les plus élevées ( $T \sim 280\text{K}$ ), il est donc possible que les zones atmosphériques décrites par ces points soient couverts de nuages d'eau liquide. Dans ces conditions, la technique du split-window ne peut plus s'appliquer.

<sup>5</sup>L'analyse des données MODIS a été conduite par Marjolaine Chiriaco.

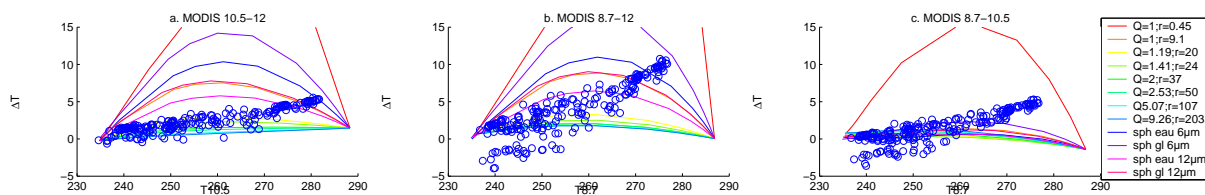


FIG. 5.26 – Points expérimentaux de températures de brillance obtenus par MODIS, superposés aux arches théoriques, pour le cas du 2 avril 2002.

En utilisant la technique classique du split-window, les résultats montrent un facteur de forme compris entre 1.19 et 9.26, et un intervalle de tailles de particules compris entre 0.45 et 203  $\mu\text{m}$ . En utilisant le rapport de dépolarisation afin de contraindre ces valeurs, le domaine de validité se restreint considérablement : les modèles sphériques sont totalement éliminés, le seul facteur de forme possible est de 1.19 et la seule taille de particules possible est de 20  $\mu\text{m}$ . La contrainte sur la taille apportée par les mesures lidar est donc très forte : on passe d'un grand choix de formes et de tailles de particules à un seul couple possible.

### 5.3.4 Résultats et Discussion

La technique du split-window a été utilisée sur des observations radiométriques de cirrus afin de restituer le rayon effectif des cristaux de glace. Des mesures lidar colocalisées ont été utilisées pour combler plusieurs manques dans le procédé de restitution : le profil lidar a permis l'identification de la scène et la détermination de la température du nuage, et l'analyse du rapport de dépolarisation a conduit à une information sur le facteur de forme des cristaux présents dans le nuage. Ces différentes contraintes ont considérablement réduit le champ des rayons effectifs possibles, et donc apportent une précision accrue aux résultats de la technique du split-window. Dans le cas des mesures AVHRR le nombre de couples possibles rayon effectif - facteur de forme est passé de 7 à 2, alors que dans le cas des mesures MODIS le nombre de ces couples est passé de 6 à 1. Les changements apportés au split-window conduisent donc à une diminution importante des valeurs possibles de tailles de particules (dans un cas l'intervalle a été réduit de 150  $\mu\text{m}$ , et dans l'autre la taille des particules a pu être déterminée de façon unique).

La première critique qui peut être émise concernant la technique de restitution vient de la colocalisation nécessaire des deux instruments. Il est évident les deux instruments doivent pouvoir fournir des sondages de la même zone géographique. Par conséquent, l'utilisation d'un lidar sol et d'un radiomètre infrarouge satellite semble inadaptée à une utilisation opérationnelle. Gardons cependant à l'esprit que les cas étudiés ici (Sect. 5.3.3.1 à 5.3.3.2) ont principalement servi à vérifier le potentiel des modifications apportées au traitement par l'utilisation d'un lidar. Par ailleurs, cet algorithme fut développé en prévision de la mission spatiale CALIPSO, qui regroupera un lidar et un imageur infrarouge sur une plate-forme satellite commune. Ce regroupement permettra d'appliquer la technique présentée ici à des mesures sur l'intégralité du globe.

Par ailleurs, les profils d'intensité rétrodiffusée du lidar permettent d'obtenir l'altitude du nuage avec une précision très importante (Sect. 5.3.2.2). Cependant, le passage de l'altitude du nuage à sa température n'est pas aussi direct. Doit-on prendre la température du sommet au nuage, ou une valeur moyenne, et dans ce cas, sur quelle distance moyenner ? Les réponses à ces questions dépendent de la distance de pénétration du radiomètre dans le nuage, qui dépend elle-même de la répartition des particules dans le nuage. Ainsi, pour un nuage d'épaisseur optique importante la mesure reflètera uniquement les propriétés du sommet du nuage, il faudra donc utiliser la température du sommet. A l'inverse, pour un nuage de faible épaisseur optique la distance de pénétration sera

importante, et il faudra considérer pour le nuage une température plus élevée. De plus, dans la réalité les nuages sont rarement homogènes, et montrent une variation importante de l'épaisseur optique suivant l'altitude. Une solution possible consisterait en une pondération de l'importance de la température d'une altitude donnée, en fonction de l'intégrale du coefficient d'extinction, restitué à partir des mesures lidar, jusqu'à cette altitude.

Enfin, la technique du split-window implique le choix de l'arche théorique la plus proche des points expérimentaux. L'obtention de résultats fiables implique donc le calcul d'un grand nombre d'arches. Les simulations nécessaires sont actuellement en cours de réalisation, et seront incluses dans l'analyse dans un futur proche.

## 5.4 Conclusion

Dans ce chapitre, les trois paramètres microphysiques des cirrus ont été restitués : forme, orientation et taille des cristaux de glace. Tout d'abord, une technique permettant l'extraction d'une information sur la forme des particules à partir de mesures de rapport de dépolarisation lidar a été présentée, conduisant à une classification des zones nuageuses suivant le facteur de forme. Son application à une quinzaine de cas de nuages de glace a permis la recherche d'une corrélation entre les formes de particules restituées et la température des zones concernées du nuage. Il est apparu que les cristaux en forme de colonne étaient généralement associés aux très basses températures, alors que les plaquettes étaient détectées pour des températures plus élevées. Une comparaison avec les résultats existants dans la littérature fut conduite.

Dans la seconde partie, des observations expérimentales ont été exploitées afin d'obtenir une information sur l'orientation des cristaux composant un cirrus. Dans une première partie, le lidar à balayage est apparu comme une technique efficace pour s'affranchir des limitations d'un lidar à visée au zénith fixe, qui ne peut distinguer des gouttelettes d'eau liquide de cristaux de glace horizontalement orientés. Une estimation de l'angle maximal d'oscillation des particules autour de l'axe horizontal fut obtenue par dérivation du rapport de dépolarisation suivant l'angle d'incidence. D'autre part, des mesures POLDER de luminance polarisée à plusieurs angles de visée furent analysées, et une comparaison avec les simulations a abouti à une estimation de l'angle d'oscillation maximale. Les résultats obtenus furent replacés dans le contexte des études existantes, mesures expérimentales ou simulations théoriques.

Finalement, la restitution de la taille moyenne des particules composant le nuage a été étudiée. Pour cela, la technique du split-window a été appliquée à des données radiométriques, plusieurs contraintes étant apportées par des mesures lidar colocalisées. Notamment, l'altitude du nuage a pu être estimée précisément, et l'utilisation du rapport de dépolarisation lidar pour contraindre les formes possibles de cristaux présents dans les nuages sondés a conduit à une forte contrainte sur les tailles de particules restituées.

Ces applications mettent en évidence l'importance de la mesure du rapport de dépolarisation lidar en tant qu'outil permettant la restitution des paramètres microphysiques des nuages de glace. Pour finir, notons que toutes ces applications n'auraient pu être réalisées sans les résultats des simulations numériques présentées dans les chapitres précédents.

L'un des objectifs de cette étude étant la restitution des propriétés microphysiques des cirrus à l'échelle globale à partir de missions spatiales à venir, en s'appuyant sur des interprétations cohérentes d'observations, les résultats en sont synthétisés sur le diagramme 5.27.

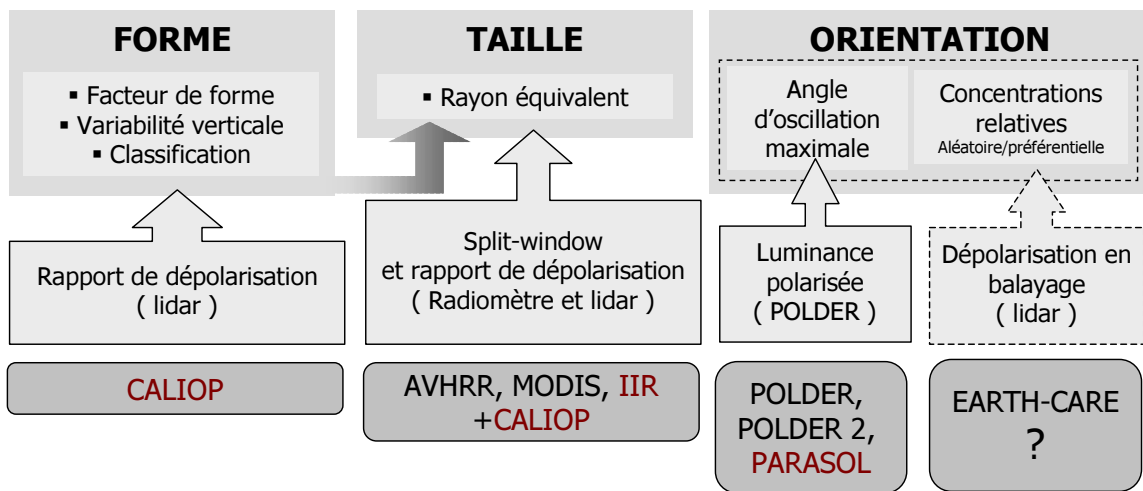


FIG. 5.27 – Récapitulatif des différentes techniques présentées dans cette section. Les instruments faisant partie de l’Aqua-Train sont notés en rouge.



