

Thèse

présentée à

L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNOLOGIES DE LILLE

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE

dans la spécialité

LASERS, MOLECULES ET RAYONNEMENT ATMOSPHERIQUE

par

Laurianne BECU-WALLERAND

« Modélisation des propriétés optiques et radiatives des cirrus dans l'infrarouge. Validation à l'aide des mesures effectuées lors de l'expérience FRENCH/DIRAC 2001 »

Soutenue le 17 décembre 2003
devant le jury composé de :

M. J-F. Gayet	CNRS, LaMP, Université Blaise Pascal	Rapporteur
M. A. Baran	Senior Scientist, Meteor. Office, U.K.	Rapporteur
M. J. Pelon	CNRS, S.A., Université Paris VI	Examineur
M. P. Dubuisson	MdC, Université du Littoral Côte d'Opale	Examineur
M. D. Tanré	CNRS, LOA, Université de Lille 1	Examineur
M. G. Brogniez	Professeur, LOA, Université de Lille 1	Directeur de thèse
M. F. Parol	Professeur, LOA, Université de Lille 1	Co-directeur de thèse

Membre invité : Y. Hurtaud, Ingénieur DGA.

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

*A mes parents, à mon mari, à mon frère et sa moitié pour leur soutien
pendant ce long parcours...*

Remerciements

Tout d'abord, je souhaite remercier Yves Fouquart et Didier Tanré, directeurs respectifs du LOA lors de mon début de thèse en 2000 et lors de son achèvement en 2003, qui m'ont ouvert les portes de leur laboratoire. Je remercie Gérard Brogniez et Frédéric Parol qui ont encadré mon travail et qui m'ont aidé dans les différentes étapes de dépouillement et d'analyse des données de télédétection de FRENCH / DIRAC. Ils m'ont permis de participer à cette campagne de mesures et le séjour de quelques semaines dans les Hautes-Pyrénées en leur compagnie m'a été très agréable et restera un très bon souvenir. A cette occasion, je pense également à tous les collègues du LOA qui ont participé à la réalisation des mesures « nuage » aéroportées : Bahi Damiri, Christian Verwarde, Jean-Yves Balois et Frédérique Auriol. Ils m'ont fait découvrir le Madiran, le Jurançon et les bonnes recettes du Sud qui ont agrémenté les soirées et week-end du séjour...

Je remercie tous les autres membres du jury : Philippe Dubuisson, qui a contribué au code de transfert radiatif en infrarouge ; Anthony Baran qui m'a fourni les propriétés optiques des cristaux de glace en infrarouge et qui a accepté d'être rapporteur ; Jean-François Gayet qui a également accepté le travail de rapporteur ; Jacques Pelon qui m'a fourni les mesures lidar et Yvonick Hurtaud qui a suivi au sein de la DGA mon travail pendant ces quelques années. Que la DGA trouve ici tous mes remerciements pour le financement de ce travail de thèse.

Je voudrais de tout cœur remercier tous les membres du LOA qui ont partagé mes journées, plus particulièrement Isabelle Jankowiak, ma « colloc » de bureau en compagnie de qui je n'aurai pas vu défiler ces trois années... ; Isabelle Favier, chargée de « régler son compte » à la poussière et aux traces de craie sur le tableau et qui a toujours été de bonne humeur même quand le temps n'y était pas ; Bernard Bonnel, qui m'a toujours accompagné aussi bien dans les batailles contre les lignes de code colériques que dans les moments de détente autour d'un café après une victoire ... ou dans d'autres moments importants comme une préparation de soutenance de thèse, ou encore en tant que « reporter » à ma cérémonie de mariage !!!

Enfin, je pense à mon frère, qui m'aurait beaucoup manqué s'il n'avait pas été à l'autre bout du couloir et que je soutiens moralement pour sa fin de thèse ...

Table des Matières

Introduction	11
I Principales propriétés du spectre électromagnétique pour la télédétection dans le visible, le proche infrarouge et l'infrarouge thermique.	15
I.1 Grandeurs énergétiques et rayonnement du corps noir	15
I.2 Interactions des rayonnements solaire et tellurique avec l'atmosphère	18
I.2.1 <i>Absorption par les constituants de l'atmosphère</i>	20
I.2.1.1 Absorption moléculaire	20
I.2.1.2 Absorption par les particules en suspension dans l'atmosphère	21
I.2.2 <i>Diffusion par les constituants atmosphériques</i>	22
II Etude descriptive des nuages	25
II.1 Formation et classification	25
II.1.1 <i>Formation</i>	25
II.1.2 <i>Classification</i>	27
II.2 Structure microphysique des nuages de glace	28
II.2.1 <i>Observations</i>	28
II.2.2 <i>Principaux modèles de cristaux de glace</i>	31
II.3 Conclusion	33
III Propriétés optiques des particules atmosphériques : définition des paramètres optiques et modélisation appliquée aux particules non sphériques	35
III.1 Définition des paramètres optiques	35
III.1.1 <i>Facteurs d'efficacité d'absorption, de diffusion et d'extinction</i>	36
III.1.2 <i>Coefficients volumiques, albédo de diffusion simple et épaisseur optique</i>	38
III.1.3 <i>Fonction de phase et paramètre d'asymétrie</i>	39
III.1.4 <i>Cas des cristaux composant les nuages de glace</i>	41
III.1.4.1 Dans le domaine visible	41
III.1.4.2 Dans le domaine de l'infrarouge thermique	43

III.2 Calcul de la diffusion de la lumière par des particules non sphériques : revue des méthodes principalement utilisées	45
<i>III.2.1 Méthodes exactes</i>	45
III.2.1.1 Méthode de la « T-Matrice » ou Matrice de Transition	45
III.2.1.2 Méthode des différences finies dans le domaine temporel ou « Finite Difference Time Domain » method (FDTD)	47
III.2.1.3 Méthode des éléments finis	48
III.2.1.4 Autres méthodes exactes	48
<i>III.2.2 Méthodes d'approximation</i>	49
III.2.2.1 Méthode de la « Discrete Dipole Approximation »	49
III.2.2.2 Approximation de l'optique géométrique ou « ray-tracing approximation » (approximation du lancer de rayons)	49
III.2.2.3 Méthode du "Complex Angular Momentum" (CAM)	50
III.3 Application aux cristaux utilisés pour l'étude en Infrarouge Thermique	51
<i>III.3.1 Paramétrisation des propriétés optiques</i>	51
<i>III.3.2 Introduction de la fonction de phase « analytique »</i>	53
<i>III.3.3 Population de particules hexagonales</i>	55
<i>III.3.4 Population d'agrégats</i>	57
IV Modélisation des propriétés radiatives d'une atmosphère nuageuse	59
IV.1 Code « Adding-Doubling »	62
<i>IV.1.1 Principe</i>	62
<i>IV.1.2 Formalisme de Stokes et matrice de diffusion</i>	63
IV.2 Code des Ordonnées Discrètes	65
<i>IV.2.1 Description</i>	65
<i>IV.2.2 La méthode des Ordonnées Discrètes</i>	66
V Campagne expérimentale aéroportée FRENCH/DIRAC 2001	67
V.1 Présentation de la campagne	67
<i>V.1.1 Contexte</i>	67
<i>V.1.2 Description</i>	69
V.2 Instrumentation	71
<i>V.2.1 Télédétection aéroportée</i>	71
V.2.1.1 L'instrument CLIMAT	71
V.2.1.2 L'instrument POLDER	77
V.2.1.3 L'instrument LEANDRE	79

V.2.1.4	L'instrument MiniMIR	80
V.2.1.5	L'instrument DIRAC	82
V.2.2	<i>Mesures microphysiques in situ</i>	83
V.2.2.1	La sonde 2D-C	83
V.2.2.2	Le néphélomètre polaire	83
V.2.3	<i>Téledétection satellitaire</i>	85
V.2.4	<i>Données météorologiques</i>	86
V.3	Exploitation des mesures, méthodologie	86
V.3.1	<i>Mesures CLIMAT</i>	86
V.3.1.1	Passage de la luminance mesurée à la température de brillance	87
V.3.1.2	Méthode de la « split-window » : étude de la différence des mesures entre deux canaux	91
V.3.2	<i>Mesures POLDER</i>	93
V.3.3	<i>Mesures MiniMIR</i>	95
V.3.4	<i>Mesures LEANDRE</i>	97
V.3.4.1	Intensité totale rétrodiffusée	97
V.3.4.2	Taux de dépolarisation	100
VI	Etude des situations du 05 octobre matin et du 07 octobre 2001	101
VI.1	Cas du 05 octobre matin : étude qualitative d'une scène nuageuse mixte	102
VI.1.1	<i>Description du vol et conditions météorologiques</i>	102
VI.1.2	<i>Données instrumentales et interprétations</i>	105
VI.1.2.1	Mesures LEANDRE	107
VI.1.2.2	Mesures CLIMAT	110
VI.1.2.3	Mesures POLDER	110
VI.1.2.4	Mesures MiniMIR	111
VI.1.2.5	Mesures in situ	112
VI.1.3	<i>Conclusion</i>	113
VI.2	Cas du 07 octobre : étude quantitative d'une scène nuageuse simple	114
VI.2.1	<i>Description du vol et conditions météorologiques</i>	114
VI.2.2	<i>Restitution de la microphysique des nuages de glace à partir de mesures radiométriques dans l'infrarouge thermique et utilisation des mesures lidar</i>	117
VI.2.2.1	Choix des paramètres environnementaux du nuage de glace	120
VI.2.2.2	Choix des paramètres microphysiques du nuage de glace	127
VI.2.2.3	Choix du modèle microphysique du nuage de glace et modélisation de l'atmosphère nuageuse	130

<i>VI.2.3</i>	<i>Restitution de la microphysique des nuages de glace à partir de mesures radiométriques dans le moyen infrarouge</i>	<i>131</i>
<i>VI.2.4</i>	<i>Validation des simulations par des mesures in situ</i>	<i>133</i>
<i>VI.2.5</i>	<i>Comparaison des mesures CLIMAT et MODIS</i>	<i>137</i>
<i>VI.2.6</i>	<i>Discussion des résultats et conclusions</i>	<i>141</i>
Conclusion		146
Annexe A		153
Annexe B		159
Bibliographie		204

Introduction

L'importance des cirrus dans le climat de la Terre a été reconnue depuis une vingtaine d'années grâce aux campagnes d'observation telles ERBE¹ et FIRE² I en 1986 ([Barkstrom, 1984], [Cox et al., 1987]), ICE³ en 1989 ([Raschke et al, 1989]), FIRE II en 1991 ([Ackerman et al., 1995]), ou encore EUCREX⁴ en 1993 et 1994 ([Raschke, 1996]), ou SUCCESS⁵ en avril 1996 ([Minnis et al., 1997]). Les différentes observations s'accordent sur le fait que ces nuages couvrent en permanence 20% de la surface du globe ([Woodbury and McCormick, 1986]) et qu'ils jouent un rôle important sur le bilan énergétique de la planète. En effet, les cirrus ont une double influence sur ce bilan : d'une part, ils piègent le rayonnement infrarouge émis par l'atmosphère et la surface, ce qui tend à réchauffer le système climatique et d'autre part, ils réfléchissent le rayonnement solaire, ce qui tend à le refroidir ([Stephens and Webster, 1981]). Malgré les avantages des observations satellitaires, l'influence réelle de ces nuages sur le bilan radiatif terrestre reste mal connue. Le problème réside dans le fait que les cirrus sont des nuages fins, difficilement identifiables sur les images satellitaires et difficilement accessibles aux mesures aéroportées à cause de leur altitude très élevée (problème de conditions de pression et de température). Ils sont, en outre, extrêmement

¹ Earth Radiation Budget Experiment

² First ISCCP Regional Experiment

³ International Cirrus Experiment

⁴ European Cloud Radiation EXperiment

⁵ Subsonic Aircraft : Contrail and Cloud Effect Special Study

variables dans le temps et l'espace et les mesures in situ effectuées au cours des différentes campagnes ont montré que les cristaux de glace les constituant sont de formes et de tailles très diverses ([Miloshevich and Heymsfield, 1997]), ce qui rend leur modélisation difficile. L'effort principal consiste alors à construire un modèle simple de la microphysique des cirrus, capable de restituer correctement les effets radiatifs de ces nuages observés pendant les campagnes. Ceci implique des développements instrumentaux et calculatoires importants.

Au niveau instrumental, il existe maintenant une panoplie d'instruments de mesures in situ et de télédétection aéroportée ou satellitaire, active ou passive dans le visible, le proche infrarouge ou l'infrarouge thermique.

Au niveau calculatoire, il existe également une multitude de méthodes de calcul de la diffusion simple du rayonnement électromagnétique par des particules de formes et de tailles variées ([Waterman, 1971], [Yang and Liou, 1996], [Wendling et al., 1979], [Baran and Havemann, 1999]).

Au LOA, *C.-Labonnote et al.* ([C.-Labonnote et al., 2000, 2001]) ont développé récemment un modèle microphysique qui donne de bons résultats lors de comparaisons avec des mesures in situ de diagramme de rayonnement obtenues avec le néphélomètre polaire aéroporté ([Gayet et al., 1997]) ou avec des mesures de luminance de l'imageur satellitaire POLDER⁶ installé sur ADEOS1 ([Deschamps et al., 1994]). Le modèle de cristaux utilisé est basé sur une forme hexagonale de particules contenant des impuretés sphériques. Ce modèle, appelé IHM est validé dans les domaines visible et proche infrarouge du spectre électromagnétique.

Jusqu'à présent, l'étude des propriétés radiatives des cirrus s'est focalisée dans le domaine visible du spectre. Cependant, l'étude de leur rayonnement infrarouge reste capitale pour la modélisation du climat puisque ces nuages présentent un fort pouvoir d'absorption dans ce domaine spectral. De plus, l'usage de techniques de télédétection infrarouge s'applique aussi bien de nuit que de jour et permet de s'affranchir des conditions d'éclairement solaire.

Les études actuelles sont novatrices ([Giraud et al., 1997], [Francis et al., 1999 (a)], [Yang et al., 2001], [Giraud et al., 2001], [Yang et al., 2003]) et des efforts sur les méthodes de calcul existent, mais les observations restent toutefois très rares. C'est pourquoi, en septembre-octobre 2001, la campagne de mesure aéroportée FRENCH / DIRAC a été mise en place. Elle a permis de collecter sur les cirrus, au dessus des golfes de Gascogne et du Lion, un

⁶ POLarization and Directionality of the Earth's Reflectances

ensemble de mesures radiométriques passives et actives dans différents domaines de longueurs d'onde allant du visible (0,4 - 0,8 μm) à l'infrarouge thermique (8 - 12 μm), en passant par le moyen infrarouge (1,6 μm et 2,2 μm). Un avion destiné à l'emport des instruments de télédétection {POLDER ([Deschamps et al., 1994]), MiniMIR (prototype de radiomètre visible et moyen infrarouge polarisé), CLIMAT (prototype de radiomètre infrarouge thermique, [Brogniez et al. 2003]) et LEANDRE (lidar polarisé, [Pelon et al., 1990])} a volé en formation avec un avion emportant des instruments destinés à caractériser la composition microphysique des nuages (phase thermodynamique, dimension et forme des particules).

Le travail effectué pendant cette thèse consiste dans un premier temps à dépouiller et analyser les mesures de la campagne de façon à restituer la phase thermodynamique des nuages et leur composition microphysique par comparaison des inversions des mesures radiatives des différents instruments. Pour ce faire, des modèles microphysiques et de transfert radiatif sont utilisés. L'objectif final de ce travail est la modélisation du rayonnement réfléchi ou émis vers l'espace par les cirrus dans les fenêtres atmosphériques visible, proche infrarouge et infrarouge thermique, c'est-à-dire la caractérisation multispectrale et multiangulaire d'un fond de ciel en présence de cirrus. Cet objectif est également un des enjeux de la mission spatiale « AQUA-Train », qui regroupera en 2004 les satellites AQUA⁷, CALIPSO⁸, CLOUDSAT⁹ et PARASOL¹⁰, qui voleront en formation et qui embarqueront entre autres à leur bord des instruments de télédétection similaires à ceux utilisés pendant la campagne FRENCH / DIRAC. L'« AQUA-Train » permettra d'observer de façon quasi-instantanée une scène nuageuse dans plus de 30 canaux couvrant un large spectre de fréquences et à des résolutions descendant à 250 mètres. Les résultats issus de la campagne FRENCH / DIRAC serviront de base de test pour le développement et la validation des algorithmes opérant dans les domaines du visible à l'infrarouge thermique.

Le manuscrit présenté est articulé autour de six chapitres. Le premier rappelle brièvement les concepts de base relatifs à la propagation des rayonnements solaire et tellurique dans

⁷ AQUA : latin de « eau » ; mission spatiale de la NASA dédiée au cycle de l'eau (profils atmosphériques, nuages, précipitations, cryosphère ...)

⁸ Cloud-Aerosol Lidar and Infra-red Pathfinder Satellite Observations

⁹ Satellite embarquant un radar à 94 GHz pour l'étude des nuages, particulièrement leur structure verticale

¹⁰ Polarisation et Anisotropie des Réflectances au sommet de l'Atmosphère, couplées avec un Satellite d'Observation emportant un Lidar

l'atmosphère. Le second décrit succinctement quelques généralités sur la formation des nuages et sur les campagnes qui leurs ont été dédiées. Nous introduisons également quelques modèles de microphysique utilisés dans les modélisations des propriétés radiatives des cirrus, dont le modèle IHM.

Le chapitre trois introduit les paramètres optiques utiles pour décrire les propriétés optiques et radiatives d'un milieu diffusant et absorbant. Il résume également les différentes méthodes de calcul les plus utilisées pour restituer ces paramètres optiques et présente particulièrement les résultats relatifs aux deux populations de cristaux que nous avons utilisé pour simuler les propriétés de diffusion des cirrus dans l'infrarouge : une population de cristaux hexagonaux purs de glace ([Fu et al, 1998], [Baran et al., 2001]) et une population d'agrégats ([Baran, 2003]).

Le quatrième chapitre présente les codes de transfert radiatif utilisés pour simuler les propriétés radiatives d'une atmosphère nuageuse réaliste sous l'hypothèse « plan-parallèle ». Nous décrivons brièvement le code « Adding-Doubling », utilisé pour la modélisation du transfert radiatif dans le visible / moyen infrarouge et le code « FastOD », utilisé en infrarouge thermique.

La campagne FRENCH / DIRAC est présentée au chapitre V. Les différents instruments de télédétection et de mesures in situ sont décrits ainsi que la méthodologie d'analyse. Un accent est mis sur la présentation du prototype de radiomètre infrarouge CLIMAT, qui est l'instrument principal permettant de valider les résultats de l'extension de la modélisation des propriétés radiatives des cirrus dans les grandes longueurs d'onde.

Le chapitre VI est axé sur la comparaison des mesures effectuées pendant la campagne. Deux vols ont été classés comme prioritaires et ce chapitre s'articule autour de la description de chacun de ces vols : l'analyse du premier vol montre que la phase thermodynamique d'une couche nuageuse spatialement complexe est caractérisée sur chacune des séries de mesure des instruments de télédétection (POLDER, LEANDRE, MiniMIR et CLIMAT). L'analyse du second vol montre que pour un cas simple de situation nuageuse, l'inversion des mesures radiatives du moyen infrarouge et de l'infrarouge thermique révèle la présence de particules microphysiques de caractéristiques équivalentes. Les résultats sont confrontés aux mesures in situ, qui montrent que ceux-ci sont cohérents.

I Principales propriétés du spectre électromagnétique pour la télédétection dans le visible, le proche infrarouge et l'infrarouge thermique.

La Terre, comme l'ensemble des planètes de notre système solaire reçoit de l'énergie électromagnétique de la part du Soleil et émet à son tour, comme tout corps chauffé, de l'énergie. Nous allons décrire brièvement dans ce chapitre les interactions du rayonnement électromagnétique avec l'atmosphère et rappeler le concept de corps noir, base des lois liant la température des corps au rayonnement électromagnétique qu'ils émettent.

I.1 Grandeurs énergétiques et rayonnement du corps noir

Tout corps porté à une température T différente du zéro absolu émet un rayonnement électromagnétique, dit thermique ou radiatif, caractérisé par une densité d'énergie et un spectre d'émission (répartition de l'énergie suivant la longueur d'onde) qui se déplace vers les courtes longueurs d'onde quand la température du corps augmente.

Lorsqu'un rayonnement thermique rencontre un milieu diffusant, une partie de l'énergie est absorbée et l'autre est redirigée dans tout l'espace par diffusion. On appelle flux d'énergie radiative (ou puissance radiative) la quantité totale d'énergie émise par le milieu par unité de temps dans toutes les directions de l'espace ou la quantité totale d'énergie reçue par le milieu en provenance de toutes les directions de l'espace. Les flux se mesurent en Watt (J/s) et lorsque l'on considère un flux par unité de surface, on parle de densité de flux, qui se mesure en $W.m^{-2}$. Par la suite, nous considérerons toujours une unité de surface et par abus de langage, nous parlerons toujours de flux au lieu de densité de flux.

Soit un flux incident sur un milieu. Si ce milieu absorbe intégralement les radiations qu'il reçoit, il est appelé corps noir. Dans ces conditions, la diffusion est nulle et la seule quantité d'énergie qui sortira de ce milieu sera issue de l'émission propre du milieu. Le flux émis dépendra de la température T du corps noir et l'intensité du rayonnement, ou luminance énergétique (grandeur directionnelle correspondant à la densité de flux par unité d'angle solide, en $W.m^{-2}.sr^{-1}$) sera indépendante de la direction dans laquelle ce rayonnement est émis. La répartition spectrale du flux émis, ou luminance énergétique monochromatique (en $W.m^{-2}.sr^{-1}.\mu m^{-1}$) est donnée par une fonction universelle appelée fonction de Planck et notée $B_{\lambda}(T)$. La figure I.1 représente la fonction de Planck en fonction de la longueur d'onde pour des températures de corps noir égales à celles du soleil ($T \cong 6000$ K) et du système Terre-Atmosphère ($T \cong 300$ K).

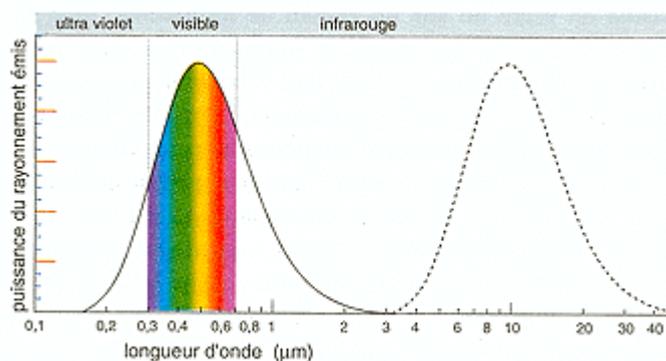


Fig. I.1 : Spectres du corps noir pour les températures du Soleil (courbe de gauche) et de la Terre (courbe de droite), d'après <http://www.eumetsat.de/fr>. Les deux spectres sont normalisés : leurs maxima sont identiques mais l'amplitude du spectre solaire est 10^7 fois plus importante que celle du spectre de la Terre (échelle arbitraire).

Le rayonnement qui nous parvient du soleil est émis par sa surface extérieure dont la température est d'environ 6000 K. Comme le montre la figure I.1, à une telle température

40% de l'énergie est émise dans le domaine visible, 50% dans le domaine de l'infrarouge et les 10% restant sont émis dans le domaine de l'ultraviolet. Par contre, l'émission du système Terre-Atmosphère provient de la surface elle-même, mais aussi des nuages, des aérosols et des différentes molécules atmosphériques. Ces corps étant à des températures entre 220 K et 300 K, la quasi totalité de l'énergie est émise dans l'infrarouge lointain (de 4 μm à 50 μm). Les spectres du rayonnement solaire et du rayonnement tellurique infrarouge appartiennent ainsi à deux domaines spectraux séparés par une frontière vers 3 μm . Notons que dans cette région, les énergies radiatives solaire et tellurique sont toutes les deux très faibles.

Un milieu réel diffère d'un corps noir car il n'absorbe pas tout le rayonnement incident. On définit alors des coefficients qui rendent compte des pouvoirs absorbant, réfléchissant et d'émission de ce milieu. Soit F_i le flux incident sur une unité de surface du milieu. Ce flux sera en partie réfléchi par le milieu (F_{ref}), absorbé (F_{abs}) et transmis directement ou après de multiples diffusions (F_{trans}) et les quantités mises en jeu dépendent de la longueur d'onde du rayonnement incident. Enfin, le milieu émet son propre rayonnement, F_{emi} .

- On note l'absorption du milieu a_λ . C'est le rapport entre le flux absorbé et le flux incident :

$$a_\lambda = \frac{F_{abs}}{F_i} \quad (\text{I.1})$$

Pour un corps noir, ce rapport est égal à 1.

- On note l'albédo, ou la réflectance du milieu, A_λ ou ρ_λ . C'est le rapport entre le flux réfléchi et le flux incident :

$$\rho_\lambda = \frac{F_{ref}}{F_i} \quad (\text{I.2})$$

- On note t_λ la transmittance du milieu, le rapport entre le flux transmis et le flux incident :

$$t_\lambda = \frac{F_{trans}}{F_i} \quad (\text{I.3})$$

- Enfin, on note ε_λ le coefficient d'émission du milieu (ou émissivité) le rapport entre le flux émis par celui-ci et le flux émis par un corps noir de même température :

$$\varepsilon_\lambda = \frac{F_{emi}}{F_{emi}^{CN}} \quad (I.4)$$

Ce rapport dépend de la longueur d'onde du rayonnement émis. Pour un corps noir de température T le flux émis est égal à $\sigma.T^4$, où σ , la constante de Stephan, vaut $5,67 \cdot 10^{-8} \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-4}$. Lorsque l'on considère une atmosphère en équilibre thermodynamique local, l'émissivité est égale à l'absorption de celle-ci pour une longueur d'onde donnée : $a_\lambda = \varepsilon_\lambda$

I.2 Interactions des rayonnements solaire et tellurique avec l'atmosphère

Le rayonnement solaire éclairant la Terre est réfléchi à hauteur de 30% par l'atmosphère et le sol. Environ 20% sont absorbés par les gaz et les particules atmosphériques et environ 50% sont absorbés par la surface terrestre. L'absorption de cette partie non réfléchi du rayonnement solaire réchauffe le système climatique et pour se refroidir, ce dernier émet de l'énergie vers l'espace sous forme de rayonnement. Cette émission s'effectue dans l'infrarouge et le rayonnement est alors à son tour absorbé par les différents constituants de l'atmosphère avant d'être émis vers l'espace. La figure I.2 résume les transformations des énergies solaire et tellurique et rappelle les différents processus du bilan radiatif terrestre. Les chiffres sont donnés en pourcentage des 340 W.m^{-2} incidents au sommet de l'atmosphère.

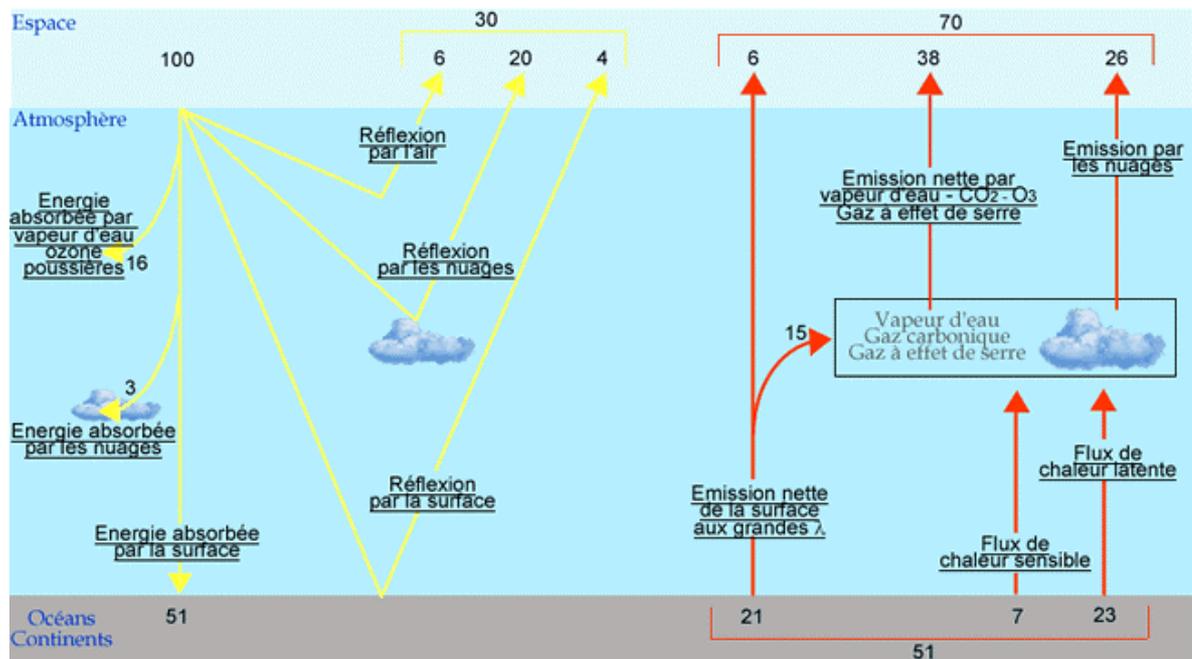


Fig. I.2 : Interactions entre les rayonnements solaire et tellurique et le système Terre-Atmosphère, d'après http://www.ens-lyon.fr/Planet-Terre/Infosciences/Climats/Rayonnement/Cours/partie1/partie1_2.html.

Le flux de chaleur sensible entre la surface terrestre et l'atmosphère correspond à la quantité de chaleur échangée par conduction et convection¹¹ (pas de changement de phase). La troposphère n'est que très faiblement chauffée par les radiations solaires et reçoit la majeure partie de son énergie de la part de la Terre.

On appelle chaleur latente l'énergie échangée lors d'un changement de phase d'un corps pur. Dans le système climatique, il s'agit toujours des changements d'états de l'eau (évaporation à la surface des océans et condensation dans les nuages). Le flux de chaleur latente entre la surface et l'atmosphère est donc associé à la quantité de vapeur d'eau introduite dans l'atmosphère. La chaleur ne sera libérée qu'ultérieurement lors de la condensation. D'où l'appellation de chaleur latente (qui se manifeste plus tard).

¹¹ Conduction et convection : la conduction correspond au transfert de la chaleur d'un endroit à l'autre d'un milieu, sous l'influence d'un gradient de température, sans mouvements macroscopiques. La convection implique le transport de la chaleur par une partie d'un fluide qui se mélange avec une autre partie : il y a donc transport macroscopique de matière. Dans l'atmosphère, la conduction est souvent dominée par la convection.

I.2.1 Absorption par les constituants de l'atmosphère

I.2.1.1 Absorption moléculaire

Les gaz rencontrés dans l'atmosphère sont responsables de l'absorption sélective des rayonnements solaire et tellurique selon leur longueur d'onde. Dans l'ultraviolet, les radiations solaires sont totalement absorbées par l'ozone, alors que dans la région du visible et du proche infrarouge 80% du rayonnement solaire environ arrivent sur la surface. Entre 0,2 et 4 μm , les principaux gaz responsables de l'absorption sont l'ozone vers 0,5 μm , l'oxygène vers 0,76 μm et la vapeur d'eau vers 0,93 μm , 1,87 μm , 2,7 μm , etc. Ces effets d'absorption sont très faibles dans le visible et cette bande spectrale correspond à une « fenêtre » atmosphérique¹². Par contre, dans l'infrarouge moyen et thermique, il y a absorption complète ou très importante à certaines longueurs d'onde par H_2O , CO_2 et O_3 : la vapeur d'eau possède une bande d'absorption centrée à 6,25 μm , le gaz carbonique deux bandes centrées à 4,3 μm et 15 μm et l'ozone trois bandes centrées à 9,00 μm , 9,6 μm et 14,3 μm . Néanmoins, dans le domaine de l'infrarouge thermique, il existe des fenêtres, dont la principale se situe entre 8 et 12 μm , dans laquelle le rayonnement électromagnétique est très peu absorbé sauf dans la bande d'absorption à 9,6 μm de l'ozone.

L'absorption par les gaz peut être parfaitement modélisée si la proportion des différentes espèces moléculaires et leur distribution en altitude sont connues. Ce n'est que rarement le cas et les calculs utilisent des contenus climatologiques standards reconnus, comme les bases de données HITRAN ([Rothman et al., 1992], [Rothman et al., 2001]) ou GEISA (Gestion et Etude des informations Spectroscopiques Atmosphériques du Laboratoire de Météorologie Dynamique [Husson et al., 1991]).

Cette absorption par les molécules atmosphériques est intimement liée à leurs caractéristiques énergétiques. Une molécule possède des niveaux énergétiques discrets associés à des états de rotation, de vibration ou de configuration électronique. Un photon peut être absorbé lorsque son énergie correspond à une transition entre le niveau fondamental et un de ces états excités. D'autre part, une molécule peut être dissociée par des photons dépassant l'énergie d'ionisation de la molécule (effet du rayonnement UV et au-delà). En dehors de ce cas, on distingue trois types de spectres d'absorption moléculaire :

¹² Fenêtre atmosphérique : intervalle de longueurs d'ondes où l'atmosphère est transparente.

- les spectres électroniques (changement de niveau d'énergie électronique ; bande visible),
- les spectres de vibration-rotation (pas de changement d'énergie électronique ; bande infrarouge),
- les spectres de rotation (les énergies électroniques et de vibration ne changent pas ; domaine micro-onde).

Les molécules diatomiques comme l'azote et l'oxygène n'ont pas de capacité de vibration et donc n'absorbent pas le rayonnement dans le domaine infrarouge. Par contre, les molécules triatomiques et polyatomiques, de structure linéaire (comme le gaz carbonique), tétraédrique (comme le méthane) ou sans symétrie d'ordre supérieur (comme la vapeur d'eau, l'ozone ou les CFC) possèdent des bandes d'absorption dans ce domaine.

I.2.1.2 Absorption par les particules en suspension dans l'atmosphère

L'interaction des rayonnements électromagnétiques avec les particules en suspension dans l'atmosphère comme les aérosols, le brouillard ou les particules nuageuses, est un domaine d'investigation très large, compte tenu des complexités en forme, composition, taille et concentration rencontrées dans les différentes régions du globe.

Néanmoins, des modèles standards ont été développés pour modéliser les propriétés de ces particules et les résultats ont été tabulés dans des banques de données connues de la communauté scientifique établies par le programme WMO (World Meteorological Organization, [WMO, 1986]). Ces résultats montrent que les effets de l'absorption du rayonnement solaire sont sensiblement plus élevés pour les aérosols d'origine anthropique, comme les suies de carbone, que pour la plupart des aérosols d'origine naturelle (aérosols marins, poussières) avec cependant une amplitude qui reste dans l'ensemble plus faible que pour l'absorption gazeuse. Dans le cas des nuages, le flux d'énergie solaire absorbée est également faible (3% d'après la figure I.2) mais il dépend de la teneur en eau (ou en glace) du nuage. Dans tous les cas, c'est la valeur de l'indice imaginaire de réfraction des particules atmosphériques qui détermine leur pouvoir d'absorption dans les longueurs d'onde considérées.

I.2.2 Diffusion par les constituants atmosphériques

Le phénomène de diffusion est marquant dans le domaine du rayonnement solaire, alors que son influence est en général assez faible en IR thermique. La diffusion est due aux molécules et aux particules en suspension dans l'atmosphère et dépend de nombreux paramètres comme leur forme, leur taille ou leur indice de réfraction : elle dépend plus précisément du rapport entre la dimension r de la particule¹³ et la longueur d'onde du rayonnement incident (rapport appelé paramètre de taille, défini par $x = 2\pi r / \lambda$). Lors de la diffusion, il n'y a pas de changement de longueur d'onde entre l'onde incidente et l'onde diffusée : c'est une diffusion dite « élastique ».

On distingue trois groupes de théories calculatoires de la diffusion :

- la diffusion de Rayleigh s'applique quelque soit la forme des particules lorsque celles-ci sont beaucoup plus petites que la longueur d'onde. Elle provoque une atténuation du rayonnement solaire direct d'autant plus importante que la longueur d'onde est petite (l'intensité diffusée décroît selon la puissance quatrième de λ). Rayleigh a montré en 1899 que le rayonnement diffusé est préférentiellement orienté en avant et en arrière par rapport au sens de propagation du rayonnement incident, ce qui est modélisable avec précision.
- la diffusion de Mie s'applique pour des particules de forme sphérique lorsque celles-ci sont de dimension de l'ordre de la longueur d'onde (rayon de 0,1 à 100 λ). Elle est beaucoup moins sensible à la longueur d'onde que la diffusion Rayleigh et le rayonnement diffusé est préférentiellement orienté dans la direction du rayonnement incident.
- lorsque la longueur d'onde du rayonnement incident est beaucoup plus petite que la taille des particules, où lorsque celles-ci sont de forme complexe, d'autres théories existent. Elles font l'objet d'un chapitre de ce manuscrit et ne seront pas détaillées ici. Nous ne citerons que l'exemple de la méthode du lancer de rayons, qui se base sur les lois de réfraction et de diffraction de l'optique géométrique, de façon à illustrer notre propos.

¹³ Dans le cas d'une particule non sphérique, la dimension r est égale au rayon d'une sphère équivalente en surface.

La figure I.3 illustre la transmission d'une atmosphère standard calculée par le code LOWTRAN7 sur un trajet sol-espace incliné à 45° en fonction de la longueur d'onde (extinction par absorption et diffusion moléculaire ; extinction par les aérosols, visibilité 23 km, profil atmosphérique « Latitudes Moyennes Eté » de [Mc Clatchey et al., 1971]).

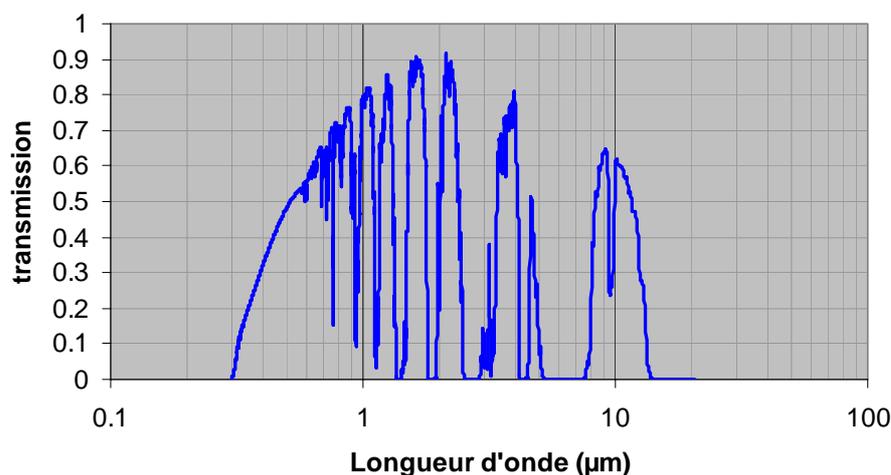


Fig I.3 : Transmission d'une atmosphère standard lors d'un trajet sol-espace oblique à 45° pour des longueurs d'onde comprises entre 0,3 et 20 micromètres.

La figure I.4. ci après résume ces différents types de diffusion lorsque l'on considère un rayonnement incident visible.

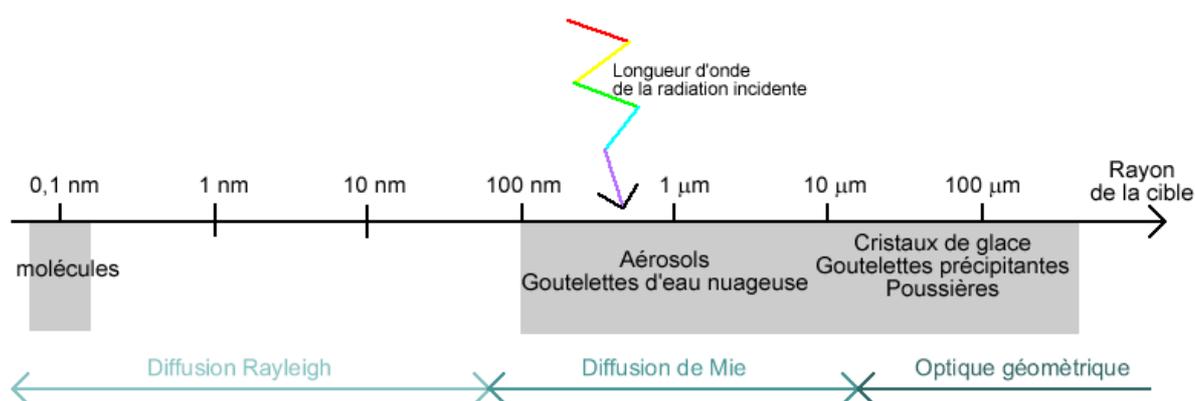


Fig I.4 : Les différentes formes de diffusion que rencontrent les radiations solaires dans l'atmosphère.

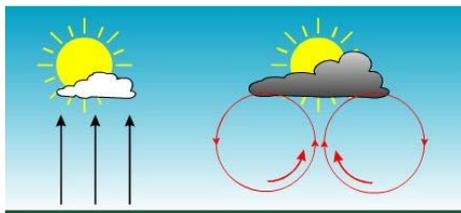
II Etude descriptive des nuages

II.1 Formation et classification

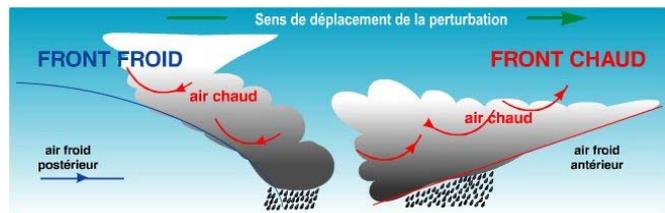
II.1.1 Formation

Un nuage résulte de la condensation en fines gouttelettes (liquéfaction) ou en cristaux (condensation solide) de la vapeur d'eau par refroidissement d'une masse d'air humide. Dans la plupart des cas, la condensation est dite hétérogène, c'est-à-dire qu'elle se déclenche autour de noyaux de condensation, qui sont de très fines particules solides ou liquides flottant dans l'air, comme des grains de poussière, de sable ou de suie, des gaz résiduels de l'industrie ou de la combustion des cendres, des cristaux de sel provenant de l'évaporation de l'eau de mer, etc. Si l'environnement est pur, la cristallisation des gouttelettes d'eau n'apparaît qu'à des températures très fortement négatives : c'est le phénomène de surfusion (les gouttelettes demeurent liquides en dessous du seuil de congélation). Pareil état est instable et le moindre contact avec une impureté entraîne la congélation de la gouttelette surfondue. Ce phénomène est prédominant de 0 à -15°C et n'existe plus au-delà de -40°C. La solidification peut se faire de 2 façons : soit par nucléation homogène d'une gouttelette d'eau pure sur un noyau insoluble ; soit par nucléation hétérogène d'une gouttelette d'eau saline sur un noyau soluble (noyau d'Aitken).