# Chapitre 6

## Conclusion

Les cirrus occupent une place privilégiée dans l'étude du climat. Leur présence a été observée sur l'intégralité du globe, et les moyens techniques d'aujourd'hui offrent enfin l'opportunité de pouvoir les étudier correctement. Par ailleurs, la complexité de leurs propriétés radiatives et optiques est unique parmi les nuages, et la communauté scientifique a récemment réalisé l'impact d'une mauvaise paramétrisation microphysique de ces nuages sur les résultats des modèles climatiques existants. Malheureusement, leur localisation dans la haute troposphère rend leur étude particulièrement difficile par mesure *in situ*, la plupart des instruments n'étant pas adaptés et fonctionnant mal à ces altitudes. Pour toutes ces raisons, à l'heure actuelle ils sont relativement mal connus, car la variabilité de leurs propriétés microphysiques (taille, orientation, forme des particules) et macrophysiques (altitudes moyennes, épaisseur optique, albédo) est encore mal évaluée. Or, ces nuages occupent une place prépondérante dans le bilan radiatif terrestre. L'ensemble des mesures *in situ* disponibles, tout comme la plupart des mesures acquises sur des sites instrumentés, s'étendent sur des échelles de temps et d'espace restreints, et la question de leur caractère représentatif à l'échelle globale est sans réponse jusqu'à présent. Pour y répondre, des nouvelles techniques d'étude doivent être élaborées, en favorisant les mesures par télédétection qui offrent les avantages de la mesure à distance et du fonctionnement en continu, en tout point du globe lorsqu'ils sont embarqués sur satellite. La présente thèse s'inscrit dans l'ensemble des études qui tentent de répondre à ces lacunes. Plusieurs techniques permettant d'obtenir des informations pertinentes sur les propriétés microphysiques des nuages de glace y sont étudiées. La plupart de ces techniques utilisent la mesure du rapport de dépolarisation lidar, qui se fonde sur l'étude du comportement diffusant les particules présentes dans le nuage.

L'objectif de cette thèse est de proposer et d'étudier le potentiel de nouvelles techniques de restitution des propriétés microphysiques des cirrus : taille, forme et orientation des cristaux. Ces techniques s'appuient sur l'utilisation d'observations de télédétection, en préparation des missions spatiales à venir (CALIPSO, EARTH-CARE).

Cet objectif a été atteint en trois étapes :

- Tout d'abord, une étude théorique préalable des propriétés optiques de cristaux de glace (matrice de diffusion et section efficace) a été effectuée, grâce à des codes de simulation numérique modélisant les interactions entre un faisceau lumineux et une particule. En utilisant ces propriétés optiques, des mesures lidar (intensité rétrodiffusée et rapport de dépolarisation) ont été simulées, pour un lidar sol ou un lidar embarqué à bord d'un satellite d'observation. L'influence de plusieurs paramètres (composition du nuage, épaisseur optique, etc.) sur les observations simulées a été évaluée.
- Ces connaissances ont permis la mise au point de plusieurs techniques d'analyse d'observations expérimentales, dans le but de restituer les propriétés microphysiques des nuages étudiés. Ces techniques ont été appliquées sur plusieurs types d'observations, notamment des mesures lidar (incidence verticale ou variable)

et radiométriques (températures de brillance infrarouge, luminance polarisée).

- L'application potentielle de chaque technique à des observations spatiales a été évaluée, par des considérations théoriques (simulations) et expérimentales (lidar à champ de vue variable).

Ces étapes, qui dans leur ensemble constituent cette thèse, ont mené aux résultats suivants :

- L'état de polarisation de la lumière diffusée est un outil puissant, qui contient des informations pertinentes sur les propriétés microphysiques du milieu étudié.
- Une technique d'évaluation de la *forme des cristaux* présents dans le nuage, à partir de mesures de rapport de dépolarisation lidar, a été présentée. Elle s'appuie sur la comparaison d'observations avec des rapports de dépolarisation obtenus par simulation. Son application à quinze cas expérimentaux mesurés sur le SIRTA, et la corrélation des résultats avec des radiosondages de température, a permis de tester sa viabilité et d'obtenir une classification des particules suivant leur facteur de forme. Des simulations et des mesures expérimentales à de multiples champs de vue ont permis de vérifier que son application à des données spatiales semble possible. Cependant, la classification n'est possible que pour des particules à base hexagonale, qui seules ont été prises en compte pour le moment. Un de nos projets consiste donc à inclure davantage de formes de cristaux dans la simulation, notamment des cristaux spatiaux (rosettes ou colonnes creuses, par exemple), dans le but d'affiner la classification et de permettre une discrimination plus poussée des particules.
- Une étude de l'*oscillation des cristaux* autour de la position horizontale a été menée, à partir de deux types d'observations. D'une part, un cas d'observation de cristaux de glace horizontalement orientés a été étudié, à partir de mesures d'un lidar à balayage réalisées au Canada. L'analyse de l'évolution du rapport de dépolarisation avec l'angle d'incidence a permis d'évaluer l'angle maximal d'oscillation des cristaux à environ 12°. D'autre part, l'analyse de mesures de luminance polarisée en présence de cristaux orientés par l'instrument POLDER, situé sur une plate-forme satellite, a mené à la restitution d'une information sur l'oscillation et la forme des cristaux. Cette deuxième étude offre une nouvelle perspective sur le problème des cristaux orientés dans les cirrus. Bien que ces deux types d'observations aient été disponibles depuis un certain temps, leur interprétation ne pouvait se faire en l'absence de bases théoriques solides. Les outils numériques présentés dans cette thèse comblent ce manque. Bien que la mise en orbite d'un lidar à balayage paraisse difficilement réalisable dans un avenir proche, l'analyse des huit mois de données POLDER-1 existantes et, prochainement, de celles de POLDER-2 (dont le lancement sur ADEOS-2 est prévu en novembre 2002) ouvrirait la voie à des statistiques à grande échelle de l'orientation préférentielle des cristaux de glace dans les cirrus.
- Enfin, une étude de la *taille des cristaux* a été menée, en analysant deux cas d'observations radiométriques spatiales AVHRR et MODIS en suivant la technique du split-window. L'utilisation de mesures lidar colocalisées a levé les ambiguïtés inhérentes à cette technique. Notamment, la scène étudiée a pu être identifiée de façon fiable par l'étude de profils d'intensités rétrodiffusées, qui ont pu confirmer la présence de nuages et préciser leur altitude. Par ailleurs, des mesures du rapport de dépolarisation étant également disponibles, la technique de classification des particules suivant leur forme a permis d'exclure une partie des formes de particules considérées. L'utilisation de mesures lidar améliore donc les résultats de la technique du split-window, en contraignant significativement les valeurs restituées. L'association lidar-radiomètre semble particulièrement prometteuse, les projets CALIPSO (CNES/NASA, lancement prévu en 2004) et EARTH-CARE (ESA, lancement prévu en 2008) intégrant dans un futur proche des lidars et des radiomètres sur des plates-formes satellites communes.

En résumé, les études menées dans cette thèse ont permis la restitution de tous les paramètres microphysiques des cirrus (taille, forme et orientation des particules), à partir d'observations de télédétection active et passive. Ces techniques se fondant sur des hypothèses communes et s'appuyant sur des bases théoriques semblables, la

cohérence des propriétés restituées est assurée. Par ailleurs, elles seront prochainement applicables à des données spatiales, les instruments utilisés ayant tous leur équivalent sur l'une ou l'autre des plates-formes de l'AQUA-train.

Cependant, pour la validation définitive des techniques présentées dans cette thèse, il est indispensable de comparer leurs résultats avec ceux obtenus par mesure in situ. La campagne CRYSTAL (*Cirrus Regional Study of Tropical Anvils and Cirrus Layers*), qui a eu lieu en été 2002, a regroupé de nombreux instruments prévus pour l'AQUA-train dans une version aéroportée, ainsi que des observations in situ simultanées. Cette campagne constitue une opportunité enthousiasmante, les mesures qui en seront issues permettront la validation définitive des techniques de restitution présentés dans cette thèse.

Finalement, les techniques présentées dans cette thèse, une fois appliquées aux données spatiales prochainement disponibles, permettront d'établir une climatologie étendue et homogène des propriétés microphysiques des cirrus. L'étude de l'évolution de ces propriétés avec la latitude, et leur corrélation avec d'autres paramètres atmosphériques, permettra de mieux comprendre ce qui contrôle le comportement de ces nuages, de mieux appréhender leur comportement radiatif et donc, finalement, de mieux estimer l'impact des cirrus sur le bilan radiatif terrestre.