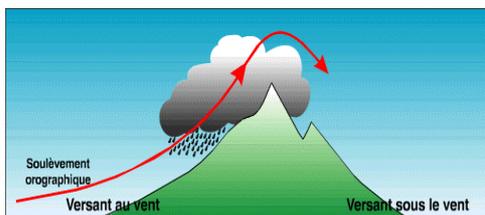
Le refroidissement de la masse d'air à l'origine du nuage peut être causé par l'élévation de celle-ci dans l'atmosphère, ce qui est provoqué par quatre processus majeurs. Le premier est lié au phénomène de convection : le réchauffement du sol se communique à l'air qui, dilaté donc plus léger, se met à monter et à se refroidir par détente. Le second est lié aux nuages accompagnant les fronts atmosphériques : ceux-ci sont provoqués par le contact d'une partie de l'atmosphère avec des masses d'air plus froides, ce qui correspond à un soulèvement frontal (dans une perturbation en mouvement, l'air chaud est soulevé à l'avant par la masse d'air froid antérieur, ce qui définit un front chaud et l'air froid postérieur rejette l'air chaud en altitude, ce qui définit un front froid). Enfin, des nuages apparaissent lorsqu'une masse d'air en mouvement est soulevée en rencontrant le flanc d'une montagne : on parle de soulèvement orographique. Le refroidissement de la masse d'air peut également provenir d'un air chaud circulant sur une surface froide : on parle d'advection d'air chaud sur un sol froid. Il y a alors refroidissement par contact. Ces différents processus sont illustrés sur les figures II.1.a à II.1.d (source : Météo France).



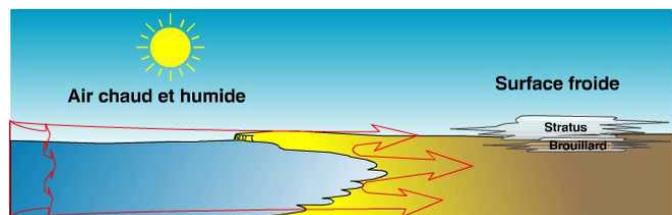
a. : Ascendance liée à la convection.



b. : Ascendance liée à un soulèvement frontal.



c. : Ascendance liée au relief.



d. : Refroidissement par contact.

Fig. II.1 : Les différents processus de refroidissement d'une masse d'air.

II.1.2 Classification

Bien que les nuages apparaissent en perpétuelle évolution, il est possible de les classer suivant différentes catégories en définissant un nombre limité de formes caractéristiques. Pareille classification fut établie au début du XIX^e siècle par le pharmacien anglais Howard et est actuellement (après quelques modifications) exposée dans l' « *Atlas international des nuages* » édité par l'Organisation Météorologique Mondiale. La classification se fonde sur l'existence de dix catégories principales appelées genres. Ceux-ci comportent pour la plupart des subdivisions en espèces et en variétés, parfois communes d'un genre à l'autre, et qui correspondent à divers aspects caractéristiques : ainsi trouve-t-on les espèces *fibratus* (fibreuse), *stratiformis* (en strates), les variétés *opacus* (opaque), *undulatus* (ondulé) et bien d'autres sous catégories encore. Un nuage observé à un instant donné n'appartient qu'à un seul genre et à une seule espèce (si elle existe), alors que plusieurs variétés peuvent quelquefois lui être affectées simultanément.

La classification des nuages est basée sur la division approximative de la troposphère en trois étages : l'étage supérieur, l'étage moyen et l'étage inférieur, entre lesquels se répartissent les différents genres de nuages. Toutefois, ces étages ont des limites assez imprécises et se chevauchent plus ou moins. D'autre part, la structure même de la troposphère modifie les épaisseurs des étages moyen et supérieur lorsque l'on passe des régions polaires aux régions tropicales en traversant les régions tempérées. Le tableau II.1 suivant indique la décomposition des étages de la troposphère ainsi que les genres de nuages qui s'y situent.

Etages	Genres	Régions polaires	Régions tempérées	Régions tropicales
Supérieur	<i>Cirrus</i> <i>Cirrocumulus</i> <i>Cirrostratus</i>	de 3 à 8 km	de 5 à 13 km	de 6 à 18 km
Moyen	<i>Alto cumulus</i> <i>Altostratus</i> <i>Nimbostratus</i>	de 2 à 4 km	de 2 à 7 km	de 2 à 8 km
Inférieur	<i>Stratocumulus</i> <i>Stratus</i> <i>Cumulus</i> <i>Cumulonimbus</i>	jusqu'à 2 km	jusqu'à 2 km	jusqu'à 2 km

Tableau II.1 : Classification des nuages selon les étages de la troposphère dans les différentes régions du globe (les *cumulonimbus* sont classés parmi les nuages bas mais leur sommet se trouve généralement dans l'étage supérieur).

II.2 Structure microphysique des nuages de glace

Les nuages de glace font actuellement l'objet d'études importantes car leurs effets sur le bilan radiatif de la planète sont mal quantifiés, que ce soit dans les modèles de transfert radiatif (état statique des couches nuageuses) ou dans les modèles de circulation générale (état dynamique de l'atmosphère). La difficulté rencontrée repose sur le fait que les particules qui les composent ne sont pas de symétrie sphérique, ce qui rend complexe la modélisation de leur interaction avec le rayonnement : les calculs de diffusion doivent en effet tenir compte à la fois des différentes formes des particules et de leurs orientations par rapport à la direction d'incidence. Dans le but de tester la validité de ces calculs, il est nécessaire d'obtenir le maximum de mesures sur la microphysique de ces nuages et sur leur rayonnement. C'est pourquoi, des campagnes aéroportées, de mesures satellitaires ou depuis le sol ont été mises en œuvre depuis une quinzaine d'années. Nous en présentons ici les principaux résultats.

II.2.1 Observations

Les cristaux de glace sont présents dans de nombreux nuages : dans les nuages hauts (cirrus, cirrostratus, cirrocumulus) mais également dans les enclumes de cumulonimbus et dans certains nuages de l'étage moyen, comme les altostratus et les altocumulus. Cependant, dans notre étude, nous nous sommes focalisé sur l'étude des cirrus car ceux-ci sont des nuages de forte occurrence et occupent en permanence presque un quart de la surface terrestre, comme l'ont montré quelques auteurs comme London [London, 1957] ou Barton [Barton, 1983].

Dans les années 1990, un vaste projet satellitaire international sur la climatologie des nuages, l'ISCCP (International Satellite Cloud Climatology Project, [Rossow and Schiffer, 1991], [Liao et al., 1995], Doutriaux et al., 1998) a été mis en place. Ce projet, comprenant également des campagnes aéroportées, a permis de montrer que les nuages recouvraient en moyenne 66% de la surface terrestre et que les nuages de l'étage supérieur participaient à hauteur de 20% environ (tableau II.2.).

Type de nuage	Couverture nuageuse (%)
Nuages de l'étage supérieur	19
Nuages de l'étage moyen	19,4
Nuages de l'étage inférieur	26,2
Nuages à fort développement vertical	2,5

Tableau II.2 : Couverture nuageuse sur la surface du globe d'après le projet ISCCP pour la période de mars 1990 à février 1991.

En parallèle, les campagnes aéroportées FIRE entre 1984 et 2000 ([Cox et al., 1987], [Starr, 1987]) aux États-unis et ICE en 1987 et 1989 ([Raschke et al, 1989], [Krupp, 1991]) en Europe ont permis d'obtenir une classification de la forme et de la taille des cristaux de glace présents dans les cirrus en fonction de leur altitude dans le nuage. La figure II.2 montre les types de particules observées dans les cirrus obtenus par des mesures in situ lors de la campagne FIRE II dans le Kansas (le 25/11/1991, [Miloshevich and Heymsfield, 1997]). Les résultats montrent que les particules présentes dans la base du nuage sont beaucoup plus grosses et de forme plus complexe que les particules situées dans son sommet, mais que la structure de base reste majoritairement l'hexagone (forme adoptée préférentiellement par l'eau lors de sa cristallisation). La dimension maximale rencontrée dans cet échantillon était de 1240 μm .

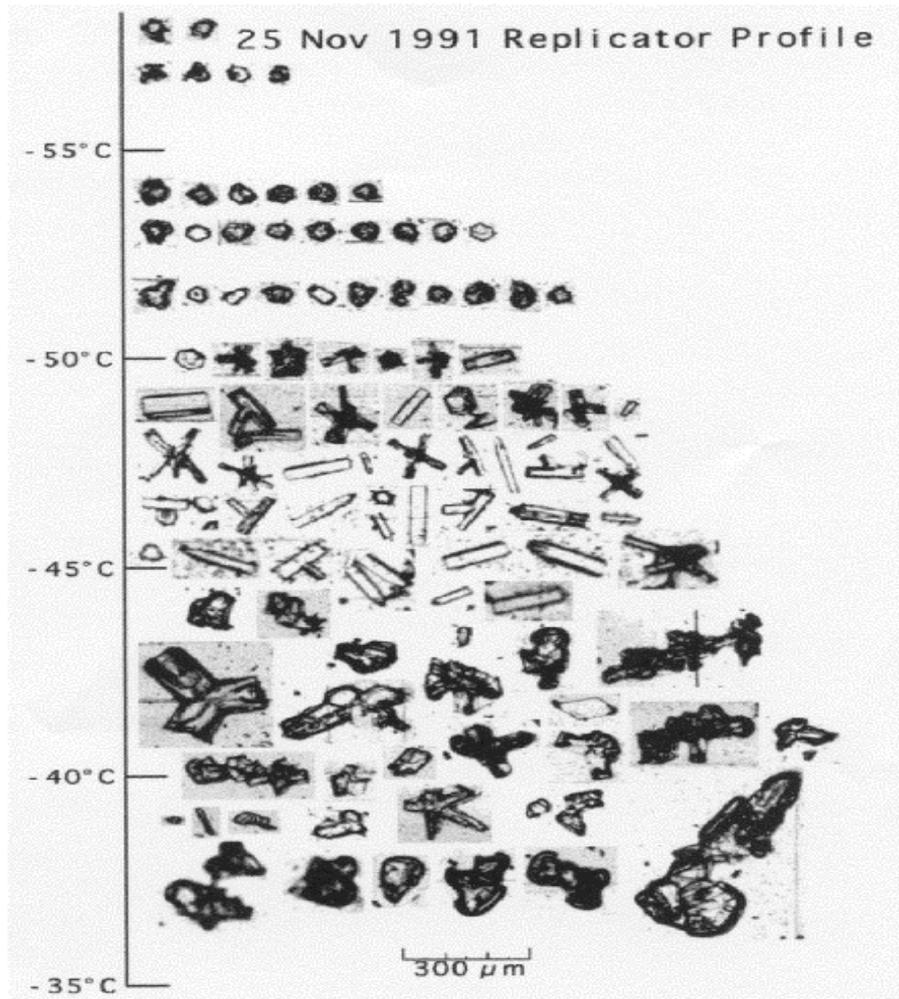


Fig. II. 2 : Echantillons de cristaux de glace observés dans un cirrus pendant la campagne FIRE II. Les températures correspondent à celles de l'altitude du nuage où les échantillons ont été observés.

D'autres campagnes aéroportées ont succédé à ICE, comme EUCREX (1993 et 1994), dont le but était d'étudier le cycle de vie des cirrus et la relation entre leur microphysique et leurs propriétés radiatives, ou INCA (INterhemispheric differences in Cirrus properties from Anthropogenic emissions), dont l'objectif était d'étudier l'effet des émissions anthropiques sur la microphysique des cirrus, ou encore CIRRUS en 1998, dont le but était surtout axé sur les mesures de microphysique. Toutes les observations réalisées au cours de ces différentes expériences ont montré que les principales caractéristiques de leur microphysique sont :

- une grande variation de tailles entre les particules de la base et du sommet avec néanmoins un ordre de grandeur qui reste grand devant les longueurs d'onde du rayonnement visible,
- une grande variation de formes avec entre autres des hexagones homogènes (colonnes, plaquettes), des hexagones inhomogènes (présentant des inclusions de suie ou de bulles d'air) et des agrégats.

II.2.2 Principaux modèles de cristaux de glace

Les observations in situ des particules de glace montrent qu'il serait difficile de calculer les interactions de la lumière pour chaque forme, chaque taille et chaque orientation de particule. D'un point de vue radiatif, il faut donc trouver un modèle « moyen » de cristaux qui restituera les propriétés optiques et radiatives du nuage observé par télédétection. Plusieurs modèles ont vu le jour et ont été validés ou invalidés au fur et à mesure de leur confrontation avec différents types de mesures. Nous pouvons citer entre autres :

- Le modèle PHM (Pristine Hexagonal Monocrystal, citons par exemple [Wendling et al., 1979], [Brogniez, 1992]), qui est un prisme à base hexagonale de glace pure. Il est défini soit par sa longueur L et le rayon R du cercle circonscrit à la base de l'hexagone, soit par son facteur de forme $Q = L/2R$ et le rayon R_v de la sphère équivalente en volume.
- Le polycristal ([Macke et al., 1996]), qui est une composition fractale à base de tétraèdres réguliers et qui est actuellement utilisé dans les algorithmes de traitement des données ISCCP.
- Les agrégats ([Yang and Liou, 1998, (b)]), qui sont un assemblage de cristaux hexagonaux de tailles et d'orientations différentes.
- Le modèle IMP (IMPerfect hexagonal crystal, [Hess et al., 1998]), qui est un cristal hexagonal de glace présentant des irrégularités de surface.

- Le modèle IHM (Inhomogeneous Hexagonal Monocrystal, [C.-Labonnote et al., 2000, 2001]), qui est un cristal hexagonal contenant des inclusions d'impuretés sphériques. Il est défini, comme le PHM, par $L/2R$ et R_V et par un paramètre l qui caractérise la distance que parcourt un photon avant de rencontrer une inclusion.
- Le modèle DSIHC (Distribution of Spherical and Inhomogeneous Hexagonal Crystals, [C.-Labonnote et al, 2001]), qui est une distribution granulométrique de sphères et de cristaux IHM. Il est défini par une granulométrie bimodale dont le premier mode, basé sur une loi de Junge, décrit les petites particules (sphères de dimension maximale $D \leq 20 \mu\text{m}$, [Hess et al., 1998]) et le second, basé sur une distribution gamma, décrit les plus grosses (IHM, $D > 20 \mu\text{m}$, [Wyser, 1998]). La présence des petites particules dans ce modèle trouve son origine dans les relevés in situ qui montrent que les particules de faible dimension représentent une composante importante du spectre dimensionnel des cristaux de glace. La raison pour laquelle les petits cristaux sont définis par des sphères et non par des petits cristaux IHM de facteur de forme égal à l'unité est la limitation du domaine de validité des calculs mis en œuvre dans la construction du modèle IHM. Le spectre dimensionnel total est défini de la manière suivante :

$$n(D) = \left. \begin{cases} 3,10^7 D^{-3,545} & D \leq 20 \mu\text{m} \\ 4,98 D^2 \exp(-0,05D) & D > 20 \mu\text{m} \end{cases} \right\} \quad (\text{II.1})$$

Le facteur de forme des particules non sphériques est choisi de manière aléatoire entre 1, 2, 3,5 et 5. La figure II.3 représente le spectre bimodal défini ci-dessus sur une échelle de taille allant de $1,5 \mu\text{m}$ à $400 \mu\text{m}$. Le modèle est confronté aux mesures d'une sonde microphysique de type PMS 2D-C pendant la campagne CIRRUS 98 (voir chapitre V pour la description de la sonde).

Dans le domaine visible, les modèles IMP, IHM et DSIHC ont montré de très bons résultats lors de comparaisons à la fois avec des mesures in situ et avec des mesures en multi angularité et en polarisation (suivant les valeurs de leur facteur de forme) de l'imager satellitaire POLDER / ADEOS 1 ([C.-Labonnote, 2001]). Par contre, dans le domaine de

l'infrarouge thermique, les études sont plus récentes, principalement calculatoires et utilisent majoritairement les modèles d'hexagones simples et d'agrégats ([Fu, 1996], [Yang et al., 2001], [Baran, 2003]). L'objet de notre travail est de tester ces modèles avec des mesures radiométriques aéroportées effectuées pendant la campagne FRENCH/DIRAC que nous décrivons dans la suite de ce manuscrit.

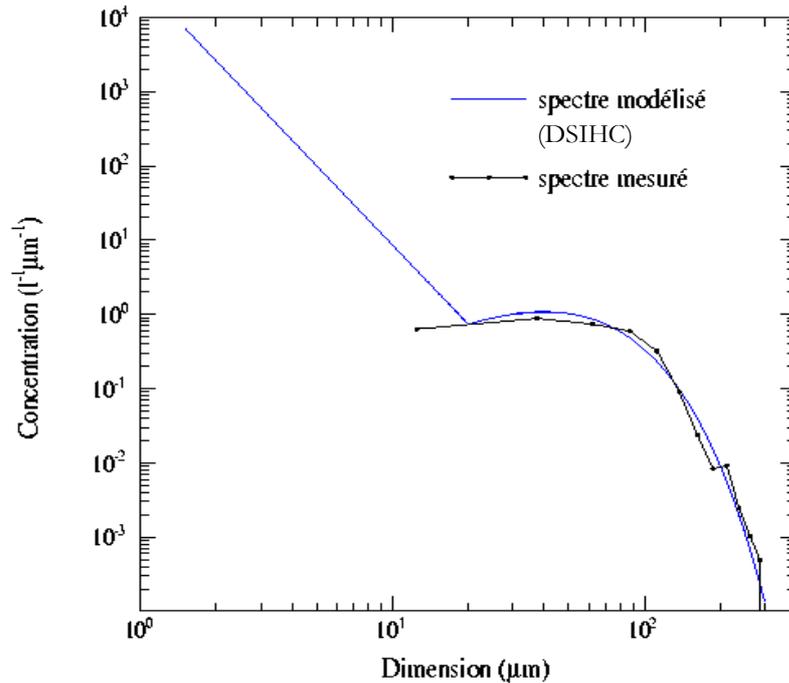


Fig. II. 3 : Spectre dimensionnel total du modèle DSIHC.

II.3 Conclusion

Au niveau modélisation des échanges d'énergie radiative dans l'atmosphère, il apparaît que la microphysique des nuages de type cirrus est trop complexe et variable pour pouvoir être intégrée rigoureusement dans les calculs. Il faut alors trouver des modèles microphysiques qui représentent les propriétés radiatives des cirrus en s'appuyant sur des formes simples de particules, en les mélangeant plus ou moins. Dans le domaine visible, les études donnent de bons résultats et il faut maintenant s'intéresser au développement de modèles valides dans le domaine de l'infrarouge thermique.

III Propriétés optiques des particules atmosphériques : définition des paramètres optiques et modélisation appliquée aux particules non sphériques

Lors de l'interaction de la lumière avec un petit volume élémentaire d'une couche atmosphérique, une partie de l'énergie est absorbée et l'autre est redirigée généralement de manière non isotrope dans toutes les directions de l'espace par le phénomène de diffusion, comme nous l'avons introduit dans le chapitre I. Nous étudierons ici le cas où les particules ont une forme quelconque et sont de dimension assez grande devant la longueur d'onde. Nous rappelons que nous nous plaçons dans le cas des diffusions élastiques.

III.1 Définition des paramètres optiques

La couche d'atmosphère considérée dans ce chapitre est d'épaisseur très petite de façon à n'observer que la diffusion dite primaire (une seule diffusion des photons par interaction, contrairement à la diffusion multiple où les photons subissent plusieurs réflexions). Les effets du milieu sur l'onde incidente sont quantifiés au moyen de paramètres, appelés propriétés

optiques du milieu, propres à chaque type de particules de taille, de forme et d'indice de réfraction donné et nous les introduisons dans la suite de ce chapitre.

III.1.1 Facteurs d'efficacité d'absorption, de diffusion et d'extinction

L'absorption du rayonnement électromagnétique par une particule atmosphérique individuelle est quantifiée par son facteur d'efficacité d'absorption Q_{abs} (sans dimension).

Soit A la surface projetée de la particule sur un plan perpendiculaire à la direction de propagation du rayonnement incident. Le facteur d'efficacité d'absorption exprime la puissance radiative absorbée par la particule P_{abs} normalisée à l'éclairement¹⁴ E_0 arrivant sur A :

$$Q_{abs} = \frac{P_{abs}}{A.E_0} \quad (\text{III.1})$$

La quantité d'énergie absorbée par la particule peut également être représentée par une surface équivalente d'absorption, σ_{abs} (en cm^2), appelée section efficace d'absorption de la particule ou coefficient d'absorption particulaire, telle que :

$$P_{abs} = \sigma_{abs}.E_0 \quad (\text{III.2})$$

Le facteur d'efficacité d'absorption est proportionnel à la section efficace d'absorption selon :

$$Q_{abs} = \frac{P_{abs}}{A.E_0} = \frac{\sigma_{abs}}{A} \quad (\text{III.3})$$

¹⁴ On parle d'éclairement lorsqu'une densité de flux est reçue par un corps et d'émittance lorsqu'elle est émise (mesurée en W/cm^2).

De la même façon, lorsque l'on cherche à quantifier la quantité d'énergie lumineuse diffusée par une particule, nous pouvons définir sa section efficace de diffusion σ_{diff} et son facteur d'efficacité de diffusion Q_{diff} par :

$$P_{diff} = \sigma_{diff} \cdot E_0 \quad (\text{III.4})$$

$$Q_{diff} = \frac{\sigma_{diff}}{A} \quad (\text{III.5})$$

où P_{diff} est la puissance diffusée par la particule.

L'effet de ces deux phénomènes, l'absorption et la diffusion, contribue à l'atténuation du faisceau incident lors de son interaction avec la particule. La quantité d'énergie perdue dans la direction d'incidence constitue l'extinction de l'onde incidente et s'exprime par l'intermédiaire du coefficient d'extinction particulaire σ_{ext} selon :

$$P_{ext} = \sigma_{ext} \cdot E_0 \quad (\text{III.6})$$

où P_{ext} est la puissance d'extinction de la particule :

$$P_{ext} = P_{abs} + P_{diff} \quad (\text{III.7})$$

On déduit de cette dernière relation :

$$\sigma_{ext} = \sigma_{abs} + \sigma_{diff} \quad (\text{III.8})$$

$$Q_{ext} = Q_{abs} + Q_{diff} \quad (\text{III.9})$$

Ces quantités dépendent de la longueur d'onde du rayonnement incident, de la forme et de l'indice de réfraction complexe $n_r + jn_e$ de la particule. Notons que les termes relatifs à l'absorption s'annulent si la partie imaginaire n_e de l'indice est nulle.

III.1.2 Coefficients volumiques, albédo de diffusion simple et épaisseur optique

Si l'on considère l'interaction du rayonnement avec un ensemble de particules réparties selon une distribution de taille $n(D)$ connue, les contributions de toutes les particules s'additionnent et les paramètres que nous avons définis dans le paragraphe précédent peuvent être intégrés sur la distribution pour caractériser les propriétés optiques de l'ensemble des particules.

L'absorption du faisceau incident par l'ensemble des particules est quantifiée par le coefficient d'absorption volumique C_{abs} (en cm^{-1}) qui se calcule à partir du facteur d'efficacité d'absorption de chaque particule individuelle :

$$C_{abs} = \int_{D_{min}}^{D_{max}} Q_{abs}(D) A(D) n(D) dD \quad (\text{III.10})$$

où $n(D)$ est la granulométrie de l'ensemble des particules exprimée en fonction de la dimension maximale D propre à chaque cristal. $A(D)$ est la surface projetée d'un cristal individuel de taille maximale D et D_{min} et D_{max} sont les dimensions minimales et maximales rencontrées dans la population.

De la même façon, on obtient les coefficients de diffusion volumique et d'extinction volumique en remplaçant Q_{abs} respectivement par Q_{diff} et Q_{ext} .

La contribution de la diffusion à l'atténuation totale du faisceau est exprimée par le rapport entre le coefficient de diffusion volumique et le coefficient d'extinction volumique, appelé albédo de diffusion simple ϖ_0 (sans dimension) :

$$\varpi_0 = \frac{C_{diff}}{C_{ext}} \quad (\text{III.11})$$

Ce paramètre exprime la probabilité que le rayonnement incident ne soit pas absorbé lors de l'interaction (valeur comprise entre 0 et 1). Si sa valeur est égale à 1, le rayonnement n'est pas absorbé, si elle est égale à 0, l'extinction est totalement causée par l'absorption.

Pour quantifier l'atténuation totale du rayonnement en sortie de son trajet dans le volume occupé par l'ensemble des particules, nous utilisons un paramètre appelé épaisseur optique, noté δ , qui rend compte à la fois du pouvoir d'extinction du milieu diffusant et de la distance totale $\Delta x = x_2 - x_1$ parcourue par le faisceau à l'intérieur du milieu.

En général, le milieu est composé de particules de propriétés différentes le long du trajet optique et :

$$\delta = \int_{x_1}^{x_2} C_{ext}(x) dx \quad (\text{III.12})$$

Si le milieu est homogène :

$$\delta = C_{ext} \cdot \Delta x \quad (\text{III.13})$$

Le flux d'énergie lumineuse ϕ_2 mesuré après traversée du milieu est donné par la loi de Beer-Lambert :

$$\phi_2 = \phi_1 e^{-\delta} \quad (\text{III.14})$$

où ϕ_1 est le flux d'énergie lumineuse incidente.

III.1.3 Fonction de phase et paramètre d'asymétrie

Lors de l'interaction du rayonnement incident avec le milieu diffusant (de volume dh), l'énergie lumineuse est diffusée dans toutes les directions de l'espace avec plus ou moins d'intensité. Le paramètre qui exprime cette distribution angulaire est appelé fonction de diffusion, noté $f(\Theta)$ (en $\text{cm}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$) et est défini par :

$$C_{diff} = \iint_{4\pi} f(\Theta) d\Omega \quad (\text{III.15})$$

où $d\Omega$ est l'unité d'angle solide et Θ est l'angle zénithal de diffusion, défini comme l'angle entre la direction d'incidence \vec{s}_1 , et la direction de diffusion \vec{s}_2 (figure III.1). Le plan défini par les directions d'incidence et de diffusion s'appelle le plan de diffusion. Nous faisons l'hypothèse que la diffusion simple est symétrique autour de la direction d'incidence, ce qui est généralement observé (cas des particules sphériques ou présentant un plan de symétrie et aléatoirement orientées dans l'espace), ce qui rend la fonction de diffusion indépendante de l'angle azimutal Φ .

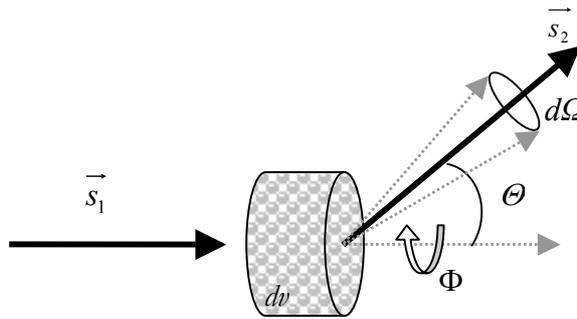


Fig III.1 : Géométrie de la diffusion (croquis dans le plan de diffusion).

La fonction de diffusion est dépendante de la densité de particule du milieu diffusant. Pour s'affranchir de cette dépendance, il est commode de normaliser la fonction de diffusion en introduisant la fonction de phase, notée $p(\Theta)$ (sans unité), définie selon l'équation III.16 :

$$p(\Theta) = 4\pi \frac{f(\Theta)}{C_{diff}} \quad (\text{III.16})$$

La fonction de phase représente la probabilité qu'un rayonnement incident sur une population de particules données soit diffusé suivant l'angle Θ . Elle dépend de la longueur

d'onde d'incidence et des caractéristiques des particules diffusantes mais pas de leur nombre. Cette relation vient de la normalisation suivante ($p(\Theta)$ étant une probabilité) :

$$\iint_{4\pi} p(\Theta) d\Omega = 4\pi \quad (\text{III.17})$$

Rappelons que la diffusion invoquée dans ce chapitre est une diffusion dite simple (ou primaire) où chaque particule du volume reçoit la même énergie lumineuse incidente et où les ondes diffusées n'interfèrent pas. Cette configuration est obtenue si l'on considère typiquement une épaisseur optique $\delta < 0,1$ ([van de Hulst, 1981]).

Une autre grandeur représentative des directions préférentielles de diffusion est le facteur d'asymétrie g du milieu, défini par :

$$g = \frac{\int_{-1}^{+1} \cos(\Theta) p(\cos\Theta) d(\cos\Theta)}{\int_{-1}^{+1} p(\cos\Theta) d(\cos\Theta)} \quad (\text{III.18})$$

Ce paramètre prend des valeurs comprises entre +1 et -1, quantifiant respectivement la prédominance de la diffusion « vers l'avant » (dans la même direction que celle de l'onde incidente, valeurs positives de g) et la prédominance de la rétrodiffusion (diffusion dans la direction opposée, valeurs négatives de g). Lorsque $g = 0$ la diffusion est isotrope autour du milieu diffusant.

III.1.4 Cas des cristaux composant les nuages de glace

III.1.4.1 Dans le domaine visible

Nous avons vu au chapitre II que les cristaux présents dans les nuages de glace adoptent préférentiellement une forme à base hexagonale. Dans le domaine visible, les modèles IHM

et DSIHC semblent représenter correctement à la fois les mesures in situ de la fonction de phase obtenue par le néphélomètre polaire (voir chapitre V pour la description de l'instrument) et les mesures de rayonnement obtenues par l'imageur satellitaire POLDER / ADEOS 1 ([C.-Labonnote, 2001]). La fonction de phase de ces deux modèles est présentée sur la figure III.2 ainsi que celle obtenue par les mesures du néphélomètre polaire dans un cirrus situé à une altitude moyenne de 7000 m, où la température était de -35°C pendant la campagne CIRRUS 98 :

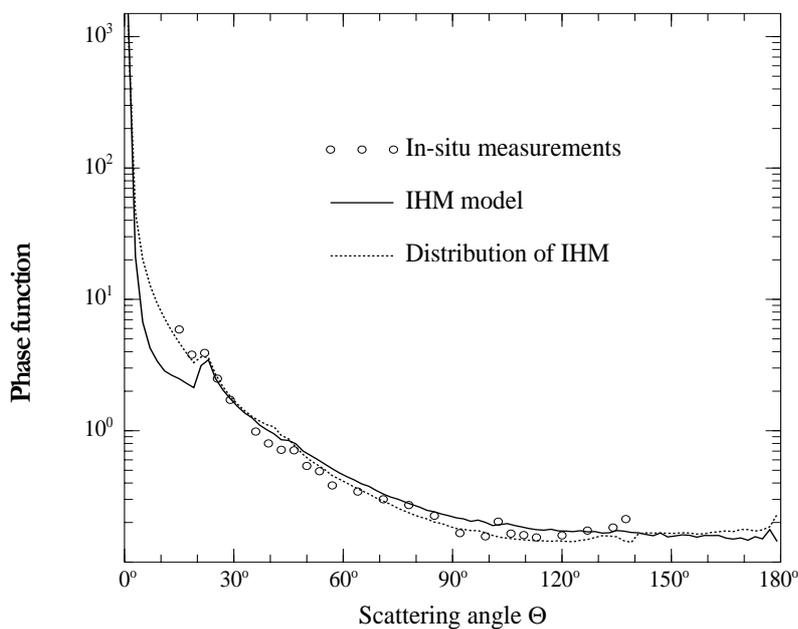


Fig.III.2 : Comparaison des mesures de fonction de phase effectuées dans un cirrus pendant la campagne CIRRUS 98 par le néphélomètre polaire (cercle) et des simulations obtenues par les modèles IHM et DSIHC (traits pleins et pointillés).

Le modèle IHM est défini ici par un facteur de forme $Q = 2,5$ et un rayon de sphère équivalente en volume $R_V = 40 \mu\text{m}$. Les pics d'intensité à 22° et 46° (appelés halos) qui apparaissent dans la fonction de phase mesurée sont caractéristiques de la forme hexagonale des cristaux de glace.

Un exemple de fonction de phase des modèles PHM et agrégats est illustré sur la figure III.3. Les cristaux sont définis par un rayon effectif de $27 \mu\text{m}$ (voir paragraphe III.3.1 pour la

définition de ce paramètre) et un facteur d'asymétrie de 0,80 pour le modèle PHM et de 0,75 pour le modèle d'agrégats.

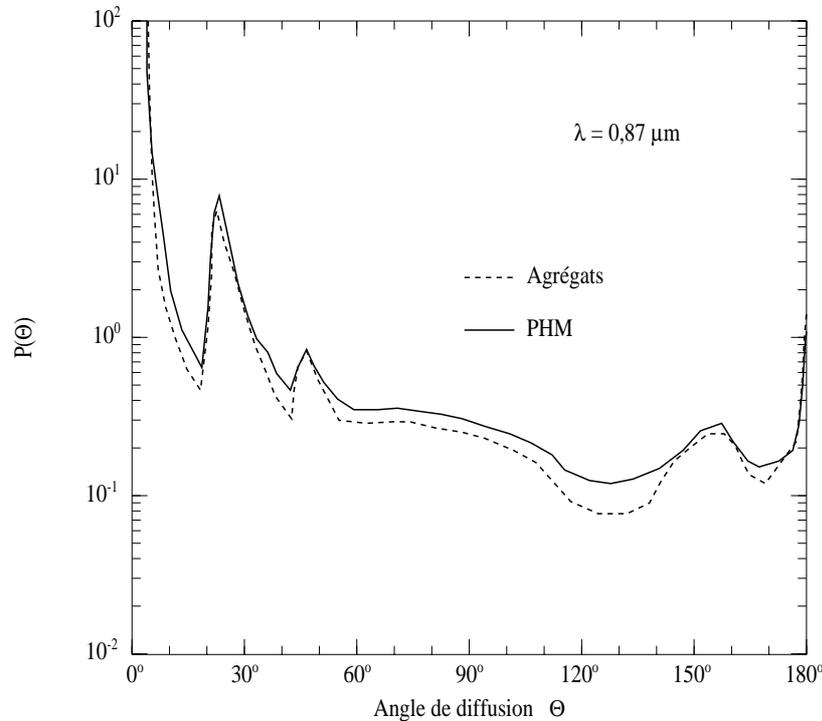


Fig.III.3 : Fonction de phase des modèles PHM et agrégats dans le domaine visible.

Les allures des fonctions de phase données par ces modèles PHM et agrégats ne sont pas du tout comparables aux allures des fonctions de phase généralement mesurées in situ. Ces modèles sont en effet invalidés dans le domaine visible ([Francis et al., 1999 (a)]).

III.1.4.2 Dans le domaine de l'infrarouge thermique

Aux longueurs d'onde de l'infrarouge thermique, la fonction de phase d'un cristal de glace ne présente essentiellement aucune caractéristique remarquable comme celles observées dans le domaine des longueurs d'onde visibles (forte intensité de la diffusion vers l'avant ou phénomènes de halo, [Crépel et al., 1997], [Francis et al., 1999 (a)]). Ceci est expliqué par le fait que l'indice imaginaire de la glace prend des valeurs importantes dans cette région du spectre électromagnétique (voir la figure V.13, chapitre V), ce qui induit une très forte

absorption du rayonnement et donc une diffusion moindre (les effets de diffusion sont de l'ordre de quelques pour-cent). La fonction de phase peut alors être approximée par la fonction définie en 1941 par Henyey-Greenstein ([Yang et al., 2001], [Baran et al., 2001]) :

$$p_{\lambda}^{HG}(\Theta) = \frac{1 - g_{\lambda}^2}{(1 + g_{\lambda}^2 - 2g_{\lambda} \cos \Theta)^{3/2}} \quad (\text{III.19})$$

Nous verrons dans la suite de ce chapitre comment est utilisée cette fonction d'Henyey-Greenstein dans le calcul des propriétés optiques de deux populations de cristaux de glace (voir § III.3).

Pour les calculs de transfert radiatif dans le domaine de l'infrarouge thermique, il n'est pas nécessaire d'obtenir une information détaillée de la fonction de phase et seul le paramètre d'asymétrie, qui décrit la façon dont la fonction de phase diffère de celle caractérisant une diffusion isotrope, est généralement utilisé. Comme toute propriété optique de la population, g est le résultat de la contribution de tous les facteurs d'asymétrie de chaque particule g_D de la granulométrie $n(D)$:

$$g = \frac{\int_{D_{\min}}^{D_{\max}} Q_{diff}(D) g_D A(D) n(D) dD}{\int_{D_{\min}}^{D_{\max}} Q_{diff}(D) A(D) n(D) dD} \quad (\text{III.20})$$

III.2 Calcul de la diffusion de la lumière par des particules non sphériques : revue des méthodes principalement utilisées

Il existe deux familles de méthodes de calcul des propriétés optiques, appelées « méthodes exactes » et « méthodes d'approximation », utilisées en fonction des caractéristiques physiques des particules et du rayonnement auquel elles sont soumises. Nous introduisons brièvement ici les différentes méthodes les plus utilisées de ces deux familles¹⁵.

III.2.1 Méthodes exactes

Les méthodes de calcul dites « exactes » sont basées sur la résolution des équations de Maxwell qui régissent la propagation des ondes lumineuses et leurs interactions avec un milieu diffusant. Cette résolution s'appuie soit sur des calculs analytiques, soit sur des calculs numériques, soit sur une combinaison des deux.

La plupart des techniques numériques calculent dans un premier temps les champs électriques diffusés par une particule unique dans une orientation fixée et calculent ensuite les propriétés de diffusion d'un ensemble de particules aléatoirement orientées.

III.2.1.1 Méthode de la « T-Matrice » ou Matrice de Transition

Cette méthode a été développée par Waterman en 1971 ([Waterman, 1971]) pour le calcul de la diffusion d'ondes lumineuses par des particules non sphériques, non composées, homogènes et présentant une symétrie de révolution (ellipsoïdes de révolution, aussi appelées sphéroïdes, cylindres de révolution et cônes de révolution). Le domaine d'application s'est ensuite enrichi en élargissant le calcul à un ensemble de particules simples ou composées ne

¹⁵ Pour plus d'informations sur les développements mathématiques, se reporter au livre de Michael I. Mishenko, Joop W. Hovenier et Larry D. Travis, [Mishenko et al., 2000], ou, pour les méthodes exactes uniquement, à la publication [Kahnert, 2003].

possédant pas cette symétrie, comme les ellipsoïdes¹⁶, les cubes, ou les prismes hexagonaux ([Peterson and Ström, 1973], [Wriedt and Comberg, 1998], [Kahnert et al., 2001]).

Le calcul est basé sur le développement des champs électromagnétiques incidents et diffusés sur la base des harmoniques sphériques vectorielles (base établie à partir de la résolution de l'équation de Helmholtz en coordonnées sphériques, voir annexe A). Chaque champ est caractérisé par un vecteur contenant les coefficients de son développement. Le calcul consiste à passer du vecteur associé à l'onde diffusée à celui de l'onde incidente par une relation matricielle. La matrice de transition (ou T-Matrice) est spécifique à une particule et contient toute l'information sur les propriétés optiques de celle-ci pour une longueur d'onde donnée : les éléments de la matrice dépendent uniquement du paramètre de taille de la particule, de sa forme, de son indice de réfraction et de son orientation par rapport au système de coordonnées.

Le calcul des propriétés optiques d'un ensemble de particules orientées aléatoirement peut se traiter de deux façons : soit le champ diffusé est obtenu en appliquant un champ incident de direction de propagation variable à la matrice calculée pour une particule donnée (le calcul numérique des propriétés optiques est alors unique), soit la direction d'incidence est gardée constante et c'est la particule qui subit des rotations, associant pour chaque orientation un calcul de la matrice de transition correspondante (il existe alors des méthodes de transformation de la T-Matrice par rotation).

Les deux avantages majeurs de cette méthode résident premièrement dans la façon dont les propriétés optiques d'un ensemble de particules sont calculées (la procédure de calcul peut être unique et ne pas être répétée pour chaque nouvel angle d'incidence) et deuxièmement, les symétries de la particule peuvent être utilisées pour simplifier la structure de la matrice de transition, ce qui économise le temps de calcul.

Actuellement, cette méthode peut s'appliquer pour des prismes hexagonaux aléatoirement orientés de paramètre de taille allant jusque 40 ([Havemann et al., 2003]).

La méthode est également utilisée dans les domaines des ondes acoustiques, électromagnétiques et élastiques pour leur interaction avec des diffuseurs simples ou composés, de surface rugueuse ou non.

¹⁶ Les ellipsoïdes de révolution (ou sphéroïdes) sont un cas particulier des ellipsoïdes : les intersections de la surface ellipsoïdale avec les trois plans principaux de l'ellipsoïde (xOy , yOz et zOx) sont des ellipses dans le cas général, alors qu'une des intersections avec un des plans est un cercle dans le cas d'une symétrie de révolution.

III.2.1.2 Méthode des différences finies dans le domaine temporel ou « Finite Difference Time Domain » method (FDTD)

Cette technique est l'une des plus ancienne, des plus répandue et des plus efficace pour le calcul de l'interaction d'une onde électromagnétique avec un milieu diffusant, plus spécialement si les particules sont de géométrie complexe et de composition inhomogène. La méthode fut introduite par Yee en 1966 ([Yee, 1966]) et s'applique aujourd'hui dans des domaines variés comme la diffusion par les antennes ou l'absorption des ondes électromagnétiques par les tissus humains. Dans le domaine atmosphérique, l'étude des propriétés de diffusion et de polarisation des particules non sphériques a été menée récemment par Yang et Liou [(Yang and Liou,1995), [Yang and Liou, 1996]) et Tang et Aydin ([Tang and Aydin, 1995]).

La méthode de calcul s'appuie sur la discrétisation spatiale et temporelle de la formulation différentielle des équations de Maxwell dépendantes du temps. Le calcul se ramène alors à un système d'équations discrètes dont les inconnues sont les valeurs du ou des champs en des points d'une grille de calcul (voir annexe A). Cette grille, qui est le plus souvent régulière, est la représentation discrète de l'espace où la particule est représentée en assignant à différents points de la grille les constantes électromagnétiques adéquates, comme la permittivité, la perméabilité et la conductivité. La résolution de l'évolution de l'onde dans le milieu est traitée par itération : les valeurs des champs obtenues au temps t_{i-1} et t_i sont utilisées pour calculer les valeurs prises au temps t_{i+1} .

L'avantage principal de cette méthode est qu'elle est applicable quelle que soit la forme de la particule. Par contre, l'inconvénient majeur est que le calcul doit être recommencé dès que l'orientation est changée, ce qui rend la méthode inefficace pour le calcul des propriétés optiques d'un ensemble de particules aléatoirement orientées dans l'espace.

Au niveau taille de particule, le temps de calcul devient lourd lorsque le paramètre de taille devient supérieur à 20 (le nombre d'opérations dans l'algorithme augmente avec la puissance quatre du paramètre de taille).