# Bibliographie

- Arnott, W. P., Y. Dong et J. Hallet 1994 : The role of small ice crystals in radiative properties of cirrus : A case study, FIRE II, November 22, 1991. *J. of Geophys. Res.*, **99** : 1371–1381.
- Asano, A. 1983 : Light scattering by horizontally oriented spheroidal particles. *Applied Optics*, **22** : 1390–1396.
- Baran, A. J., S. J. Brown, J. S. Foot et D. L. Mitchell 1999 : Retrieval of tropical cirrus thermal optical depth, crystal size and shape using a dual view instrument at 3.7mm and 10.8mm. *J. of Atmos. Sci.*, **56** : 92–110.
- Baran, A. J., P. D. Watts et J. S. Foot 1998 : Potential retrieval of dominating crystal habit and size using radiance data from a dual-view and multiwavelength instrument : a tropical cirrus anvil. *J. of Geophys. Res.*, **103** : 6075–6082.
- Barton, I. J. 1983 : Upper level cloud climatology from an orbiting satellite. *J. of Atmos. Sci.*, **40** : 435–447.
- Bissonnette, L. R. et G. Roy 2001 : Range-Height scans of lidar depolarization for characterizing properties and phase of clouds and precipitation. *J. of Atmos. and Ocean. Tech.*, **18** : 1429–1446.
- Bohren, C. F. et D. R. Huffman 1983 : *Absorption and scattering of light by small particles*. Wiley-Interscience, New York.
- Braham, R. R. 1964 : What is the role of ice in summer rain-shower? *J. of Atmos. Sci.*, **21** : 640–645.
- C.-Labonnote, L., G. Brogniez, M. Doutriaux-Boucher et J.-C. Buriez 2000 : Modeling of light scattering in cirrus clouds with inhomogeneous hexagonal monocrystals. Comparison with in situ and ADEOS-POLDER measurements. *Geophys. Res. Lett.*, **27**(1) : 113–116.
- Cai, C. et K. N. Liou 1982 : Polarized light scattering by hexagonal ice crystals : theory. *Applied Optics*, **21** : 3569–3580.
- Chepfer, H., G. Brogniez, P. Goloub, F. M. Breon et P. H. Flamant 1999 : Observations of horizontally oriented ice crystals in cirrus clouds with POLDER-1/ADEOS-1. *J. of Quant. Spectrosc.*, **63** : 521–543.
- Chepfer, H., P. Goloub, J. Riedi, J. D. Haan, J. W. Hovenier et P. Flamant 2001 : Ice crystal shapes in cirrus clouds derived from POLDER/ADEOS-1. *J. of Geophys. Res.*, **106** : 7955–7966.
- Coleman, R. F. et K. N. Liou 1981 : Light scattering by Hexagonal Ice Crystals. *J. of Atmos. Sci.*, **38** : 1260–1271.
- Collis, R. T. 1969 : Lidar. *Advances in Geophysics*, **13** : 113–139.
- Collis, R. T. et P. B. Russel 1976 : *Laser monitoring of the atmosphere*. Springer Verlag, New York.

- Cox, S. K., D. S. McDougal, D. Randall et R. Schiffer 1987 : FIRE : The First ISCCP Regional Experiment. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **67** : 301–309.
- Deirmendjian, D. 1969 : *Electromagnetic scattering on spherical polydispersions*. Elsevier, New York.
- Deschamps, P. Y., F. M. Breon, M. Leroy, A. Podaire, A. Brickaud, J. C. Buriez et G. Sèze 1994 : The POLDER mission : instrument characteristics and scientific objectives. Dans *IEEE Trans. Geosci. Remote Sens.*, **32**.
- Downling, D. D. et L. F. Radke 1990 : A summary of the physical properties of cirrus clouds. *J. of Appl. Met.*, **29** : 970–978.
- Draine, B. T. et P. J. Flatau 1994 : The discrete-dipole approximation for scattering calculations. *J. Opt. Soc. Amer.*, **11** : 1491–1499.
- Dubuisson, P., J. C. Buriez et Y. Fouquart 1996 : High spectral resolution solar radiative transfer in absorbing and scattering media : application to the satellite simulation. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, **55**(1) : 103–126.
- Eberhard, W., J. Intrieri et G. Feingold 1994 : Cirrus radiative and microphysical properties from combined lidar, radar and infrared radiometer measurements at FIRE II. Dans *Eight Conf. on Atmospheric Radiation*, American Meteorological Society, Boston, Nashville, TN.
- Eloranta, E. W. 1972 : *Calculation of doubly scattered lidar returns*. Thèse de doctorat, University of Wisconsin, Madison.
- Fernald, F. G. 1984 : Analysis of atmospheric lidar observations : some comments. *Applied Optics*, **23** : 652–653.
- Fernald, F. G., B. M. Herman et J. A. Reagan 1972 : Determination of aerosol height distributions by lidar. *J. of Appl. Met.*, **11** : 482–489.
- Flatau, P. J., A. Dalu, W. R. Cotton, G. L. Stephens et A. J. Heymsfield 1989 : Mixed layer model of cirrus clouds : growth and dissipation mechanisms. Dans A. M. Soc., rédacteur, *Symp. on the role of clouds in atmospheric chemistry and global climate*, Anaheim, CA.
- Francis, P. N., A. Jones, R. W. Saunders, K. P. Shine, A. Slingo, et Z. Sun 1994 : An observational and theoretical study of the radiative properties of cirrus : Some results from ICE'89. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **120** : 809–848.
- Giraud, V., J. C. Buriez, Y. Fouquart, F. Parol et G. Seze 1997 : Large-scale analysis of cirrus clouds from AVHRR data : assesment of both a microphysical index and the cloud-top temperature. *J. of Appl. Met.*, **36** : 664–675.
- Goloub, P., J. L. Deuzé, M. Herman et Y. Fouquart 1994 : Analysis of the POLDER polarization measurements performed over cloud covers. *IEEE Transactions on geoscience and remote sensing*, **32**(1) : 78–88.
- Guasta, M. D. 2001 : Simulation of Lidar returns from pristine and deformed hexagonal ice prisms in cold cirrus by means of "face tracing". *J. of Geophys. Res.*, **106** : 12589–12602.
- H. R. Pruppacher, J. D. K. 1997 : *Microphysics of clouds and precipitation*. Oxford Press.
- Hall, M. P. M., J. W. F. Goddard et S. M. Cherry 1984 : Identification of hydrometeors and other targets by dual-polarization radar. *Radio Sci.*, **19** : 132–140.
- Hendry, A. et G. C. McCormick 1976 : Radar observations of the alignment of precipitation particles by electrostatic fields in thunderstorms. *J. of Geophys. Res.*, **81** : 5353–5357.

- Hess, M. et M. Wiegner 1994 : COP : a data library of optical properties of hexagonal ice crystals. *Applied Optics*, **33** : 7740–7746.
- Heymsfield, A. J. 1977 : Precipitation development in stratiform ice clouds : A microphysical and dynamical study. *J. of Atmos. Sci.*, **34** : 367–381.
- Heymsfield, A. J. et K. M. Miller 1990 : The 27-28 october 1986 FIRE IFO Cirrus case study : cloud microstructure. *Mon. Wea. Rev.*, **118** : 2313–2328.
- Heymsfield, A. J. et L. M. Miloshevich 1993 : Homogeneous ice nucleation and supercooled liquid water in orographic wave clouds. *J. of Atmos. Sci.*, **50** : 2335–2353.
- Heymsfield, A. J. et C. M. R. Platt 1984 : A parametrization of the particle size spectrum of ice clouds in terms of the ambient temperature and the ice water content. *J. of Atmos. Sci.*, **41** : 846–855.
- Iaquinta, J., H. Isaka et P. Personne 1995 : Scattering phase function of bullet rosette ice crystals. *J. of Atmos. Sci.*, **50** : 1401–1413.
- Inoue, T. 1985 : On the temperature and effective emissivity determination of semi-transparent cirrus clouds by bispectral measurements in the 10 microns window region. *Meteorol. Soc. Japan*, **63** : 88–99.
- Intrieri, J. M., G. Stephens, W. Eberhard et T. Uttal 1993 : A method for determining cirrus cloud particle sizes using a lidar and radar backscattering technique. *J. of Atmos. Sci.*, **32** : 1074–1082.
- Isaac, G. A., S. G. Cober, J. W. Strapp, D. Hudak, T. P. Ratvasky, D. L. Marcotte et F. Fabry 2001 : Preliminary results from the Alliance Icing Research Study (AIRS). Dans *AIAA 39th Aerospace Sci. Meeting and Exhibit*, Reno, Nevada.
- Jacobowitz, H. 1971 : A method for computing transfer of solar radiation through clouds of hexagonal ice crystals. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, **11** : 691–695.
- Jayaweera, K. et B. J. Mason 1965 : The behavior of freely falling cylinders and cones in a viscous fluid. *J. Fluid Mech.*, **22** : 709.
- Justice, C., E. Vermote, J. R. G. Townshend, R. Defries, D. P. Roy, D. K. Hall, V. V. Salomonson, J. Privette, G. Riggs, A. Strahler, W. Lucht, R. Myneni, Y. Knjazihhin, S. Running, R. Nemani, Z. Wan, A. Huete, W. van Leeuwen, R. Wolfe, L. Giglio, J.-P. Muller, P. Lewis et M. Barnsley 1998 : The Moderate Resolution Imaging Spectroradiometer (MODIS) : Land remote sensing for global change research. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, **36** : 1228–1249.
- Khain, A., M. Ovtchinnikov, M. Pinsky, A. Pokrovsky et H. Krugliak 2000 : Notes on the state-of-the-art numerical modeling of cloud microphysics. *Atmospheric Research*, **55** : 159–224.
- Klett, J. D. 1981 : Stable analytical inversion solution for processing lidar returns. *Applied Optics*, **20** : 211–220.
- Klett, J. D. 1995 : Orientation model for particles in turbulence. *J. Atm. Sci.*, **52**(12) : 2276–2285.
- Knollenberg, R. G. 1981 : Techniques for probing cloud microstructures. Dans P. V. Hobbs et A. Deepak, rédacteurs, *Clouds, their formation, optical properties, and effects*, Academic Press, New York, pp. 15–91.
- Korolev, A. et G. A. I. J. Hallett 2000 : Ice particle habits in stratiform clouds. *J. R. Meteorol. Soc.*, **126** : 2873–2902.

- Krupp, C. 1991 : Holographic measurements of ice crystals in cirrus clouds during the International Cloud Experiment ICE 1989. Dans *Report of the 4th ICE/EUCREX Workshop*, Laboratoire d'Optique Atmosphérique, USTL, Lille, France.
- Kumai, M. 1982 : Formation of ice crystals and dissipation of supercooled fog by artificial nucleation, and variations of crystal habit at early growth stage. *J. of Appl. Met.*, **21** : 579–587.
- Kunkel, K. E. et J. A. Weinman 1976 : Monte Carlo analysis of multiply scattered lidar returns. *J. of Atmos. Sci.*, **33** : 1772–1781.
- Liao, X., W. B. Rossow et D. Rind 1995 : Comparison between SAGE II and ISCCP high-level clouds, part 1 : Global and zonal mean cloud amounts. *J. of Geophys. Res.*, **100** : 1121–1135.
- Liou, K. N. 1986 : Influence of cirrus clouds on weather and climate processes : A global perspective. *J. of Geophys. Res.*, **103** : 1799–1805.
- Liou, K. N. 1992 : *Radiation and cloud processes in the atmosphere*. Oxford University Press.
- Liou, K. N. et H. Lahore 1974 : Laser Sensing of Cloud Composition : A Backscattered Depolarization technique. *J. of Atmos. Sci.*, **13** : 257–263.
- List, R. et R. S. Schemenauer 1971 : Free-fall behavior of planar snow crystals, conical graupel and small hail. *J. of Atmos. Sci.*, **28** : 110–115.
- Lynch, D. K., S. D. Gedzelman et A. B. Fraser 1994a : Subsuns, Bottlinger's rings and elliptical halos. *Applied Optics*, **33** : 4580–4589.
- Lynch, D. K., J. G. Shanks et S. D. Gedzelman 1994b : Specular scattering and crystals dynamics in cirrus clouds. Dans *Proc. of the SPIE/EOS Symposium on passive infrared remote sensing of clouds and the atmosphere*, Rome.
- Mace, G. G., T. P. Ackerman, P. Minnis et D. F. Young 1997 : Cirrus Layer microphysical properties derived from surface-based millimeter radar and infrared interferometer data. *Submitted to J. Geophys. Res.*
- Mace, G. G., K. Sassen, S. Kinne et T. P. Ackerman 1998 : An examination of cirrus cloud characteristics using data from millimeter wave radar and lidar : The 24 April SUCCESS case study. *Geophys. Res. Lett.*, **25** : 1133–1136.
- Macke, A. 1993 : Scattering of light by polyhedral ice crystals. *Applied Optics*, **32** : 2780–2788.
- Macke, A., M. I. Mishchenko et B. Cairns 1996a : The influence of inclusions on light scattering by large particle. *J. of Geophys. Res.*, **???** : ???
- Macke, A., J. Mueller et E. Raschke 1996b : Single scattering properties of atmospheric ice crystals. *J. of Atmos. Sci.*, **53** : 2813–2825.
- Magono, C. et C. W. Lee 1966 : Meteorological classification of natural snow crystals. *J. Fac. Sci. Hokkaido Univ. Ser. VII*, **2** : 321.
- Marchuk, G. I., G. A. Mikhailov, M. Nazaraliev, R. A. Darbinjan, B. A. Kargin et B. S. Elepov 1980 : *The Monte Carlo Methods in Atmospheric Optics*. Springer-Verlag, Berlin.

- McDowell, R. S. 1979 : Frequency analysis of the circumzenithal arc : evidence for the oscillation of ice crystals plates in the upper atmosphere. *J. Opt. Soc. Am.*, **69** : 1119–1122.
- Measures, R. M. 1992 : *Laser remote sensing : fundamentals and applications*. Krieger Publishing Company, Malabar, Florida.
- Miloshevich, L. M. et A. J. Heymsfield 1996 : A balloon-borne cloud particle replicator for measuring vertical profiles of clouds microphysics : instrument design and performance. Dans I. C. on Clouds et Precipitation, rédacteurs, *Proc. 12th Int. Conf. on Cl. and Precip.*, Zurich, Switzerland.
- Minnis, P., D. P. Kratz, J. A. Coakley, M. D. King, R. Arduini, D. P. Garber, P. W. Hecks, S. Mayor, W. L. Smith et D. F. Young 1995 : Clouds and the Earth's Radiant Energy System (CERES) Algorithm theoretical basis document, volume III : Cloud analyses and radiance inversions (subsystem 4). Dans C. S. Team, rédacteur, *NASA RP 1376 vol. 3*, NASA, pp. 135–176.
- Minnis, P., L. Nguyen, D. P. Duda et R. Palikonda 2002 : Spreading of isolated contrails during the 2001 air traffic shutdown. Dans *10th Conference on Aviation, Range and Aerospace Meteorology*, Portland, Oregon.
- Minnis, P. et D. F. Young 2000 : Cloud microphysical properties derived from geostationary satellite data. Dans *Proceedings of EUMETSAT meteorological satellite data users' conference 2000*, Bologna, Italy.
- Minnis, P., D. F. Young, B. A. Baum, P. W. Heck et S. Mayor 1997 : A near-global analysis of cloud microphysical properties using multispectral AVHRR data. Dans *Proc. AMS 9th conf. Atmos. Rad.*, Long Beach, CA.
- Minnis, P., D. F. Young, K. Sassen, J. M. Alvarez et C. J. Grund 1990 : The 27-28 october 1986 FIRE IFO Cirrus case study : cirrus parameter relationships derived from satellite and Lidar data. *Mon. Wea. Rev.*, **118** : 2402–2425.
- Mishchenko, M., J. W. Hovenier et L. D. Travis 2000 : *Light Scattering by Nonspherical Particles*. Academic Press.
- Mishchenko, M. I. 1991 : Light scattering by randomly oriented axially symmetric particles. *J. Opt. Soc. Am.*, **79** : 871–882.
- Mishchenko, M. I. et A. Macke 1998 : Incorporation of physical optics effects and computation of the Legendre expansion for ray-tracing scattering functions involving  $\delta$ -function transmission. *J. Geo. Res.*, **103** : 1799–1805.
- Mishchenko, M. I., L. D. Travis et A. Macke 1996 : Light scattering by nonspherical particles in the atmosphere : an overview. Dans *IRS 96 : Current problems in atmospheric radiation*, Fairbanks, Alaska.
- Nousiainen, T. et K. Muinonen 1999 : Light scattering by Gaussian, randomly oscillating raindrops. *J. Quant. Spectrosc. Rad. Transfer*, **63** : 643–666.
- 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. Japan*, **20** : 79–118.
- Ono, A. 1969 : The shape and riming properties of ice crystals in natural clouds. *J. of Atmos. Sci.*, **26** : 138–147.
- Ou, S. C., K. N. Liou, W. M. Gooch et Y. Takano 1993 : Remote sensing of cirrus cloud properties using Advanced Very-High Resolution Radiometer 3.7 and 10.9- $\mu\text{m}$  channels. *Applied Optics*, **32** : 2171–2180.