III.2.1.3 Méthode des éléments finis

La FDTD est basée sur la discrétisation des équations de Maxwell en temps et en espace et sur leur résolution numérique à l'aide des conditions initiales du champ. Par analogie, la méthode des éléments finis est basée sur la discrétisation de l'équation de Helmholtz en espace et par sa résolution numérique à l'aide des conditions de continuité à la surface de la particule.

Comme dans la méthode des différences finies, la particule diffusante est considérée sur un domaine fini discrétisé en plusieurs cellules. La validation des conditions de passage transforme l'équation différentielle initiale en un système d'équations dont la résolution se fait à chaque nœud liant les cellules. La première utilisation de cette technique date de 1979 ([Morgan and Mei, 1979]) et des améliorations ont été apportées jusqu'à récemment, notamment sur les conditions de limite du domaine de propagation ([Volakis et al., 1998], [Sheng et al., 1998]).

Cette méthode peut être utilisée quelque soit la forme de la particule diffusante, mais le temps de calcul devient trop important dès que le paramètre de taille est supérieur à 10. Comme pour la FDTD, l'inconvénient majeur est que le calcul doit être recommencé pour des orientations différentes de la particule.

III.2.1.4 Autres méthodes exactes

Il existe d'autres méthodes basées sur la formulation intégrale de la diffusion d'une onde électromagnétique plane, comme la méthode des moments ou la méthode de l'équation intégrale de Fredholm. La littérature expose également des méthodes spécifiques aux particules sphéroïdales, comme la méthode de séparation des variables, ou la méthode de superposition pour les agrégats de sphères ou de particules sphéroïdales. Le lecteur trouvera les références appropriées dans le livre de M.I. Mishenko ([Mishenko et al., 2000]).

III.2.2 Méthodes d'approximation

III.2.2.1 Méthode de la « Discrete Dipole Approximation »

Cette méthode a été introduite en 1973 par Purcell et Pennypacker ([Purcell and Pennypacker, 1973]) et appliquée dans des domaines très variés tels que l'étude des poussières interstellaires, des suies dans les flammes de combustion, des caractéristiques des surfaces de semi-conducteur et des cellules humaines du sang.

Le calcul consiste à partitionner la particule diffusante en un nombre N d'éléments élémentaires polarisables, appelés dipôles. La réponse d'un dipôle au champ électromagnétique local est supposée connue, ce champ étant la superposition du champ diffusé par tous les autres dipôles et du champ exciteur initial. La réponse des N dipôles aux champs excitants amène ainsi à résoudre un système d'équations linéaires et la solution numérique de ce système est alors utilisée pour calculer le champ total diffusé par la particule. L'avantage de cette méthode est son adaptation à toute forme de particule, qu'elle soit inhomogène ou anisotrope. Ses principaux inconvénients sont la nécessité de répéter le calcul pour chaque nouvelle orientation de l'onde incidente et sa précision numérique limitée (convergence lente du résultat avec l'augmentation du nombre N de dipôles). Cette méthode s'applique en général aux particules de paramètre de taille inférieur à 15.

III.2.2.2 Approximation de l'optique géométrique ou « ray-tracing approximation » (approximation du lancer de rayons)

C'est une méthode de calcul utilisée lorsque la taille de la particule diffusante est beaucoup plus grande que la longueur d'onde du rayonnement incident.

Le raisonnement consiste à appliquer la dualité onde-corpuscule à l'onde incidente. Au niveau classique du concept, le faisceau incident est considéré comme une collection de rayons parallèles indépendants qui, lors de l'interaction avec la particule, parcourent un trajet selon les lois classiques de réflexion et de réfraction de Snell-Descartes ainsi que les lois de polarisation de Fresnel. Suivant le concept ondulatoire, les photons incidents se comportent également comme une onde rencontrant un obstacle et sont soumis aux lois de la diffraction

de Fraunhofer. Les propriétés optiques s'obtiennent en sommant la contribution de tous les rayons diffusés à l'énergie diffractée.

Initialement développée par Liou et Ansen en 1971 pour des particules sphériques [(Liou and Hansen, 1971)], Wendling ([Wendling et al., 1979]) et Cai et Liou ([Cai and Liou, 1982]) l'ont complétée avec un calcul de Monte Carlo et appliquée à des particules hexagonales aléatoirement ou horizontalement orientées dans l'espace.

L'avantage principal de cette méthode est qu'elle est applicable quelle que soit la géométrie de la particule, mais son domaine de validité ne permet de considérer que les particules de paramètre de taille supérieur à 40 (application numérique : note de bas de page¹⁷).

Récemment, Yang et Liou [Yang and Liou, 1998, (a)] ont intégré le phénomène d'interférence à la sortie du cristal, complétant la méthode sous le nom de IGO pour « Improved Geometric Optics ». Le domaine d'application de cette méthode a ainsi été étendu aux particules de paramètre de taille supérieur à 20.

III.2.2.3 Méthode du "Complex Angular Momentum" (CAM)

Cette méthode a été utilisée par Nussenzveig en 1979 ([Nussenzveig, 1979]) et Nussenzveig et Wiscombe en 1980 ([Nussenzveig and Wiscombe, 1980]) dans le but d'obtenir une approximation de la théorie de Mie sur l'étude de la diffusion d'une particule sphérique. La fin des années 1980 et les années 1990 ont permis de compléter cette étude par l'extension de la méthode aux particules cylindriques ou de formes similaires. Récemment, Baran et Havemann l'ont utilisée pour des prismes hexagonaux ([Baran and Havemann, 1999]).

Le principe sur lequel se basent les calculs, est de compléter le terme d'efficacité d'absorption issu de l'optique géométrique avec des termes qui tiennent compte des "effets de bords". Ces derniers sont causés lorsque l'onde incidente arrive juste au dessus de la surface de la particule et se traduisent par l'apparition d'une "onde de surface" se propageant juste sous la surface de la particule (effet tunnel). Cette onde est ensuite réfléchi et réfractée après avoir

¹⁷ Pour un rayonnement infrarouge de $10\mu\text{m}$, $x = 2\pi r/\lambda > 40$ correspond à un rayon de la sphère équivalente en surface de $r > 65\mu\text{m}$ pour pouvoir appliquer la méthode de l'optique géométrique. Dans le visible la méthode peut s'appliquer pour des tailles beaucoup plus petites. Par exemple, si $\lambda=0,6\mu\text{m}$, le calcul est possible pour des particules de rayon équivalent $r > 4\mu\text{m}$.

parcouru un certain trajet, donnant lieu, lorsque la sphère est de grande dimension, à des interférences et à un effet de résonance.

La méthode a été testée dans le domaine de l'infrarouge (étude de Baran et Havemann) et montre un très bon accord avec les résultats issus de la méthode FDTD sur des cristaux hexagonaux.

III.3 Application aux cristaux utilisés pour l'étude en Infrarouge Thermique

Nous avons cherché à calculer les propriétés optiques de cristaux de glace dans les trois longueurs d'onde de l'infrarouge thermique de l'instrument CLIMAT (voir chapitre V pour la description de l'instrument), de façon à pouvoir valider les calculs dans ce domaine spectral. Lors de ce travail, nous avons utilisé deux populations de cristaux de glace représentatives des particules nuageuses rencontrées dans les cirrus : l'une composée de cristaux hexagonaux purs et l'autre composée d'agrégats, toutes deux ne présentant pas d'orientation particulière des particules dans l'espace. Les propriétés de diffusion de ces populations ont été obtenues grâce à une collaboration avec A. Baran du Meteorological Office de Grande Bretagne qui s'est appuyé sur des approches de calcul différentes que nous résumons dans la suite de ce paragraphe.

III.3.1 Paramétrisation des propriétés optiques

Les propriétés optiques auxquelles nous nous intéressons en priorité dans le domaine de l'infrarouge thermique sont :

- les coefficients d'extinction et de diffusion volumique C_{ext} et C_{diff}
- l'albédo de diffusion simple ϖ_0
- le facteur d'asymétrie g

Le calcul de ces propriétés optiques requiert un code informatique basé sur une des techniques de résolution mentionnées dans le paragraphe précédent. Si l'on souhaite modéliser l'interaction du faisceau lumineux incident avec un nuage « évolutif » où les

paramètres microphysiques ou optiques varient, le temps de calcul serait trop important et il est nécessaire de simplifier la procédure de calcul. Pour ce faire, il est commode d'exprimer les propriétés optiques des cristaux de glace en fonction de deux paramètres : le contenu en glace de la population (par unité de volume d'air, en $\text{g}\cdot\text{m}^{-3}$), noté IWC , et un paramètre qui caractérise les propriétés optiques de la distribution en taille des particules, noté D_{eff} (en μm), appelé diamètre effectif.

Pour une distribution de taille donnée, IWC et D_{eff} sont définis par :

$$IWC = \rho_{ice} \int_{D_{min}}^{D_{max}} V(D)n(D)dD \quad (\text{III.21})$$

$$D_{eff} = \frac{3 \int_{D_{min}}^{D_{max}} V(D)n(D)dD}{2 \int_{D_{min}}^{D_{max}} A(D)n(D)dD} \quad (\text{III.22})$$

où ρ_{ice} est la densité de la glace ($0,92 \text{ g}/\text{cm}^3$) et $V(D)$ et $A(D)$ sont respectivement le volume d'une particule de dimension maximale D et son aire projetée.

La définition de D_{eff} peut être différente suivant les auteurs, comme le montrent Wyser et Yang ([Wyser and Yang, 1998]). En effet, certains auteurs comme Ebert et Curry ([Ebert and Curry, 1992]) attribuent à chaque cristal hexagonal une sphère (de rayon r) de surface équivalente et calculent le rayon effectif de la granulométrie suivant la relation III.23 ci-dessous spécifique aux particules sphériques :

$$r_{eff} = \frac{\int_0^{\infty} r^3 \pi n(r) dr}{\int_0^{\infty} r^2 \pi n(r) dr} \quad (\text{III.23})$$

Cependant, cette définition est inadaptée dans le domaine infrarouge car l'absorption du rayonnement dépend également du volume de la particule, ce qui conduirait plutôt à opter pour une sphère de volume équivalent. Néanmoins, Wyser et Yang ([Wyser and Yang, 1998])

ont montré que le volume et la surface doivent être conjointement pris en compte et c'est pour cette raison que nous utilisons ici la définition du rayon effectif donnée par [Foot, 1988], [Francis et al., 1994], [Yang et al., 2001 ; 2003] et [Mitchell, 2002].

La relation III.22 ci-dessus montre que D_{eff} est lié au rapport du volume total sur l'aire totale projetée du milieu diffusant, rapport proportionnel à la distance que parcourt un photon à l'intérieur du volume diffusant sans qu'il n'ait subi de réflexion ou de réfraction.

A partir des deux relations III.21 et III.22, nous pouvons remarquer la relation entre le diamètre effectif et le contenu en glace :

$$D_{eff} = \frac{3 IWC}{2 \rho_{ice} A_{tot}} \quad (III.24)$$

où A_{tot} est l'aire projetée totale de la distribution de taille.

III.3.2 Introduction de la fonction de phase « analytique »

Dans cette étude, il sera parfois utile pour des raisons de calcul de faire appel à la fonction de phase d'Henry-Greenstein « modifiée », telle que pour une valeur de g calculée :

- si $g < 0,7$ alors

$$p(\Theta) = \begin{cases} \frac{1-g^2}{(1+g^2-2g\cos\Theta)^{3/2}} \alpha \cos\Theta & \Rightarrow \text{si } \Theta \leq 54,8^\circ \\ \frac{1-g^2}{(1+g^2-1,5\cos\Theta\sin\Theta)^{3/2}} & \Rightarrow \text{si } \Theta > 54,8^\circ \end{cases} \quad (III.25)$$

- si $g \geq 0,7$ alors

$$p(\Theta) = \begin{cases} \frac{1-g^2}{(1+g^2-2g\cos\Theta)^{3/2}} \alpha \cos^{128}\Theta & \Rightarrow \text{si } \Theta \leq 3^0 \\ \frac{1-g^2}{(1+g^2-2g\cos(1,3\Theta))^{1/2}} \cos\Theta & \Rightarrow \text{si } 3^0 < \Theta \leq 30^0 \\ \frac{1-g^2}{(1+g^2-2g\cos(\Delta\Theta))^\sigma} \cos\Theta & \Rightarrow \text{si } 30^0 < \Theta \leq 54,8^0 \\ \frac{1-g^2}{(1+g^2-1,5g\cos\Theta\sin\Theta)^{3/2}} & \Rightarrow \text{si } 54,8^0 < \Theta \leq 95^0 \\ p(\Theta=95^0) & \Rightarrow \text{si } \Theta > 95^0 \end{cases} \quad (\text{III.26})$$

où Δ est donné par : $\Delta = \left(\frac{1-g}{4,6} \right) + g$ et où α et σ prennent des valeurs différentes suivant les valeurs de g .

Les relations ci-dessous donnent les valeurs de α :

$$\alpha = \begin{cases} \frac{\beta}{\sqrt{1-g}} & \Rightarrow \text{si } g < 0,3 \\ \frac{1}{\sqrt{\beta g}} & \Rightarrow \text{si } 0,3 \leq g < 0,7 \\ \frac{Norm}{\sqrt{g}} & \Rightarrow \text{si } g \geq 0,7 \end{cases} \quad (\text{III.27})$$

où $Norm$ est un polynôme qui assure la normalisation de $p(\Theta)$, défini par : $Norm = A - Bg + Cg^2$.

Les valeurs des coefficients A , B , C , β et σ pour différentes valeurs de g sont données dans le tableau III.1.

g	β	A	B	C	σ
$g < 0,3$	1,25	-	-	-	-
$0,3 \leq g < 0,45$	1,50	-	-	-	-
$0,45 \leq g < 0,6$	1,23	-	-	-	-
$0,6 \leq g < 0,7$	1,095	-	-	-	-
$0,7 \leq g < 0,8$	-	$0,1481 \cdot 10^3$	$0,2025 \cdot 10^3$	$0,4949 \cdot 10^2$	0,68
$0,8 \leq g < 0,9$	-	$0,2771 \cdot 10^3$	$0,5102 \cdot 10^3$	$0,2329 \cdot 10^3$	0,68
$g \geq 0,9$	-	$0,4219 \cdot 10^3$	$0,8271 \cdot 10^3$	$0,4063 \cdot 10^3$	0,71

Tableau III.1 : Valeurs des coefficients A , B , C , β et σ pour différentes valeurs du facteur d'asymétrie g .

Ces modifications de la fonction de Henyey-Greenstein sont basées sur des observations faites en laboratoire et lors de campagnes expérimentales (pour plus de détails, se reporter à l'étude de A. Baran [Baran et al., 2001]).

La fonction de phase présentée ici est appelée « fonction de phase analytique » et est applicable aux longueurs d'onde absorbantes comme non absorbantes. Elle a été testée et validée sur des mesures radiométriques aéroportées de l'instrument SAFIRE ([Francis et al., 1999 (b)]) et satellitaires de l'imageur POLDER pour des angles de diffusion de 10^0 à 177^0 ([Baran et al., 2001]).

III.3.3 Population de particules hexagonales

Les propriétés optiques en infrarouge thermique des particules hexagonales ainsi que leur fonction de phase sont calculées selon une combinaison de deux méthodes (T-Matrice et CAM) appliquée suivant la taille maximale D des particules :

- si $D \leq 45\mu\text{m}$: la T-Matrice est appliquée à un cristal de glace hexagonal,

- si $45\mu\text{m} < D \leq 175\mu\text{m}$: la T-Matrice est appliquée à un cristal cylindrique de surface équivalente à une particule hexagonale,
- si $D > 175\mu\text{m}$: la CAM est utilisée et la fonction de phase est obtenue selon la formulation analytique introduite ci-dessus.

Le calcul des propriétés optiques de l'ensemble des particules est intégré sur une population représentative $n(D)$ que A. Baran a sélectionnée selon des relevés d'observations décrits dans l'étude de Fu ([Fu, 1996], [Fu et al., 1998]). Chaque population est caractérisée par son diamètre effectif.

La figure III.4 ci-après est un exemple de fonction de phase de particules « hexagonales » de granulométrie de $R_{eff} = 9,2\mu\text{m}$ et soumises à un rayonnement de $8,75\mu\text{m}$.

Contrairement à la fonction de phase du modèle PHM dans le domaine visible (figure III.3), on s'aperçoit que la fonction de phase du modèle « hexagonal » en infrarouge thermique est beaucoup plus « lisse » (les phénomènes de halo ont disparu).

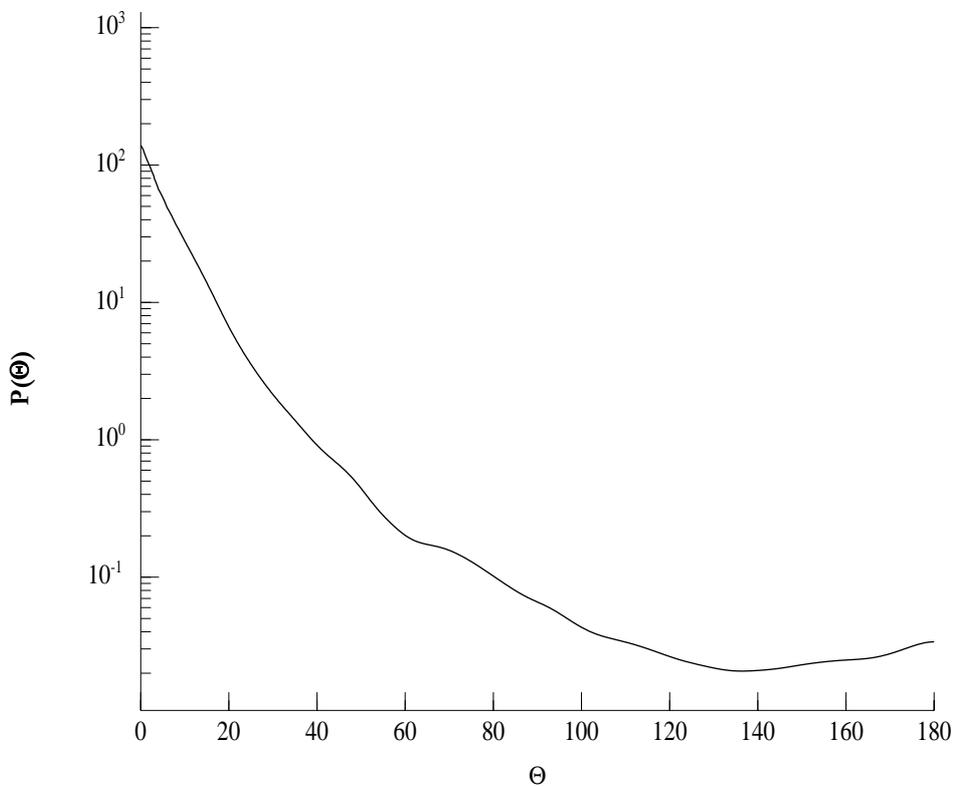


Fig. III.4 : Fonction de phase des particules prismatiques pures de glace à base hexagonale soumises à un rayonnement de $\lambda=8,75\mu\text{m}$.

III.3.4 Population d'agrégats

Les agrégats de glace sont définis géométriquement par l'assemblage de plusieurs cristaux de forme hexagonale, de taille différente et repérés dans l'espace par les coordonnées de leur centre et la direction dans l'espace de leurs axes principaux ([Yang and Liou, 1998, (b)]).

Sur le plan optique, les propriétés de diffusion en infrarouge thermique de cette population d'agrégats sont simulées de façon précise (à 4 %) par l'utilisation d'une population représentative de colonnes cylindriques de tailles D différentes, orientées aléatoirement dans l'espace et de paramètre D_{eff} équivalent à celui des agrégats qu'elles représentent ([Baran, 2003]). Cette population est appelée « agrégats simulés » et la distribution de taille utilisée est, comme pour les particules « hexagonales », définie par les granulométries observées dans l'étude de Fu ([Fu, 1996]).

Comme précédemment, le calcul de C_{ext} , ω_0 , et g est basé sur une combinaison de la T-Matrice et de la CAM et leur domaine d'utilisation est tel que :

- pour des dimensions maximales de particules D entre 3 et 225 μm , la T-Matrice est appliquée,
- pour les dimensions jusque 3500 μm , la CAM est utilisée.

La fonction de phase est par contre ici uniquement issue de la formulation analytique. La figure III.5 montre un exemple de fonction de phase pour une granulométrie de $R_{eff} = 5,5 \mu\text{m}$ et une longueur d'onde de 8,75 μm .

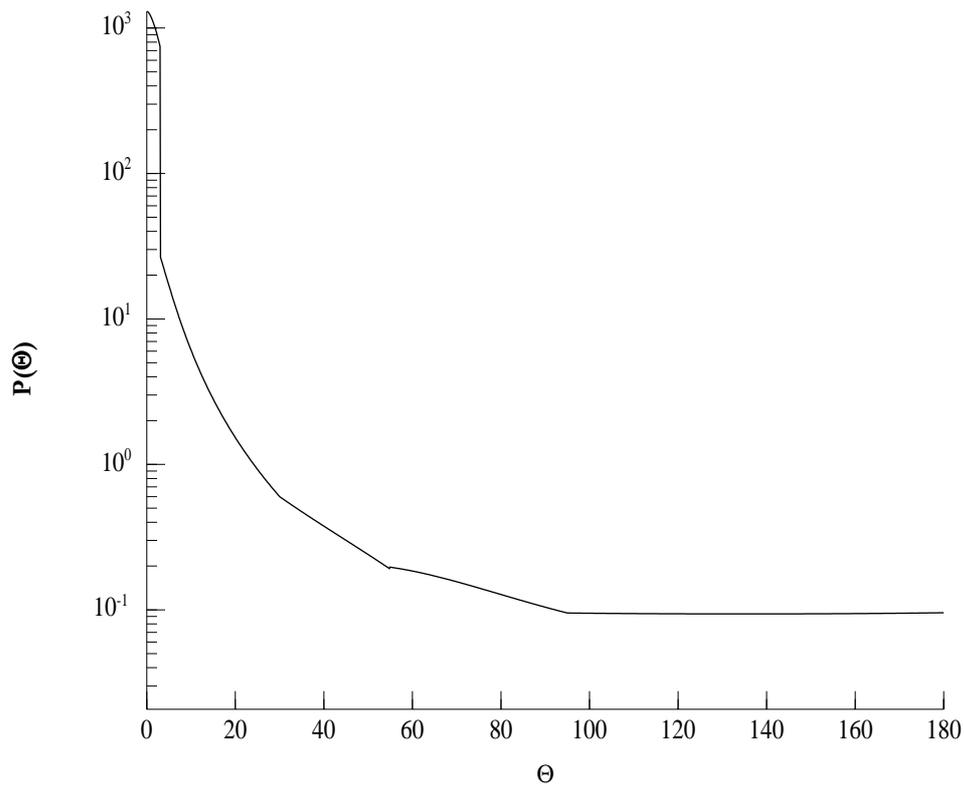


Fig. III.5 : Fonction de phase d'agrégats de glace soumis à un rayonnement de $\lambda=8,75\mu m$.

Ici aussi, nous pouvons remarquer la différence entre la fonction de phase du modèle d'agrégats dans le domaine visible (figure III.3) et dans l'infrarouge : les pics d'intensité ont complètement disparu dans le domaine des grandes longueurs d'onde. La fonction de phase est encore une fois plus « lisse ».

IV Modélisation des propriétés radiatives d'une atmosphère nuageuse

L'atmosphère que nous considérons est une atmosphère multicouches où nous appliquons l'hypothèse plan-parallèle, c'est-à-dire où chaque couche est constituée du même mélange de particules dans la même concentration (couche homogène) et possède une extension horizontale infinie.

La modélisation du rayonnement électromagnétique émis ou réfléchi par l'atmosphère et la surface terrestre passe par deux étapes de calcul. Premièrement, avant de considérer l'atmosphère dans son ensemble, il est nécessaire de savoir calculer correctement les propriétés de diffusion et d'absorption d'un type de particules atmosphériques donné. Nous avons vu au chapitre III que différentes méthodes de calcul existent, permettant de simuler la diffusion simple de particules présentant des formes et des tailles variées. L'étape suivante consiste alors à intégrer ces propriétés de diffusion dans des couches atmosphériques réelles de température et d'humidité données, où molécules, aérosols et particules nuageuses sont présentes, de façon à prendre en compte leurs interactions et permettre le calcul des effets de diffusion multiple, d'absorption et d'émission. L'atmosphère est alors reconstituée en superposant chaque couche et en calculant ses effets radiatifs sur les couches voisines. Les effets dus à la réflectance de la surface au sol sont également pris en compte.

Les codes de transfert radiatif permettent de calculer non seulement les flux d'énergie lumineuse émergents à un niveau quelconque de l'atmosphère mais également les luminances dans des directions d'observations choisies. Ils sont basés sur des développements préliminaires permettant de calculer numériquement l'équation de transfert, à savoir : pour chaque altitude et chaque géométrie de diffusion, la fonction de phase $p(\Theta)$ des particules présentes est représentée par un développement fini en polynômes de Legendre sur $2N$ moments et la luminance, qui est périodique sur l'angle azimutal, est représentée par son développement sur $2N$ moments en série de Fourier. Pour une fréquence ν donnée, à une épaisseur optique δ_ν correspondant à une altitude donnée et pour une direction d'observation définie par φ (l'angle azimutal) et μ (le cosinus de l'angle zénithal θ), l'équation de transfert d'un rayonnement monochromatique à travers une atmosphère non isotherme, composée de plusieurs couches planes et parallèles, s'écrit :

$$\mu \frac{dL_\nu(\delta_\nu, \mu, \varphi)}{d\delta_\nu} = L_\nu(\delta_\nu, \mu, \varphi) - S_\nu(\delta_\nu, \mu, \varphi) \quad (\text{IV.1})$$

où $L_\nu(\delta_\nu, \mu, \varphi)$ est la luminance dans la direction d'observation (μ, φ) et $S_\nu(\delta_\nu, \mu, \varphi)$ est la fonction source. Elle s'écrit :

$$S_\nu(\delta_\nu, \mu, \varphi) = \frac{\varpi_o(\delta_\nu)}{4\pi} \int_0^1 \int_{-1}^1 p_\nu(\delta_\nu, \mu, \varphi, \mu', \varphi') L_\nu(\delta_\nu, \mu, \varphi, \mu', \varphi') d\mu' d\varphi' + (1 - \varpi_o) B_\nu(\delta_\nu) \quad (\text{IV.2})$$

où ϖ_o est l'albédo de diffusion simple, qui ne dépend que de δ_ν dans l'hypothèse plan-parallèle, $p_\nu(\delta_\nu, \mu, \varphi, \mu', \varphi')$ est la fonction de phase. Les angles μ et φ définissent la direction d'observation et μ' et φ' la direction d'incidence (ils définissent ensemble l'angle de diffusion zénithal Θ et azimutal Φ). $B_\nu(\delta_\nu)$ est la fonction de Planck à la fréquence ν et à la température de la couche située à l'altitude définie par δ_ν . Le premier terme du membre de droite représente la contribution du rayonnement diffusé au niveau considéré et le second celle de l'émission thermique et du rayonnement directement transmis.

Les développements de la luminance en série de Fourier et de la fonction de phase en polynômes de Legendre s'écrivent à partir des équations IV.3 et IV.4 (l'indice ν est omis par simplification) :

$$L(\delta, \mu, \varphi) = \sum_{m=0}^{2N-1} L^m(\delta, \mu) \cos(m\varphi) \quad (\text{IV.3})$$

$$p(\delta, \Theta) = \sum_{l=0}^{2N-1} \beta_l(\delta) P_l(\cos\Theta) \quad (\text{IV.4})$$

$$\text{où } \beta_l(\delta) = \frac{(2l+1)}{2} \int_{-1}^{+1} p(\cos\Theta) P_l(\cos\Theta) d(\cos\Theta) = (2l+1) g_l(\delta) \quad (\text{IV.5})$$

$P_l(\cos\Theta)$ sont les polynômes de Legendre, avec $l = m, \dots, 2N-1$ et $g_l(\delta)$ sont les moments de la fonction de phase.

En utilisant le théorème d'addition des fonctions de Legendre, on obtient :

$$p(\delta, \mu, \varphi, \mu', \varphi') = \sum_{m=0}^{2N-1} (2 - \delta_{0m}) \left(\sum_{l=m}^{2N-1} \beta_l(\delta) P_l^m(\mu) P_l^m(\mu') \right) \cos m(\varphi - \varphi') \quad (\text{IV.6})$$

où $P_l^m(\mu)$ sont les fonctions de Legendre associées ($l = m, \dots, 2N-1$) et $\delta_{0m} = 1$ si $m = 0$, 0 sinon.

Pour chaque ordre m de la luminance, l'équation de transfert se décompose alors en un système de $2N$ équations intégro-différentielles et les codes se différencient par la méthode de résolution de ce système d'équations (le lecteur pourra trouver une revue des différents codes de transfert dans [Lenoble, 1985]).

Dans ce chapitre, nous allons décrire brièvement les code « Adding-Doubling » et « FastOD », que nous avons utilisé pour restituer respectivement les mesures radiométriques visible / moyen infrarouge et infrarouge thermique, ce que nous détaillerons dans le chapitre V.

IV.1 Code « Adding-Doubling »

IV.1.1 Principe

Le code Adding-Doubling ([De Haan et al., 1986]) permet de calculer pour une longueur d'onde donnée et selon plusieurs directions d'observation l'intensité et l'état de polarisation du rayonnement diffusé par l'atmosphère et le sol à un niveau quelconque de l'atmosphère. La version du code que nous possédons au laboratoire fonctionne dans les domaines visible et moyen infrarouge du rayonnement solaire.

Chaque couche atmosphérique est définie par son épaisseur optique, son albédo de diffusion simple ω_0 , la fonction de phase $p(\Theta)$ des particules qui la composent, ainsi que les autres éléments de la matrice de diffusion, matrice que nous introduirons brièvement dans la suite de ce paragraphe.

Le principe du code de calcul consiste à diviser chaque couche en sous couche jusqu'à obtenir des tranches d'épaisseur optique δ' suffisamment faible pour pouvoir appliquer l'approximation de diffusion primaire. Pour chaque tranche et pour chaque couple d'angles d'incidence et de visée, il est alors possible de calculer les propriétés directionnelles de réflexion et de transmission de la tranche par des relations simples dépendant de δ' , ω_0 et de $p(\Theta)$. La méthode de l'Adding-Doubling consiste ensuite à superposer deux tranches et à calculer les propriétés de réflexion et de transmission de cette association en considérant les réflexions successives entre les deux couches. La méthode de l'Adding est utilisée si les deux tranches ne sont pas décrites par les mêmes propriétés optiques (si elles appartiennent à des couches atmosphériques différentes) et la méthode Doubling est utilisée si les deux tranches présentent les mêmes propriétés optiques (si elles appartiennent à la même couche homogène). Les équations régissant le calcul des deux cas de figure peuvent être trouvées dans le livre de J. Lenoble ([Lenoble, 1985]).

Dans ce travail, nous avons utilisé le code pour simuler l'interaction des rayonnements solaires avec une atmosphère nuageuse de façon à confronter les résultats aux mesures de l'instrument MiniMIR. Les principaux paramètres d'entrée du code utiles dans ce domaine spectral sont :

- les directions d'incidence solaire et d'observation,
- le type de surface au niveau du sol (lambertien¹⁸ ou non),
- les propriétés optiques des différentes couches atmosphériques pour la longueur d'onde considérée.

La nature de la lumière incidente et celle du rayonnement émergent sont caractérisées par leur vecteur de Stokes, notion que nous introduisons dans le paragraphe qui suit.

IV.1.2 Formalisme de Stokes et matrice de diffusion

Le formalisme de Stokes permet de caractériser sous forme vectorielle l'état d'une onde plane monochromatique.

Soient E_{\perp} et $E_{//}$ les deux composantes (complexes) perpendiculaire et parallèle du champ électrique d'une onde plane. Ce champ électrique est décrit par son vecteur de Stokes (I, Q, U, V) dont les composantes se calculent suivant :

$$\left. \begin{aligned} I &= E_{//} \cdot E_{//}^* + E_{\perp} \cdot E_{\perp}^* \\ Q &= E_{//} \cdot E_{//}^* - E_{\perp} \cdot E_{\perp}^* \\ U &= E_{//} \cdot E_{\perp}^* + E_{\perp} \cdot E_{//}^* \\ V &= i(E_{//} \cdot E_{\perp}^* - E_{\perp} \cdot E_{//}^*) \end{aligned} \right\} \quad (\text{IV.7})$$

Ces paramètres se mesurent en $\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{sr}^{-1}$. Le paramètre I fournit l'intensité de l'onde et les autres permettent de caractériser sa polarisation (voir par exemple [C.-Labonnote, 2001, pages 160-166]). On définit :

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

¹⁸ Lambertien : une surface est dite lambertienne lorsqu'elle réfléchit la même luminance dans toutes les directions.

- le degré de polarisation circulaire $\frac{V}{I}$

Pour une lumière naturelle, l'onde ne présente pas de polarisation et $Q = U = V = 0$. Pour une onde polarisée, les paramètres de Stokes sont liés suivant la relation :

$$I^2 \leq Q^2 + U^2 + V^2 \quad (\text{IV.8})$$

où l'égalité est vraie pour une polarisation totale.

La matrice 4x4 de diffusion $[P_{ij}(\Theta)]$ permet de passer, pour un angle de diffusion Θ donné, du vecteur de Stokes du rayonnement incident (I_p, Q_p, U_p, V_p) au vecteur de Stokes du rayonnement diffusé (I_d, Q_d, U_d, V_d) , suivant la relation matricielle suivante :

$$\begin{pmatrix} I_d \\ Q_d \\ U_d \\ V_d \end{pmatrix} = \frac{1}{k^2 R^2} [P_{ij}(\Theta)] \begin{pmatrix} I_i \\ Q_i \\ U_i \\ V_i \end{pmatrix} \quad (\text{IV.9})$$

où $k = 2\pi/\lambda$ et R est la distance entre le milieu et le point d'observation. La matrice de diffusion est composée d'éléments réels et renferme l'information sur les propriétés de diffusion du milieu : l'élément $P_{11}(\Theta)$ représente la fonction de phase et les autres éléments permettent de retrouver les effets induits par le milieu sur la polarisation.

Lorsque le milieu diffusant est composé de particules aléatoirement orientées dans l'espace et présentant un plan de symétrie (comme les cristaux de glace à base hexagonale), la matrice de diffusion se simplifie et s'écrit à l'aide des six éléments indépendants $P_{11}, P_{12}, P_{22}, P_{33}, P_{34}$ et P_{44} tels que :

$$[P_{ij}(\Theta)] = \begin{pmatrix} P_{11} & P_{12} & 0 & 0 \\ P_{12} & P_{22} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & P_{33} & P_{34} \\ 0 & 0 & -P_{34} & P_{44} \end{pmatrix} \quad (\text{IV.10})$$

Lorsque le milieu diffusant est composé de particules sphériques comme des gouttelettes d'eau, on a de plus $P_{11} = P_{22}$ et $P_{33} = P_{44}$.

Dans notre étude sur les mesures MiniMIR au dessus des cirrus, nous avons utilisé le modèle IHM et calculé les $P_{ij}(\Theta)$ à l'aide, entre autre, de la méthode de l'optique géométrique décrite au chapitre III. Chaque élément a été développé en série de fonctions sphériques généralisées (voir annexe A) et les coefficients du développement (les moments) ont été donnés en entrée du code (voir [Chepfer, 1997, pages 101-104] pour le traitement préliminaire des $P_{ij}(\Theta)$).

IV.2 Code des Ordonnées Discrètes

IV.2.1 Description

Le code que nous utilisons pour la simulation du rayonnement infrarouge émis par la surface et l'atmosphère est un code développé par P. Dubuisson de l'Université du Littoral ([Dubuisson et al., 1996]) basé sur la méthode de résolution des Ordonnées Discrètes. Ce code, appelé « FastOD » ne prend pas en compte la polarisation.

Chaque couche est définie par les mêmes propriétés optiques que dans l'Adding-Doubling, soit son épaisseur optique, son albédo de diffusion simple et la fonction de phase des particules qui la composent. Dans notre étude, nous avons simulé le rayonnement infrarouge montant dans les trois canaux de l'instrument aéroporté CLIMAT (8,7 μm , 10,8 μm et 12 μm , voir chapitre V). L'éclairement solaire a donc été éliminé des paramètres d'entrée du code et l'émission thermique de la surface et de l'atmosphère ont été prises en compte. Le calcul de la diffusion est basé sur la méthode des Ordonnées Discrètes ([Stammes et al., 1988]) et les données d'absorption moléculaire sont issues de la base de données HITRAN-2000

([Rothman et al., 2001]). Le calcul de l'effet de l'absorption par la vapeur d'eau est effectué à l'aide du nouveau modèle CKD_{2,4} ([Tobin et al., 1999], [Giver et al., 2000]).

Les principaux paramètres d'entrée du code sont :

- le profil atmosphérique,
- la température de la surface,
- l'émissivité de la surface dans la longueur d'onde choisie,
- les propriétés optiques des différentes couches atmosphériques dans cette même longueur d'onde,
- la direction d'observation.

Les sorties que nous avons utilisées dans notre étude sont les luminances infrarouges du rayonnement émergent dans la direction d'observation choisie.

IV.2.2 La méthode des Ordonnées Discrètes

La méthode des Ordonnées Discrètes permet le calcul de la propagation du rayonnement dans une atmosphère diffusante horizontalement homogène.

Le principe de la méthode consiste à résoudre pour une couche atmosphérique donnée et pour chaque ordre m de luminance, le système d'équations intégral-différentielles introduit en début de chapitre en remplaçant les intégrales par une somme finie selon la méthode de quadrature de Gauss. Chaque couche sera alors caractérisée par un système d'équations différentielles dont les solutions pourront être obtenues par l'application des conditions aux limites (luminances au sommet et à la base de l'atmosphère) et des relations de continuité aux interfaces entre chaque couche.

Un des avantages de ce code est le gain de temps de calcul puisque la polarisation n'est pas calculée.

V Campagne expérimentale aéroportée FRENCH/DIRAC 2001

V.1 Présentation de la campagne

V.1.1 Contexte

La campagne de mesure FRENCH/DIRAC 2001 (Field Radiation Experiment on Natural Cirrus and High-level Clouds/Démonstrateur InfraRouge Aéroporté pour l'étude des Cirrus) a été mise en œuvre par la DGA (Délégation Générale pour l'Armement), avec le soutien de l'INSU (Institut National des Sciences de l'Univers) dans le cadre d'une étude sur le développement de modèles de scènes dans l'infrarouge, une scène étant composée d'une cible dans un environnement donné et classée suivant la situation opérationnelle qu'elle représente (visée air-sol, espace-sol, air-air etc.) Dans certaines de ces situations, apparaît la nécessité de prendre en compte le fond de ciel et par conséquent la présence de nuages. Au LOA, l'étude demandée porte sur la modélisation dans l'infrarouge d'un type particulier de nuage de glace de forte occurrence : les cirrus.

Nous disposons au laboratoire d'un modèle de cristaux de glace permettant de calculer les propriétés radiatives des cirrus dans le domaine visible du spectre électromagnétique (modèle IHM, [L. C-Labonnote 2001]). Ce modèle fournit des résultats en très bon accord à la fois avec les mesures de luminances observées par le radiomètre POLDER installé sur le satellite ADEOS 1 et avec les mesures du diagramme de diffusion obtenu à l'aide du néphélomètre polaire aéroporté du LaMP (Laboratoire de Météorologie Physique à Clermont-Ferrand), comme nous l'avons vu sur la figure III.2.

Il reste à vérifier que ce modèle est satisfaisant pour d'autres observations et à étendre la modélisation aux autres domaines du spectre.

Le CNRS/INSU (Centre National de la Recherche Scientifique/Institut National des Sciences de L'Univers) a également soutenu cette campagne de mesures car elle entre dans le cadre de la préparation de l'expérience satellitaire AQUA-Train qui fera intervenir en 2004 un ensemble de quatre satellites qui embarqueront des instruments assez similaires à ceux utilisés lors de la campagne FRENCH (POLDER sur PARASOL, des radiomètres passifs sur AQUA (EOS-PM) dont une version du spectroradiomètre MODIS¹⁹, un lidar et un radiomètre tri-bandes infrarouge thermique sur CALIPSO et un Radar sur CLOUDSAT).

La campagne expérimentale a également servi à l'étude des aérosols lorsque les conditions météorologiques permettaient des vols en ciel clair.

C'est dans le but d'obtenir un jeu de données unique couvrant les domaines du visible, du moyen infrarouge et de l'infrarouge thermique et pouvant permettre la validation des modèles dans ces domaines de longueur d'onde que la campagne a été mise en place.

¹⁹ Spectroradiomètre : instrument permettant de déterminer la distribution de l'énergie lumineuse dans un spectre suivant plusieurs bandes spectrales de largeurs différentes allant d'une résolution très fine comme celle des spectromètres, à celle plus large des radiomètres. MODIS (MOderate resolution Imaging Spectrometer) est un spectroradiomètre à balayage opérant dans 36 bandes spectrales réparties du visible à l'infrarouge thermique.

V.1.2 Description

La campagne s'est déroulée du 17 septembre 2001 au 12 octobre 2001 sur le site de l'aéroport de Tarbes dans les locaux de la SOCATA/EADS pour la partie FRENCH, et du 17 octobre au 28 octobre 2001 sur le site de Creil dans les locaux de l'IGN pour la partie DIRAC. Dix vols ont été effectués pour la partie consacrée à l'étude des nuages, dont huit dans la région du golfe de Gascogne, un en mer Méditerranée et un au dessus de la terre (test d'instruments). La campagne regroupait trois laboratoires : le Laboratoire d'Optique Atmosphérique (LOA) de l'Université des Sciences et Technologies de Lille, le Laboratoire de Météorologie Physique (LaMP) de l'université de Clermont-Ferrand, le Laboratoire de Météorologie Dynamique (LMD) de l'université Paris VI et le Service d'Aéronomie du CNRS.

Deux avions volaient en formation, l'un au dessus des cirrus et l'autre dans la couche nuageuse. Le premier, un biréacteur de la série *Mystère 20* de l'IGN/INSU, embarquait des instruments de télédétection, et le second, un mono turbopropulseur de la série des *TBM 700* de EADS/SOCATA, embarquait les instruments de mesure microphysique. Une description de ces instruments sera donnée dans les paragraphes qui suivent.

Le *Mystère 20* (*M 20*) est capable de voler à une altitude maximale de 12000 m avec une vitesse de croisière de 170 à 190 m/s et le *TBM 700* atteint 120 à 140 m/s pour une altitude maximale de 10500 m.

Le tableau V.1 (page suivante) résume les conditions rencontrées lors des dix jours de vols de la campagne expérimentale. La qualité des mesures effectuées, les conditions météorologiques rencontrées ainsi que quelques commentaires relatifs aux vols y sont reportés. De part la qualité des conditions expérimentales, nous avons sélectionné en première priorité le dépouillement des missions 05, 06 et 07 pour la partie FRENCH et des missions 09 et 10 pour la partie DIRAC.

V.2 Instrumentation

Un schéma descriptif de l'instrumentation des avions est donné ci après (figure V.1) pour chaque partie de la campagne. Chaque instrument est décrit dans la suite de ce paragraphe.

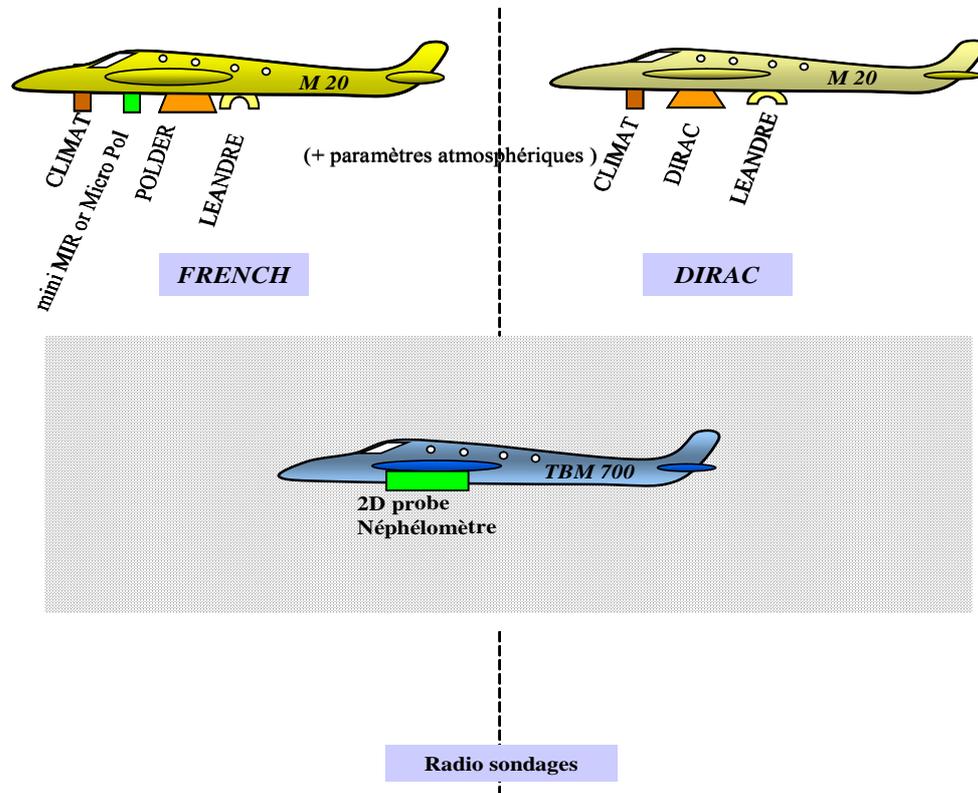


Fig. V.1 : Instrumentation mise en œuvre durant FRENCH / DIRAC. L'instrument MiniMIR participait aux vols « nuages » et MicroPol aux vols « aérosols ». Le TBM 700 était absent lors des expériences « aérosols ».

V.2.1 Télédétection aéroportée

V.2.1.1 L'instrument CLIMAT

CLIMAT - AV (Conveyable Low-noise Infrared radiometer for Measurements of Atmosphere and ground surface Targets - Airbone Version), voir figure V.2, est un prototype de radiomètre tri-bandes effectuant des mesures monodirectionnelles de rayonnement dans la fenêtre atmosphérique de l'infrarouge thermique entre 8 et 14 μm

([Legrand et al. 2000], [Brogniez et al. 2003]). Il a été élaboré au LOA et construit par la société CIMEL électronique, Paris. Lors de la campagne, il était embarqué à bord du *Mystère 20* et dirigé vers le bas pour une visée au nadir.

Le radiomètre CLIMAT mesure la luminance infrarouge montante simultanément dans trois canaux de bandes spectrales étroites centrées sur 8,7 μm , 10,8 μm et 12 μm (voir figure V.3). Ces longueurs d'onde correspondent aux trois canaux du radiomètre infrarouge qui sera embarqué sur la plateforme CALIPSO lors de la mission spatiale AQUA-Train. L'ouverture angulaire de chaque cavité optique est de 50 mrad, ce qui correspond à une empreinte de 50 m de diamètre pour une cible située à 1 km du radiomètre. La cadence d'acquisition est de 160 ms, ce qui correspond à 6 mesures par seconde simultanément dans les trois canaux.

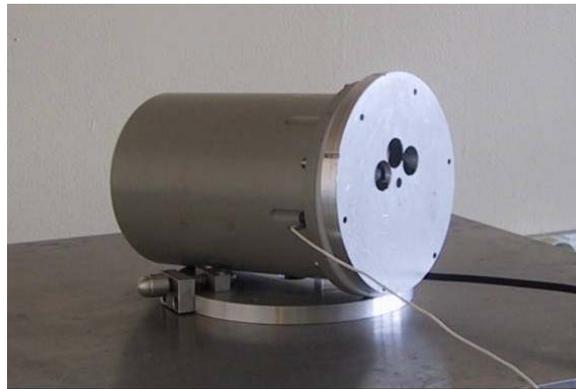


Fig. V.2 : Photographie montrant les trois cavités de la tête optique du radiomètre CLIMAT VA.

Les trois cavités optiques du radiomètre (figure V.4) sont composées chacune d'un détecteur thermique de type thermopile devant lequel sont placés une fenêtre en germanium (qui permet de ne laisser passer que le rayonnement compris entre 8 et 14 μm), un condenseur en germanium (de manière à concentrer le faisceau incident sur la surface sensible du détecteur), une lame en sélénium de zinc (ZnSe) pour éliminer la contribution du rayonnement en infrarouge lointain (le germanium devenant transparent au delà de 40 μm), un filtre interférentiel de largeur à mi-hauteur de l'ordre de 1 μm centré sur une des trois longueurs d'onde citées précédemment, une lentille de front (l'objectif) également en germanium et traitée antireflet et un miroir doré escamotable de coefficient de réflexion élevé (99,74% dans la bande 8-14 μm).

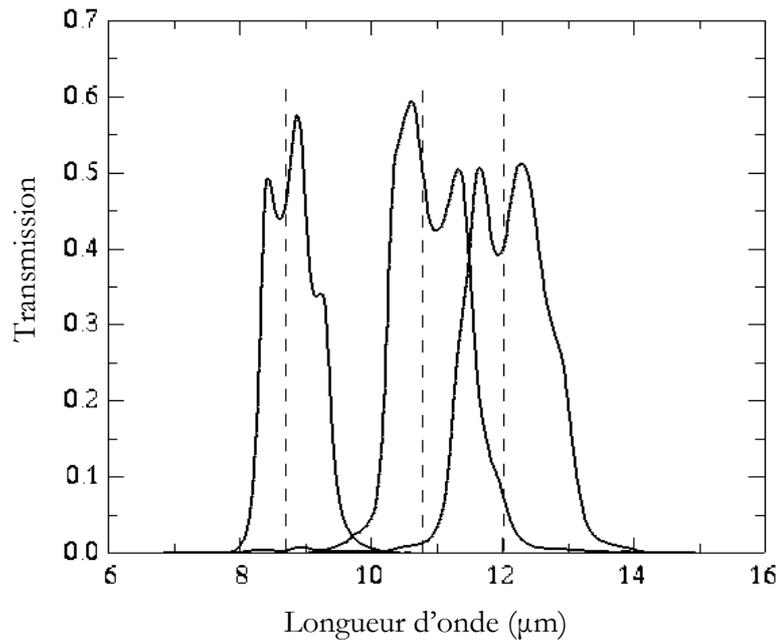


Fig. V.3 : Les trois bandes spectrales du radiomètre CLIMAT V.A.

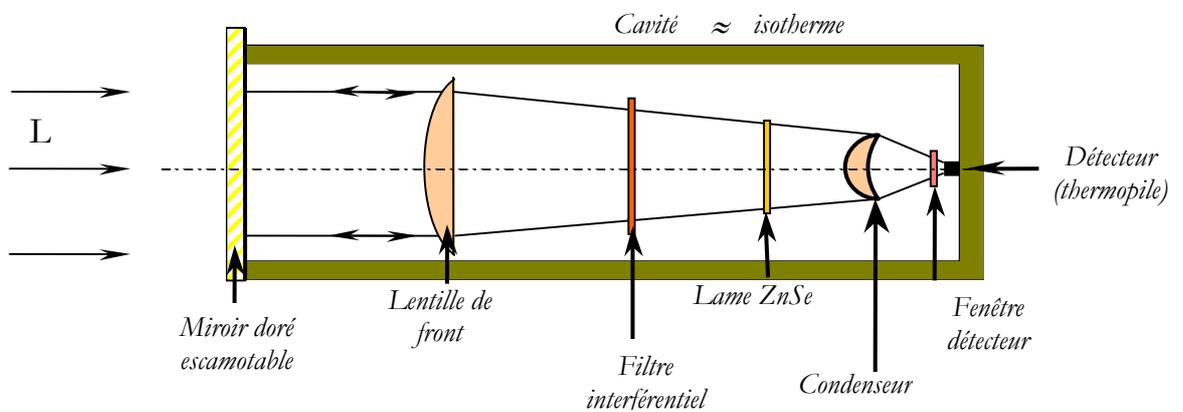


Fig. V.4 : Schéma des éléments constituant une cavité optique de l'instrument CLIMAT V.A.

Les thermopiles sont constituées de plusieurs thermocouples connectés en série. Les thermocouples sont généralement constitués de deux fils de métaux différents (ou semi-conducteurs dopés) reliés aux deux extrémités (constituant deux jonctions) et fonctionnent sur le principe thermoélectrique découvert par Thomas Seebeck en 1826 : lorsqu'une des

extrémités est chauffée, il apparaît un courant électrique et la tension entre les deux extrémités est proportionnelle à la différence de température entre celles-ci. Ici, une des jonctions de la thermopile (dite jonction froide) est maintenue à la température de la cavité (température ambiante), tandis que l'autre (appelée jonction chaude) est traitée avec un revêtement noir d'émissivité très proche de l'unité et soumise au rayonnement incident. Un des avantages de ce type de détecteur est la non dépendance de leur détectivité à la longueur d'onde du rayonnement incident.

Lors de la mesure à travers le filtre i (de bande spectrale $\Delta\nu_i$) du rayonnement émis par une source extérieure de luminance $L^S(\nu)$ (figure V.5), la surface sensible du détecteur reçoit une luminance L_i^S exprimée en terme de luminance normalisée égale à :

$$L_i^S = \frac{1}{\bar{F}_i^G} \int_{\Delta\nu_i} L^S(\nu) F_i^G(\nu) d\nu \quad (\text{V.1}) \quad (\text{en mW.cm}^{-2}.\text{sr}^{-1})$$

où $\bar{F}_i^G = \int_{\Delta\nu_i} F_i^G(\nu) d\nu$ est la transmission intégrée de l'optique dans la bande spectrale $\Delta\nu_i$ considérée, issue du produit des transmissions de chacun des composants constituant la cavité optique. Cette luminance est proportionnelle à la réponse électrique de l'instrument dans ce canal, exprimée en comptes numériques et notée CN_i^S .

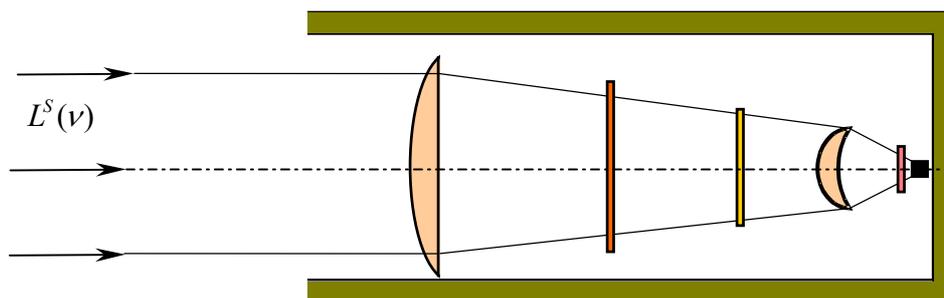


Fig. V.5 : Mesure du rayonnement infrarouge incident sur un des détecteurs de l'instrument CLIMAT V.A.

Lors de l'exposition du radiomètre au rayonnement incident extérieur, la réponse de chaque détecteur est affectée du rayonnement interne émis par chaque cavité optique, caractérisé par

la luminance $L^C(\nu)$. Une mesure du rayonnement des cavités est donc nécessaire pour extraire la valeur du rayonnement incident seul. Cette mesure, appelée référence radiométrique, s'effectue au moyen du miroir escamotable (figure V.6) placé tour à tour devant chaque cavité.

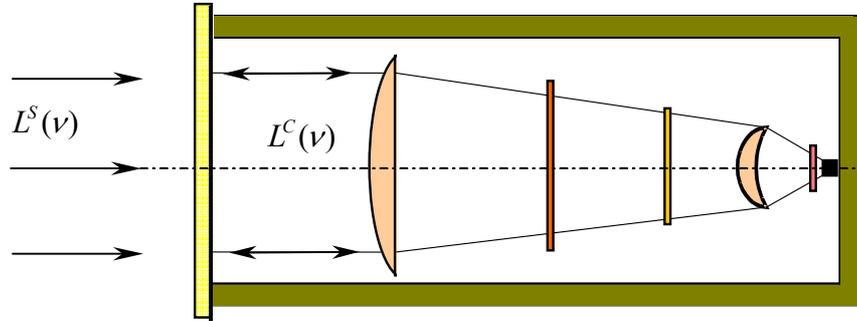


Fig. V.6 : Mesure du rayonnement émis par la cavité.

Lors de cette mesure, le détecteur 'se voit' et reçoit dans la bande spectrale $\Delta\nu_i$ une luminance L_i^C proportionnelle à la réponse du détecteur en comptes numériques CN_i^C et égale à :

$$L_i^C = \frac{1}{F_i^G} \int_{\Delta\nu_i} L^C(\nu) F_i^G(\nu) d\nu \quad (\text{V.2})$$

Ces mesures de luminance sont liées aux températures de brillance²⁰ T des corps rayonnants par une relation empirique du type :

$$L_i(T) = a_i \exp\left(-\frac{b_i}{T^{n_i}}\right) \quad (\text{V.3})$$

où les coefficients a_i , b_i et n_i , déterminés par moindres carrés, ne dépendent que des éléments optiques présents dans chaque cavité. Leurs valeurs sont données dans le tableau V.2.

²⁰ Température de brillance : température thermodynamique du corps noir équivalent en luminance au corps naturel étudié pour une fréquence donnée, voir § V.3.3.1.

Cette expression ne s'écarte de la relation exacte que de 0,06% quelque soit le canal pour la gamme de température dans laquelle le radiomètre fonctionne (170 K - 370 K).

	a (mW.cm ⁻² .sr ⁻¹)	b (K)	n
Canal 8,7 μm	142,89	139,2	0,9661
Canal 10,8 μm	84,55	1011,3	0,9398
Canal 12 μm	54,29	856,4	0,9244

Tableau V.2 : Coefficients a, b et n pour les trois canaux de CLIMAT.

Ainsi, la différence entre les deux mesures de luminance avec et sans miroir $\Delta L_i = L_i^S - L_i^C$ est proportionnelle à la différence en comptes numériques $\Delta CN_i = CN_i^S - CN_i^C$, ce qui s'écrit également $\Delta CN_i = \sigma_i \cdot \Delta L_i$, où σ_i est la sensibilité du radiomètre pour le canal i à une température de cavité T^C donnée. La détermination de ces sensibilités se fait en laboratoire en plaçant la tête optique du radiomètre devant un corps noir de température variable et en notant pour chaque température les valeurs de ΔL_i correspondant à chaque valeur de ΔCN_i . Connaissant la sensibilité de l'instrument dans chaque canal, il est dès lors possible de calculer la luminance L_i^S de la source extérieure :

$$\begin{aligned}
 L_i^S &= L_i^C + \Delta L_i \\
 &= L_i^C + \frac{\Delta CN_i}{\sigma_i} \quad (V.4)
 \end{aligned}$$

où ΔCN_i est mesuré et L_i^C est calculée à l'aide de l'équation V.3, où la température T^C de la cavité (égale à sa température de brillance puisque la cavité est considérée comme un corps noir) est connue par mesure (une sonde platine étant placée dans chaque cavité).

L'incertitude absolue sur la détermination de la luminance de la source (ou de sa température de brillance) est causée par trois sources d'erreur : la détermination de la sensibilité, la mesure de la température de la cavité par la sonde platine et la mesure des comptes numériques (incertitude due au bruit de l'électronique).

L'incertitude sur la sensibilité est déterminée par la corrélation de la droite. Au cours de différents étalonnages, les coefficients de corrélation se sont avérés très bons, ce qui induit, par exemple pour une température de cavité de 300 K, des incertitudes sur les températures de brillance de l'ordre de 1 mK pour le canal à 8,7 μm à 4 mK pour le canal à 12 μm .

L'incertitude sur la température de la cavité est une donnée constructeur et est ici de 1 mK

L'incertitude sur le bruit est mesurée en laboratoire pour différentes situations en température de la cible et de la tête optique. Elle peut s'exprimer en terme de bruit équivalent en différence de température de brillance (NEDT) et les ordres de grandeur rencontrés au cours des étalonnages de l'appareil sont de 20 mK à 60 mK sur les trois canaux pour des combinaisons de températures de cavité de 293 K et 308 K et de températures de cible de 293 K et 253 K (voir le rapport de S. Cuvellier [Cuvellier, 2001]). C'est cette incertitude due au bruit qui est la plus importante dans la détermination de l'incertitude totale.

Par exemple, pour une température de cavité de 250 K le bruit total sur la mesure, exprimé en température de brillance, est de l'ordre de 0,02 K sur le canal à 8,7 μm , de 0,03 K sur celui à 10,8 μm et de 0,05 K sur celui à 12 μm .

Enfin, remarquons que l'équation V.2 ne s'applique que lorsque la température de la cavité reste stable entre deux références radiométriques. Si la température passe de T^C à $T^{C'}$, alors il faut remplacer T^C et σ_i respectivement par $T^{C'}$ et $\sigma_i' = \sigma_i \cdot \exp[\alpha \cdot (T^{C'} - T^C)]$ où α est le coefficient de réponse en température du détecteur (très faible).

V.2.1.2 L'instrument POLDER

POLDER est un imageur visible/proche infrarouge à large champ capable de mesurer suivant plusieurs angles d'observation l'intensité lumineuse solaire réfléchiée et diffusée par l'atmosphère et le sol dans cinq canaux de longueurs d'onde. L'instrument permet également de déterminer l'état de polarisation du rayonnement dans certains des canaux. Le concept instrumental est très simple : POLDER est une caméra composée d'une matrice de

détecteurs CCD, d'une optique télécentrique²¹ à grand champ et d'une roue porte-filtres dont la rotation permet l'acquisition d'images dans plusieurs bandes spectrales et suivant plusieurs directions de polarisation. L'instrument a été élaboré au LOA et existe en deux versions : l'une spatiale ([Deschamps et al., 1994]) et l'autre aéroportée ([Goloub et al., 1994]). La version aéroportée utilisée ici permettait une mesure de l'énergie lumineuse aux cinq longueurs d'onde suivantes : 443 nm et 864 nm avec polarisation, 763 nm, 765 nm et 910 nm sans polarisation. Lors de la partie FRENCH de la campagne, l'instrument était embarqué à bord du *Mystère 20* avec une visée vers le bas. Il n'était pas installé pour la partie DIRAC.

La fonction détection de POLDER est assurée par une matrice de microbolomètres, ou matrice CCD, composée de 288 x 242 détecteurs de 32 μm x 27 μm chacun, placée dans le plan focal d'un système optique télécentrique à large champ de focale 3,565 mm. Cette configuration permet une couverture angulaire de +/- 52° suivant la direction de vol de l'avion et +/- 42° suivant la perpendiculaire à cette direction. Une cible située à 1km est donc vue sous un champ de 2,5x1,8 km, avec une résolution de 8,7x7,4 m par pixel ([Descloitres, 1996], thèse p44-51).

La sélection spectrale est assurée par la roue porte-filtres contenant un filtre pour chaque longueur d'onde non polarisée et trois filtres polariseurs pour chaque longueur d'onde polarisée, les trois polariseurs étant décalés de 60° les uns des autres. Une séquence d'images est réalisée toutes les 20 secondes. La figure V.7 montre la tête optique de l'imageur POLDER.

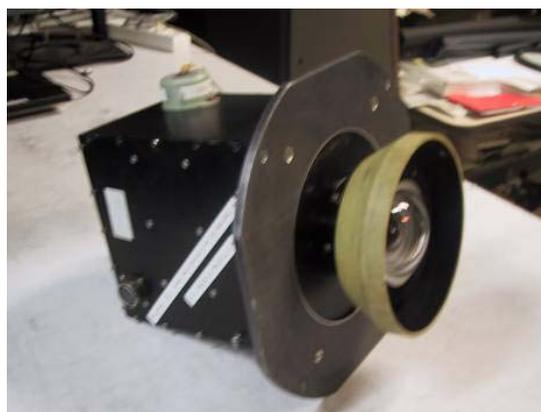


Fig.V.7 : Tête optique de l'imageur POLDER aéroporté.

²¹ Système optique télécentrique : système optique permettant de récupérer le rayonnement incident d'angle d'incidence quelconque sur les détecteurs sous une incidence normale.

V.2.1.3 L'instrument LEANDRE

L'instrument LEANDRE (Lidar Embarqué pour l'étude des Aérosols, des Nuages, de la Dynamique, du Rayonnement et des Espèces Minoritaires) est un instrument de télédétection actif de type lidar (Light detection and ranging). Ces derniers sont apparus au début des années 1960 après l'apparition des premiers lasers et leur principe de fonctionnement est assez voisin de celui des radars. Ces instruments sont composés d'un émetteur laser qui génère, à intervalles réguliers, une série d'impulsions lumineuses intenses dans une fenêtre optique de l'atmosphère. Les impulsions sont émises en direction de l'objet d'étude (sol nu, couvert végétal, couche atmosphérique ou nuage), lequel est susceptible de rétrodiffuser le signal. En interagissant avec la cible et l'atmosphère entre celle-ci est la source, le signal se scinde en plusieurs composantes : l'une est diffusée ou absorbée par le milieu, l'autre est réfléchi et en partie renvoyée en direction de la source, ceci de façon successive pour chaque élément de volume atmosphérique traversé par le faisceau laser. Le signal rétrodiffusé est recueilli sur un télescope placé coaxialement au faisceau laser émis et l'écart en temps entre l'émission et la réception du signal est représentatif de la distance parcourue par ce dernier. La mesure de l'intensité reçue est alors caractéristique du pouvoir de rétrodiffusion et d'extinction du milieu rencontré. Cette méthode de mesure se distingue des méthodes dites passives qui sont basées sur l'analyse de l'interaction du rayonnement naturel avec la cible.

Le programme LEANDRE a été développé conjointement par le CNRS, l'INSU et le CNES et l'instrument utilisé lors de la campagne FRENCH/DIRAC est le LEANDRE 1 (Service d'Aéronomie du CNRS, [Pelon et al., 1990]). Il était embarqué à bord du *Mystère 20* et était présent lors des deux parties de la campagne expérimentale. Les tirs étaient dirigés vers le bas entre 2° et 3° du nadir.

Le laser utilisé émet à deux longueurs d'onde, 0,532 μm et 1,064 μm . Les impulsions laser sont émises à une fréquence de 10 Hz et ont une durée de 10 ns. L'énergie émise est de 110 mJ à 1,064 μm et de 60 mJ à 0,532 μm . Le télescope récepteur possède un angle d'ouverture de 3 mrad et son diamètre est de 20 cm. L'intensité du rayonnement rétrodiffusé par l'atmosphère à 0,532 μm et 1,064 μm est enregistrée en fonction du temps. Le signal rétrodiffusé à 0,532 μm est séparé en deux voies selon sa polarisation : parallèle ou perpendiculaire à celle du faisceau initial émis par le laser, ce qui permet de mesurer le degré de dépolarisation du faisceau à cette longueur d'onde.

Lors du survol d'une couche nuageuse, la variation du rayonnement rétrodiffusé avec l'altitude (distance par rapport à l'avion) permet de déterminer l'altitude du sommet du nuage sondé et, si celui-ci est optiquement fin (nuage semi-transparent), l'altitude de sa base. Dans ce cas, les hétérogénéités verticales du nuage sont visualisées (avec une résolution de 15 m) et une estimation de son épaisseur optique visible est possible. L'étude de la dépolarisation du signal permet d'obtenir une information sur la sphéricité des particules nuageuses. Afin d'améliorer le rapport signal/bruit, une moyenne est effectuée sur un grand nombre d'émission, ce qui donne une résolution horizontale comprise entre 50 m et 400 m.

V.2.1.4 L'instrument MiniMIR

MiniMIR (Middle Infrared Radiometer, figure V.8) est un prototype de radiomètre monodirectionnel élaboré au LOA capable de mesurer dans cinq canaux simultanément les intensités lumineuses visible et moyen infrarouge du rayonnement solaire diffusé, ainsi que les caractéristiques en polarisation pour certains canaux. Les filtres utilisés lors de la campagne sont centrés sur les longueurs d'onde $0,67\ \mu\text{m}$, $0,87\ \mu\text{m}$, $1,35\ \mu\text{m}$, $1,6\ \mu\text{m}$ et $2,2\ \mu\text{m}$ (voir figure V.9) et les canaux polarisés sont ceux à $1,6\ \mu\text{m}$ et $2,2\ \mu\text{m}$. La tête optique de l'instrument est constituée de 9 cavités optiques équipées chacune d'un filtre de largeur spectrale à mi hauteur variant de $0,03\ \mu\text{m}$ à $0,1\ \mu\text{m}$. Trois cavités sont dédiées aux mesures de l'intensité lumineuse dans les trois longueurs d'onde non polarisées, les six autres étant réservées aux deux canaux polarisés.



Fig. V.8 : Tête optique avec les 9 cavités optiques de MiniMIR.

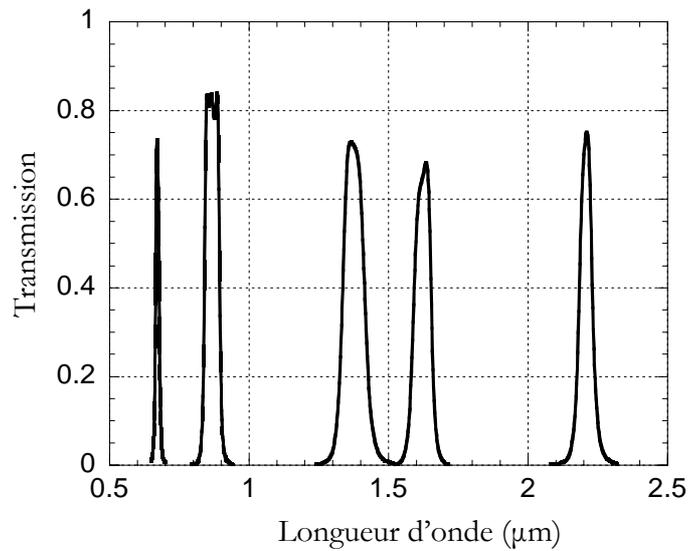


Fig. V.9 : Les 5 bandes spectrales de l'instrument MiniMIR.

Le champ de vue de l'instrument est de 20 mrad, ce qui correspond à une empreinte de 20 m de diamètre pour une cible située à 1 km de l'instrument.

MiniMIR n'a été utilisé que pendant la première partie de la campagne et était embarqué à bord du *Mystère 20*. Son axe optique était incliné de 20° vers l'arrière par rapport à la verticale de façon à obtenir une plus grande diversité d'angles de diffusion (figure V.10) : lors d'un passage « aller » au dessus d'un nuage, on observe la diffusion sous un angle θ_a (dans un plan de diffusion donné) et lors d'un passage « retour » au dessus de la même scène nuageuse, on observe la luminance sous un angle θ_r , différent du premier (qui est dans un autre plan de diffusion si l'avion ne suit pas le même axe).

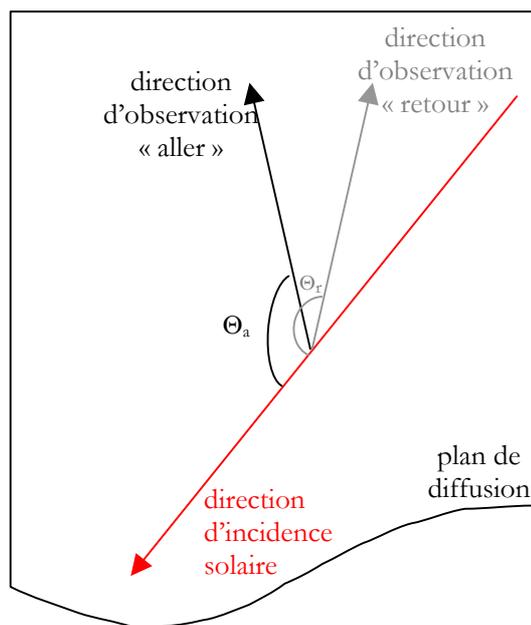


Fig. V.10 : Deux situations d'observation différentes lors d'un aller-retour de l'avion au dessus de la même zone nuageuse et suivant le même axe de vol.

V.2.1.5 L'instrument DIRAC

L'instrument DIRAC, construit au Service d'Aéronomie du CNRS, est un prototype d'imageur opérant dans le domaine de l'infrarouge thermique. Il est constitué de deux caméras infrarouges composées chacune d'une matrice CCD. L'appareil est équipé de quatre canaux de longueur d'onde et son angle de vue est d'une quarantaine de degrés environ. Les quatre canaux correspondent à ceux de l'instrument spatial MODIS et trois d'entre eux sont similaires à ceux du radiomètre aéroporté CLIMAT. La fréquence des acquisitions est de 25 images/s.

Cet instrument permet la mesure des caractéristiques spectrales et bidirectionnelles du rayonnement infrarouge des scènes observées.

Lors de la campagne expérimentale DIRAC, il était intégré à bord du *Mystère 20* à l'endroit occupé lors de la partie FRENCH par les instruments POLDER et MiniMIR. L'analyse des données acquises lors de la campagne est actuellement en cours.

V.2.2 Mesures microphysiques in situ

V.2.2.1 La sonde 2D-C

La sonde PMS OAP-2D-C (Optical Array Probe - 2 Dimensional Cloud and precipitation) construite par la société Particle Measuring System inc., Boulder, Colorado, permet d'obtenir des images en deux dimensions des grosses particules qui composent le nuage étudié ([Knollenberg, 1976]). Son principe de fonctionnement repose sur l'analyse de l'ombre projetée sur une rangée de photodiodes par une particule passant devant un faisceau laser. La taille et la forme des particules sont déduites de l'image si les formes sont simples et la distribution partielle en taille peut être obtenue pour les particules de rayons compris entre 50 et 800 μm . La résolution de la sonde est de 25 μm pour une vitesse d'échantillonnage de 100 m/s et décroît à 50 et 70 μm si la vitesse passe à 150 et 180 m/s.

Cette sonde était mise en œuvre par le LaMP et installée à bord du *TBM 700* durant les deux parties de la campagne. Malheureusement lors de la partie FRENCH la carte d'acquisition de données était défaillante et les mesures sont pour l'instant inexploitable.

V.2.2.2 Le néphélomètre polaire

Cet instrument est dédié à la mesure de la fonction de diffusion (ou indicatrice de diffusion) d'un échantillon de particules nuageuses. L'intervalle d'étude s'étend des particules de quelques micromètres à celles d'environ 800 μm et son principe de fonctionnement repose sur la mesure du rayonnement diffusé par un petit échantillon nuageux soumis à un faisceau laser collimaté au foyer d'un miroir parabolique. Le faisceau incident, d'un diamètre de 5 mm et de longueur d'onde 804 nm, est issu d'une diode laser multimode de forte puissance (1 W) et est amené sur l'axe optique à l'aide d'une fibre optique. La mesure du rayonnement diffusé par le volume d'échantillonnage s'effectue à l'aide d'une couronne circulaire de 44 photodiodes après réflexion sur un miroir parabolique (figure V.11). Les angles permis par la mesure s'échelonnent de $3,5^\circ$ à 169° .

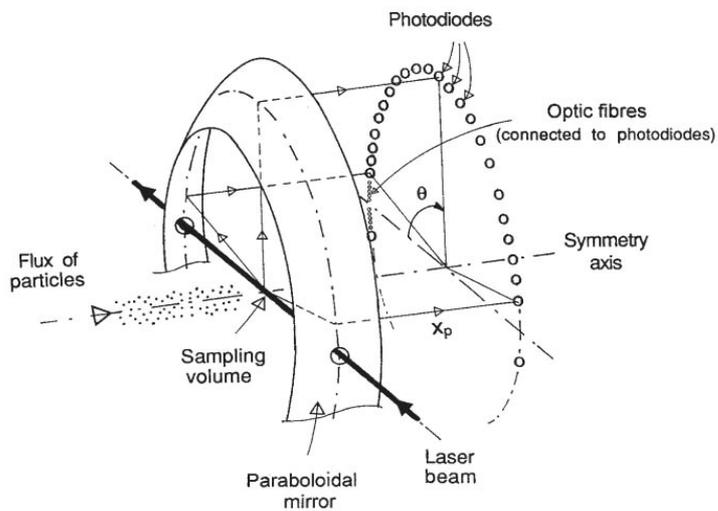


Fig. V.11 : Schéma du dispositif optique du néphélomètre polaire aéroporté.

La résolution de la mesure varie suivant l'espacement entre les diodes et donc suivant l'angle de diffusion. Entre $3,5^\circ$ et $10,5^\circ$, la résolution angulaire est de $0,8^\circ$ et passe à $3,5^\circ$ entre 15° et 169° .

L'indicatrice de diffusion obtenue permet de reconnaître la phase thermodynamique des particules nuageuses et de calculer les paramètres optiques comme le coefficient d'extinction et le facteur d'asymétrie. Une méthode d'inversion permet de restituer le spectre dimensionnel des particules ainsi que certains paramètres microphysiques comme le contenu en glace (ou en eau) et la concentration ([Jourdan et al., 2003]).

Lors de la campagne, cette sonde était présente durant toutes les missions. Elle était embarquée à bord du *TBM 700* et placée à côté de la sonde 2D-C (figure V.12 ci-après). Le LaMP était chargé de son installation et de sa mise en oeuvre.



Fig. V.12 : Intégration de la sonde 2D-C et du néphélogmètre polaire sous l'aile d'un avion de mesure. La sonde 2D-C est à droite sur les images et le néphélogmètre à gauche.

Pour plus de détails sur l'instrument et son utilisation, voir ([Gayet et al., 1997]) ou les thèses d'Olivier Crepel, 1995 et de Frédérique Auriol, 1998.

V.2.3 Télédétection satellitaire

Au niveau spatial, nous nous sommes intéressés à l'instrument MODIS embarqué à bord de la plateforme TERRA, en orbite quasi-polaire, car des comparaisons et validations de mesures en infrarouge sont possibles avec certains des instruments aéroportés de la campagne expérimentale.

MODIS est un spectroradiomètre à balayage opérant dans 36 bandes spectrales réparties du visible à l'infrarouge thermique. Les canaux de la région thermique, comme ceux à 8,55 μm , 11,03 μm , 12,02 μm ou 14,23 μm sont utilisés pour la restitution des propriétés de la couverture nuageuse (altitude, température et phase thermodynamique du sommet). Le balayage s'effectue dans un plan perpendiculaire à la trajectoire de la plateforme avec une ouverture maximale supérieure à 55° de chaque côté du satellite, ce qui correspond à une largeur de balayage totale de 2330 km centrée sur la trace au sol du satellite.

Dans notre étude, nous utiliserons les canaux à 8,55 μm , 11,03 μm et 12,02 μm pour comparer les mesures du prototype CLIMAT.

V.2.4 Données météorologiques

Nous avons obtenu auprès de Météo France deux types de données météorologiques locales : le premier est issu de radiosondages effectués par des ballons sur les sites de Bordeaux, Brest et Santander (Espagne) et le deuxième est issu de mesures de températures dites « sol » données à 10 cm sous abri et à 2 m sur ces mêmes sites. Les radiosondages nous donnent les profils verticaux de température, pression, humidité relative, force et direction du vent rencontrés dans l'atmosphère à différents niveaux standards jusque 15 km d'altitude. Ces données sol et ballon sont acquises à 00h00 et 12h00 T.U.

V.3 Exploitation des mesures, méthodologie

V.3.1 Mesures CLIMAT

Le principe de la méthode utilisée pour exploiter les mesures de CLIMAT repose sur la grande variation de l'indice imaginaire n_e de la glace dans le domaine de l'infrarouge thermique. Aux trois longueurs d'onde 8,7 μm , 10,8 μm et 12 μm , n_e passe de 0,04 à 0,183 et 0,413 comme le montre la figure V.13.

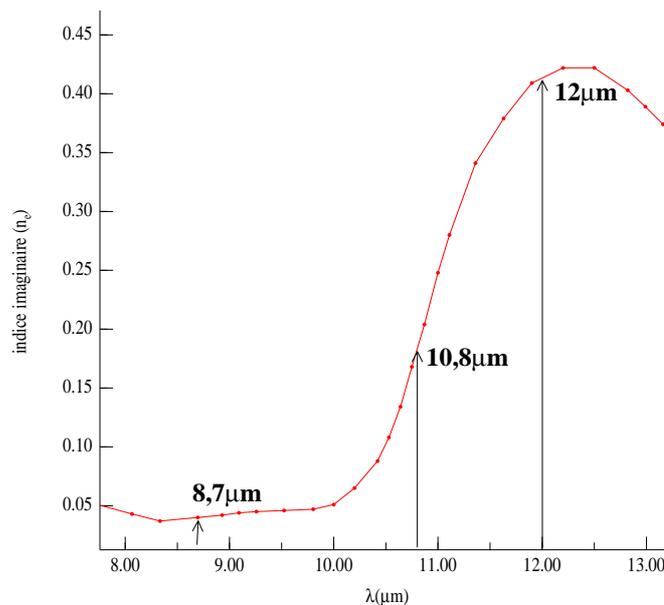


Fig. V.13: Indice imaginaire de la glace en fonction de la longueur d'onde.

V.3.1.1 Passage de la luminance mesurée à la température de brillance

Notons i l'indice représentant les longueurs d'onde centrales des trois canaux de l'instrument CLIMAT tel que $i = 1, 2, 3$ corresponde à $\lambda = 12 \mu\text{m}, 10,8 \mu\text{m}$ et $8,7 \mu\text{m}$.

Considérons une atmosphère nuageuse sous l'hypothèse plan-parallèle où une couche nuageuse homogène d'extension horizontale infinie occupe un volume entre les altitudes z_b et z_s . Etudions le rayonnement électromagnétique infrarouge émergent au sommet de cette atmosphère (figure V.14).

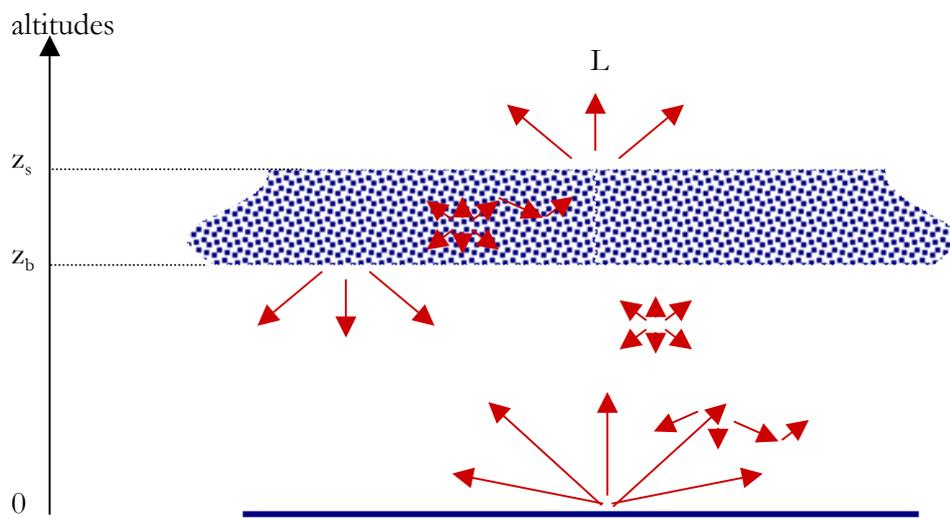


Fig V.14 : Configuration spatiale d'une situation nuageuse simple.

Lors du survol d'une couche nuageuse, la luminance infrarouge montante L_i mesurée est issue de deux sources : le nuage et l'atmosphère sous le capteur et est donnée par l'expression suivante :

$$L_i = t_i L_i^{cc} + L_i^n \quad (\text{V.5})$$

où L_i^{cc} est la luminance qui serait mesurée dans une zone atmosphérique sans nuage proche de la zone d'étude (zone appelée « ciel clair »), L_i^n la luminance qui serait mesurée au dessus du nuage seul sans la contribution de l'atmosphère et t_i la transmittance de la couche nuageuse dans une longueur d'onde donnée.

Dans le domaine infrarouge, il est plus commode de parler de la température de brillance d'un corps que de sa luminance : la plupart des corps naturels à la surface de la Terre ainsi que l'atmosphère émettent moins d'énergie que prévue par la loi de Planck. Ils sont appelés « corps gris » et leur spectre de luminance suit la loi de Planck à un coefficient près variable en fonction de la longueur d'onde, selon la relation V.6 suivante :

$$L_{\lambda}(T) = \varepsilon_{\lambda} B_{\lambda}(T) \quad (\text{V.6})$$

La luminance du corps gris de température T , à une longueur d'onde donnée, est égale à l'émissivité de celui-ci ($\varepsilon_{\lambda} < 1$, sans dimension) multipliée par la luminance d'un corps noir de même température thermodynamique. L'émissivité du corps noir est égale à l'unité quelle que soit la longueur d'onde et plus le corps gris absorbe de rayonnement, plus son émissivité tend vers cette limite.