- Pal, S. R. et A. I. Carswell 1973 : Polarization properties of lidar backscattering from clouds. *Applied Optics*, **12** : 1530–1535.
- Pal, S. R. et A. I. Carswell 1976 : Multiple scattering in atmospheric clouds : lidar observations. *J. of Appl. Met.*, **15** : 1990–1995.
- Pal, S. R. et A. I. Carswell 1976 : The polarization characteristics of lidar scattering from snow and ice crystals in the atmosphere. *J. of Appl. Met.*, **16** : 70–80.
- Parol, F., J. C. Buriez, G. Brogniez et Y. Fouquart 1991 : Information content of AVHRR channels 4 and 5 with respect to particle size. *J. of Appl. Met.*, **30** : 973–984.
- Plass, G. N. et G. W. Kattawar 1971 : Reflection of light pulses from clouds. *Applied Optics*, **10** : 2304–2310.
- Platt, C. 1973 : Lidar and Radiometric observations of cirrus clouds. *J. of Atmos. Sci.*, **30** : 1191–1204.
- Platt, C. M. R. 1977 : Lidar observations of a mixed-phase altostratus cloud. *JAM*, **16** : 339–345.
- Platt, C. M. R., N. L. Abshire et G. T. McNice 1978 : Some microphysical properties of an ice cloud from lidar observations of horizontally oriented crystals. *J. of Appl. Met.*, **17** : 1220–1224.
- Podzimek, J. 1968 : Aerodynamic conditions of ice crystal aggregation. Dans *Proc. of Int. Conf. Cloud Physics*, Amer. Meteor. Soc., Toronto.
- Potter, J. F. 1987 : Two-frequency lidar inversion technique. *Applied Optics*, **26** : 1250–1256.
- Prahaakara, C., R. S. Fraser, G. Dalu, M.-L. Wu et R. J. Curran 1988 : Thin cirrus clouds-seasonal distribution over oceans deduced from Nimbus-4 IRIS. *J. of Appl. Met.*, **27** : 379–399.
- Pruppacher, H. R. 1995 : A new look at homogeneous ice nucleation in supercooled water drops. *J. of Atmos. Sci.*, **45** : 1924–1933.
- Purcell, E. M. et C. R. Pennypacker 1973 : Scattering and absorption of light by nonspherical dielectric grains. *Astrophys. J.*, **186** : 705–714.
- Queney, P. 1974 : *Elements de météorologie*. Masson, Paris.
- Raschke, E., P. Flamant, Y. Fouquart, P. Hignett, H. Isaka, P. R. Jonas, H. Sundquist et P. Wendling 1998 : Cloud-radiation studies during the European Cloud Radiation Experiment (EUCREX). *Surveys in Geophys.*, **19** : 89–138.
- Raschke, E. et K. D. Rockwitz 1988 : The International Cirrus Experiment : some preliminary results from the first field phase. Dans J. Lenoble et J. F. Geleyn, rédacteurs, *Proc. of the international Radiation Symposium*, Lille, France.
- Riédi, J., M. Doutriaux-Boucher, P. Goloub et P. Couvert 2000 : Global distribution of cloud top phase from POLDER/ADEOS-I. *Geophys. Res. Lett.*, **27** : 1707–1710.
- Roeckner, E., U. Schlese, J. Biercamp et P. Loewe 1987 : CCloud optical depth feedback and climate modeling. *Nature*, **329** : 138–140.
- Sassen, K. 1974 : Depolarization of laser light backscattered by artificial clouds. *J. of Appl. Met.*, **13** : 923–933.

- Sassen, K. 1975 : Polarization Diversity Lidar returns from virga and Precipitation : Anomalies and the Bright Band Analogy. *J. of Appl. Met.*, **15** : 292–300.
- Sassen, K. 1977 : Ice crystal habit discrimination with the optical backscatter depolarization technique. *J. of Atmos. Sci.*, **16** : 425.
- Sassen, K. 1980 : Remote sensing of planar ice crystals fall attitude. *J. Met. Soc. of Japan*, **58** : 422–433.
- Sassen, K. 1987 : Polarization and Brewster angle properties of light pillars. *J. Opt. Soc. Am.*, **4** : 570–580.
- Sassen, K. 1991 : The polarization lidar technique for cloud research : a review and current assessment. *Bull. Am. Meteorol. Soc.*, **71** : 1848–1866.
- Sassen, K. 1997 : Contrail-cirrus and their potential for regional climate change. *BAMS*, **78** : 1885–1903.
- Sassen, K. et S. Benson 2001 : A midlatitude cirrus cloud climatology from the Facility for Atmospheric Remote Sensing. Part II : microphysical properties derived from lidar depolarisation. *J. of Atmos. Sci.*, **58** : 2103–2111.
- Sassen, K. et J. R. Campbell 2001 : A midlatitude cirrus cloud climatology from the Facility for Atmospheric Remote Sensing. Part I : macrophysical and synoptic properties. *J. of Atmos. Sci.*, **58** : 481–496.
- Sassen, K. et N. C. Knight 1994 : Effects of ice-crystals structure on halo formation : Cirrus cloud experimental and ray-tracing modeling studies. *Applied Optics*, **33** : 4590–4601.
- Sassen, K., G. G. Mace, J. Hallett et M. R. Poellot 1991 : Corona-producing ice clouds : a case study of a cold midlatitude cirrus layer. *Applied Optics*, **30** : 3421–3428.
- Sauvage, L. 2000 : *Observations des cirrus des moyennes latitudes par lidar : importance du courant jet polaire pour la formation et les échanges verticaux*. Thèse de doctorat, Université Paris VI.
- Schotland, R. M. et R. J. Stone 1971 : Observations by lidar of linear depolarization ratios by hydrometeors. *J. of Appl. Met.*, **10** : 1011–1017.
- Shanks, J. G. et D. K. Lynch 1995 : Specular scattering in cirrus clouds. Dans *Proceeding EROPTO series, SPIE*, Paris.
- Spinhirne, J. D. 1982 : Lidar clear atmosphere multiple scattering dependence on receiver range. *Applied Optics*, **21** : 2467–2468.
- Starr, O. et S. K. Cox 1985 : Cirrus cloud, part I : Cirrus Cloud model. *J. of Atmos. Sci.*, **53** : 2663–2681.
- Stephens, G. L., S.-C. Tsay, P. W. Stackhouse et P. J. Flatau 1990 : The relevance of the microphysical and radiative properties of cirrus clouds to climate and climate feedback. *J. of Atmos. Sci.*, **47** : 1742–1753.
- Strauss, B., J. Hallett et P. Wendling 1005 : Small crystals in cirrus clouds. Disponible au Laboratoire d’Optique Atmosphérique, USTL, Lille, France.
- Sun, Y., Z. Li et J. Bösenberg 1989 : Depolarization of polarized light caused by high altitude clouds. 1 : Depolarization of lidar induced by cirrus. *Applied Optics*, **28** : 3625–3632.
- Takano, Y. 1987 : *Multiple scattering of polarized light in cirrus clouds*. Thèse de doctorat, Department of Meteorology, University of Utah.



- Takano, Y. et K. Jayaweera 1985 : Scattering Phase Matrix for Hexagonal Ice Crystals computed from Ray optics. *Applied Optics*, **24** : 3254–3263.
- Takano, Y. et K. N. Liou 1989 : Solar Radiative transfer in Cirrus Clouds. Part 1 : Single-Scattering and Optical Properties of Hexagonal Ice Crystals. *J. of Atmos. Sci.*, **46** : 3–18.
- Takano, Y. et K.-N. Liou 1995 : Solar radiative transfer in cirrus clouds, part III : Light scattering by irregular ice crystals. *J. of Atmos. Sci.*, **52** : 3254–3263.
- Takano, Y., K. N. Liou et P. Minnis 1992 : The effect of small ice crystals on cirrus infrared radiative properties. *J. of Atmos. Sci.*, **49** : 1487–1493.
- Thomas, L., J. C. Cartwright et D. P. Wareing 1990 : Lidar observations of the horizontal orientation of ice crystals in cirrus clouds. *Tellus*, **42B** : 211–216.
- Travis, D. J., A. M. Carleton et R. G. Lauritsen 2002 : Jet Aircraft contrails : surface temperature variations during the aircraft groundings of sept. 11-13, 2001. Dans *10th Conference on Aviation, Range and Aerospace Meteorology*, Portland, Oregon.
- Valley, S. L. 1965 : *Handbook of Geophysics and Space Environments*. McGraw-Hill Book Company.
- Van de Hulst, H. C. 1957 : *Light scattering by Small Particles*. Dover Publications Inc., New York.
- Warren, S. G. 1984 : Optical constants of ice from the ultraviolet to the microwave. *Applied Optics*, **23** : 1206–1225.
- Weickmann, H. K. 1948 : *Die Eisphase in der Atmosphäre*. Royal Aircraft Establishment.
- Wendling, P., R. Wendling et W. H. K. 1979 : Scattering of solar radiation by hexagonal ice crystals. *Applied Optics*, **18** : 2663–2671.
- Wetherald, R. T. et S. Manabe 1988 : Cloud feedback processes in a general circulation model. *J. Atmos. Sci.*, **45** : 1397–1415.
- Wiegner, M., U. Oettel, H. Krasting, W. Renger, C. Kiemle et M. Wirth 1996 : Cirrus measurements from a spaceborne lidar : influence of multiple scattering. Dans *Advances in atmospheric remote sensing with lidar*, Springer-Verlag, Berlin, pp. 189–192.
- Wielicki, B. A., B. R. Barkstrom, B. A. Baum, T. P. Charlock, R. N. Green, D. P. Kratz, R. B. Lee, P. Minnis, G. L. Smith, D. F. Young, R. D. Cess, J. A. Coakley, D. A. H. Crommelynck, L. Donner, R. Kandel, M. D. King, A. J. Miller, V. Ramanathan, D. A. Randall, L. L. Stowe et R. M. Welch 1998 : Clouds and the Earth's Radiant Energy System (CERES) : Algorithm review. *IEEE Trans. Geosci. and Remote Sens.*, **36** : 1127–1141.
- Winker, D. et B. Wielicki 1999 : The PICASSO-CENA Mission. Dans H. Fujisada et J. B. Lurie, rédacteurs, *Sensors, Systems, and Next Generation Satellites*, SPIE.
- Wylie, D. P., W. P. Menzel, H. M. Woolf et K. L. Strabala 1994 : Four Years of Global Cirrus clouds statistics using HIRS. *J. of Climate*, **7** : 315–335.
- Yang, P., B.-C. Gao, B. A. Baum, Y. X. Hu, W. J. Wiscombe, S.-C. Tsay et D. M. Winker 2001 : Radiative properties of cirrus clouds in the infrared (8-13  $\mu\text{m}$ ) spectral region. *J. of Quant. Spectros. Radiat. Trans.*, **70** : 473–504.