Une autre façon d'exprimer la luminance d'un corps naturel en fonction de la luminance du corps noir est d'introduire la notion de température de brillance, notée ici TB . Cette température de brillance est définie comme la température thermodynamique d'un corps noir rayonnant la même luminance $B_{\lambda}(TB)$ que celle du corps gris étudié $L_{\lambda}(T)$ pour une longueur d'onde déterminée (relation V.7).

$$L_{\lambda}(T) = B_{\lambda}(TB) \quad (\text{V.7})$$

La figure V.15 illustre ces deux relations entre le profil spectral de la luminance d'un corps gris et celui d'un corps noir aux températures T et TB :

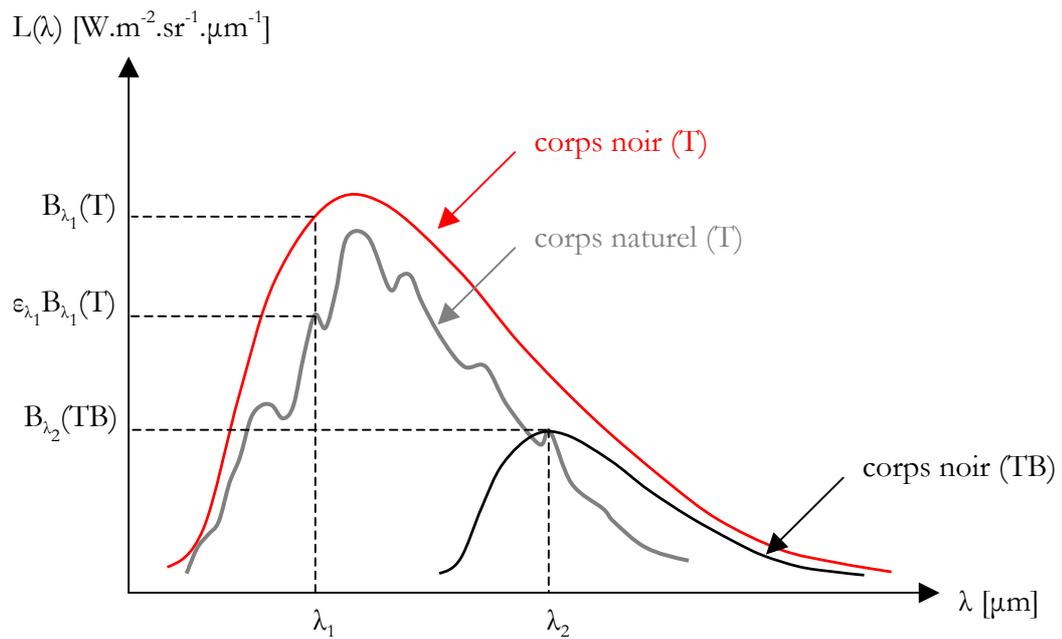


Fig. V.15 : Luminances spectrales d'un corps gris de température T et du corps noir correspondant de même température : observation de la relation V.6 sur l'exemple de la longueur d'onde λ_1 . Spectre de luminance du corps noir de température TB correspondant à l'égalité des valeurs de luminance avec le corps gris pour une longueur d'onde λ_2 fixée : illustration de la relation V.7.

Lorsque la longueur d'onde est fixée, il n'existera qu'une seule valeur de température de brillance possible pour laquelle la fonction de Planck $B_\lambda(TB)$ sera égale à la luminance du corps gris. En effet, les spectres de luminance d'un corps noir de températures différentes ne se chevauchent pas, comme le montre la figure V.16 : il y a unicité de la solution de l'équation V.7 pour une longueur d'onde constante.

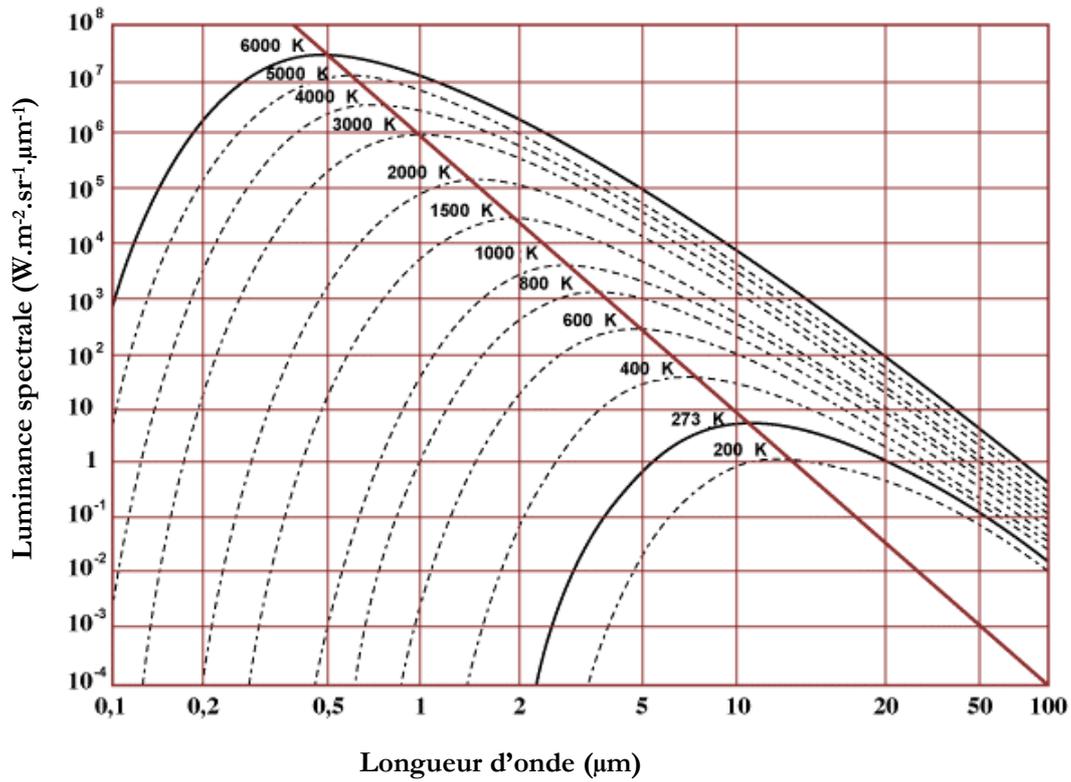


Fig V.16 : Profil spectral de la luminance du corps noir pour diverses températures (échelle logarithmique).

Au niveau instrumental, le passage de la luminance mesurée L_i à la température de brillance TB_i se fait par l'inversion de l'expression empirique introduite par l'équation V.3 :

$$TB_i = \left(\frac{-b_i}{\ln\left(\frac{L_i}{a_i}\right)} \right)^{\frac{1}{n_i}} \quad (V.8)$$

où a_i , b_i et n_i sont les coefficients introduits au paragraphe V.2.1.1.

V.3.1.2 Méthode de la « split-window » : étude de la différence des mesures entre deux canaux

Cette méthode est utilisée chez divers auteurs. Parmi ceux-ci, citons [Inoue (1985)], [Wu (1987)] et [Parol et al. (1991)]. La méthode consiste à utiliser la différence entre les valeurs de luminance de deux canaux i et j pour lesquels l'absorption du milieu étudié est différente, de façon à obtenir une information sur la microphysique qui compose ce milieu. S'appuyant sur la relation V.5, cette différence entre les mesures s'exprime comme :

$$\begin{aligned} L_i - L_j &= t_i \cdot L_i^{cc} - t_j \cdot L_j^{cc} + L_i^n - L_j^n \\ &= t_i \cdot B_i(TB_i^{cc}) - t_j \cdot B_j(TB_j^{cc}) + \varepsilon_i \cdot B_i(T^n) - \varepsilon_j \cdot B_j(T^n) \end{aligned} \quad (\text{V.9})$$

Elle est fonction de la température thermodynamique T^n du nuage (température moyenne pondérée par l'abondance des constituants du nuage), de son émissivité et de sa transmittance aux longueurs d'onde considérées et des luminances de l'atmosphère claire dans ces mêmes longueurs d'onde (TB_i^{cc} et TB_j^{cc} sont respectivement les températures de brillance de l'atmosphère sans nuage dans les deux canaux). Les caractéristiques relatives à la microphysique du nuage interviennent dans cette relation par l'intermédiaire des émissivités et des transmissivités puisque celles-ci dépendent des propriétés d'absorption des particules. La transmittance du nuage est fonction de son épaisseur optique δ_j selon :

$$\delta_i = -\ln(-t_i) \quad (\text{V.10})$$

La valeur de δ_j est directement reliée au pouvoir d'atténuation des particules (effets de l'absorption et de la diffusion multiple au sein de la couche nuageuse). Ainsi, les luminances de l'atmosphère claire L_i^{cc} et L_j^{cc} étant considérées constantes sur la zone géographique d'étude choisie, la valeur de $L_i - L_j$ dépendra des propriétés d'atténuation du nuage. La visualisation de cette dépendance entre les propriétés d'atténuation et la microphysique se fait de façon graphique en relevant les valeurs de $L_i - L_j$ en fonction de la valeur de la luminance d'un des deux canaux lors d'une transition entre une zone où l'atmosphère est claire et une

zone où le nuage est optiquement épais et équivalent à un corps noir. Nous obtenons les variations suivantes selon les cas :

(i) ciel clair : $\varepsilon_i = \varepsilon_j = 0$
 $t_i = t_j = 1$
 $L_i = L_i^\alpha$
 $L_i - L_j = L_i^\alpha - L_j^\alpha = B_i(TB_i^\alpha) - B_j(TB_j^\alpha)$

(ii) nuage épais optiquement : $\varepsilon_i = \varepsilon_j = 1$
 $t_i = t_j = 0$
 $L_i = L_i^n$
 $L_i - L_j = B_i(T^n) - B_j(T^n) \cong 0$ dans notre cas où i et j sont proches spectralement.

(iii) zone intermédiaire, émissivité variable : $\varepsilon_i = 0 \text{ à } 1$
 $t_i = 1 \text{ à } 0$
 $L_i = L_i^\alpha \text{ à } L_i^n$
 $L_i - L_j = L_i^\alpha - L_j^\alpha \text{ à } \cong 0$

Le comportement de cette variation de $L_i - L_j$ peut être schématisé par le graphe V.17 .

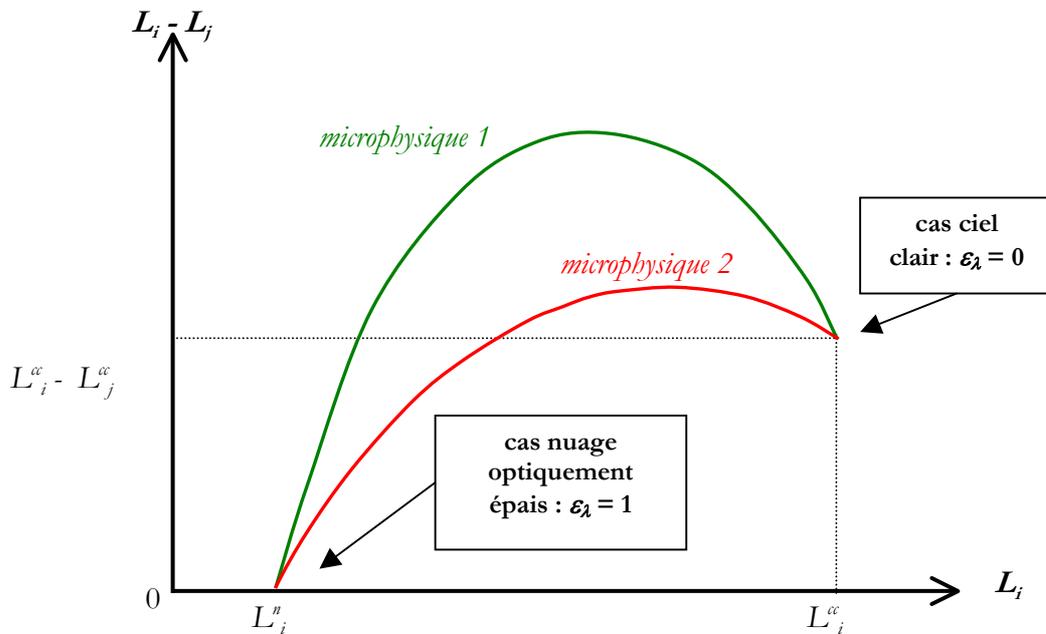


Fig. V.17 : Application de la méthode « split-window » entre une zone de ciel sans nuage et un nuage épais optiquement : on observe une amplitude de l'arche différente suivant la microphysique considérée.

Nous remarquons que la variation de $L_i - L_j$ en fonction de L_i présente une arche caractéristique et que l'amplitude de cette arche dépend de la microphysique du nuage. En d'autres termes, pour une même valeur d'épaisseur optique (ou d'émissivité), $L_i - L_j$ dépendra des caractéristiques d'extinction du milieu.

Pour la simulation de ces arches, on utilise un code de transfert radiatif dans lequel on entre les caractéristiques de l'atmosphère (pression, température, humidité et aérosols) et les caractéristiques du nuage : les propriétés optiques modélisées des particules qui le composent et la valeur de l'émissivité du nuage (ou son épaisseur optique), qui est un paramètre variable.

Expérimentalement, il faut trouver une zone d'étude au dessus de l'océan où l'on observe une transition entre un nuage homogène et un ciel clair, ce qui est réalisable par analyse des images fournies par le lidar LEANDRE.

La détermination de la microphysique qui modélisera au mieux les mesures radiométriques de CLIMAT se fait par ajustement de l'arche théorique à celle issue des mesures. Par la suite, nous interpréterons les résultats en termes de température de brillance.

V.3.2 Mesures POLDER

POLDER mesure les luminances montantes L_i visibles et proches infrarouges issues de la diffusion et de la réflexion du rayonnement solaire sur la surface et l'atmosphère de façon directionnelle, c'est à dire en fonction de l'angle de visée (θ_v, φ_v) de chaque microdétecteur de la matrice CCD (l'indice i fait référence aux cinq bandes spectrales de l'instrument). Afin de prendre en compte l'inclinaison du rayonnement solaire (θ_s, φ_s) , principale source de rayonnement dans ces longueurs d'onde, les mesures POLDER sont exprimées en termes de réflectances bidirectionnelles²² totale $\rho_i(\theta_s, \theta_v, \varphi)$ et polarisée $\rho_i^P(\theta_s, \theta_v, \varphi)$ ([Chepfer, 1997], p60-62) définies selon :

²² Réflectances bidirectionnelles : rapport du flux radiatif réfléchi par une surface au flux radiatif incident lorsque la lumière réfléchi dépend des directions d'incidence et d'observation.

$$\rho_i(\theta_s, \theta_v, \varphi) = \pi \frac{L_i(\theta_s, \theta_v, \varphi)}{E_i \cdot \cos \theta_s} \quad (\text{V.11})$$

$$\rho_i^p(\theta_s, \theta_v, \varphi) = \pi \frac{L_i^p(\theta_s, \theta_v, \varphi)}{E_i \cdot \cos \theta_s} \quad (\text{V.12})$$

où L_i et L_i^p sont les luminances incidentes totale et polarisée mesurées par l'instrument, φ est l'angle azimutal relatif défini par $\varphi = \varphi_v - \varphi_s$ et E_i est la luminance solaire en haut de l'atmosphère. Ainsi, une image POLDER est constituée de 288x242 pixels représentant chacun une situation d'observation (figure V.18).

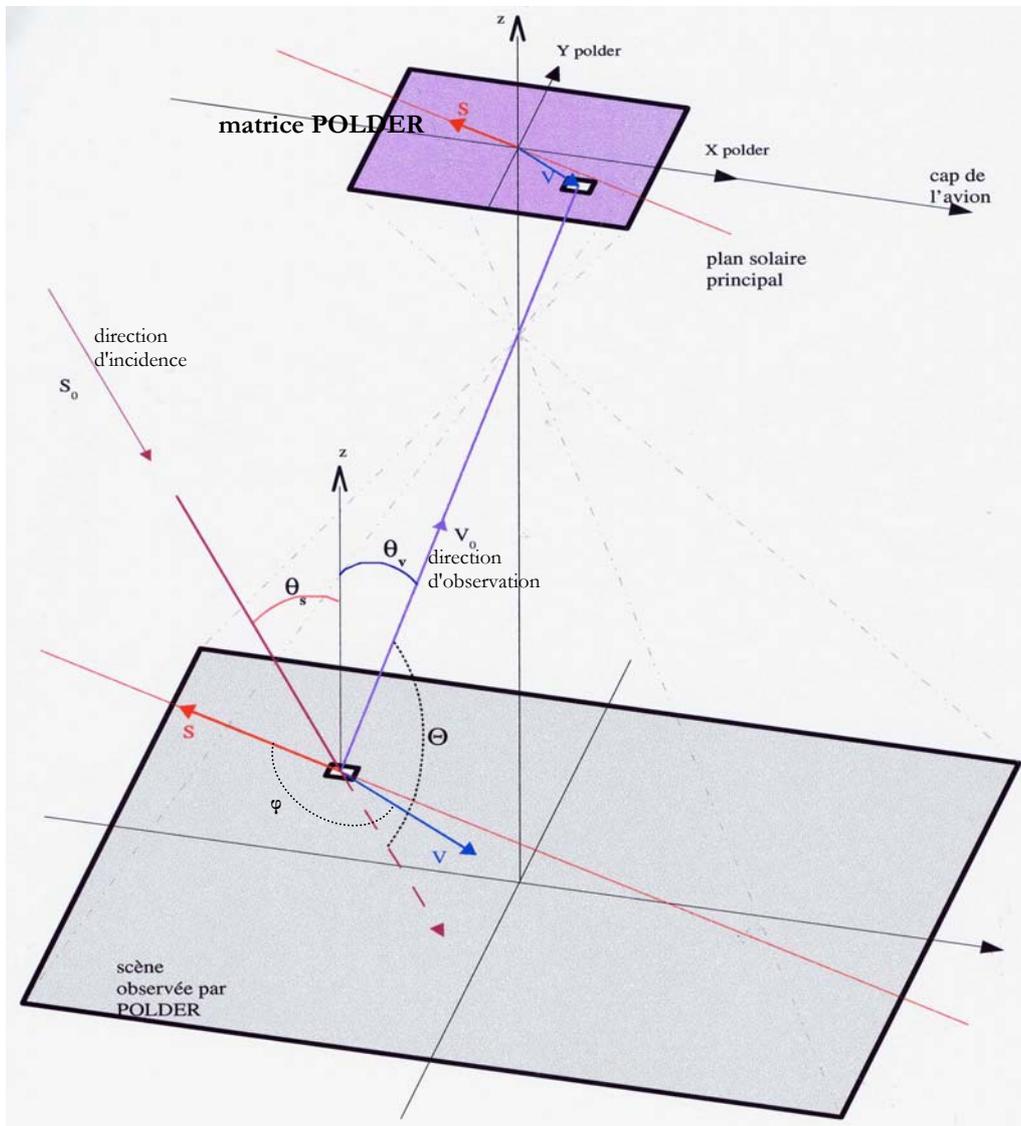


Fig. V.18 : Géométrie d'observation de l'imager aéroporté POLDER.

V.3.3 Mesures MiniMIR

De la même manière que pour les mesures POLDER, les mesures de luminance de MiniMIR permettent d'avoir accès aux réflectances bidirectionnelles totales à 0,67 μm , 0,87 μm et 1,35 μm et aux réflectances bidirectionnelles totale et polarisée à 1,6 μm et 2,2 μm . Remarquons que la valeur de la luminance $L_i(\theta_s, \theta_r, \varphi)$ mesurée par le radiomètre peut être retrouvée par le calcul du premier élément I du vecteur de Stockes et la valeur de la luminance polarisée $L_i^P(\theta_s, \theta_r, \varphi)$ par le calcul de $\sqrt{Q^2 + U^2 + V^2}$. Rappelons que dans notre travail, le code de transfert Adding-Doubling a été utilisé pour restituer ces paramètres de Stockes.

La méthode de restitution des données microphysiques à partir des mesures MiniMIR s'appuie sur le même principe que la méthode utilisée pour les mesures CLIMAT : la grande variation de l'indice imaginaire n_i de la glace (ou de l'eau) aux deux longueurs d'onde 0,87 μm et 1,6 μm (figure V.19).

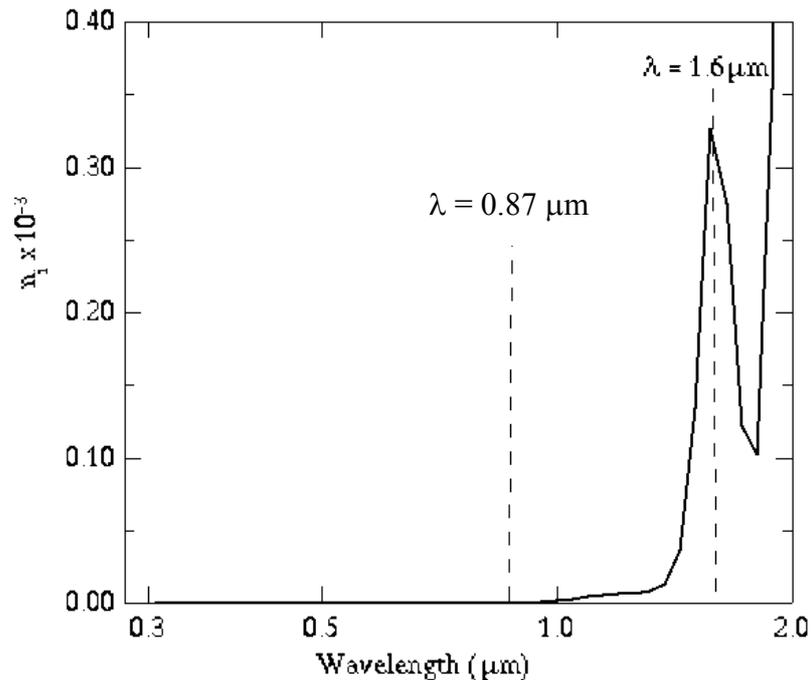


Fig. V.19 : Indice imaginaire de la glace dans le proche infrarouge.

L'indice n_i prend une valeur quasi-nulle à 0,87 μm et rend le phénomène d'absorption quasi-inexistant. La quantité de lumière réfléchiée et diffusée est indépendante de la taille des

particules rencontrées et ne dépendra que de la composition de la couche (mélange, forme des particules) et de son épaisseur optique. Par contre, à $1,6 \mu\text{m}$ n_e prend une valeur beaucoup plus importante, ce qui implique que le phénomène d'absorption est présent et que la quantité de lumière diffusée devient de plus dépendante de la taille des particules ([Nakajima and King, 1990], [Nakajima et al., 1991]), comme l'illustre la figure V.20, qui montre les résultats de simulation en réflectances d'un nuage d'épaisseur optique variable constitué de cristaux de glace IHM de taille variable. La géométrie d'observation est telle que $\theta_s = 21,5^\circ$ et $\Theta = 150^\circ$.

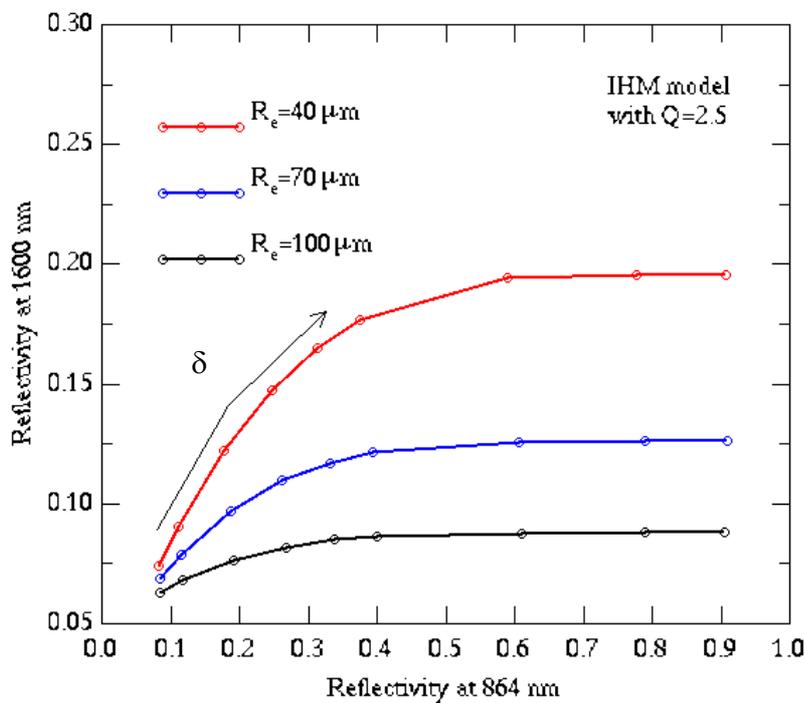


Fig. V.20 : Réflectances données par le modèle de cristaux de glace IHM aux longueurs d'onde de $0,87\mu\text{m}$ et $1,6\mu\text{m}$ pour des épaisseurs optiques (cercles) et des rayons effectifs (couleur) variables. Une même valeur d'épaisseur optique est identifiée par l'ensemble des trois cercles rouge, bleu et noir, groupé verticalement.

Sur la figure, nous observons que, pour une forme de particule donnée :

- 1- pour une valeur d'épaisseur optique donnée (chaque ensemble de trois cercles - noir, bleu et rouge - correspond à une même valeur d'épaisseur optique), la quantité d'énergie réfléchié à $0,864 \mu\text{m}$ est indépendante de la taille des particules tandis que celle réfléchié à $1,6 \mu\text{m}$ en dépend : plus les particules sont grosses, plus l'énergie est

absorbée et moins elle se retrouve diffusée et réfléchi. Cette dépendance est accentuée pour les épaisseurs optiques les plus élevées.

- 2- Pour une taille donnée de particules, la réflectance à $0,864 \mu\text{m}$ augmente régulièrement avec l'épaisseur optique. Cette variation est également remarquée à $1,6 \mu\text{m}$ mais la réflectance atteint un palier pour une valeur seuil de δ : quelle que soit l'épaisseur optique supérieure à cette limite, la réflectance ne dépend plus de la concentration des particules car la lumière diffusée au sein de la couche nuageuse est totalement absorbée, la lumière réfléchi étant due aux couches superficielles.

Au niveau simulation, il faut calculer les propriétés optiques de différentes populations de particules de taille variable dans les deux longueurs d'onde, intégrer ces résultats dans un code de transfert (l'Adding-Doubling dans notre cas) et faire varier l'épaisseur optique de la couche nuageuse.

Expérimentalement, il faut trouver comme pour le radiomètre CLIMAT une zone d'étude où l'on passe progressivement d'une zone de ciel dégagée à un nuage homogène d'épaisseur optique importante.

V.3.4 Mesures LEANDRE

L'analyse temporelle de l'énergie rétrodiffusée par l'atmosphère lors du survol d'une couche nuageuse permet de déterminer (i) la répartition verticale et horizontale des coefficients d'extinction et de rétrodiffusion des différentes couches nuageuses, (ii) l'altitude de la base et du sommet des nuages semi transparents, (iii) la distinction des phases eau/glace.

V.3.4.1 Intensité totale rétrodiffusée

Notons r la distance entre l'émetteur et l'élément de volume diffusant (particules + molécules atmosphériques) et $\alpha(r)$ (en km^{-1}) et $\beta(r)$ (en $\text{km}^{-1}.\text{sr}^{-1}$) les coefficients volumiques d'extinction et de rétrodiffusion à cette distance. Nous considérons que l'interaction du rayonnement laser avec le milieu ne change pas la fréquence du rayonnement (diffusion

élastique) et nous négligeons les effets de diffusion multiple (chaque photon reçu sur le télescope n'a subi qu'une diffusion). Dans ces conditions, à la longueur d'onde λ et à la distance r , l'intensité lumineuse rétrodiffusée $I(r,\lambda)$ a pour expression ([Platt, 1973], [Klett, 1985], [Mondelain, 2001]) :

$$I(r,\lambda) = I_{0,\lambda} \frac{A_0}{r^2} \beta(r,\lambda) \Delta r \chi(r,\lambda) \exp\left(-2 \int_0^r \alpha(r,\lambda) dr\right) \quad (\text{V.13})$$

où $I_{0,\lambda}$ est l'intensité lumineuse émise à la longueur d'onde λ par le laser, A_0 est l'aire de détection effective du télescope, Δr est la résolution spatiale du laser (liée à la durée d'impulsion) et $\chi(r,\lambda)$ est l'efficacité de détection du système (liée au recouvrement entre les champs de vision de l'émetteur et du récepteur et au facteur de transmission spectrale du détecteur). L'exponentielle exprime la loi de Beer-Lambert sur l'aller-retour de la lumière entre 0 et r .

L'inversion des signaux lidar consiste à résoudre l'équation V.13 de façon à exprimer $\alpha(r)$ et $\beta(r)$ en fonction des paramètres du système et du signal reçu sur le détecteur. Ce problème est complexe du fait de la forme intégrale de l'expression et de la présence de deux quantités à exprimer et il est indispensable d'effectuer des hypothèses sur $\alpha(r)$ et $\beta(r)$.

Il existe principalement deux méthodes de résolution : la méthode des pentes et la méthode d'inversion de Klett ([Klett, 1985]). Toutes deux utilisent une nouvelle grandeur définie par :

$$S(r,\lambda) = \ln(r^2 I(r,\lambda)) \quad (\text{V.14})$$

En dérivant cette quantité, nous obtenons l'expression suivante sur laquelle les deux méthodes mentionnées précédemment sont basées :

$$\frac{dS(r,\lambda)}{dr} = \frac{1}{\beta} \frac{d\beta(r,\lambda)}{dr} - 2\alpha(r,\lambda) \quad (\text{V.15})$$

La méthode des pentes consiste à supposer que l'atmosphère est homogène par zone. Dans chaque zone, β est constant et sa dérivée s'annule, permettant d'exprimer $\alpha(r)$ en fonction de la variation de $S(r,\lambda)$ suivant :

$$\alpha(r,\lambda) = -\frac{1}{2} \frac{dS(r,\lambda)}{dr} \quad (\text{V.16})$$

Cette méthode peut être utilisée en première approximation en considérant qu'une atmosphère inhomogène peut être décomposée en petites zones homogènes. Cependant, certains auteurs ont montré que dans des cas de brouillard, la densité de gouttelettes d'eau peut varier de deux ordres de grandeurs sur de petites échelles de distance. Il est alors nécessaire de tenir compte de la variation de β et pour conserver une expression analytique de la solution de l'équation V.13 il faut postuler une relation entre $\alpha(r)$ et $\beta(r)$.

La méthode introduite par Klett en 1981 consiste à utiliser une loi de puissance :

$$\beta(r,\lambda) = C_0 \cdot \alpha(r,\lambda)^K \quad (\text{V.17})$$

où C_0 est une constante et K dépend de la longueur d'onde et des propriétés des particules diffusantes. L'équation différentielle V.15 sur laquelle est basée cette deuxième méthode d'inversion s'écrit alors :

$$\frac{dS(r,\lambda)}{dr} = \frac{K}{\alpha(r,\lambda)} \frac{d\alpha(r,\lambda)}{dr} - 2\alpha(r,\lambda) \quad (\text{V.18})$$

Cette équation est une équation du type Bernoulli dont la solution, pour K considéré comme une constante, s'écrit comme :

$$\alpha(r,\lambda) = \frac{e^{\frac{S(r,\lambda)-S(r_0,\lambda)}{K}}}{\frac{1}{\alpha(r_0,\lambda)} - \frac{2}{K} \int_r^{r_0} e^{\frac{S(r',\lambda)-S(r_0,\lambda)}{K}} dr'} \quad (\text{V.19})$$

où r_0 est une distance de référence où la valeur de α est supposée connue. Dans la pratique, ce point de référence est choisi vers la fin du signal lidar.

Pour plus de précision sur ces résolutions du signal lidar et leurs références, le lecteur pourra lire [Mondelain, 2001], pages 12-18.

V.3.4.2 Taux de dépolarisation

Le rayonnement rétrodiffusé à $0,532 \mu\text{m}$ est recueilli selon ses deux composantes parallèle I^{\parallel} et perpendiculaire I^{\perp} à l'axe de polarisation du rayonnement incident. Le taux de dépolarisation Δ_p est défini comme le rapport suivant :

$$\Delta_p = \frac{I^{\perp}}{I^{\parallel}} \quad (\text{V.20})$$

La valeur de ce taux est sensible à la forme des particules du milieu sondé ([Chepfer et al., 1999]) : les particules sphériques ne dépolarisent pas la lumière et rendent cette valeur nulle. Par contre, une valeur non nulle indiquera la présence de particules non sphériques.

Lors du survol d'une couche nuageuse, la dépolarisation du signal est causée par les molécules atmosphériques (non sphéricité de N_2 et O_2 par exemple) et les particules nuageuses présentes le long du trajet optique. La contribution du nuage seul est obtenue par normalisation de Δ_p par rapport au taux de dépolarisation moléculaire $\Delta_m = 1,4\%$ et correction par cette même valeur ([Young, 1980]). Pendant la campagne FRENCH, chaque profil lidar correspond à une moyenne sur une distance de survol de 1,5 km.

VI Etude des situations du 05 octobre matin et du 07 octobre 2001

L'analyse des conditions météorologiques et instrumentales rencontrées lors des dix vols de la campagne montre que cinq jours semblent présenter des situations météorologiques favorables avec un bon fonctionnement des instruments et la présence simultanée des deux avions. Les missions des 05 octobre matin, 05 octobre après midi et 07 octobre 2001 pour la partie FRENCH (avec l'imageur POLDER) et les 26 et 27 octobre 2001 pour la partie DIRAC (avec l'imageur DIRAC), ont été identifiées comme missions de priorité n°1. D'autres vols présentent également certaines données intéressantes, mais sans toutefois contenir toutes les conditions optimales (absence d'un des deux avions ou qualité moyenne des mesures, voir tableau V.1).

L'observation détaillée des missions de priorité n°1 a montré la présence de zones nuageuses structurées et exploitables pour une première analyse. Ce sont les missions des 05 octobre matin et 07 octobre, qui correspondent à deux situations nuageuses différentes que nous présentons dans les paragraphes suivants.

VI.1 Cas du 05 octobre matin : étude qualitative d'une scène nuageuse mixte

VI.1.1 Description du vol et conditions météorologiques

Le *Mystère 20* a décollé de l'aéroport de Tarbes vers 08h10 T.U. et le *TBM 700* vers 08h30 T.U.. Chaque avion a effectué respectivement environ 1h50 et 2h30 de vol et la zone d'étude était le golfe de Gascogne. Le *M20* est monté jusqu'à une altitude maximale de 11890 m et le *TBM 700* jusqu'à 9720 m. La figure VI.1 ci après représente les trajectoires des deux avions. La portion de courbe en gras représente la zone d'étude choisie survolée par le *M20* entre 8h50 et 9h10 T. U., de longueur totale d'environ 220 km et composée de deux branches a-b et b-c d'axes différents.

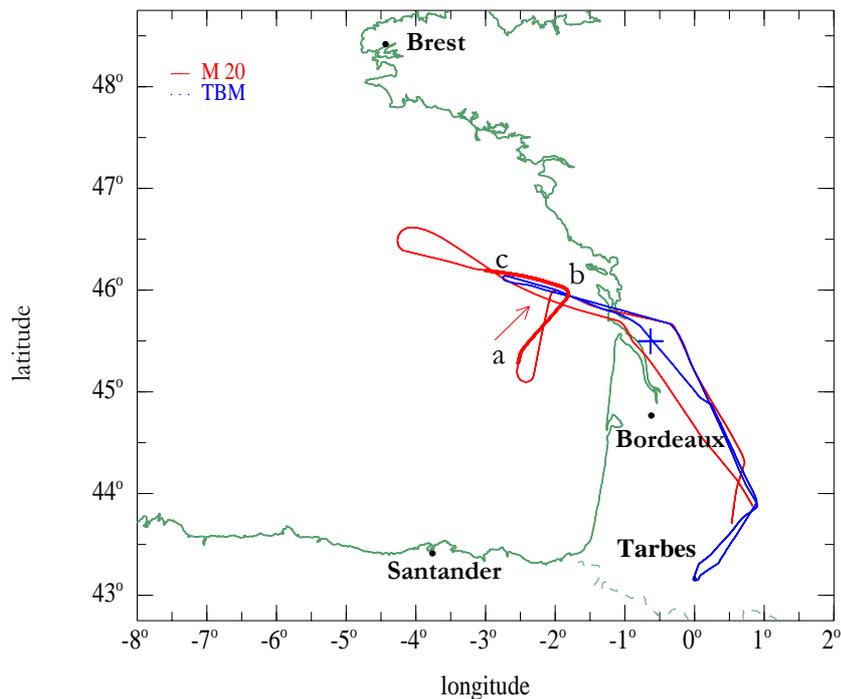


Fig. VI.1 : Trajectographie du 05 octobre 2001 matin. Le plan de vol du M20 est en rouge et celui du TBM700 en bleu. La courbe rouge en gras correspond à la zone étudiée entre 8h50 et 9h10 T.U. par les instruments de télédétection. La croix bleue correspond à l'échantillon de particules nuageuses caractérisé par le néphélomètre polaire à 9h25 T.U.

La situation météorologique de ce 05 octobre 2001 au matin est présentée sur l'image Meteosat (figure VI.2) prise à 10h30 T.U. au dessus de la zone d'étude (canal à 11 μm) et par les profils de température et de température du point de rosée (figures VI.3.a et VI.3.b) mesurés par Météo France depuis les stations de Brest (48,27°N, 4,25°W), Bordeaux (44,5°N, 0,34°W) et Santander (Espagne, 43,28°N, 3,48°W) à 12h T.U.

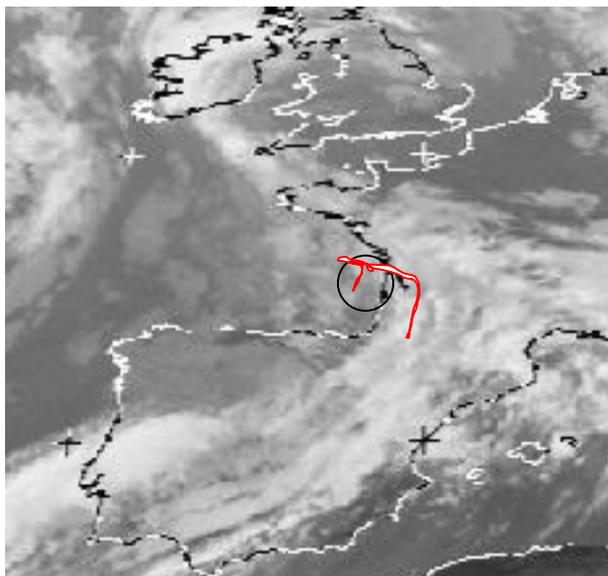


Fig. VI.2 : Image Meteosat à 11 μm le 05 octobre 2001 à 10h30 T.U.

Sur cette image, nous avons tracé la trajectoire du M20 (en rouge) ainsi que la zone nuageuse que nous allons présenter (cercle noir). Néanmoins il faut garder à l'esprit qu'il ne faut pas superposer le fond de carte Meteosat avec les tracés de courbe car les heures des mesures ne correspondent pas exactement (décalage d'environ 1h30 entre le passage du M20 et celui de Meteosat).

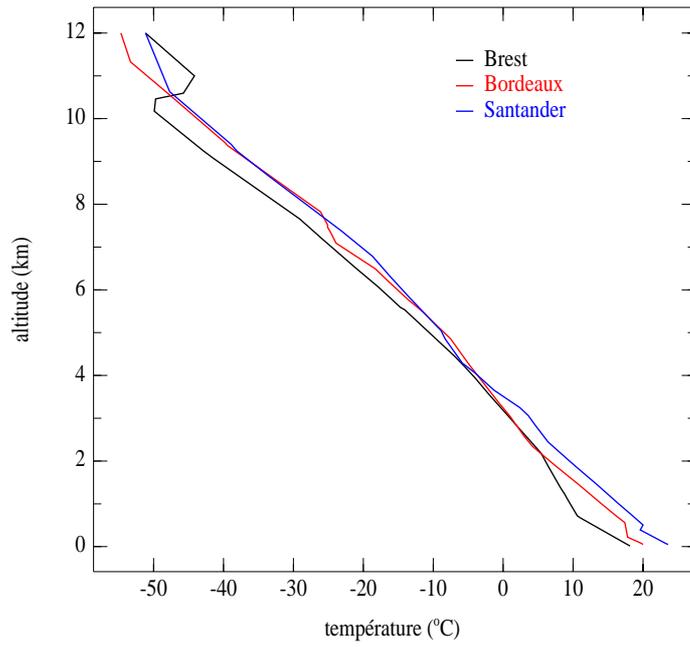


Fig. VI.3.a : Profil atmosphérique en température des stations de Bordeaux, Brest et Santander à 12h T.U. le 05 octobre 2001.

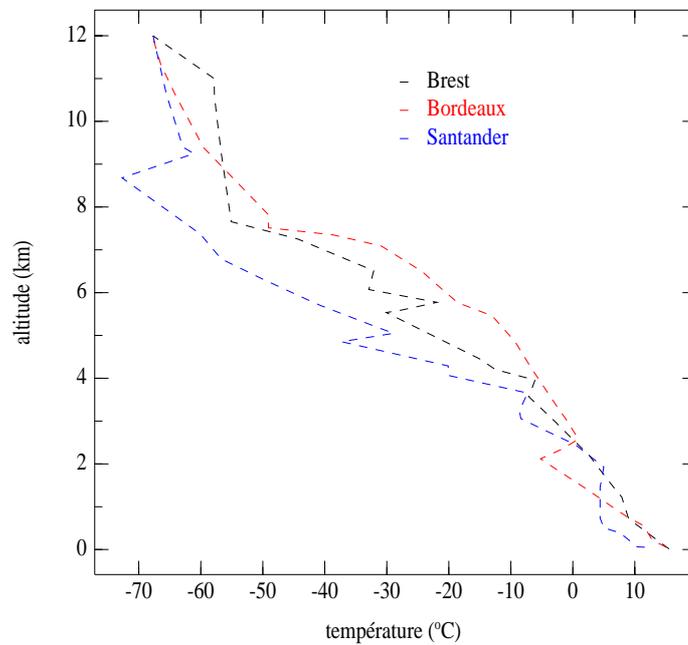


Fig. VI.3.b : Profil atmosphérique en température de rosée des stations de Bordeaux, Brest et Santander à 12h T.U. le 05 octobre 2001.

VI.1.2 Données instrumentales et interprétations

Nous présentons sur les figures VI.4 à VI.7 suivantes les mesures des instruments LEANDRE, CLIMAT et MiniMIR pour la période de 8h52 T.U. à 9h10 T.U. correspondant à la partie a-b-c de la figure VI.1. L'axe a-b a été effectué entre 8h52 et 9h00 T.U. et le point c a été atteint vers 9h10 T.U. Nous présentons sur les figures VI.8.a à VI.8.d deux séquences POLDER prises à 8h55 T.U. et 8h59 T.U. représentatives des zones nuageuses survolées.