- Yang, P. et K. N. Liou 1998 : Single-Scattering properties of complex ice crystals in terrestrial atmosphere. *Contr. Atmos. Phys.*, **71** : 223–248.
- Young, A. T. 1980 : Revised depolarization corrections for atmospheric extinction. *Applied Optics*, **19** : 3427–3428.
- Young, A. T. 1985 : Analysis of backscatter profiles in optically thin clouds. *Applied Optics*, **34** : 7019–7031.
- Young, K. C. 1993 : *Microphysical processes in clouds*. Oxford University Press, New York.
- Zikmunda, J. et G. Vali 1972 : Fall patterns and fall velocities of rimed ice crystals. *J. of Atmos. Sci.*, **29** : 1334–1347.



# Glossaire

$\chi$	Paramètre de taille d'une particule
$r$	rayon de la particule
$\theta_{max}$	Angle de déviation maximale de la particule de la position horizontale
$\theta_c, \varphi_c$	Angles d'élévation et d'azimut du cristal
$\alpha_c$	Angle de rotation du cristal autour de son axe vertical
$m(\lambda)$	Indice de réfraction complexe de la glace (fonction de la longueur d'onde $\lambda$ )
$R_C(\mathbf{i}_c, \mathbf{j}_c, \mathbf{k}_c)$	Repère du cristal (vecteurs)
$R_L(\mathbf{i}_L, \mathbf{j}_L, \mathbf{k}_L)$	Repère du laboratoire (vecteurs)
$\Theta$	Angle de diffusion entre le faisceau incident et le faisceau diffusé
$\mathbf{S}_i, \mathbf{k}_i$	Vecteur de Stokes et vecteur direction du faisceau incident
$\mathbf{S}_d, \mathbf{k}_d$	Vecteur de Stokes et vecteur direction d'un faisceau diffusé
$\theta_i$	Angle d'élévation du faisceau incident (angle d'incidence)
$\theta_v, \varphi_v$	Angle d'élévation et d'azimut d'un faisceau diffusé dans le repère $R_L$
$\mathbf{M}_0$	Matrice de Mueller initiale (identité)
$\mathbf{M}_R, \mathbf{M}_T$	Matrice de Mueller du faisceau réfléchi et du faisceau transmis
$\mathbf{R}, \mathbf{T}$	Matrice de rotation et de transmission
$\mathbf{L}$	Matrice de rotation du plan de polarisation
$C_d$	Section efficace de diffusion
$C_{delta}$	Section efficace de transmission-delta
$C_\theta$	Section efficace de diffusion angulaire
$C_D$	Section efficace de diffraction
$C_d$	Section efficace totale de diffusion
$P_D(\Theta)$	Fonction de diffraction de Fraunhofer
$g$	Facteur d'asymétrie
$\Delta P$	Rapport de dépolarisation
$Q$	Facteur de forme
$L$	Longueur du cristal
$R$	Rayon de la face hexagonale du cristal
$f_{delta}$	Fraction d'énergie lumineuse subissant une transmission delta
$\varepsilon$	Angle de déviation des facettes
$P(z, t)$	Puissance rétrodiffusée par le lidar à l'altitude $z$ au temps $t$
$\beta$	Coefficient de rétrodiffusion lidar ( $\text{m}^{-1}\text{sr}^{-1}$ )
$\alpha_d$	Coefficient d'extinction par diffusion
$k$	Rapport lidar

$\theta_{fov}$ 

Ouverture angulaire du champ de vue du télescope du lidar

# Acronymes

ADEOS	Advanced Earth Observation Satellite
AIRS	Aircraft Icing Remote Sensing
ATSR	Along Track Scanning Radiometer
AVHRR	Advanced Very High Resolution Radiometer
BASE	Beaufort and Artic Seas Experiment
CALIPSO	Cloud-Aerosol Lidar and Infrared Pathfinder Satellite Observations
CERES	Cloud and Earth's Radiant Energy System
CFDE	Canadian Freezing Drizzle Experiment
CRDV	Centre de Recherche pour la Défense Valcartier (voir <i>DREV</i> )
CRYSTAL	Cirrus Regional Study of Tropical Anvils and Cirrus Layers
DREV	Defense Research Establishment Valcartier (voir <i>CRDV</i> )
Earth-CARE	Earth Cloud and Aerosol Experiment
EUCREX	European Cloud and Radiation Experiment
FARS	Facility for Atmospheric Remote Sensing
FIRE	First ISCCP Regional Experiment
HIRS	High Resolution Infrared Sounder
ICE	International Cloud Experiment
LNA	Lidar Nuages Aérosols
MODIS	Moderate Resolution Imaging Spectroradiometer
POLDER	Polarization and Directionality of Earth's Reflectance
SIRTA	Site instrumenté de Recherche en Télédétection Atmosphérique
SUCCESS	Subsonic Aircraft Contrails and Cloud Effets Special Study



# Table des figures

2.1	Courbes 1 et 2 : Quantité d'eau liquide surfondue dans des nuages d'eau en fonction de la température (ordonnée à gauche); Courbes 3 et 4 : Quantité d'eau solide dans des nuages mixtes en fonction de la température (ordonnée à droite). D'après H. R. Pruppacher (1997) . . . . .	14
2.2	Répartition zonale et temporelle moyenne des nuages de haute altitude. (Barton, 1983) . . . . .	16
2.3	Exemple de formes de cristaux rencontrées dans les cirrus. D'après Magono et Lee (1966). . . . .	20
2.4	Exemple de cristaux mesurés avec un répliqueur en fonction de la température, le 25 novembre 1991. . . . .	22
2.5	Géométrie de l'onde électromagnétique . . . . .	27
2.6	Schéma de diffusion . . . . .	31
3.1	Forme de cristal simulée : colonne à base hexagonale . . . . .	38
3.2	Référentiel du laboratoire $R_L$ (vecteurs $\mathbf{i}_L, \mathbf{j}_L$ et $\mathbf{k}_L$ ), référentiel du cristal $R_c$ (vecteurs $\mathbf{i}_c, \mathbf{j}_c$ et $\mathbf{k}_c$ ) et angles du cristal $\theta_c, \varphi_c$ et $\alpha_c$ . . . . .	39
3.3	Directions des faisceaux incident $\mathbf{S}_i$ (vecteur $\mathbf{k}_i$ ), repéré par les angles $\theta_v$ et $\varphi_v$ , et transmis $\mathbf{S}_d$ (vecteur $\mathbf{k}_d$ ) repéré par l'angle $\theta_i$ dans le repère $R_L$ (vecteurs $\mathbf{i}_L, \mathbf{j}_L$ et $\mathbf{k}_L$ ). . . . .	40
3.4	Evolution de l'intensité du faisceau au fur et à mesure des interactions avec les facettes du cristal. . . . .	43
3.5	Fonction de diffraction aux petits angles. . . . .	44
3.6	Evolution de la matrice de diffusion en fonction de l'angle de diffusion $\Theta$ , pour des cristaux de plusieurs facteurs de forme, en orientation aléatoire. . . . .	47
3.7	Evolution de la fonction de diffusion $M_{11}(\Theta)$ en fonction de l'angle de diffusion $\Theta$ , pour un cristal de facteur de forme $Q = 0.05$ et d'orientation aléatoire, pour plusieurs longueurs d'onde. . . . .	48
3.8	Evolutions comparées des matrices de diffusion en fonction de l'angle de diffusion $\Theta$ , pour des cristaux de facteur de forme $Q = 2.5$ , en utilisant les modèles SMOC et COPE Hess et Wiegner (1994) . . . . .	49
3.9	Matrice de diffusion complète pour $\theta_{inc} = 40^\circ, \theta_{max} = 15^\circ, Q = 0.05, m_r = 1.311$ . . . . .	51
3.10	Premier élément de la matrice de diffusion $M_{11}(\theta, \varphi)$ pour les mêmes conditions qu'à la figure 3.9. . . . .	52
3.11	Evolution de l'élément $M_{11}$ en fonction du facteur de forme $Q$ . . . . .	53
3.12	Evolution de l'élément $M_{11}$ en fonction de l'angle maximal d'oscillation $\theta_{max}$ pour <b>a.</b> un faisceau incident $\theta_i = 30^\circ$ suivant $\theta_v$ et $\varphi_v$ et <b>b.</b> pour un faisceau incident $\theta_i = 0^\circ$ suivant $\theta_v$ . . . . .	54
3.13	Evolution de l'élément $M_{11}$ en fonction de l'angle d'incidence $\theta_i$ , pour des cristaux de facteur de forme $Q = 0.05$ et un angle d'oscillation maximal $\theta_{max} = 15^\circ$ . . . . .	55
3.14	Différence entre diffusion montante et descendante, et diffusion avant et arrière . . . . .	56
3.15	Evolution du pourcentage de lumière réfléchi en fonction de l'angle d'incidence $\theta_i$ , pour un cristal de facteur de forme $Q = 0.05$ et plusieurs valeurs d'angle d'oscillation maximum $\theta_{max}$ . . . . .	57