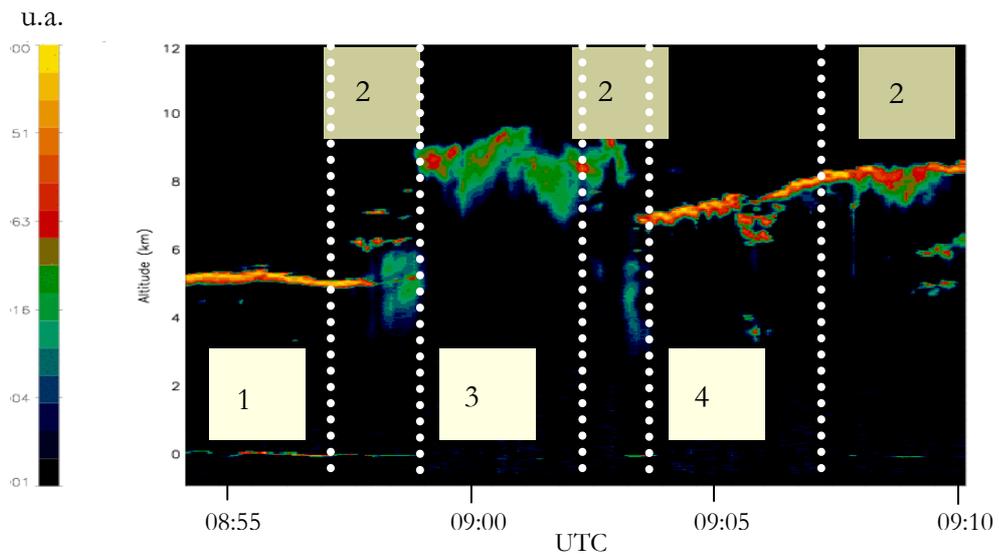


Fig. VI.4 : Coefficient de rétrodiffusion lidar ($\beta(r)$ en u.a.) entre 8h52 T.U. et 9h10 T.U. le 05 octobre 2001.

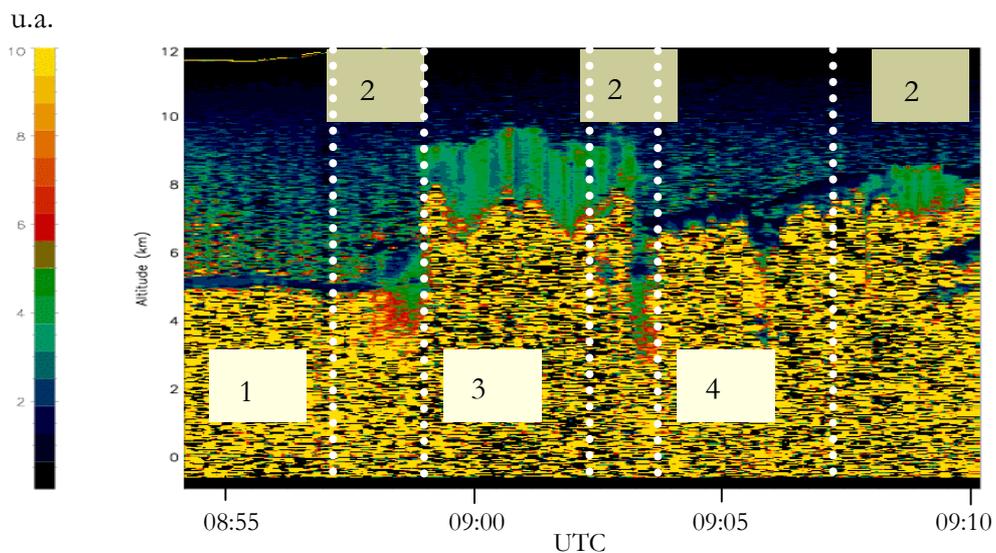


Fig. VI.5 : Dépolarisation lidar (Δ_p en u.a.) entre 8h52 T.U. et 9h10 T.U. le 05 octobre 2001.

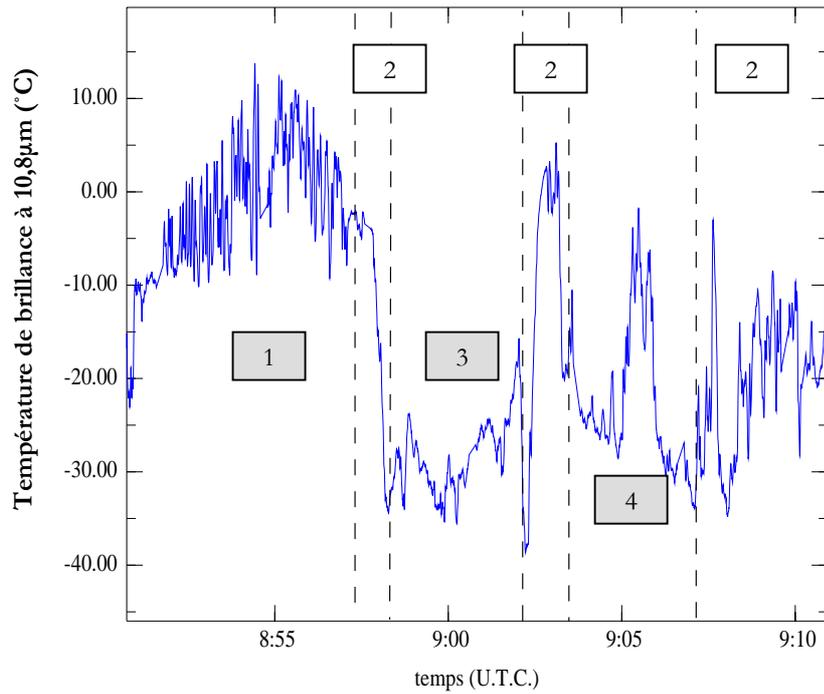


Fig. VI.6 : Températures de brillance dans le canal à $10,8\mu\text{m}$ mesurées par CLIMAT pendant le trajet a-b-c le 05 octobre 2001.

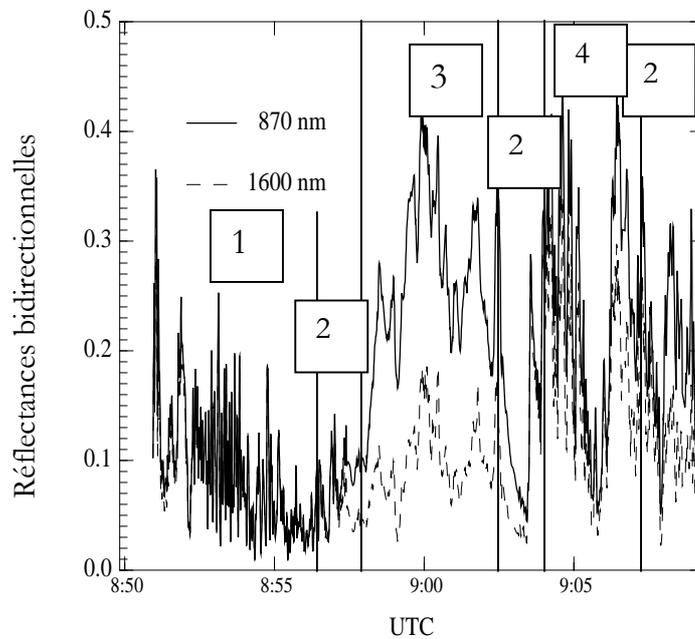


Fig. VI.7 : Réflectances mesurées par MiniMIR entre 8h52 T.U. et 9h10 T.U. à $0,87\mu\text{m}$ et $1,6\mu\text{m}$ le 05 octobre 2001.

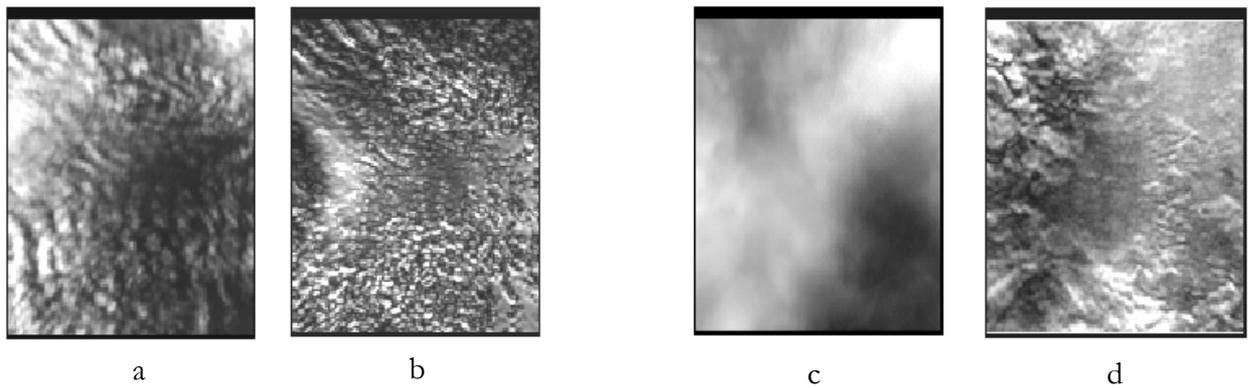


Fig. VI.8 : Images POLDER en réflectance totale (a et c) et en réflectance polarisée (b et d) à $0,864\mu\text{m}$ le 05 octobre 2001. La séquence (a, b) a été acquise à 8h55'45'' dans la région 1 et la séquence (c, d) a été acquise à 8h59'30'' dans la région 3.

VI.1.2.1 Mesures LEANDRE

Les figures VI.4 et VI.5 représentent le profil de rétrodiffusion $\beta(r)$ et de dépolarisation Δ_p du lidar LEANDRE (en unités arbitraires). Chaque profil a été moyenné sur une distance horizontale de 2 km environ. Sur la figure VI.4 les structures nuageuses et la surface océanique correspondent à l'écho coloré qui se distingue du fond noir.

Les images en rétrodiffusion et en dépolarisation sont complémentaires et nous permettent d'identifier trois scènes de caractéristiques physiques différentes, identifiées telles que :

- 1- le coefficient de rétrodiffusion est élevé et la dépolarisation faible (zones 1 et 4)
- 2- le coefficient de rétrodiffusion est plus faible et la dépolarisation forte (zone 3)
- 3- les caractéristiques sont mélangées (zones 2, entre 1 et 3 et entre 3 et 4)

Les zones 1 et 4 sont des couches nuageuses qui diffusent beaucoup et la zone 1 est géométriquement fine puisque l'on observe le signal renvoyé par la surface océanique. La température relevée à l'altitude du sommet du nuage de la zone 1 est de -12°C (altitude de 5,2 km) et descend à -22°C et -30°C au sommet du nuage de la zone 4 (altitudes de 7 et 8 km). Ce dernier est optiquement dense car le signal de la surface n'est pas observé. Au regard de la dépolarisation, les zones 1 et 4 présentent une valeur très faible.

Les zones 2 et 3 diffusent moins que les zones précédentes. La zone 3 permet une meilleure observation de la structure verticale du nuage que dans la zone 4, sans toutefois laisser apparaître la surface, signe que le nuage est optiquement épais également. La température relevée à l'altitude de 9,2 km (altitude du sommet de ce nuage) est de -38°C et la dépolarisation engendrée par les particules présentes atteint des valeurs plus élevées que celles observées dans les zones 1 et 4. Les zones 2 sont des zones de transition où l'on observe à la fois les caractéristiques des zones 1, 3 et 4.

Des simulations effectuées avec le modèle de cristaux de glace IHM, présenté aux chapitres II et III ([C.-Labonnote et al., 2001]), ont permis de représenter les comportements rencontrés en rétrodiffusion et en dépolarisation dans la zone 3. Les résultats sont reportés sur la figure VI.9 en fonction du facteur de forme $L/2R$ du cristal. Le signal en rétrodiffusion est représenté par le rapport k entre le signal de rétrodiffusion $\beta(r)$ et celui d'extinction $\alpha(r)$. Des simulations utilisant la théorie de Mie ont permis de comparer ces résultats au comportement de particules sphériques (figure VI.9).

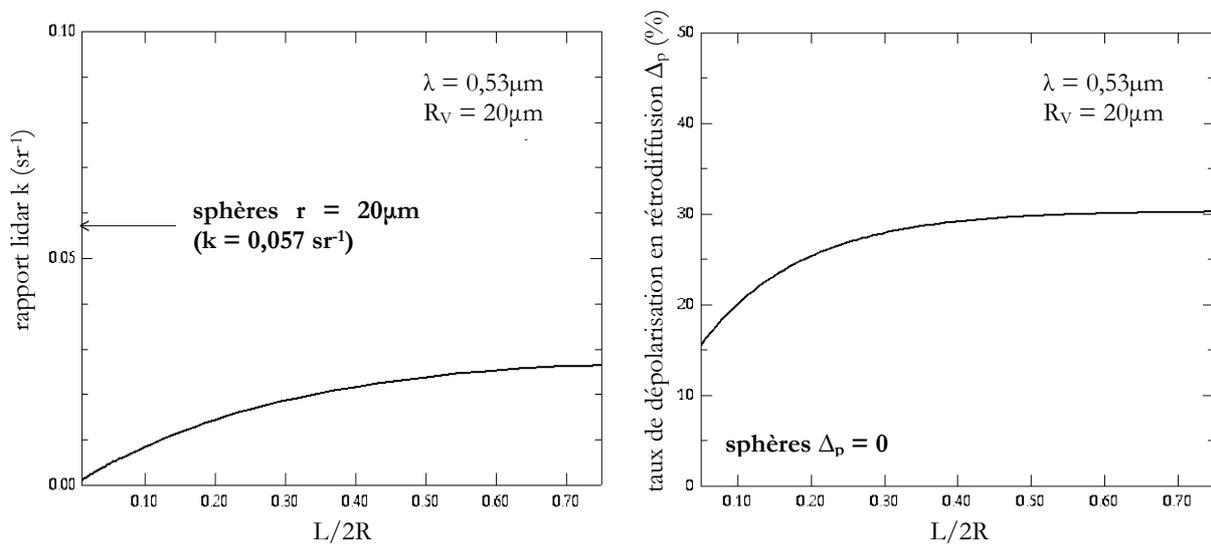


Fig. VI.9 : Rapport rétrodiffusion sur extinction et taux de dépolarisation à $0,53\mu\text{m}$ pour des cristaux inhomogènes de glace (IHM) de rayon de sphère équivalente en volume de $20\mu\text{m}$ et de facteur de forme variable. Les valeurs obtenues pour des sphères de même rayon sont également représentées.

Le paramètre k est le coefficient de proportionnalité entre le coefficient de rétrodiffusion $\beta(r)$ et celui d'extinction $\alpha(r)$ du milieu observé à la distance r . Or, nous avons simulé ici un milieu homogène constitué soit de particules sphériques, soit de cristaux IHM. Pour chacun de ces milieux, le coefficient d'extinction est constant et la variation du paramètre k est donc équivalente à la variation de $\beta(r)$: une faible valeur de k engendre une faible valeur de $\beta(r)$.

Les résultats montrent que les nuages composés de cristaux ont tendance à avoir des valeurs du signal de rétrodiffusion plus faibles que pour un nuage de gouttes d'eau ou de cristaux sphériques (la valeur maximale de k étant de $0,03 \text{ sr}^{-1}$) et des valeurs non nulles de dépolarisation (pouvant atteindre 30%). Contrairement aux cristaux non sphériques, les particules sphériques affichent une valeur toujours plus élevée en rétrodiffusion et une valeur nulle en dépolarisation.

A partir de ces simulations, nous pouvons déduire que le nuage de la zone 3 présente les caractéristiques spécifiques aux nuages composés de cristaux de glace (rétrodiffusion faible et dépolarisation importante), tandis que les nuages des zones 1 et 4 présentent les caractéristiques des nuages composés de particules sphériques (rétrodiffusion importante et dépolarisation faible). De plus, en considérant que la température au sommet du nuage de la zone 1 est de -12°C et que celle au sommet du nuage de la zone 4 passe de -22°C à -30°C , nous pouvons en déduire que les particules sphériques rencontrées dans ces zones sont des particules d'eau surfondue. Remarquons aussi qu'une hypothèse possible de la situation 4 est la présence de plaquettes de glace orientées horizontalement, qui présentent également une forte rétrodiffusion (réflexion spéculaire) et peu de dépolarisation. Les nuages des zones 1 et 4 peuvent donc également être de phase mixte avec présence de cristaux de glace « 2D » et de gouttes d'eau surfondue. Pour le nuage de la zone 3, la température relevée à son sommet est de -38°C , ce qui correspond aux températures rencontrées dans les nuages de glace. Les particules présentes dans ce nuage sont donc des cristaux de glace non sphériques ne présentant pas d'orientation privilégiée dans l'espace.

Les zones marquées par l'indice 2 sont des zones de transition où l'on peut observer à la fois la présence de particules de glace et d'eau, les particules de glace étant situées sous la couche d'eau surfondue.

VI.1.2.2 Mesures CLIMAT

La figure VI.6 présente les températures de brillance obtenues par inversion des mesures du radiomètre infrarouge CLIMAT dans le canal à 10,8 μm pour la période de vol étudiée.

Sur cette figure, nous pouvons constater que les températures de brillance des couches nuageuses rencontrées s'alternent suivant la même séquence que celle remarquée par l'analyse des informations du lidar, à savoir que les couches nuageuses 1 et 4 correspondent à des corps noirs équivalents plus chauds que celui représentant la couche 3 (de 0°C et -25°C en moyenne pour les zones 1 et 4, à -30°C pour la zone 3) et que les couches 2 sont des zones intermédiaires.

VI.1.2.3 Mesures POLDER

Considérons maintenant les mesures effectuées par le radiomètre POLDER au dessus de cette scène d'étude. Nous avons reporté sur les figures VI.8.a-b et VI.8.b-c une image POLDER pour chaque type de scène nuageuse homogène relevée par le lidar, respectivement les zones 1 et 3.

A une altitude relative de l'avion de 5 km par rapport au sommet du nuage le plus bas, nous avons un champ de vue de 4×3 km avec une résolution de 10 m environ par pixel, ce qui permet d'observer les variations de réflectance à une échelle assez petite.

La figure VI.8.a en réflectance totale montre une structure nuageuse visuellement hétérogène semblable à celle rencontrée dans les nuages d'eau. La figure VI.8.b en réflectance polarisée montre également une structure horizontale non homogène ainsi qu'une structure en arc-en-ciel sur la partie gauche de l'image, ce qui caractérise la présence de particules sphériques (voir par exemple [Goloub et al., 1994], [Descloitres, 1996] ou [Buriez et al., 1997] entre autres). L'image POLDER représentative de la zone nuageuse 1 confirme donc la présence de particules sphériques dans ce nuage. Par contre, le nuage de la zone 3 montre une image plus homogène en réflectance totale (Fig. VI.8.c) tout en gardant une structure en réflectance polarisée visuellement hétérogène (Fig. VI.8.d) mais sans caractéristiques particulières. Ces images POLDER représentatives de la zone 3 sont caractéristiques des nuages composés de

cristaux de glace de forme et de taille diversifiées ([Chepfer et al., 1998], [Sauvage et al., 1999], [Chepfer et al., 1999]).

L'échelle de couleur des images POLDER est une échelle en noir et blanc ajustée aux valeurs limites de chaque image. L'intervalle correspondant aux réflectances polarisées est de [0 - 0,2] pour l'image VI.8.b et de [0,25 - 0,4] pour l'image VI.8.d. Les valeurs de l'image VI.8.d sont plus élevées que celles de l'image VI.8.b, ce qui confirme que l'épaisseur optique du nuage de la zone 3 est beaucoup plus importante que celle du nuage de la zone 1 (la réflectance polarisée augmente régulièrement avec l'épaisseur optique du nuage jusqu'à saturation ([Chepfer, 1997], page 130). Néanmoins, ceci reste une approche assez qualitative puisque nous ne considérons que deux séquences de mesures POLDER.

VI.1.2.4 Mesures MiniMIR

La figure VI.7 illustre les réflectances bidirectionnelles à 0,87 μm et 1,6 μm obtenues avec le radiomètre MiniMIR pendant le survol de la zone d'étude du 05 octobre entre 8h52 T.U. et 9h10 T.U.

Comme pour les mesures du lidar et de CLIMAT, trois types de séquences nuageuses ressortent des observations MiniMIR : les réflectances à 0,87 μm et 1,6 μm des zones 1 et 4 sont quasi-identiques, celles de la zone 3 sont très différentes et celles des zones 2 sont des transitions entre les zones 1 - 3 et 3 - 4. Au chapitre V.3.3 nous avons montré l'influence de la taille des particules sur la valeur de la réflectance aux longueurs d'onde de 0,87 μm et 1,6 μm : à 0,87 μm , la glace et l'eau n'absorbent pas le rayonnement et la réflectance ne dépend pas de la taille des particules, mais à 1,6 μm , la taille joue un rôle important car les particules absorbent le rayonnement et la réflectance devient plus faible. Ainsi, qualitativement, les particules du nuage de la zone 3 sont probablement de taille supérieure à celles constituant les nuages des zones 1 et 4 puisqu'une différence entre les mesures à 0,87 μm et 1,6 μm existe dans la zone 3, alors que les mesures des zones 1 et 4 se confondent quasiment. Néanmoins, la taille des petites particules de la zone 4 est légèrement plus importante que celle des particules de la zone 1 puisque l'on peut noter une très légère différence entre les valeurs à 0,87 μm et 1,6 μm . Les mesures MiniMIR permettent donc de supposer la présence de particules en moyenne plus grosses dans la zone 3 que celles des zones 1 et 4. Compte tenu des conclusions tirées précédemment sur la nature (phase et forme) des particules

nuageuses rencontrées dans les zones 1, 3 et 4, ces considérations sont en accord puisque les cristaux présents dans les cirrus présentent en général des rayons modaux plus importants que les gouttes d'eau des nuages bas.

VI.1.2.5 Mesures in situ

Le *TBM* n'a malheureusement pas volé dans la couche nuageuse étudiée précédemment par les instruments de télédétection (les trajectoires des deux avions sont bien superposées mais le *TBM* ne volait pas à une altitude suffisante pour effectuer des mesures dans les couches nuageuses). Par contre, nous possédons un prélèvement de particules nuageuses à 9h25 T.U. correspondant à la zone géographique autour du point (45,5°N, -0,58°W) représentée par la croix bleue sur la figure VI.1 et qui présente la signature de particules cristallines de glace. La figure VI.10 représente l'indicatrice de diffusion mesurée par le néphélomètre polaire à cet endroit.

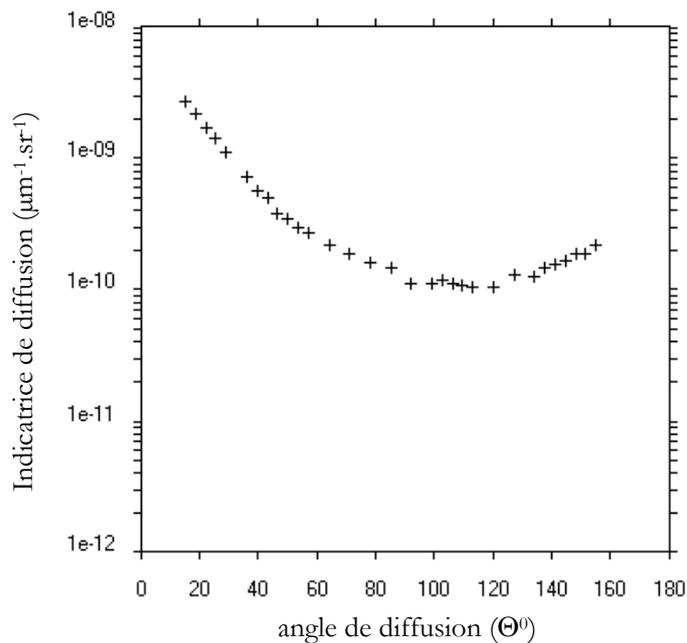


Fig. VI.10 : Indicatrice de diffusion mesurée par le néphélomètre polaire à 9h25 T.U. dans un nuage de glace à l'altitude 9720m le 05 octobre 2001.

Cette allure est typique des particules qui composent les cirrus ([Crepel et al., 1997]) et la valeur du paramètre d'asymétrie correspondant est de 0,755.

Bien que la région d'échantillonnage du néphélomètre soit différente de la zone étudiée avec les instruments de télédétection, les mesures in situ révèlent la présence de nuages composés de particules de glace dans la zone proche de la zone d'étude. Qualitativement, nous pouvons donc dire que la signature d'un nuage de glace est observable sur tous les instruments de mesures embarqués le 05 octobre 2001.

VI.1.3 Conclusion

L'analyse des images du lidar LEANDRE permet d'identifier le 05 octobre 2001 entre 8h52 T.U. et 9h10 T.U. une structure nuageuse très hétérogène aussi bien au niveau de la phase des nuages (mixte, glace ou eau surfondue) qu'au niveau de la répartition géographique des nuages (nuages moyens alternés avec un nuage de haute altitude par l'intermédiaire de zones de transition). Les caractéristiques observées par le lidar en rétrodiffusion et en dépolarisation ont été simulées de façon cohérente avec un modèle de cristaux de glace pour le nuage de type cirrus (zone 3) et avec la théorie de Mie pour les nuages d'eau (zones 1 et 4). Les relevés de températures aux altitudes des sommets des nuages ont permis de confirmer la présence de cristaux de glace dans le nuage de la zone 3 ($T = -38^{\circ}\text{C}$) et de montrer la présence d'eau à l'état de surfusion dans les nuages des zones 1 et 4 ($T = -12^{\circ}\text{C}$ pour la zone 1 et -22°C à -30°C pour la zone 4). Ces informations en température sont confirmées par les mesures du radiomètre infrarouge thermique CLIMAT sur lesquelles on distingue également une alternance entre des nuages radiativement chauds dans les zones 1 et 4 et un nuage radiativement froid en zone 3. Les informations sur la forme des particules sont confirmées par les mesures de l'imageur visible POLDER où des cartographies en réflectance totale et polarisée montrent soit une structure nuageuse horizontale visuellement hétérogène avec présence d'un arc-en-ciel pour les nuages de particules sphériques (par exemple en zone 1), soit une structure homogène sans effet de diffusion spécifique pour le nuage de cristaux de glace (en zone 3). Cette distinction entre les gouttelettes d'eau et les cristaux de glace se retrouve sur les mesures du radiomètre visible/moyen infrarouge MiniMIR où l'influence de la taille des cristaux se traduit par des différences entre les réflectances à $0,87\ \mu\text{m}$, longueur d'onde non absorbante et $1,6\ \mu\text{m}$, longueur d'onde absorbante : les gouttelettes d'eau, de petite taille absorbent très peu et ne traduisent aucune différence entre les mesures dans les

zones 1 et 4, par contre, les cristaux de glace, beaucoup plus gros, traduisent une différence entre les mesures dans la zone 3.

L'étude de cette situation nuageuse montre qu'une synergie entre le lidar et la radiométrie, représentée par CLIMAT, POLDER et MiniMIR est possible et que les résultats issus uniquement de ces instruments de télédétection permettent de discriminer la phase des particules rencontrées. Aussi, les mesures présentées ici font partie pour CLIMAT et MiniMIR des premières séries acquises et montrent que ces prototypes sont capables de fournir respectivement les informations en température de brillance et en réflectance correspondant aux différents types de nuages rencontrés.

VI.2 Cas du 07 octobre : étude quantitative d'une scène nuageuse simple

VI.2.1 Description du vol et conditions météorologiques

Le *TBM 700* a décollé de l'aéroport de Tarbes vers le Golfe de Gascogne à 8h30 T.U. pour 2h40 de vol et le *Mystère20* est parti à 8h50 T.U. pour un vol de 1h45 environ. Le *TBM 700* est monté jusque 10200 m et le *M20* jusque 11400 m. La figure VI.11 suivante représente la trajectographie des deux avions. Le tracé a-b en gras représente la zone nuageuse étudiée survolée par le *M20* entre 9h18 T.U. et 9h22 T.U. correspondant à une longueur de 68 km environ.

Les conditions météorologiques rencontrées lors du vol sont illustrées par les radiosondages de Bordeaux (44,5°N, 0,34°W) et Santander (Espagne, 43,28°N, 3,48°W) à 12h T.U. présentés sur les figure VI.12.a et VI.12.b (le leg a-b est encadré par ces deux stations Météo). Au delà de 30 km d'altitude, les mesures ballon sont extrapolées par des données standards issues du profil moyennes-latitudes en été de Mc Clatchey ([Mc Clatchey et al., 1971]).

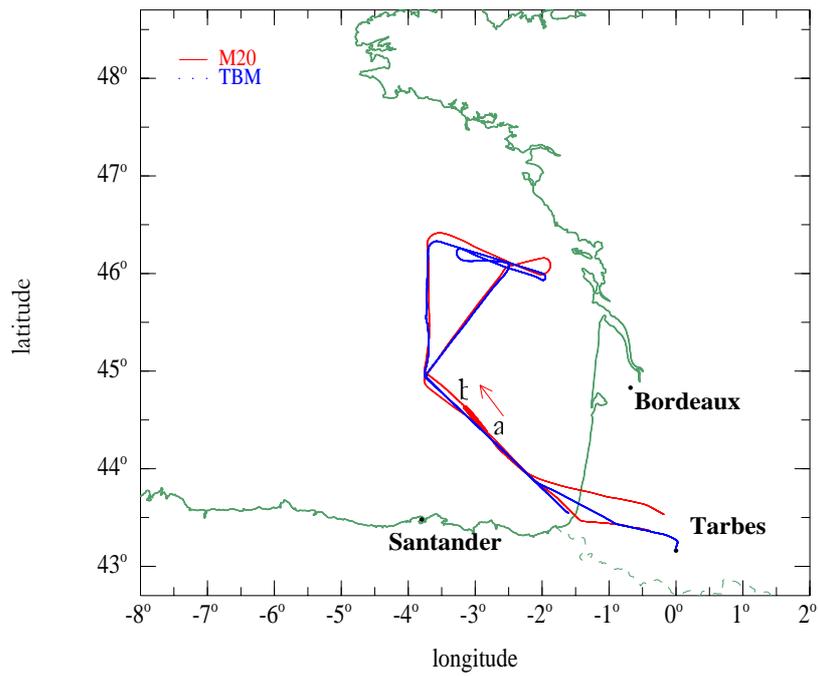


Fig. VI.11 : Trajectographie du 07 octobre 2001. Le plan de vol du M20 est en rouge et celui du TBM700 en bleu.
La courbe rouge en gras correspond à la zone étudiée entre 9h18 et 9h22 T.U.

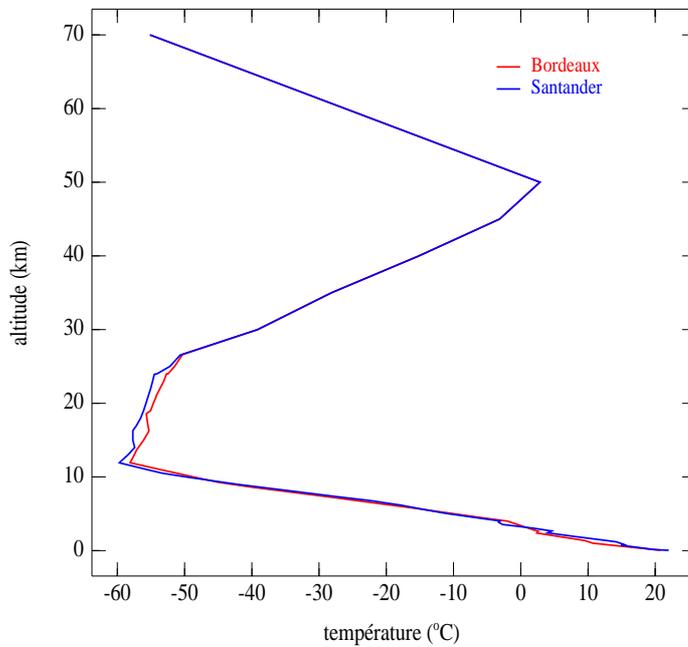


Fig. VI.12.a : Profil atmosphérique en température des stations de Bordeaux et Santander à 12h T.U. le 07 octobre 2001.

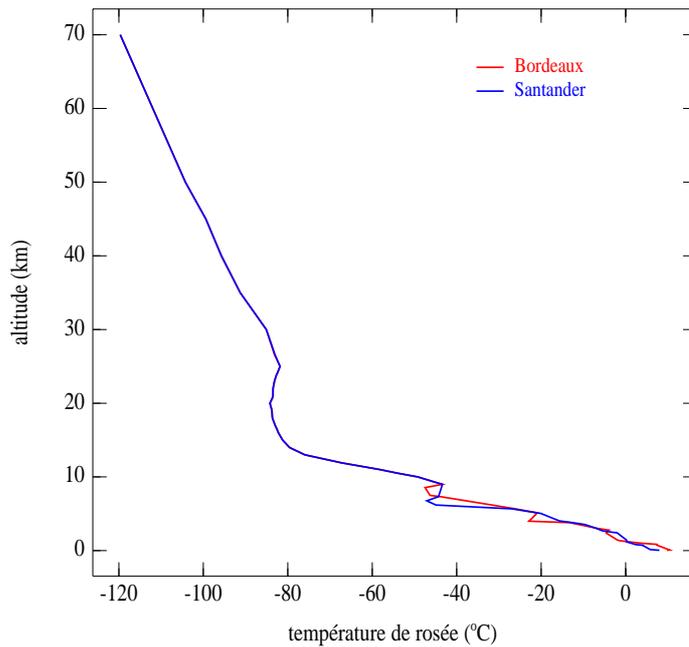


Fig. VI.12.b : Profil atmosphérique d'humidité relative des stations de Bordeaux et Santander à 12h T.U. le 07 octobre 2001.

Les profils de température et d'humidité sont similaires pour les deux stations et il est raisonnable de prendre leur moyenne pour décrire l'atmosphère environnant la zone d'étude. Sur la figure VI.12.a, nous pouvons distinguer la tropopause à une altitude de 10,5 km (avec une incertitude de 0,3 km) avec une température de -62°C . Le gradient de température dans la troposphère est de $-6,9^{\circ}\text{C}/\text{km}$.

VI.2.2 Restitution de la microphysique des nuages de glace à partir de mesures radiométriques dans l'infrarouge thermique et utilisation des mesures lidar

Nous allons appliquer dans ce paragraphe la méthode « split-window » de restitution des propriétés microphysiques présentée dans le chapitre V.3.1 sur les mesures de températures de brillance du radiomètre infrarouge CLIMAT. L'utilisation de cette méthode nécessite d'être en présence d'une situation affichant une forte variation d'épaisseur optique entre une zone de ciel dégagé et un nuage. Cette situation a été rencontrée entre 9h18 T.U. et 9h22 T.U. (leg a-b) comme le montre le profil de rétrodiffusion du lidar sur la figure VI.13.

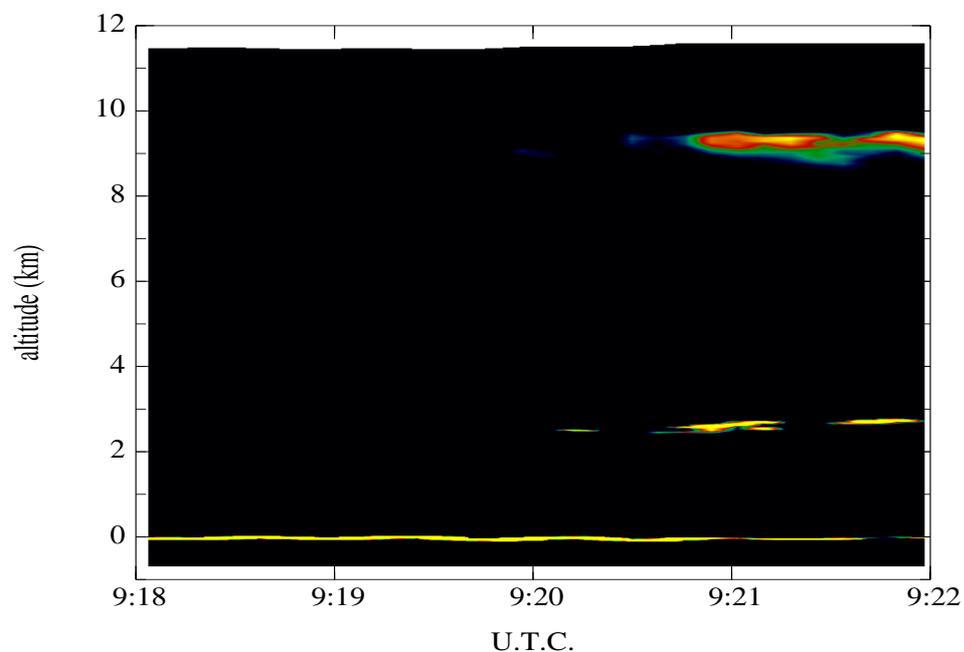


Fig. VI.13 : Profil de rétrodiffusion lidar entre 9h18 T.U. et 9h22 T.U. L'échelle de couleurs est arbitraire.

Sur ce profil nous pouvons distinguer une atmosphère claire suivie d'une zone nuageuse composée d'un nuage épais de haute altitude (sommets vers 9,5 km) superposé à une couche nuageuse de basse altitude (environ 3 km). Le *TBM 700* entrait dans le nuage haut vers 8h50 T.U. (nous faisons l'hypothèse que la couche nuageuse n'a pas beaucoup évolué jusqu'au passage du *M20*).

Les mesures de température de brillance du radiomètre CLIMAT dans le canal à 8,7 μm entre 9h18 et 9h22 T.U. sont présentées sur la figure VI.14 ci-après.

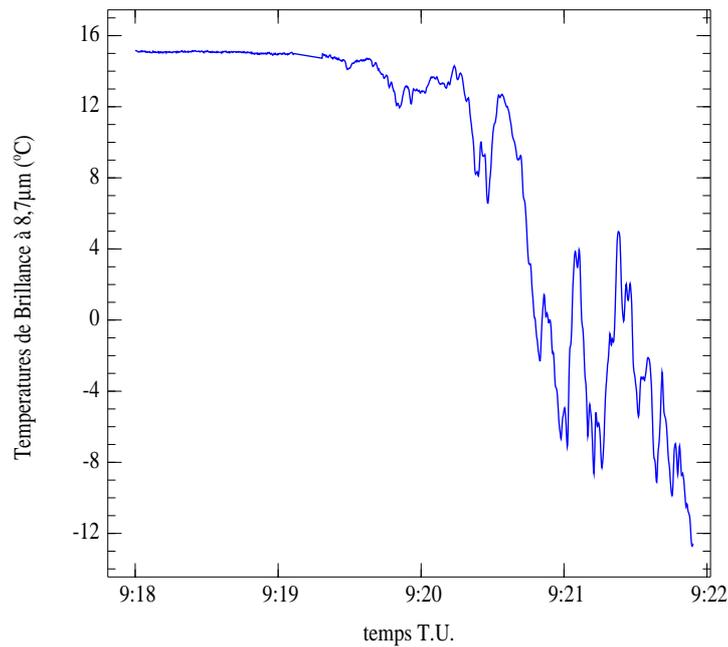


Fig. VI.14 : Températures de brillance à $8,7\mu\text{m}$ relevées par CLIMAT entre 9h18 T.U. et 9h22 T.U.

La zone d'atmosphère claire est identifiée par la partie chaude de la courbe entre 9h18 et 9h19 T.U. de température radiative moyenne de 15°C . La zone nuageuse est identifiée par la chute de la température entre 9h19 et 9h22 T.U., où la partie la plus épaisse du nuage donne une température de brillance de -12°C . Comme nous le verrons plus loin (paragraphe VI.2.4) la mesure de la fonction de phase des particules composant cette zone nuageuse par le néphélomètre polaire aéroporté montre que nous sommes en présence d'un nuage de glace.

La restitution de la microphysique rencontrée dans ce nuage de glace s'appuie sur le code des Ordonnées Discrètes décrit au chapitre IV. Le code utilisé dans cette version permet de simuler l'atmosphère présentant les deux couches nuageuses présentes : l'une est constituée d'un nuage de basse altitude composé de gouttelettes d'eau, de type Hansen²³ ([Hansen and Travis, 1974]) et d'épaisseur optique donnée, l'autre est constituée d'un nuage de haute altitude composé de cristaux de glace pouvant appartenir à deux populations différentes

²³ Modèle de nuage d'eau utilisé dans le traitement des données ISCCP, de granulométrie gamma standard de rayon effectif de $10\mu\text{m}$ et de variance effective de 0,15.

(hexagones ou agrégats) présentant des distributions de taille différentes (neuf propositions pour chaque population) et d'épaisseur optique variable. L'atmosphère est découpée en couches selon les niveaux de mesures du radiosondage du 07 octobre à 12 T.U., c'est-à-dire en 71 couches. Le code nécessite en entrée :

- le profil atmosphérique (pression, température, humidité),
- le niveau d'observation du capteur,
- la température de la surface de la mer,
- les émissivités de la surface océanique dans les trois canaux de l'instrument CLIMAT,
- la présence ou non d'un nuage de basse altitude,
- l'altitude du sommet de ce nuage ainsi que son épaisseur optique,
- les propriétés optiques des particules composant ce nuage dans les trois longueurs d'onde,
- l'altitude et l'épaisseur géométrique du cirrus,
- le profil vertical de concentration des aérosols et le type suivant l'altitude.

Les émissivité de la surface de l'océan sont issues de [Masuda et al., 1998]. Les propriétés optiques du nuage d'eau sont calculées par la théorie de Lorentz-Mie et celles des cristaux de glace du cirrus par les méthodes FDTD, CAM ou T-Matrix selon les critères indiqués au chapitre III. Les propriétés optiques des aérosols sont issues des profils standards du WMO du modèle « maritime I ».

Nous considérons que les profils atmosphériques et de distribution verticale des aérosols ne varient pas. De plus, les mesures lidar montrent que la scène nuageuse étudiée possède une couverture nuageuse totale.

Le choix des paramètres relatifs à la microphysique du nuage de glace et à son environnement a été fait suivant les étapes décrites dans les paragraphes qui suivent.

VI.2.2.1 Choix des paramètres environnementaux du nuage de glace

Nous allons montrer la sensibilité du code « FastOD » aux paramètres utiles pour simuler l'environnement du nuage de glace. Nous nous intéresserons à la restitution des caractéristiques de l'atmosphère sans nuage et à la restitution des caractéristiques de la couche nuageuse basse.

- (a) Choix de la température thermodynamique de la surface de la mer.

Le paramètre inconnu qui intervient pour restituer les températures de brillance de l'atmosphère claire est la température thermodynamique de la surface océanique. Elle est calculée à partir des mesures du radiomètre à très haute résolution AVHRR (Advanced Very High Resolution Radiometer) embarqué sur les satellites NOAA. Les données sont diffusées par le SATMOS (Service d'Archivage et de Traitement Météorologique des Observations Spatiales, service commun Météo France / CNRS), qui nous a fourni celles du 07 octobre lors du passage de nuit du satellite au dessus du golfe de Gascogne (l'océan ayant une grande inertie thermique, nous faisons l'hypothèse que les valeurs restent quasi-identiques le matin). L'intervalle des températures de surface relevées sur les zones non nuageuses est de 18,0°C à 20,3°C. Pour trouver la valeur de la température de surface qui correspond à notre zone d'étude, nous avons calculé les températures de brillance à 8,7 μm , 10,8 μm et 12 μm pour chaque valeur de température de surface et superposé les résultats aux mesures CLIMAT obtenues au dessus d'une zone de ciel clair repérée entre 9h02 et 9h11 T.U. La figure VI.15 montre le meilleur ajustement de la simulation, obtenu avec une température de surface de 18,8°C.