4.1	Schéma de fonctionnement d'un lidar à rétrodiffusion : une impulsion laser est envoyée dans l'atmosphère. Suite aux interactions avec le milieu environnant, une partie de l'énergie lumineuse est renvoyée vers le télescope. Elle est détectée puis échantillonnée pour des traitements ultérieurs. . . . .	60
4.2	Compilation des valeurs de rapport de dépolarisation, obtenues par des études en laboratoire et des campagnes de mesures Sassen (1991) . . . . .	64
4.3	Trajet optique d'un photon multi-diffusé . . . . .	65
4.4	Géométrie du modèle utilisé : lidar incliné d'un angle $\theta_i$ disposant d'un télescope de champ de vue $\theta_{fov}$ ; découpage de l'atmosphère en une série de couches horizontales infinies disposant d'un ensemble de propriétés optiques propres. . . . .	68
4.5	Méthode du flux ponctuel : à chaque interaction diffusante correspond une contribution à la distribution de photons diffusés. . . . .	72
4.6	Profils verticaux de <b>a.</b> et <b>c.</b> luminance rétrodiffusée et de <b>b.</b> et <b>d.</b> rapport de dépolarisation lidar pour un nuage compris entre 8 et 10 km, d'épaisseur optique $\delta = 1$ et composé de cristaux de facteur de forme $Q$ variable, observés depuis le sol (a et b) et l'espace (c et d). . . . .	77
4.7	Evolution du rapport de dépolarisation en diffusion simple, en fonction du facteur de forme $Q$ . . . . .	78
4.8	Profils verticaux de <b>a.</b> et <b>c.</b> luminance rétrodiffusée et de <b>b.</b> et <b>d.</b> rapport de dépolarisation lidar pour un nuage compris entre 8 et 10 km, composé de cristaux de facteur de forme $Q = 0.05$ et d'épaisseur optique $\delta$ variable, observés depuis le sol (a et b) et l'espace (c et d). . . . .	79
4.9	Evolution du rapport de dépolarisation $\Delta P$ en fonction du facteur de forme $Q$ pour 15 valeurs de l'épaisseur optique $\delta$ . . . . .	80
4.10	Evolution du rapport de dépolarisation $\Delta P$ en fonction de l'épaisseur optique $\delta$ pour plusieurs valeurs du facteur de forme $Q$ . . . . .	81
4.11	Profils verticaux de (a) luminance rétrodiffusée de (b) rapport de dépolarisation lidar pour un nuage compris entre 8 et 10 km, d'épaisseur optique $\delta = 1$ , composé de cristaux de facteurs de forme $Q = 0.05$ , $Q = 1.0$ et d'un mélange des deux en concentrations égales. . . . .	82
4.12	Profils verticaux de <b>a.</b> et <b>c.</b> luminance rétrodiffusée et de <b>b.</b> et <b>d.</b> rapport de dépolarisation lidar pour un nuage compris entre 8 et 10 km, d'épaisseur optique $\delta = 1$ , composé de cristaux de facteur de forme $Q = 0.05$ aléatoirement orientés, pour un lidar de champ de vue variable, observés du sol (a et b) et de l'espace (c et d). . . . .	83
4.13	Evolution du rapport de dépolarisation moyen d'un nuage compris entre 8 et 10 km, composé de cristaux de glace de facteur de forme $Q = 0.05$ et d'épaisseur optique variable, en fonction du champ de vue, observé depuis le sol. . . . .	84
4.14	Diagrammes <i>Range-Height Indicator</i> de <b>a.</b> l'intensité rétrodiffusée et <b>b.</b> du rapport de dépolarisation pour un nuage compris entre 8 et 10 km d'altitude, d'épaisseur optique $\delta = 1$ , composé de cristaux de facteur de forme $Q = 0.05$ aléatoirement orientés, pour un lidar à visée variable situé au sol. . . . .	85
5.1	Evolution du rapport de dépolarisation $\Delta P$ en fonction du facteur de forme $Q$ pour 16 valeurs d'épaisseur optique $\delta$ du nuage. Les 4 classes sont repérées par les chiffres romains I, II, III et IV. . . . .	89
5.2	Cas du 15 octobre 1999 : <b>a.</b> rapport de dépolarisation, <b>b.</b> épaisseur optique. . . . .	93
5.3	Comme la figure 5.2, pour le cas du 18 octobre 1999. . . . .	94
5.4	Comme la figure 5.2, pour le cas du 28 novembre 1999. . . . .	94
5.5	Comme la figure 5.2, pour le cas du 5 décembre 1999. . . . .	95
5.6	Histogramme de température pour chaque classe. . . . .	97

5.7	Evolution du facteur de forme $Q$ avec le temps et l'altitude, pour le cas du 15 octobre 1999. . . . .	97
5.8	Comme la figure 5.7, pour le cas du 18 octobre 1999. . . . .	98
5.9	Comme la figure 5.7, pour le cas du 28 novembre 1999. . . . .	98
5.10	Comme la figure 5.7, pour le cas du 5 décembre 1999. . . . .	99
5.11	Evolution temporelle et spatiale <b>a.</b> du rapport de dépolarisation pour un champ de vue de 0.5 mrad et <b>b.</b> de l'augmentation (%) du rapport de depolarisation pour un champ de vue de 6 mrad. . . . .	104
5.12	Augmentation moyenne du rapport de dépolarisation avec le champ de vue du télescope, pour un lidar installé au sol et sur un satellite. . . . .	105
5.13	Variation de <b>a.</b> l'intensité rétrodiffusée et <b>b.</b> du rapport de dépolarisation, avec l'angle d'incidence lidar par rapport à la verticale, pour des cristaux de facteur de forme $Q = 0.05$ , oscillant autour de la position horizontale avec une déviation maximale de $\theta_{osc}$ . . . . .	108
5.14	Evolution de la dérivée du rapport de dépolarisation avec l'angle d'incidence lidar, pour les particules et les conditions de simulation utilisées pour la figure 5.13. . . . .	109
5.15	Radiosondages du 2 février 2002 : <b>a.</b> Profil de température <b>b.</b> Profil d'humidité relative <b>c.</b> Vitesse absolue du vent. . . . .	111
5.16	Mesures lidar à balayage, cas du 2 février 2000 : <b>a.</b> Intensité rétrodiffusée corrigée de la distance au carré, <b>b.</b> Rapport de dépolarisation lidar. . . . .	112
5.17	Evolution de <b>a.</b> l'intensité rétrodiffusée et <b>b.</b> du rapport de dépolarisation lidar avec l'angle d'incidence $\theta_i$ , mesurés sur la couche supérieure du nuage. . . . .	113
5.18	Evolution de la dérivée du rapport de dépolarisation en fonction de l'angle d'incidence lidar. . . . .	115
5.19	Evolution de la luminance polarisée suivant l'angle d'élévation $\theta_v$ , pour un cristal de facteur de forme $Q = 0.05$ et un faisceau incident d'élévation $\theta_i = 43^\circ$ , pour différents angles d'oscillation maximale. . . . .	118
5.20	<b>a.</b> Evolution de la largeur angulaire à mi-hauteur du pic de luminance polarisée $L_p$ , dans la direction de réflexion spéculaire, suivant l'angle d'oscillation maximal $\theta_{max}$ , pour plusieurs facteurs de forme. <b>b.</b> Evolution du maximum de luminance polarisée $L_p$ dans la direction de réflexion spéculaire suivant le facteur de forme, pour un angle d'incidence solaire de $43^\circ$ et trois angles d'oscillation maximale $\theta_{max}$ . . . . .	119
5.21	Arches théoriques de différence de température de brillance pour les couples de longueurs d'onde <b>a.</b> (10.5-12 $\mu m$ ), <b>b.</b> (8.7-12 $\mu m$ ) et <b>c.</b> (10.5-8.7 $\mu m$ ). . . . .	123
5.22	Diagramme de la technique du Split-window, classique (en bleu) et améliorée (en rouge). . . . .	124
5.23	<b>a.</b> Image satellite mesurée par AVHRR, au-dessus de Palaiseau, le 3 mai 1999 et <b>b.</b> séries temporelles d'intensité rétrodiffusée, mesurées par lidar le même jour. . . . .	127
5.24	Points expérimentaux de température de brillance obtenus par AVHRR, superposés aux arches théoriques. . . . .	127
5.25	<b>a.</b> Image satellite mesurée par MODIS au-dessus de Palaiseau, le 2 avril 2002, <b>b.</b> séries temporelles d'intensité rétrodiffusée, mesurées par lidar le même jour. . . . .	128
5.26	Points expérimentaux de températures de brillance obtenus par MODIS, superposés aux arches théoriques, pour le cas du 2 avril 2002. . . . .	129
5.27	Récapitulatif des différentes techniques présentées dans cette section. Les instruments faisant partie de l'Aqua-Train sont notés en rouge. . . . .	131