Nous remarquons sur cette figure qu'en moyenne, la restitution des mesures de CLIMAT dans les canaux à 8,7 μm et 10,8 μm est correcte, compte tenu de la variabilité observée, mais que pour le canal à 12 μm , la mesure est sous-estimée d'environ 1,7°C par rapport au modèle. Ce comportement a également été observé sur d'autres zones de ciel clair et lors d'essais ultérieurs à la campagne. Dans notre travail nous n'avons pas utilisé les mesures à cette longueur d'onde. Il s'est avéré par la suite que le détecteur de ce canal n'était pas positionné correctement dans le plan focal image de la cavité, ce qui a occasionné une perte de sensibilité du radiomètre dans ce canal.

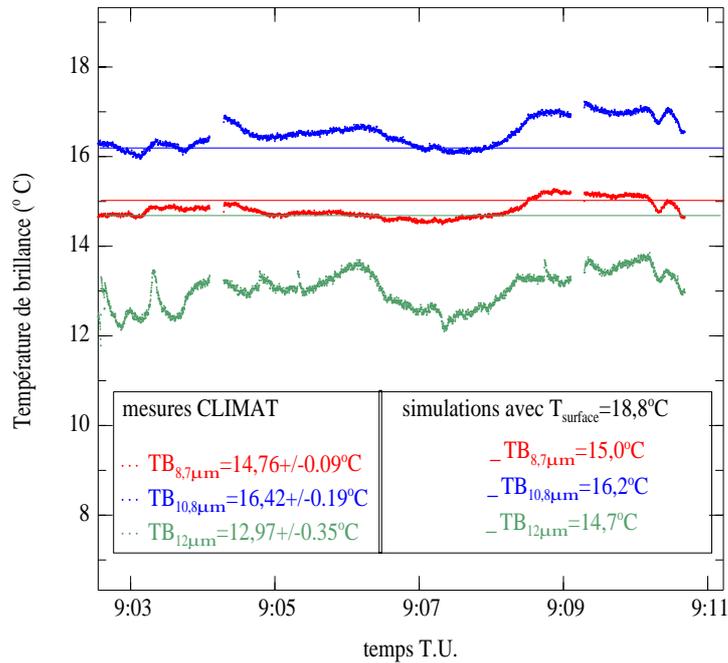


Fig. VI.15 : Températures de brillance mesurées par CLIMAT au dessus d'une zone sans nuage entre 9h02 T.U. et 9h11 T.U., avec l'indication de l'écart type ($\pm \sigma$) et températures de brillance simulées. La température de surface est égale à 18,8°C.

(b) Sensibilité à la présence d'un nuage d'eau, à son épaisseur optique, à sa granulométrie et à sa position.

(i) Sensibilité à la présence d'un nuage d'eau et à son épaisseur optique.

Lorsque l'on applique la méthode de « split-window » à une transition directe entre l'atmosphère claire et le nuage de glace, le pied de l'arche simulée correspondant à la situation claire ne coïncide pas exactement avec la densité maximale des points de mesure relatifs à cette situation. La figure VI.16 suivante montre les résultats de la « split-window » appliquée aux deux longueurs d'onde 8,7 μm et 10,8 μm pour le leg a-b et pour différentes configurations de l'atmosphère. La courbe correspondant à notre cas sans nuage bas porte la légende « cirrus seul » : le nuage de glace, que nous avons situé entre 8,28 km et 9,56 km (d'après l'image lidar) est constitué d'agrégats de rayon effectif de 22,1 μm et son épaisseur optique est variable. Le choix de la granulométrie du nuage haut est justifié par la suite (§VI.2.2.2). La variation d'épaisseur optique du nuage de glace ne possède pas de limite

supérieure puisque celui-ci n'est pas épais optiquement : les mesures ne permettent pas de contraindre directement la valeur de la température de brillance correspondant au cas « corps noir » à celle de la température thermodynamique du nuage mesurée si celui-ci était épais optiquement. Le radiosondage permet d'obtenir indirectement cette température, que nous avons estimé à -42°C . La température de surface de la mer est de $18,8^{\circ}\text{C}$.

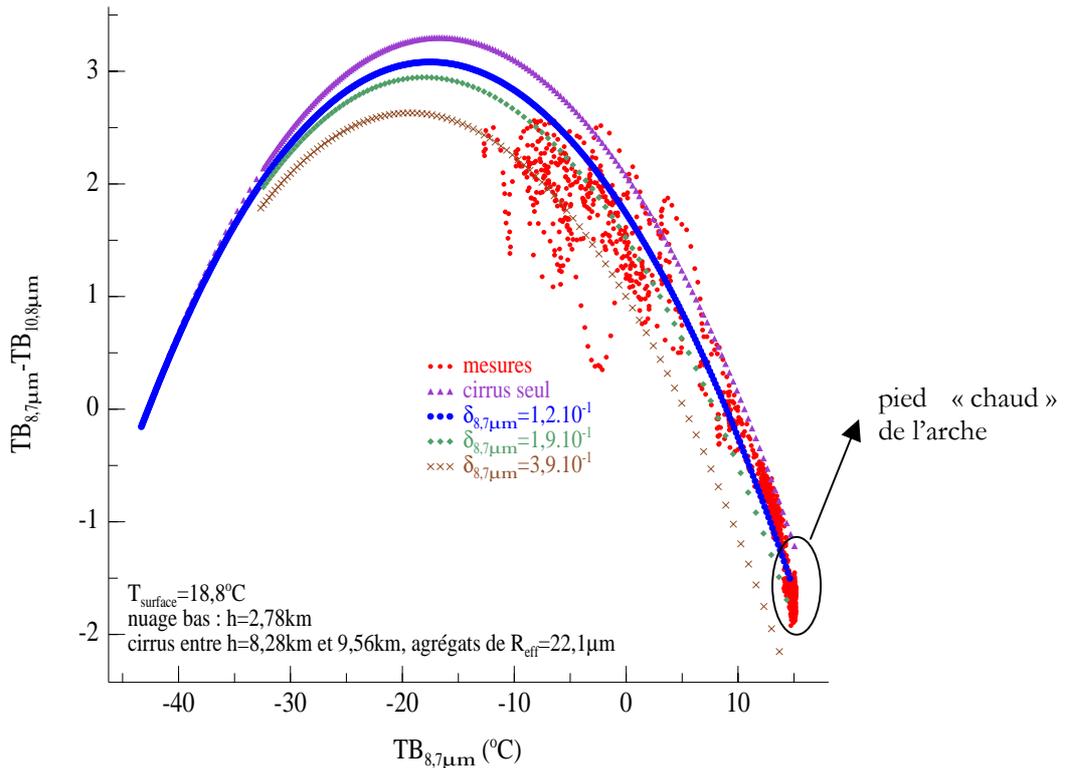


Fig. VI.16 : Sensibilité du code de transfert à la présence d'un nuage d'eau et influence de son épaisseur optique.

On remarque bien que le fait de ne pas simuler le nuage bas entraîne un décalage entre la simulation et les mesures pour le pied « chaud » de l'arche (faibles valeurs d'épaisseur optique du cirrus) : théoriquement en ciel clair, $DTB = TB_{8,7\mu\text{m}} - TB_{10,8\mu\text{m}} = 15^{\circ} - 16,2^{\circ} = -1,2^{\circ}$ pour $TB_{8,7\mu\text{m}} = 15^{\circ}$ (valeurs issues de la simulation, voir figure VI.15) mais la valeur correspondant au maximum de la densité des mesures est $DTB = -1,7^{\circ}$ environ.

Pour remédier à cet écart, nous introduisons un nuage d'eau entre 2,75 km et 2,78 km (composé de particules sphériques caractérisées par un rayon effectif de $10\mu\text{m}$ et une variance effective de 0,15). La valeur de l'épaisseur optique δ_i de ce nuage étant inconnue,

nous faisons différentes simulations avec différentes valeurs : $\delta_{8,7\mu\text{m}} = 0,12, 0,19$ et $0,39$. Les résultats sont indiqués sur la figure VI.16 : le fait d'introduire le nuage bas dans la simulation perturbe de façon importante la position du pied « chaud » de l'arche, ce qui est normal car la transparence de l'atmosphère est altérée. Puisque le rayonnement infrarouge provient essentiellement des basses couches de l'atmosphère, un nuage de gouttelettes d'eau placé à ces altitudes fait chuter la température de brillance du pied correspondant à l'atmosphère claire : en effet, (i) le rayonnement émis par la surface est absorbé par le nuage et est donc atténué au niveau du cirrus (ii) le nuage d'eau émet un rayonnement infrarouge correspondant à des températures de corps noir plus faibles. Plus le nuage d'eau devient optiquement épais, plus les effets de la surface s'estompent pour laisser place à la signature plus froide du nuage d'eau. La grande variation des résultats par rapport à l'épaisseur optique du nuage d'eau nous a permis de choisir facilement la valeur adéquate que nous avons fixée pour toutes nos simulations. Nous avons choisi $\delta_{8,7\mu\text{m}} = 0,12$, qui donne un pied d'arche situé correctement parmi les points de mesures et qui permet d'ajuster la courbe de « split-window » à la limite supérieure de la densité de points de mesures correspondant aux situations nuageuses plus épaisses optiquement.

(ii) Sensibilité à la granulométrie du nuage d'eau.

Nous montrons ici l'influence de la distribution en taille des gouttelettes d'eau qui composent le nuage d'eau. Nous situons celui-ci entre 2,75 km et 2,78 km d'altitude et lui attribuons une épaisseur optique $\delta_{8,7\mu\text{m}}$ de 0,12. Dans un premier temps nous considérons qu'il est composé de particules sphériques caractérisées par un rayon effectif de 10 μm et une variance effective de 0,15, comme c'était le cas jusqu'à maintenant. Puis nous lui avons attribué une distribution de taille différente caractérisée par une loi en gamma standard avec un rayon effectif de 5 μm et une variance effective de 0,15 (qui caractérise une brume dans les modèles ISCCP). Les résultats des simulations sont reportés sur la figure VI.17 suivante.

Sur cette figure, nous voyons que le passage d'une dimension effective des gouttes d'eau composant le nuage bas de 5 μm à 10 μm n'influence pas la position du pied « chaud » de l'arche. En fait, le nuage d'eau est trop fin optiquement pour permettre d'observer l'influence de la taille des gouttes sur le rayonnement infrarouge transmis ou émis par le nuage.

Par la suite, nous caractériserons le nuage bas par la granulométrie ($r_{\text{eff}} = 10 \mu\text{m}$, $v_{\text{eff}} = 0,15$) relative aux nuages d'eau dans les modèles ISCCP.

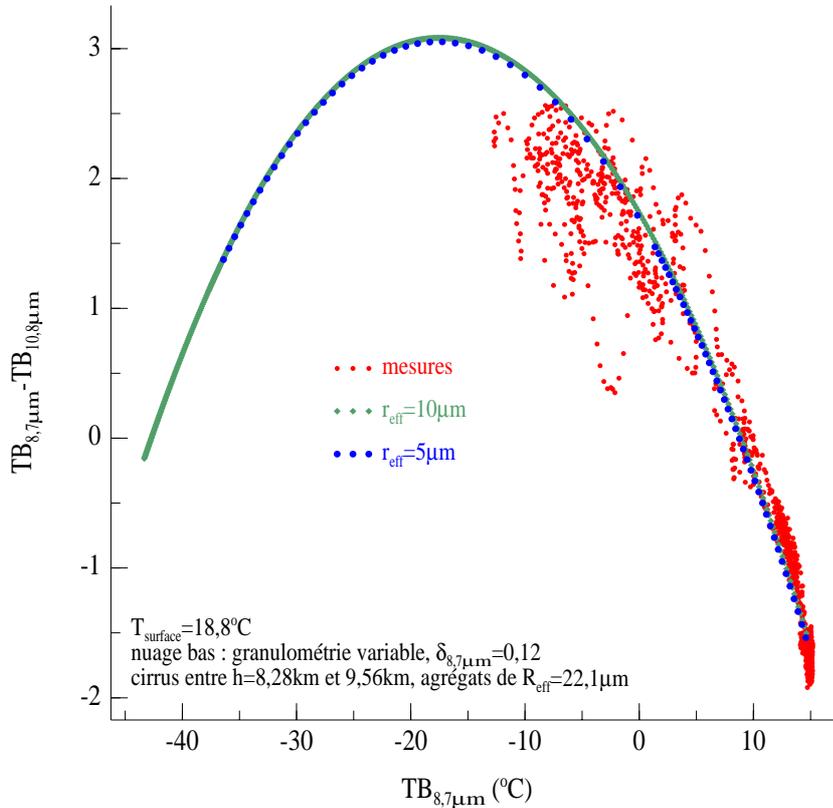


Fig. VI.17 : Sensibilité du code de transfert à la granulométrie du nuage d'eau.

(iii) Sensibilité à la position du nuage d'eau.

Le choix de l'altitude du nuage d'eau est illustré par la figure VI.18 suivante : nous considérons un cirrus composé d'agrégats de rayon effectif de $22,1 \mu\text{m}$ situé entre $8,28 \text{ km}$ et $9,56 \text{ km}$ et une température de surface de $18,8^\circ\text{C}$. Le nuage d'eau est d'épaisseur optique constante de $\delta_{8,7\mu\text{m}} = 0,12$, de granulométrie de $r_{\text{eff}} = 10 \mu\text{m}$ et $v_{\text{eff}} = 0,15$ et se situe dans des couches atmosphériques différentes. Nous avons utilisé trois couches atmosphériques : la première est située entre $[2,40 \text{ km} - 2,52 \text{ km}]$, la seconde entre $[2,67 \text{ km} - 2,74 \text{ km}]$ et la troisième entre $[2,75 \text{ km} - 2,78 \text{ km}]$. Géométriquement, le nuage d'eau est compris entre $2,45 \text{ km}$ et $2,76 \text{ km}$ (observations LEANDRE), avec une incertitude de $0,01 \text{ km}$.

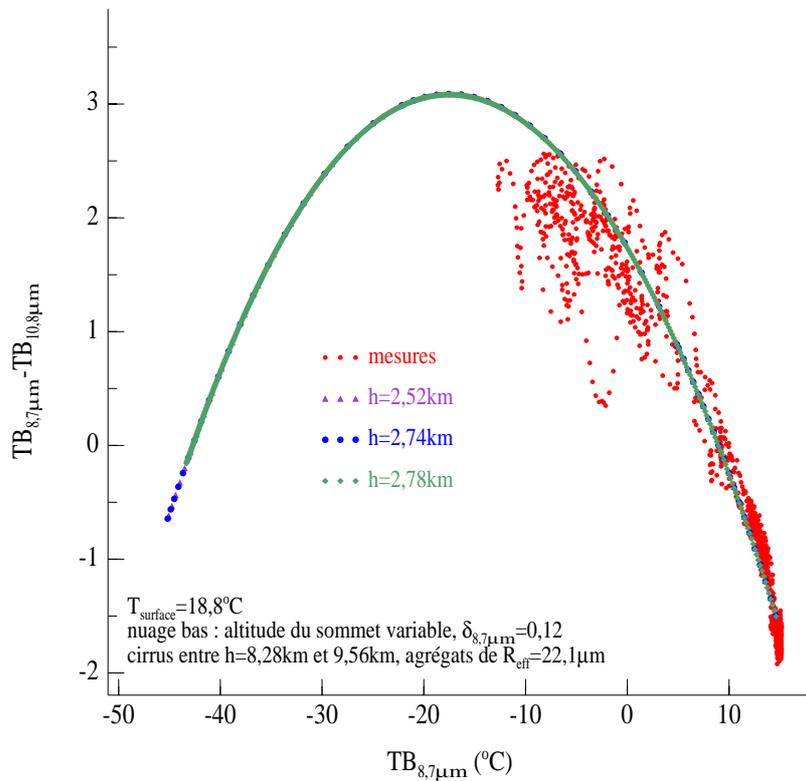


Fig. VI.18 : Sensibilité du code de transfert à l'altitude du nuage d'eau.

Cette figure montre que l'influence de la couche géométrique choisie pour contenir le nuage d'eau n'est pas importante : dans l'infrarouge thermique, le rayonnement observé par CLIMAT est principalement causé par les couches du sommet des nuages et l'intervalle géométrique correspondant au nuage d'eau n'est pas assez étendu pour voir un effet significatif sur l'émission infrarouge. Dans nos simulations, nous avons choisi d'intégrer le nuage d'eau entre [2,75 km – 2,78 km], qui est l'intervalle qui se rapproche le plus de l'altitude du sommet observée par LEANDRE. Le paramètre le plus important concernant le nuage bas reste donc son épaisseur optique.

(c) Sensibilité à la température de la surface océanique.

Maintenant que les paramètres relatifs au nuage bas sont connus, nous pouvons tester dans quelle mesure varient les résultats de « split-window » lorsque l'on change la température de la surface de la mer. La figure VI.19 montre les arches obtenues pour 4 valeurs différentes de T_{surface} : 18,0°C, 18,8°C, 19,5°C et 20,0°C. Ces températures correspondent à un échantillon des valeurs fournies par les mesures du radiomètre AVHRR. Les nuages sont décrits par les paramètres suivants : le nuage d'eau est compris entre 2,75 km et 2,78 km, d'épaisseur optique $\delta_{8,7\mu\text{m}} = 0,12$ et le nuage de glace est compris entre 8,28 km et 9,56 km avec une population d'agrégats de rayon effectif de 22,1 μm .

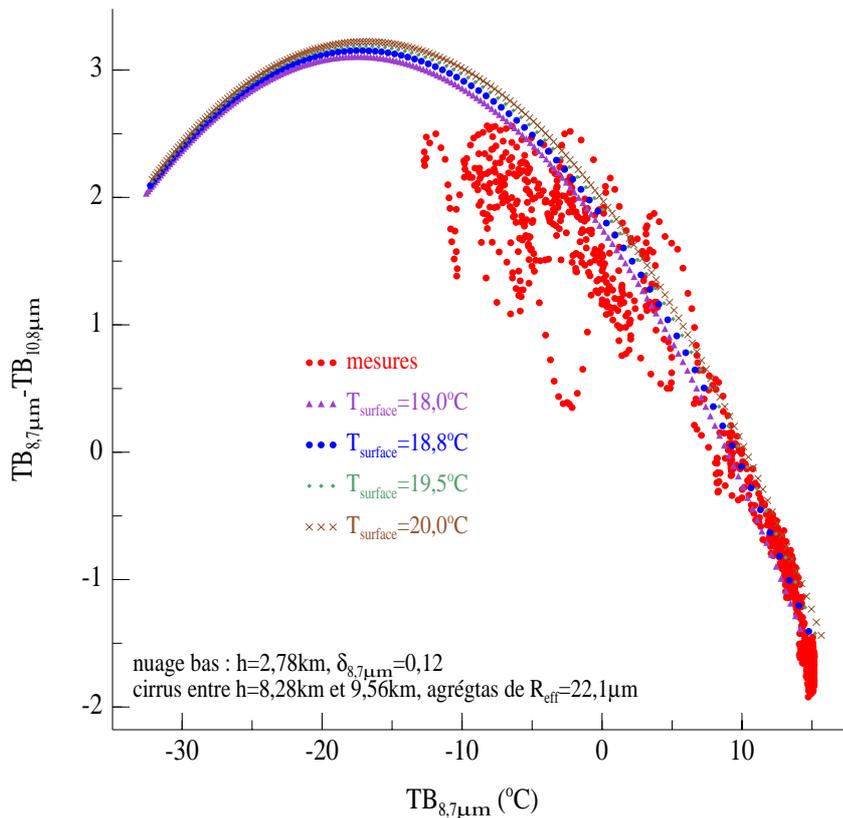


Fig. VI.19 : Sensibilité du code de transfert à la température de surface de l'océan.

On observe sur cette figure que le pied de l'arche correspondant à la simulation de la partie « chaude » de l'atmosphère se décale vers les températures de brillance à 8,7 μm plus chaudes

lorsque la température de surface augmente (variation de $1,5^{\circ}\text{C}$). Cette variation est relativement importante et le choix que nous avons fait sur la température de surface s'avère vérifié ici puisque c'est la valeur de $18,8^{\circ}\text{C}$ qui donne le meilleur ajustement des simulations aux mesures.

VI.2.2.2 Choix des paramètres microphysiques du nuage de glace

Nous allons étudier la sensibilité du code « FastOD » aux paramètres microphysiques du cirrus, comme la forme et la dimension des cristaux de glace qui le composent.

(a) Sensibilité à la taille des particules.

Nous considérons l'atmosphère comme étant constituée d'un nuage d'eau compris dans la couche atmosphérique [2,75 km – 2,78 km], d'épaisseur optique $\delta_{8,7\mu\text{m}}$ égale à 0,12 et d'un cirrus compris entre les altitudes [8,28 km – 9,56 km], d'épaisseur optique variable et composé de cristaux hexagonaux de rayons effectifs différents. La figure VI.20 représente le résultat des simulations pour trois rayons effectifs : $6,5\ \mu\text{m}$, $14,3\ \mu\text{m}$ et $40,0\ \mu\text{m}$. La température de surface de la mer est de $18,8^{\circ}\text{C}$.

Nous observons sur cette figure une grande dépendance des résultats de « split-window » à la taille effective de la population de cristaux de glace : plus celle-ci est faible, plus l'amplitude de l'arche est grande. Nous observons également que les résultats correspondant à $R_{\text{eff}} = 14,3\ \mu\text{m}$ et $40\ \mu\text{m}$ encadrent les extremum des points de mesures.

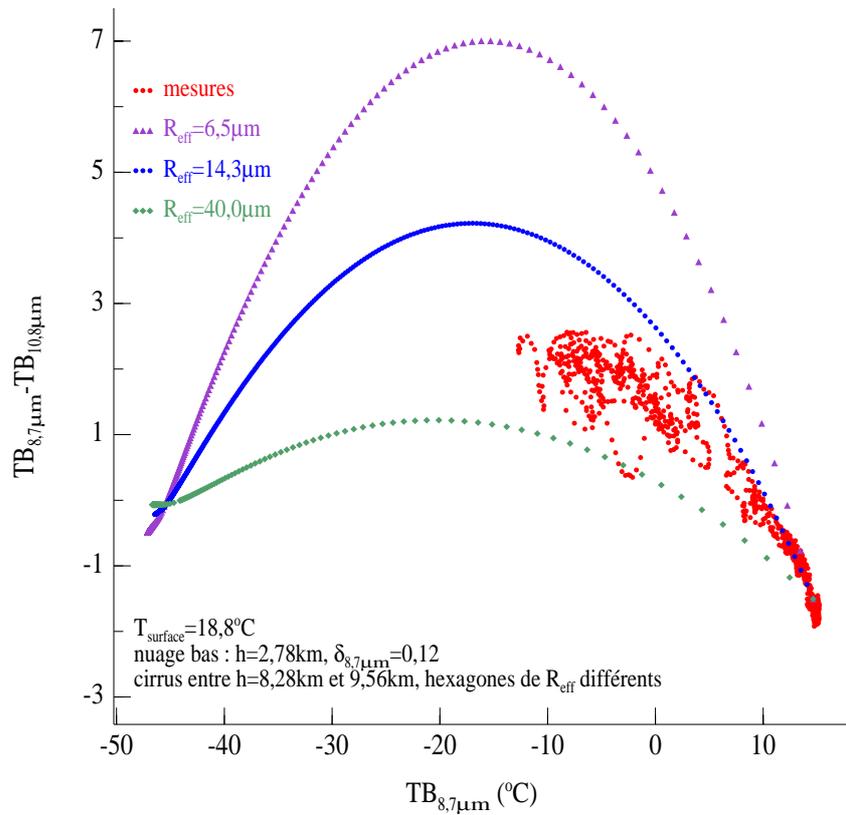


Fig. VI.20 : Sensibilité du code de transfert à la granulométrie du nuage de glace.

(b) Sensibilité à la forme des particules.

Nous reprenons ici les mêmes hypothèses que dans le paragraphe précédent concernant la température de surface de l'océan et le nuage d'eau. Le cirrus est toujours compris entre 8,28 km et 9,56 km mais est cette fois composé soit d'hexagones soit d'agrégats dont les dimensions sont quasi-identiques : $R_{eff} = 14,3 \mu\text{m}$ pour les hexagones et $R_{eff} = 13 \mu\text{m}$ pour les agrégats (remarque : nous ne disposons pas des propriétés optiques des deux populations pour des rayons effectifs égaux). La figure VI.21 montre les résultats des simulations.

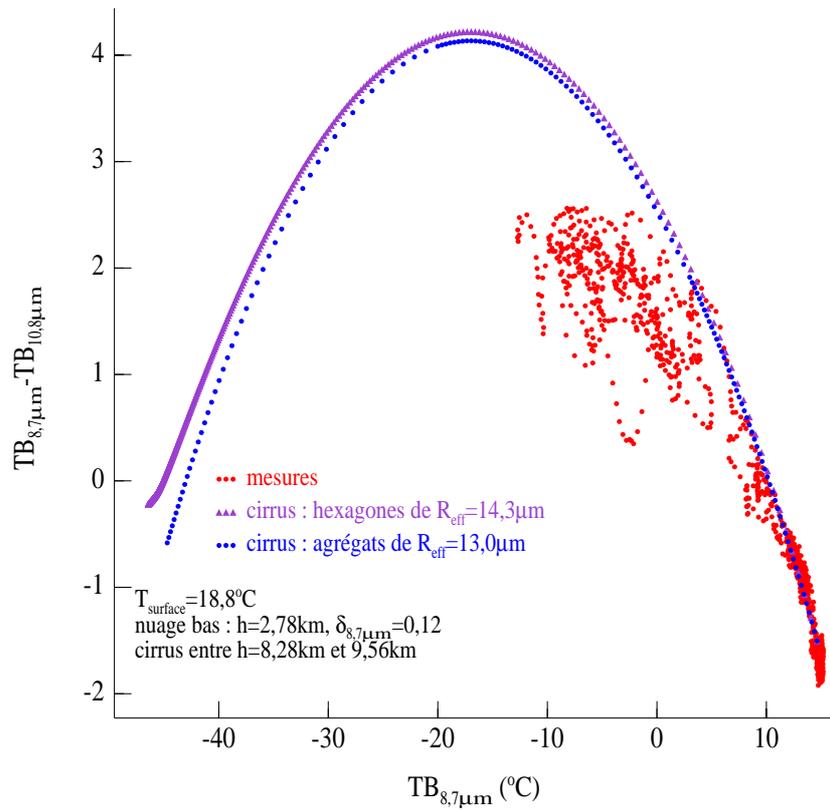


Fig. VI.21 : Sensibilité du code de transfert à la forme des particules de glace du cirrus.

Bien que les rayons effectifs des deux types de cristaux ne soient pas tout à fait égaux, les arches correspondantes obtenues sont quasi-identiques (la différence provenant entre autre de l'écart entre les valeurs de R_{eff}) et s'ajustent aux mesures correctement. Nous pouvons conclure que dans notre cas d'étude en infrarouge thermique, le choix du modèle de cristaux de glace (sur les deux que l'on possède) n'est pas un paramètre primordial dans la restitution des arches de « split-window ».

VI.2.2.3 Choix du modèle microphysique du nuage de glace et modélisation de l'atmosphère nuageuse

Nous avons choisi d'initialiser le code avec un nuage d'eau entre 2,75 km et 2,78 km, d'épaisseur optique à $8,7 \mu\text{m}$ égale à 0,12. Le cirrus est situé entre 8,28 km et 9,56 km et son épaisseur optique est variable mais sans limite supérieure. Les cristaux de glace utilisés sont soit les hexagones soit les agrégats et leurs rayons effectifs ont été choisis (parmi neuf possibilités) de façon à encadrer par un rayon maximal et un rayon minimal le maximum de la densité des points de mesures (méthode visuelle). Les figures VI.22.a et VI.22.b montrent les résultats obtenus.

Nous observons sur ces figures que les mesures de CLIMAT sont simulées de façon cohérente avec notre modèle de nuage, que celui-ci soit élaboré à l'aide des cristaux de forme hexagonale ou à l'aide des agrégats. La gamme de rayons effectifs des cristaux PHM qui ajuste les simulations à la densité maximale de points de mesure est de $[20,8 \mu\text{m} - 30,8 \mu\text{m}]$ et celle des agrégats est de $[22,1 \mu\text{m} - 33,6 \mu\text{m}]$. Néanmoins, compte tenu de la dispersion des mesures, la différence entre les valeurs limites des deux intervalles n'est pas significative ici et les deux populations peuvent représenter de manière équivalente les propriétés radiatives du nuage de glace.

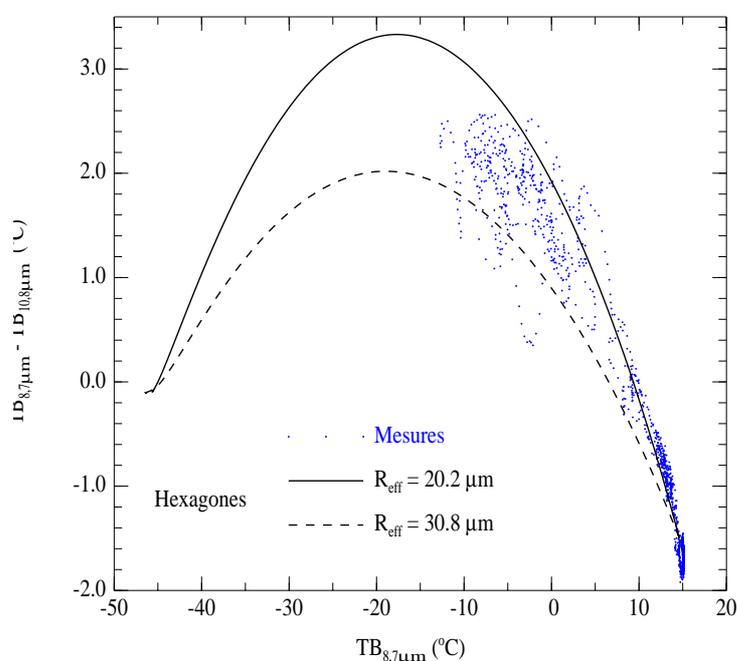


Fig. VI.22.a : Différence de températures de brillance entre les canaux à $8,7\mu\text{m}$ et $10,8\mu\text{m}$ en fonction de la température de brillance à $8,7\mu\text{m}$. Les points bleus correspondent aux mesures de CLIMAT pour le leg a-b et les courbes aux simulations avec un cirrus composé d'hexagones.

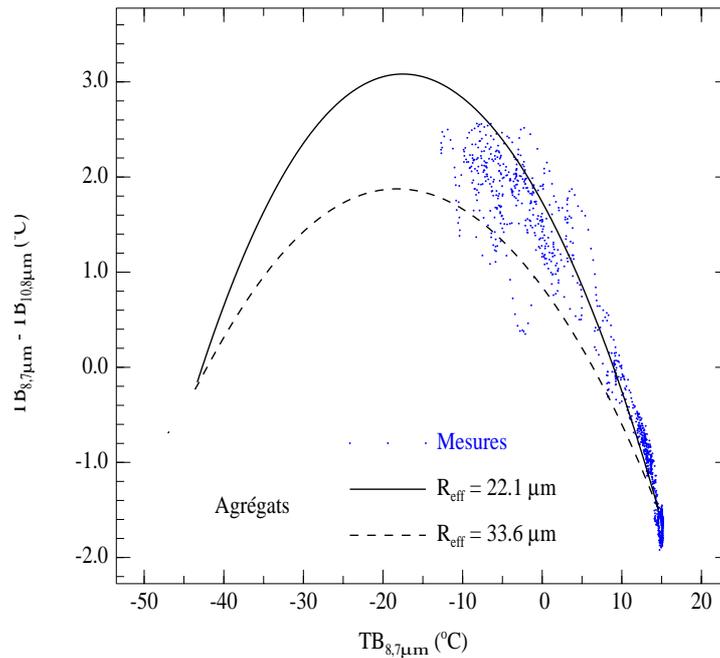


Fig. VI.22.b : Même comparaison que pour la figure VI.22.a mais pour des simulations avec un cirrus composé d'agrégats.

VI.2.3 Restitution de la microphysique des nuages de glace à partir de mesures radiométriques dans le moyen infrarouge

Comme nous l'avons présenté dans le chapitre V, la méthode de restitution de la microphysique d'un nuage de glace à partir des mesures MiniMIR consiste à calculer les réflectances bidirectionnelles au dessus du nuage, dans deux longueurs d'onde absorbante et non absorbante pour des cristaux de glace de taille donnée et pour un nuage d'épaisseur optique variable succédant à une zone d'atmosphère claire. Les longueurs d'onde utilisées sont $0,87 \mu\text{m}$ et $1,6 \mu\text{m}$ et la zone d'étude est la même que celle présentée précédemment. La figure VI.23 suivante montre les mesures du radiomètre MiniMIR entre 9h17 T.U. et 9h22 T.U..

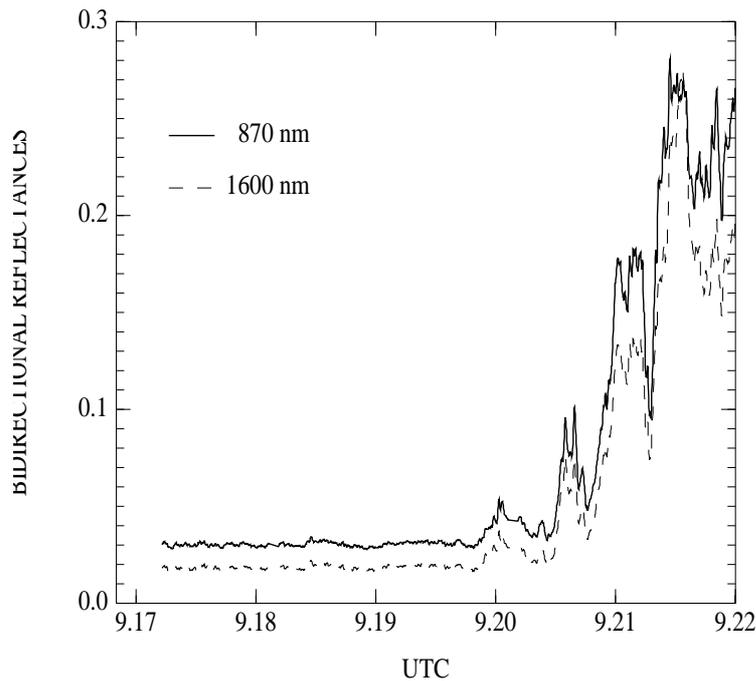


Fig. VI.23 : Mesures MiniMIR entre 9h17 T.U. et 9h22 T.U. (leg a-b) à $0,87\mu\text{m}$ et $1,6\mu\text{m}$ le 07 octobre 2001.

Lors du survol de cette zone, l'angle solaire zénithal est de $62,3^\circ$ et l'angle solaire azimutal est de $131,7^\circ$. L'axe de visée de l'instrument est de 20° en angle zénithal et de 310° en angle azimutal. La simulation des réflectances mesurées par MiniMIR est effectuée à l'aide du code Adding-Doubling décrit au chapitre IV dans lequel le nuage de glace est constitué de cristaux représentés par le modèle IHM introduit au chapitre II ([C.-labonnote et al., 2001]). Les cristaux sont décrits par leur rayon effectif selon le sens défini au chapitre III, équation III.22, par leur facteur de forme $L/2R$ égal à 2,5 et les impuretés sont caractérisées par une granulométrie en gamma standard. La figure VI.24 suivante montre les résultats de la simulation pour trois tailles de particules : $R_{\text{eff}} = 14 \mu\text{m}$, $35 \mu\text{m}$ et $60 \mu\text{m}$.

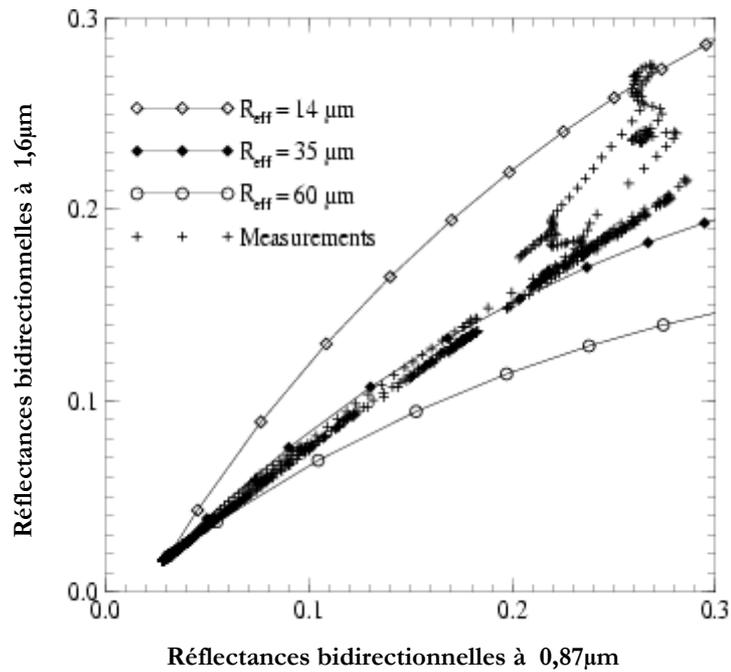


Fig VI.24 : Comparaison entre les mesures MiniMIR pour le leg a-b et la simulation pour trois rayons effectifs différents du modèle de cristaux IHM.

La figure montre que le modèle IHM de rayon effectif R_{eff} de 35 μm simule au premier ordre les mesures qui suivent une courbe moins prononcée que la courbe simulée (écart estimé à $\pm 8 \mu\text{m}$). Notons que pour des épaisseurs optiques plus élevées, les points de mesures tendent vers la courbe correspondant aux cristaux de rayon effectif de 14 μm .

VI.2.4 Validation des simulations par des mesures in situ

La sonde 2D-C ayant mal fonctionné pendant le vol, seules les mesures du néphélomètre polaire aéroporté sont utilisées pour remonter à la microphysique du nuage rencontré pendant le leg a-b. Comme indiqué dans le chapitre V, le néphélomètre polaire mesure la section efficace de diffusion volumique d'un ensemble de particules, $\sigma^d(\Theta)$ [$\text{m}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$], qui est une quantité équivalente à la fonction de phase $p(\Theta)$ à un facteur de normalisation près (la section efficace de diffusion volumique est le nom donné à la fonction de diffusion introduite dans le chapitre III lorsque l'on utilise les notations relatives au néphélomètre polaire). Cette quantité dépend de la microphysique du nuage sondé et permet, à partir d'une

méthode d'inversion, de restituer la phase des particules et leur distribution dimensionnelle volumique ([Jourdan, 2003]). La méthode d'inversion est une méthode par itération développée par Oshchepkov ([Oshchepkov et al., 2000]) qui s'utilise quelle que soit la phase du nuage et qui s'appuie sur l'hypothèse microphysique selon laquelle les particules nuageuses peuvent être considérées comme un mélange de deux composantes simples de gouttelettes sphériques d'eau et de cristaux de glace hexagonaux de facteur de forme variable (de 0,1 à 100). Les gouttelettes sphériques sont, selon le nuage, soit des gouttelettes d'eau pour les nuages dits « chauds » ou à phase mixte, soit des sphères de glace pour les nuages de type cirrus. Le problème inverse consiste alors à déterminer de façon simultanée une distribution volumique pour chacune des deux composantes à partir de la mesure de la section efficace de diffusion volumique en résolvant l'équation suivante :

$$\sigma^d(\Theta) = \frac{3}{4} \sum_{s=1}^2 \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{Q_{\text{diff}}(\Theta, R_s)}{R_s} \frac{dV_s}{d \ln R_s} d \ln R_s \quad (\text{VI.1})$$

où Q_{diff} est le facteur d'efficacité de diffusion dans la direction Θ d'une particule de rayon équivalent R_s , de facteur de forme $L/2R_s$, d'indice de réfraction complexe $n_r + jn_i$ et soumise au rayonnement de longueur d'onde λ . Dans cette équation, l'indice $s=1,2$ correspond respectivement à la composante sphérique et à la composante non sphérique du nuage. Le rayon équivalent R_s correspond au rayon du cercle de surface équivalente à la section efficace de diffusion σ_{diff} de la particule aléatoirement orientée dans l'espace. La distribution dimensionnelle volumique de la $s^{\text{ième}}$ composante $v_s(\ln R_s)$ est liée à sa distribution dimensionnelle en taille $n_s(\ln R_s)$ selon :

$$v_s(\ln R_s) = \frac{dV_s}{d \ln R_s} = \frac{4}{3} \pi R_s^3 \frac{dN_s}{d \ln R_s} = \frac{4}{3} \pi R_s^3 n_s(\ln R_s) \quad (\text{VI.2})$$

avec

$$N_s = \int_0^{\infty} n_s(\ln R_s) d \ln R_s = \int_0^{\infty} \frac{dN_s}{d \ln R_s} d \ln R_s \quad (\text{VI.3})$$

et

$$V_s = \int_0^{\infty} v_s(\ln R_s) d \ln R_s = \int_0^{\infty} \frac{dV_s}{d \ln R_s} d \ln R_s \quad (\text{VI.4})$$

N_s est la concentration totale de la $s^{\text{ième}}$ composante (en nombre de particules par cm^3) et V_s est le volume total occupé par celle-ci (par unité de volume).

La résolution de l'équation VI.1, aussi appelée équation de Fredholm de première espèce, ne repose sur aucune hypothèse concernant les distributions volumiques. Elle ne prend en compte que les hypothèses sur la bi-composition de la microphysique et sur une distribution du bruit de la mesure. Le lecteur pourra trouver des détails concernant cette résolution dans la thèse d'O. Jourdan ([Jourdan, 2003]).

Dans notre étude, la section efficace de diffusion volumique moyenne caractéristique du cirrus étudié est représentée sur la figure VI.25 suivante :

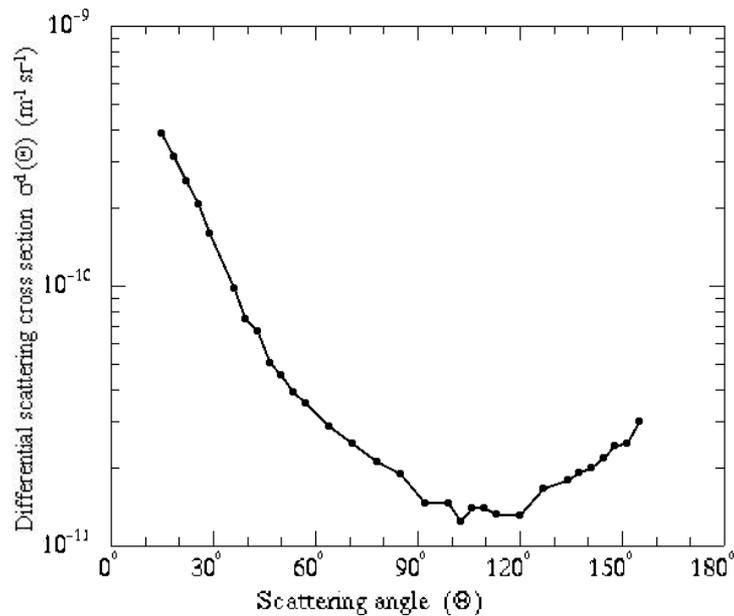


Fig. VI.25 : Mesures du néphélogramme polaire dans le cirrus pendant le leg a-b du 07 octobre 2001.