# Liste des tableaux

2.2	Altitudes (km) de nuages en fonction de la latitude. (Queney, 1974)	14
3.1	Méthodes numériques de simulation de diffusion par des particules non sphériques (Mishchenko et al., 1996, en partie).	36
3.2	Paramètres de définition du cristal	37
3.3	Paramètres en sortie de la simulation.	46
3.4	Facteur d'asymétrie $g$ en fonction du facteur de forme $Q$ , de l'angle d'oscillation maximum $\theta_{max}$ et de l'angle d'incidence $\theta_i$	56
4.1	Définitions des paramètres lidar	67
4.2	Propriétés d'un type de diffuseur	69
5.1	Valeurs des limites du facteur de forme et du rapport de dépolarisation pour chaque classe, en diffusion simple ( $\delta = 0$ ). Lorsque l'épaisseur optique augmente, les valeurs limites de $\Delta P$ augmentent en conséquence.	89
5.2	Propriétés du lidar à rétrodiffusion LNA du SIRT.A.	91
5.3	Détails des cas expérimentaux de mesures lidar étudiés dans cette section : dates, horaires, température moyenne du nuage ( $T_{moy}$ ) et son écart type ( $T_{dev}$ ), altitudes de la base ( $z_{min}$ ) et du sommet ( $z_{max}$ ) du nuage. Les cas en gras sont présentés en détail.	92
5.4	Fréquence d'apparition de chaque classe.	96
5.5	Propriétés du lidar à balayage du CRDV.	110
5.6	Propriétés des radiomètres utilisés pour l'application de la technique de restitution.	126

# Index

- Matrice de rotation, 28
- ADT, anomalous diffraction theory, 36
- AIRS, 110
- Albedo, 30
- ATSR, 101
- AVHRR, 126
- BASE, 101
- CALIOP, 105
- CALIPSO, 10, 102
- CFDE, 101
- Champ de vue, 64, 67, 72, 102
- Champ de vue, influence, 83
- Cirrus, définition, 13
- Cirrus, formation, 15
- Cirrus, propriétés radiatives, 10, 23
- COPE, Cirrus Optical Properties Enhanced, 48
- CRISTAL, 102
- Cristaux, exemple, 21
- Cristaux, forme, 18, 87
- Cristaux, orientation, 19, 32, 107, 114
- Cristaux, taille, 18, 122
- DDA, discrete dipole approximation, 36
- Delta, transmission, 43, 72
- Diffraction, 71
- Diffusion, 32
- Diffusion multiple, 64, 88
- EARTH-CARE, 10
- Energie Réfléchie, 56
- Epaisseur optique, influence, 76
- Extinction, coefficient, 69
- Extinction, coefficient d', 29
- Facteur d'asymétrie, 33, 55
- Facteur de forme, influence, 48, 53, 76
- FDTD, finite difference time domain, 36
- FIRE, 100, 101
- Flux ponctuel, 72
- Forme de particules, climatologies, 100
- Fraunhofer, diffraction de, 44
- Fresnel, coefficients de, 42
- Incidence, influence, 55, 85
- Indice de réfraction, influence, 48, 53
- Lidar, 91
- Lidar Nuages et Aérosols (LNA), 91
- Lidar, CRDV, 110
- Lidar, définition, 59
- light pillars, 121
- Longueur d'onde, 36
- Mélange de particules, influence, 81
- Matrice de diffusion, 32
- Matrice de diffusion, définition, 31, 52
- Matrice de réflexion, 42
- Matrice de réflexion totale, 42
- Matrice de transmission, 42
- Microphysique, définition, 18
- MODIS, 126, 128
- Optique géométrique, 36
- Orientation des cristaux, climatologies, 121
- Oscillation, influence, 53
- photon, 70
- Polarisation, définition, 28
- POLDER, 101, 116
- Propagation, 33
- Rétrodiffusion moléculaire, coefficient de, 62
- Rétrodiffusion, coefficient de, 62
- Rapport de dépolarisation, 91, 125
- Rapport de dépolarisation, description, 63

Rapport lidar, 62  
Ray-tracing, 36  
Rayon équivalent, influence, 36  
Rayon equivalent, influence, 53  
  
Section efficace, 29  
SIRTA, 91  
Split-window, 123  
Stokes, vecteur de, 28  
SVM, separation of variables method, 36  
  
T-Matrix, 36  
Trappes, coordonnées, 93  
  
Valcartier, Centre de Recherche pour la Défense, 110

---

ÉTUDE DES PROPRIÉTÉS OPTIQUES ET RADIATIVES DES CIRRUS PAR TÉLÉDÉTECTION ACTIVE :  
APPORT DES OBSERVATIONS POLARISÉES

---

**RÉSUMÉ :** Les nuages sont une incertitude majeure pour l'étude du climat. Parmi eux, les cirrus en sont des modulateurs essentiels, par leur effet de serre élevé et leur effet d'albedo. Cependant, leur haute altitude et leur composition atypique compliquent leur étude. Les nombreuses campagnes de mesure des vingt dernières années ont montré la complexité de leur composition et la forte variabilité de leurs propriétés microphysiques : taille, forme et orientation des cristaux qui les composent. Ce manque de connaissance entraîne de graves lacunes dans leur modélisation, et une incohérence certaine dans les résultats des simulations climatiques à grande échelle. Les avantages des instruments de télédétection pourraient conduire à de nouvelles méthodes d'étude des cristaux dans les cirrus. Cette thèse analyse l'apport potentiel de mesures spatiales pour caractériser les nuages de glace, en prévision de l'Aqua-Train, une formation de satellites pour l'étude de l'atmosphère. La diffusion lumineuse dans les cristaux a été modélisée en prenant en compte leurs multiples propriétés, menant à plusieurs techniques de restitution de la microphysique des cirrus par des mesures de l'état de polarisation de la lumière par télédétection active et passive. Ces techniques ont été appliquées à des données sol pour évaluer leur pertinence, et leur application potentielle à des mesures spatiales envisagée. Combinées dans un cadre théorique homogène, elles ont conduit à la restitution cohérente des propriétés des cristaux dans les cirrus : orientation spatiale et angle maximum de déviation à partir de mesures polarisées (lidar à balayage, radiomètre) ; facteur de forme par observations lidar polarisées ; taille par synergie multi-instruments (lidar, radiomètre IR). La restitution de ces paramètres à l'échelle globale conduira à une meilleure compréhension des propriétés radiatives des cirrus, et à une meilleure interprétation de leur importance dans le contexte du bilan radiatif terrestre.

**ABSTRACT :** Clouds remain a major source of uncertainty when studying the Earth climate. Among them, cirrus clouds are crucial due to their high greenhouse and albedo effect. Unfortunately, their study is difficult due to their high altitude and complex composition. During the last twenty years, several field campaigns have shown the high variability of their microphysical properties : the size, shape and orientation of crystals inside the cloud. This lack of knowledge leads to arbitrary assumptions in their modelisation, meaning incoherent results in large-scale climatic simulations. New techniques must be developed, benefiting from the unique capabilities of remote sensing instruments. This thesis studies the potential contribution of spatial measurements for the characterization of ice clouds properties, in order to prepare the Aqua-Train mission, a satellite constellation dedicated to atmospheric studies. Scattering phenomenon in ice crystals have been modelled, taking into account several of their properties and leading to the retrieval of cirrus microphysical parameters through the study of measured light polarization state. Both active and passive remote sensing measurements were used. These techniques have been actually applied to ground-based measurements, and their potential application to space measurements has been evaluated. Combined together into an homogenous framework, they led to the retrieval of all cirrus microphysical properties : crystal orientation and maximum deviation angle from polarized measurements (scanning lidar, radiometer) ; crystal shape ratio from polarization lidar ; crystal size from a multi-instruments algorithm. The retrieval of such parameters on a global scale should lead to a better understanding of cirrus radiative properties, and to a better evaluation of their importance in the context of the Earth radiation budget.

---

**DISCIPLINE :** Télédétection et Météorologie.

---

**MOTS-CLÉS :** Cirrus, Télédétection, Cristaux, Ray-tracing, Lidar

---

Thèse préparée au Laboratoire de Météorologie Dynamique  
Centre National de la Recherche Scientifique  
École Polytechnique