Les distributions dimensionnelles volumiques retrouvées à partir de cette section efficace sont données sur la figure VI.26 ci-dessous avec pour les cristaux de glace un facteur de forme égal à l'unité. La valeur de celui-ci est fixée de façon à réduire les erreurs sur la restitution de la mesure du néphélomètre.

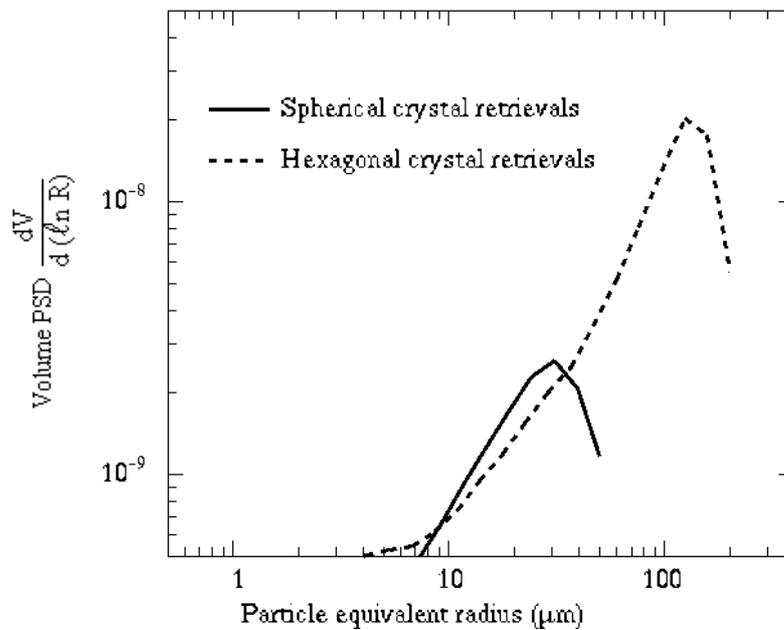


Fig. VI.26 : Inversion de $\sigma^d(\Theta)$ en terme de distributions volumiques des deux composantes sphérique et hexagonale du cirrus étudié (PSD=particles size distribution).

A partir de ces distributions volumiques, la concentration, le contenu en eau total (TWC=Total Water Content²⁴) et le rayon effectif du mélange des deux composantes ont été calculés et les résultats sont donnés dans le tableau VI.1 suivant où la contribution de chaque composante apparaît également.

²⁴ TWC=IWC+LWC avec IWC et LWC pour Ice et Liquid Water Content.

Paramètres microphysiques	Sphères de glace	Cristaux hexagonaux de glace	Sphères de glace et cristaux hexagonaux
N (cm ⁻³)	13.4	5.9	19.4
TWC (g.m ⁻³)	0.0036	0.0183	0.0219
Reff (µm)	11.3	42.7	30.2

Tableau VI.1 : Paramètres microphysiques retrouvés par inversion des données du néphélomètre polaire le 07 octobre 2001.

Bien que le modèle de microphysique à double composante utilisé dans l'inversion soit simple, il permet de restituer certaines caractéristiques microphysiques moyennes capables de représenter le comportement optique de particules nuageuses quelconques. L'erreur sur R_{eff} est de $\pm 0,3 \mu\text{m}$.

VI.2.5 Comparaison des mesures CLIMAT et MODIS

La plateforme TERRA sur laquelle est embarqué le spectroradiomètre MODIS est passée à 10h55 T.U. au dessus du Golfe de Gascogne. La figure VI.27 montre les températures de brillance relevées dans le canal $\lambda = 11\mu\text{m}$ de MODIS, en échelle de niveau de gris avec une résolution de 1 km (image de 400x400 km).

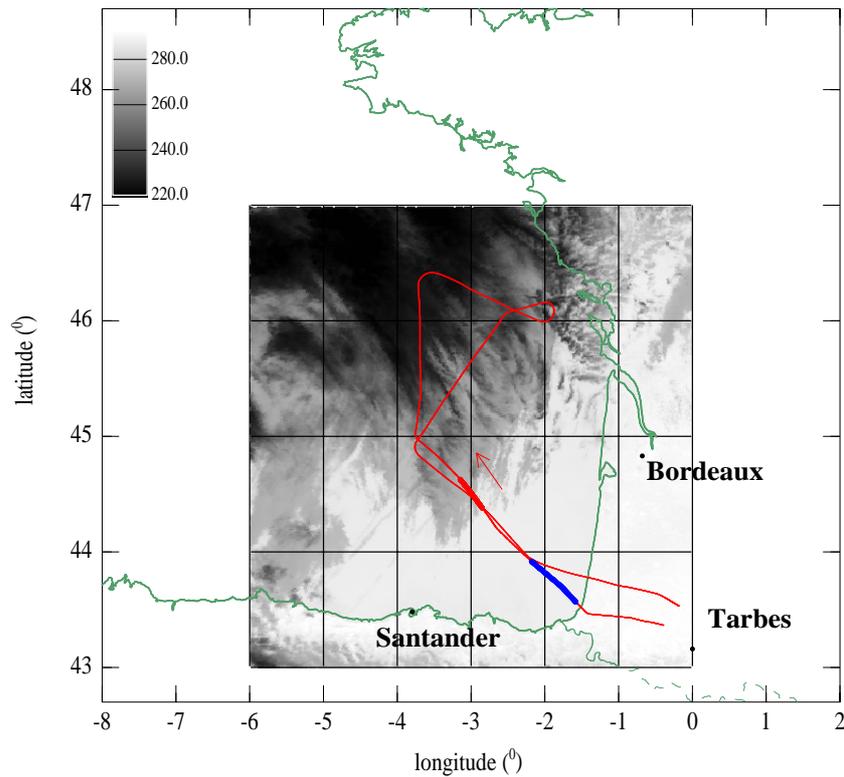


Fig. VI.27 : Températures de brillance relevées par l'instrument satellitaire MODIS à 10h55 T.U. au dessus du Golfe de Gascogne le 07 octobre 2001 dans le canal à $11\mu m$ (l'échelle de gris représente les températures de brillance en Kelvin). La trajectographie du M20 est reportée : le tracé rouge en gras correspond à la zone nuageuse étudiée entre 9h18 et 9h22 T.U. et le tracé en bleu à la zone sans nuage entre 9h03 et 9h11 T.U. Attention les heures de mesures avion et MODIS ne coïncident pas exactement (différence de 1h30 environ).

Les faibles valeurs de températures de brillance correspondent à des pixels sombres et les valeurs plus élevées à des pixels clairs.

Dans un premier temps, nous avons voulu comparer la restitution des températures de brillance de l'atmosphère sans nuage donnée par les deux instruments dans leurs trois canaux communs : $\lambda = 8,7 \mu m$, $10,8 \mu m$ et $12 \mu m$ pour CLIMAT et $\lambda = 8,55 \mu m$, $11 \mu m$ et $12 \mu m$ pour MODIS. Nous avons repéré sur l'image satellitaire une zone sans nuage définie par le rectangle de coordonnées $[43,53^{\circ}N ; 1,6^{\circ}W]$ et $[44,53^{\circ}N ; 2,1^{\circ}W]$ et tracé les histogrammes correspondants. Les résultats sont donnés sur la figure VI.28.

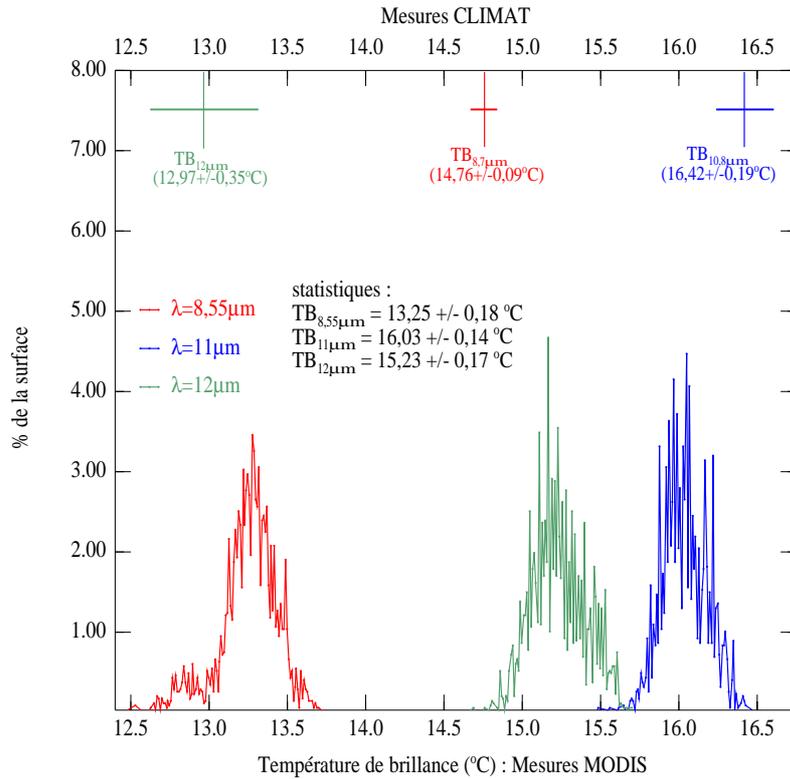


Fig. VI.28 : Histogramme présentant les températures de brillances relevées par MODIS dans les trois canaux 8,55 μm , 11 μm et 12 μm pour une zone géographique sans nuage. Les valeurs mesurées par CLIMAT entre 9h03 et 9h11 T.U. sont également indiquées sur l'axe du haut. Les températures sont données avec l'indication de l'écart type ($\pm\sigma$).

La figure montre que les températures de brillance mesurées par MODIS en atmosphère claire sont centrées autour de 13,25 $^{\circ}$ C pour le canal à 8,55 μm , autour de 16,03 $^{\circ}$ C pour le canal à 11 μm et autour de 15,23 $^{\circ}$ C pour le canal à 12 μm . La comparaison de ces valeurs avec celles fournies par CLIMAT (indiquées sur l'axe du haut sur la figure) révèlent que les mesures des deux instruments sont cohérentes dans le canal centré à 11 μm . Nous avons vu que les mesures du canal à 12 μm de CLIMAT étaient erronées et leur comparaison avec celles de MODIS montre bien le désaccord. Par contre, les mesures du canal à 8,7 μm de CLIMAT sont surestimées d'environ 1,5 $^{\circ}$ C par rapport à celles de MODIS : cet effet est causé essentiellement par le décalage des bandes passantes des filtres des deux instruments. Nous avons vérifié cette hypothèse en simulant les mesures MODIS à l'aide du code « FastOD » utilisé en atmosphère claire dans lequel nous avons changé la valeur de la

longueur d'onde centrale du filtre à $8,7 \mu\text{m}$. Nous avons gardé une température de surface de la mer de $18,8^\circ\text{C}$ et un profil d'aérosols identique à celui utilisé lors des simulations des mesures CLIMAT en atmosphère non nuageuse (les valeurs des propriétés optiques de ces derniers sont quasi-constantes sur l'intervalle de longueurs d'onde considéré). Nous avons placé le niveau d'observation à la limite de l'atmosphère. Le résultat de la simulation donne une valeur de $13,72^\circ\text{C}$, ce qui est en accord avec la mesure MODIS. La forte variation entre les mesures CLIMAT et MODIS s'explique par le fait que les longueurs d'onde $8,55 \mu\text{m}$ et $8,7 \mu\text{m}$ sont situées au début de la fenêtre atmosphérique infrarouge, comme l'illustre la figure I.3 : l'absorption par les gaz atmosphériques est différente entre ces deux longueurs d'onde, ce qui a pour effet d'affecter différemment la transmission atmosphérique. Pour plus de précision sur la simulation dans le canal à $8,7 \mu\text{m}$, il faudrait tenir compte des valeurs des coefficients d'absorption des différents gaz atmosphériques. Néanmoins, nous ne possédons qu'un seul cas d'étude et notre approche est qualitative, ce qui rend notre calcul satisfaisant en première approximation. Les mesures MODIS à $11 \mu\text{m}$ et CLIMAT à $10,8 \mu\text{m}$ ne sont pas sensiblement différentes car elles sont situées dans la fenêtre atmosphérique où la transmission de l'atmosphère ne subit pas de fortes variations.

Dans un second temps, nous avons voulu restituer la microphysique de la scène nuageuse observée par MODIS. Nous avons tracé par la méthode de la split-window différentes arches correspondant à différentes coupes transversales de l'image MODIS entre la zone claire et la zone nuageuse. Un exemple des mesures obtenues est illustré sur la figure VI.29 pour les températures de brillance à $8,55 \mu\text{m}$ et à $11 \mu\text{m}$ sur une transversale définie par les points de coordonnées $[45,5^\circ\text{N} ; 3,6^\circ\text{W}]$ et $[43,5^\circ\text{N} ; 1,5^\circ\text{W}]$ environ. Malheureusement, comme sur toutes les courbes obtenues, la restitution d'une microphysique de nuage de glace à partir de notre modèle d'atmosphère n'a pas abouti car les mesures montrent deux arches : nous sommes en présence d'une zone nuageuse complexe montrant différentes signatures et notre modèle d'atmosphère ne nous permet actuellement pas de les modéliser de façon cohérente. De plus, nous ne pouvons pas affirmer la présence de nuages de glace seuls et suivant leur épaisseur optique, les mesures de température de brillance peuvent être issues de différentes couches nuageuses basses, ce qui rend le modèle de cristaux de glace inadapté.

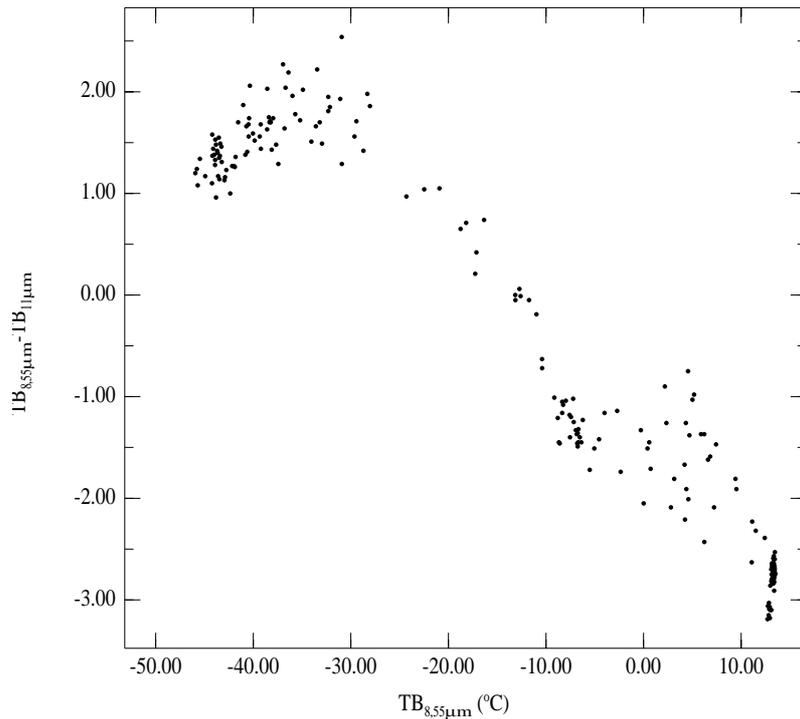


Fig. VI.29 : Méthode de la « split-window » appliquée aux mesures de MODIS pour une coupe transversale définie par les points de coordonnées $[45,5^{\circ}\text{N} ; 3,6^{\circ}\text{W}]$ et $[43,5^{\circ}\text{N} ; 1,5^{\circ}\text{W}]$ environ.

Cette étude montre de façon évidente que l'analyse d'une scène nuageuse à grande échelle par radiométrie infrarouge passive est insuffisante et que l'utilisation simultanée d'un lidar permettrait de combler le manque d'information sur la structure nuageuse observée. Le lidar qui sera emporté sur la plateforme CALIPSO et qui se joindra à la plateforme AQUA (qui embarquera MODIS) pour former une partie de l'AQUA-Train, permettra de remédier à cette insuffisance.

VI.2.6 Discussion des résultats et conclusions

Les mesures combinées de radiométrie passive, active et de mesures in situ pendant la journée du 07 octobre 2001 constituent une large gamme de données radiatives et de microphysique sur un cas de cirrus de latitudes moyennes. Les mesures exploitables ce 07 octobre sont celles du lidar LEANDRE, du radiomètre infrarouge thermique CLIMAT, du

radiomètre visible / moyen infrarouge MiniMIR et de l'instrument de mesures in situ le néphélomètre polaire. A l'aide de ces instruments, les rayons effectifs représentatifs de la microphysique du nuage ont été déterminés et l'analyse des résultats montre que ceux-ci sont cohérents.

- Au niveau télédétection, la restitution des rayons effectifs à partir des mesures MiniMIR et CLIMAT nécessite l'utilisation de modèles microphysiques simples permettant de simuler les propriétés optiques du nuage avant de les intégrer dans un code de transfert radiatif. Dans le visible / moyen infrarouge, le modèle de cristaux utilisé est le modèle IHM, qui a été validé par L. Labonnote pendant sa thèse ([C.-Labonnote, 2001]) et qui restitue très correctement à la fois les mesures in situ de diffusion simple obtenues par le néphélomètre polaire et celles de réflectances totale et polarisée mesurées par POLDER/ADEOS 1. La méthode de calcul des propriétés de diffusion de ce modèle est basée sur l'optique géométrique et le code de transfert radiatif utilisé pour la restitution des réflectances est l'Adding-Doubling. Néanmoins, dans le domaine de l'infrarouge thermique, notre méthode de calcul de diffusion ne peut plus s'appliquer et nous avons utilisé deux autres modèles microphysiques, le PHM et les agrégats, dont les propriétés de diffusion sont calculées à l'aide d'une composition des méthodes T-Matrice et CAM ([Baran, 2003]). Le code de transfert utilisé dans ce domaine de longueur d'onde est un code basé sur la méthode des Ordonnées Discrètes, adapté à la simulation des températures de brillance de CLIMAT.

Les rayons effectifs des modèles microphysiques utilisés pour les simulations de MiniMIR et de CLIMAT sont en accord et sont respectivement de $35 \pm 8 \mu\text{m}$ pour le modèle IHM, compris entre 20,8 et 30,8 μm pour le PHM et entre 22,1 et 33,6 μm pour les agrégats. Les premières conclusions à tirer de ces comparaisons modèles – mesures, sont que le modèle IHM est de nouveau validé pour la simulation des propriétés radiatives des cirrus dans le domaine du visible / proche infrarouge et qu'il est également validé dans le moyen infrarouge. Les modèles PHM et agrégats sont également validés de façon équivalente dans le domaine de l'infrarouge thermique.

- Au niveau in situ, les mesures du néphélomètre polaire permettent de restituer un rayon effectif de $30,2 \pm 0,3 \mu\text{m}$. La restitution est basée sur un modèle microphysique à deux composantes, l'une de sphères de glace et l'autre de cristaux hexagonaux de glace, distribuées selon deux granulométries. Cette restitution est issue d'une mesure locale, contrairement aux

restitutions à partir des mesures de télédétection qui sont intégrées sur tout le nuage et permet de donner un ordre de grandeur de la microphysique radiativement équivalente qui compose le cirrus.

Les résultats issus des différents modèles sont résumés dans le tableau VI.2 suivant.

modèles	IHM	PHM	agrégats	in situ
R_{eff}	$35 \pm 8 \mu\text{m}$	[20,8 μm ; 30,8 μm]	[22,1 μm ; 33,6 μm]	$30,2 \pm 0,3 \mu\text{m}$

Tableau VI.2 : Tableau récapitulatif des rayons effectifs des différents modèles de cristaux de glace utilisés pour l'inversion des mesures des instruments de télédétection et de mesures in situ le 07 octobre 2001.

Pour construire un modèle global capable de simuler les propriétés radiatives des cirrus dans les domaines de longueur d'onde solaire et tellurique, nous devons discriminer les différents modèles introduits dans cette étude. Nous avons choisi de représenter la microphysique des cirrus à partir des deux modèles IHM et PHM utilisés respectivement dans le domaine visible / moyen infrarouge et dans le domaine infrarouge thermique. Pour choisir, nous nous sommes appuyés sur le fait que :

1- dans le visible / moyen infrarouge, les modèles PHM et agrégats donnent des fonctions de phase très accentuées sur certains angles (22° et 46°) ([Francis et al., 1999 (a)]), ce qui n'est pas le cas des fonctions de phase mesurées par le néphélomètre polaire lors de plusieurs expériences aéroportées, qui sont plus lisses à ces angles (campagne CIRRUS'98, ARAT'97, JACCS'99 [Jourdan et al., 2003] et campagne FRENCH / DIRAC). Aussi, ces modèles ne permettent pas de restituer les mesures de luminance étudiées précédemment dans [Francis et al., 1999 (a)] ou [C.-Labonnote, 2001] entre autres. Par contre, le modèle IHM, validé dans [C.-Labonnote, 2001] a aussi été validé dans notre étude par la restitution des mesures MiniMIR.

2- dans le domaine de l'infrarouge thermique, le modèle IHM n'a pas pu être testé puisqu'il ne fonctionne que dans le visible / proche infrarouge, mais cette étude n'est théoriquement pas nécessaire. En effet, une des caractéristiques des cristaux IHM est la distance l que va

parcourir un photon avant de rencontrer une inclusion, définie par $l = -\langle l \rangle \ln(rand)$ où $rand$ est un nombre aléatoire compris entre 0 et 1 et où $\langle l \rangle$ est le libre parcours moyen entre deux événements consécutifs au sein du cristal (réflexion, réfraction, diffraction, absorption). Dans l'étude de L. C.-Labonnote, le modèle IHM est caractérisé par $\langle l \rangle = 15 \mu\text{m}$ et dans le visible, les photons incidents atteignent facilement les impuretés. Ils subissent la diffusion et c'est ce qui rend ce modèle différent du modèle PHM d'un point de vue optique. Par contre, dans le domaine de l'infrarouge thermique, la glace est beaucoup plus absorbante et l'intensité du photon dans le cristal décroît selon $\exp\left(-\frac{4\pi}{\lambda} n_e d\right)$ où d est la distance parcourue, λ la longueur d'onde du photon et n_e l'indice imaginaire du milieu. Ainsi, lors de l'interaction d'un photon incident de $\lambda = 12 \mu\text{m}$ avec le cristal, seuls moins de 0,2% de l'énergie incidente sur une première inclusion (chemin de $d = \langle l \rangle = 15 \mu\text{m}$) vont atteindre en moyenne une deuxième inclusion (à $8,6 \mu\text{m}$, au bout de trois interactions, le rayonnement observé ne représente plus que moins de 5% du rayonnement incident). Les effets de l'interaction avec l'inclusion sont complètement englobés par ceux de l'interaction avec la surface du cristal et le cristal IHM est équivalent à son homologue PHM vis-à-vis des rayonnements de l'infrarouge thermique. Le modèle PHM étant validé dans notre étude, le calcul des propriétés optiques et radiatives des cirrus dans l'infrarouge thermique s'en trouve simplifié : le modèle PHM dans ce domaine de longueur d'onde est le complément du modèle IHM dans le domaine visible / moyen infrarouge. De même, le modèle d'agrégats, validé dans notre étude et équivalent au modèle PHM, est écarté de part sa complexité.

Néanmoins, nous avons testé dans ce travail trois modèles et d'autres études sur les modèles rugueux (agrégats ou hexagones) par exemple sont envisageables pour construire d'autres combinaisons.

L'étude de sensibilité en infrarouge thermique du code « FastOD » aux différents paramètres microphysiques ou environnementaux du nuage de glace a permis de tester le degré d'influence de ces paramètres sur l'exactitude de la restitution :

1° - la granulométrie des cristaux de glace est le paramètre microphysique le plus important qui permet de discriminer les tailles moyennes (rayons effectifs) représentant le mieux les

propriétés radiatives du nuage de glace, le choix du modèle de cristaux (hexagonal ou agrégats) n'affectant pas l'amplitude des arches de « split-window » pour une taille donnée.

2° - la présence d'un nuage bas est un facteur entraînant des paramètres supplémentaires susceptibles de modifier les caractéristiques de l'atmosphère simulée. Nous avons remarqué que l'épaisseur optique de ce nuage bas sous le cirrus contraignait la base « chaude » des arches de façon non négligeable, contrairement à la variation d'altitude de son sommet (dans un intervalle d'altitudes possibles assez réduit).

3° - la température de la surface océanique est également un facteur très important dans la restitution des mesures. Nous avons observé l'influence d'une variation de ce paramètre sur la simulation de la partie « chaude » des mesures et nous avons conclu que la valeur de la température de surface contraignait de façon relativement importante les résultats.

Conclusion

L'étude de l'impact des cirrus sur le bilan radiatif de la Terre a débuté dans les années 1980 avec la mise en place de plusieurs campagnes de mesures aéroportées, depuis le sol, ou satellitaires. Les résultats de ces observations ont montré l'importance de ces nuages sur les échanges d'énergie entre la Terre et l'espace, du fait de leur grande extension spatiale et temporelle ([Ramanathan et al., 1989], [Barkstrom, 1984]) : par exemple, plus leur épaisseur optique augmente, plus leur effet d'albédo est important et inhibe leur effet de serre, ce qui tend à refroidir la planète ([Stephen and Webster, 1981], [Platt, 1981]). Cependant, la modélisation de ces effets radiatifs, notamment dans les modèles de circulation générale (GCM), reste problématique : elle repose entre autres sur la modélisation des propriétés optiques de la microphysique du nuage, qui est rendue complexe compte tenu de la grande diversité en taille et en forme des cristaux de glace contenus dans ces nuages ([Miloshevich and Heymsfield, 1997]).

Dans l'objectif d'améliorer les modèles de microphysique, les études aéroportées ont été privilégiées de façon à obtenir le maximum de mesures sur des cas simples bien documentés (citons par exemple les campagnes FIRE I et II, [Cox et al., 1987], ICE, [Raschke et al.,

1989], ou EUCREX, [Raschke, 1996]). En parallèle, d'importants progrès sur l'amélioration des techniques calculatoires ont été faits et ainsi, plusieurs modèles de cristaux ont vu le jour et ont pu être validés ou invalidés. Citons notamment le polycristal ([Macke et al., 1996]), le cristal à base hexagonale à faces non lisses ([Hess et al., 1998]) ou le modèle d'agrégats ([Yang and Liou, 1998 (b)]).

Au laboratoire, un modèle de cristaux de glace a également été testé ([C.-Labonnote, 2001]) au moyen de mesures à la fois locales (indicatrice de diffusion du néphélomètre polaire aéroporté) et globales (luminances totales et polarisées de l'imageur POLDER satellitaire). Ce modèle, appelé IHM (Inhomogeneous Hexagonal Monocrystal) est basé sur la forme hexagonale des cristaux de glace et sur l'inclusion d'impuretés. Il simule correctement les mesures in situ et satellitaires et donne des résultats plus précis que les modèles existants, ce qui permet une avancée certaine dans la modélisation des effets radiatifs des cirrus. Néanmoins, ce modèle ne fonctionne que dans le domaine visible / proche infrarouge du spectre électromagnétique et il reste à étendre la modélisation au domaine de l'infrarouge moyen et thermique. C'est dans ce but que nous avons travaillé.

Dans un premier temps, nous avons sélectionné deux modèles simples de cristaux de glace fonctionnant dans l'infrarouge thermique, grâce à une collaboration avec le Meteorological Office de Grande-Bretagne. Il s'agit d'un modèle de cristaux purs de glace à base hexagonale (appelé PHM, pour Pristine Hexagonal Monocrystal) et d'un modèle d'agrégats (cristaux hexagonaux accolés). Nous avons consacré une partie du travail à intégrer les propriétés optiques de ces cristaux dans un code de transfert radiatif dans lequel l'émissivité de l'atmosphère et de la surface sont prises en compte. Nous avons considéré une atmosphère nuageuse composée de deux couches nuageuses sous l'hypothèse « plan parallèle » dans laquelle nous pouvons ajuster l'épaisseur optique du nuage composé de cristaux de glace. Cette variation d'épaisseur optique permet d'utiliser une technique bi-spectrale de « split window » avec laquelle la discrimination des modèles microphysiques est possible. Les grandeurs énergétiques issues des simulations sont exprimées en termes de température de brillance.

La validation des résultats est l'étape suivante du travail. Une campagne de mesure aéroportée, nommée FRENCH / DIRAC 2001 a été mise en place en septembre et octobre 2001 dans le but de fournir des mesures à la fois dans le visible et dans l'infrarouge (moyen et thermique). La campagne s'est déroulée dans le sud de la France et les nuages étudiés étaient

donc des cirrus de moyennes latitudes (vol au dessus du Golfe de Gascogne et de la mer Méditerranée). Deux avions embarquaient des instruments de télédétection active et passive et des instruments de mesures in situ. L'avion dédié aux mesures de télédétection volait en formation au dessus de celui dédié aux mesures microphysiques. Les instruments de télédétection présents pendant la campagne étaient l'imageur visible / proche infrarouge POLDER ([Deschamps et al., 1994]), le lidar visible LEANDRE 1 ([Pelon et al., 1990]), le prototype de radiomètre infrarouge moyen MiniMIR, le prototype de radiomètre infrarouge thermique CLIMAT ([Brogniez et al., 2002]) et le prototype d'imageur infrarouge thermique DIRAC. Les instruments de mesures in situ étaient la sonde 2D-C et le néphélomètre polaire aéroporté ([Gayet et al., 1997]).

L'analyse des conditions météorologiques et des données instrumentales des dix jours de vols effectués pendant la campagne a permis de choisir deux journées bien documentées : le 05 octobre 2001 matin et le 07 octobre. Ces jours là, les situations nuageuses analysées sont différentes et permettent une interprétation complémentaire : l'étude du 05 octobre permet une approche plus qualitative, avec la discrimination de la phase des nuages, alors que l'étude du 07 octobre, moins complexe, permet une restitution de la microphysique du nuage de glace observé.

- 1- L'étude des mesures LEANDRE du 05 octobre 2001 montre une structure nuageuse complexe constituée de deux types de nuage, repérés par des caractéristiques en rétrodiffusion et en dépolarisation différentes et qui se succèdent spatialement. Des simulations utilisant soit des gouttelettes d'eau sphériques soit le modèle de cristaux de glace IHM ont montré que les signaux lidar (à 532 nm) correspondant à chacun des types de nuage sont restitués respectivement par un des deux modèles de particules, ce qui permet dans un premier temps de valider ou d'invalider la sphéricité des particules nuageuses. Le relevé des températures thermodynamiques correspondant aux altitudes des sommets des nuages permet ensuite d'affiner les conclusions en précisant la phase liquide ou glace des particules : les valeurs relevées ici indiquent la présence de particules sphériques d'eau surfondue pour le premier type de nuage et la présence de cristaux de glace non sphériques pour le second.

L'étude des températures de brillance relevées par CLIMAT dans l'infrarouge thermique montre également l'alternance des deux types de nuage, par un enchaînement de températures chaudes et froides.

Les images fournies par POLDER au dessus des deux zones nuageuses valide l'hypothèse sur la forme des particules puisque la signature de l'arc-en-ciel des particules sphériques est présente au dessus du nuage étiqueté « d'eau » mais ne l'est pas au dessus du nuage étiqueté « glace ».

Les dernières mesures exploitables ce jour là sont celles du prototype MiniMIR, qui affiche également une alternance de deux régions de caractéristiques différentes : les zones correspondant au nuage « d'eau » sont marquées par des valeurs identiques de réflectances bidirectionnelles dans une longueur d'onde non absorbante ($0,87 \mu\text{m}$) et une longueur d'onde absorbante ($1,6 \mu\text{m}$), tandis que celles correspondant au nuage « glace » sont décalées. Cette caractéristique traduit la présence de particules en moyenne plus grosses dans le nuage de type « glace » que celles présentes dans le nuage de type « d'eau ».

Cette première étude qualitative de la situation nuageuse du 05 octobre matin montre que l'utilisation combinée de la télédétection passive dans le visible, le moyen infrarouge et l'infrarouge thermique et de la télédétection active permet de discriminer la phase des nuages.

- 2- L'étude de la situation du 07 octobre 2001 a permis une analyse plus fine que celle du 05 octobre car la structure nuageuse rencontrée se prêtait plus facilement à la modélisation. Ce jour là, la situation météorologique présentait un nuage de haute altitude succédant à un nuage de basse altitude, lui-même succédant à une zone sans nuage (le nuage de basse altitude se poursuivant également sous le nuage de haute altitude). Cette situation est adéquate pour confronter la méthode de la variation d'épaisseur optique utilisée dans la méthode de « split-window » sur les différents modèles microphysiques. Les instruments qui présentaient une qualité suffisante de mesure ce jour là sont le lidar, qui indique la structure spatiale des nuages, le

néphélomètre polaire et les radiomètres CLIMAT et MiniMIR. La sonde 2D-C et le radiomètre POLDER ne fonctionnaient pas dans des conditions optimales et ne sont donc pas utilisés. Le prototype CLIMAT présentait également une anomalie dans les mesures du canal à 12 μm et seuls les canaux à 8,7 μm et à 10,8 μm ont été utilisés.

Dans un premier temps, nous nous sommes intéressés à la restitution des paramètres microphysiques du nuage de glace à partir des simulations en infrarouge thermique. Pour cela, nous avons d'abord simulé les températures de brillance dans le cas de l'atmosphère non nuageuse de façon à ajuster les paramètres atmosphériques et environnementaux du nuage de glace, comme la température de la surface océanique où le profil des aérosols. Ensuite, nous avons ajusté la modélisation du nuage bas et enfin, nous avons modélisé la situation nuageuse présentée ci-dessus en utilisant comme particules cristallines soit le modèle PHM soit le modèle d'agrégats. Les deux modèles se sont avérés être de bons candidats car ils restituent correctement et de manière équivalente les mesures du prototype infrarouge CLIMAT dans les longueurs d'onde 8,7 μm et 10,8 μm . Les dimensions effectives restituées sont cohérentes quelque soit le modèle.

Dans un deuxième temps, nous avons utilisé le modèle IHM dans le domaine visible et moyen infrarouge et confronté les valeurs de réflectances qu'il restituait avec celles de MiniMIR. Le modèle s'est révélé valide puisqu'il a permis de restituer de façon cohérente les mesures. Les dimensions effectives retrouvées par ce modèle sont de valeurs identiques à celles restituées par l'étude en infrarouge thermique.

Enfin, nous avons comparé les dimensions effectives retrouvées par les mesures de télédétection avec celles données par le néphélomètre polaire. Les résultats des mesures in situ se sont avérés similaires à ceux restitués précédemment, ce qui valide les différents modèles de microphysique que nous avons utilisés dans les codes de transfert.

L'étude de la situation du 07 octobre a permis de construire un modèle microphysique capable de restituer le rayonnement réfléchi ou émis par un nuage de type cirrus dans les domaines visible / proche infrarouge / infrarouge moyen et infrarouge thermique du spectre électromagnétique. Le modèle que nous avons retenu est constitué par le cristal IHM, valable

dans le visible et l'infrarouge moyen et par le modèle PHM, valable dans l'infrarouge thermique. Nous avons une préférence ici pour le modèle PHM plutôt que celui des agrégats car il est de concept plus simple.

Le travail sur l'analyse des situations nuageuses de la campagne FRENCH / DIRAC n'est donc pas totalement achevé. En effet :

- Il est apparu un problème sur les mesures fournies par l'instrument POLDER qui doit être réétalonné.
- Le prototype d'imageur infrarouge DIRAC est en cours de calibration. La confrontation des mesures fournies par cet instrument avec les modèles microphysiques reste donc à faire.
- Le radiomètre MiniMIR n'est pas totalement étalonné, notamment en polarisation. Or il s'avère que les mesures en polarisation sont très sensibles à la forme des diffuseurs.

Néanmoins, le bilan actuel de cette campagne est fort intéressant puisque le dépouillement des mesures de priorité n°1 des 05 octobre matin et 07 octobre a permis de valider à la fois deux instruments prototypes (CLIMAT et MiniMIR) mais aussi trois modèles de cristaux de glace dans des domaines variés de longueur d'onde. La campagne a également servi à construire une méthodologie de restitution de données microphysiques par l'utilisation complémentaire de mesures in situ et de télédétection active et passive.

Toutefois, les conclusions tirées sur la modélisation des propriétés radiatives des cirrus dans ce manuscrit sont relatives à une étude locale et l'étape suivante du travail est de généraliser la méthode à une étude globale des cirrus. C'est ce qui est envisagé prochainement avec le lancement du projet AQUA-Train, qui consistera en 2004 à la mise en orbite d'une série de satellites embarquant à leur bord des instruments similaires à ceux utilisés lors de la campagne FRENCH / DIRAC 2001. Les satellites se retrouveront en formation pour

visualiser une même scène simultanément, ce qui permettra de solutionner le problème que nous avons soulevé lorsque nous avons tenté d'analyser ici une scène infrarouge mesurée par l'instrument spatial MODIS. Le manque de données sur la structure verticale de l'atmosphère nous a effectivement empêché d'isoler les pixels porteurs d'informations pertinentes. L'approche multi-instruments proposée lors de la campagne FRENCH / DIRAC semble alors être une solution adaptée à ce problème et nous espérons pouvoir l'appliquer lors d'études spatiales.

Annexe A

I - Éléments de calcul dans la méthode de la T-Matrice :

Définition des harmoniques sphériques vectorielles ou « fonctions d'onde sphériques vectorielles »²⁵

Soit une onde monochromatique plane de dépendance temporelle en $e^{-i\omega t}$ se propageant dans un milieu non magnétique, homogène et isotrope d'indice de réfraction n . En l'absence de charges et de courants, les équations de Maxwell auxquelles l'onde obéit sont :

$$\vec{\text{rot}}\vec{E} = j\omega\mu_0\vec{H} \quad (\text{A.I.1})$$

$$\vec{\text{rot}}\vec{H} = -j\omega\varepsilon\vec{E} \quad (\text{A.I.2})$$

$$\text{div}\vec{B} = 0 \quad (\text{A.I.3})$$

$$\text{div}\vec{D} = 0 \quad (\text{A.I.4})$$

où $\vec{D} = \varepsilon\vec{E}$, $\vec{B} = \mu_0\vec{H}$, ω est la fréquence angulaire, ε_0 et μ_0 la permittivité et la perméabilité du vide, ε et μ celles du milieu (telles que $\varepsilon = \varepsilon_r \varepsilon_0$ et $\mu = \mu_r \mu_0$, avec ε_r et μ_r la permittivité et la perméabilité relative du milieu, liées à l'indice par $n = \sqrt{\varepsilon_r \mu_r}$). Lorsque le milieu est non magnétique, $\mu_r = 1$, $\mu = \mu_0$ et $n = \sqrt{\varepsilon_r}$.

En calculant le rotationnel des deux premières équations, sachant que les champs \vec{E} et \vec{H} ont une divergence nulle, on obtient :

$$\nabla^2 \vec{E} + k^2 \vec{E} = 0 \quad (\text{A.I.5})$$

$$\nabla^2 \vec{H} + k^2 \vec{H} = 0 \quad (\text{A.I.6})$$

²⁵ S. Havemann, A.J. Baran, Extension of T-matrix to scattering of electromagnetic plane waves by non-axisymmetric dielectric particles : application to hexagonal ice cylinders, 2001, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, **70**, 138-158.

où $k = n\omega\sqrt{\epsilon_0\mu_0}$.

Ces équations sont connues sous le nom d'*équations vectorielles de Helmholtz*.

Pour résoudre ces équations en coordonnées sphériques il est nécessaire de construire dans

un premier temps deux vecteurs, \vec{M} et \vec{N} tels que :

$$\vec{M} = \overrightarrow{rot}(\psi.r\vec{e}_r) \quad (\text{A.I.7})$$

$$\text{et } \vec{N} = \frac{\overrightarrow{rot}\vec{M}}{k} \quad (\text{A.I.8})$$

où $r\vec{e}_r$ est un vecteur arbitraire et ψ une fonction scalaire.

Puisque \vec{M} est solution de l'équation :

$$\nabla^2 \vec{M} + k^2 \vec{M} = 0 \quad (\text{A.I. 9})$$

si ψ est solution de l'équation scalaire :

$$\nabla^2 \psi + k^2 \psi = 0 \quad (\text{A.I. 10}),$$

le problème se réduit maintenant à trouver les solutions de cette équation scalaire en coordonnées sphériques.

Par une méthode de calcul de séparation des variables, on montre que les solutions de cette équation sont de la forme :

$$\psi_{mn}(kr, \theta, \varphi) = B_n(kr) P_n^m(\cos\theta) e^{im\varphi} \quad (\text{A.I. 11})$$

où les valeurs des indices sont $n = 0, 1, 2, \dots$ et $m = 0, \pm 1, \dots, \pm n$.

Les $P_n^m(\cos\theta)$ sont les fonctions de Legendre et les $B_n(kr)$ les fonctions de Bessel sphériques. Ces dernières sont à définir en fonction du point géographique où l'onde se propage : à l'infini, l'onde diffusée est sphérique et sera décrite par les fonctions de Hankel de première espèce $h_n^{(1)}(kr)$ (de façon à satisfaire les conditions de propagation à l'infini, où le champ électrique décroît en $1/r$), tandis que pour la région interne du diffuseur, l'onde sera décrite par les fonctions de Bessel sphériques de première espèce $j_n(kr)$.

Remarquons qu'à un facteur de normalisation près, nous pouvons reconnaître les harmoniques sphériques, définies par :

$$Y_n^m(\theta, \varphi) = \sqrt{\frac{2n+1}{4\pi} \frac{(n-m)!}{(n+m)!}} P_n^m(\cos\theta) e^{im\varphi} \quad (\text{A.I. 12})$$

En considérant la forme des solutions $\psi_{mn}(kr, \theta, \varphi)$ de l'équation scalaire de Helmholtz, les relations A.I. 7 et A.I. 8 se réécrivent (pour la partie diffusée de l'onde, soit en utilisant les $h_n^{(1)}(kr)$) :

$$\vec{M}_{mn}(kr, \theta, \varphi) = \gamma_{mn} h_n^{(1)}(kr) \left(\frac{im}{\sin\theta} P_n^m(\cos\theta) \vec{e}_\theta - \frac{dP_n^m(\cos\theta)}{d\theta} \vec{e}_\varphi \right) e^{im\varphi} \quad (\text{A.I.13})$$

$$\vec{N}_{mn}(kr, \theta, \varphi) = \gamma_{mn} \left[\frac{n(n+1)}{kr} h_n^{(1)}(kr) P_n^m(\cos\theta) \vec{e}_r + \frac{(kr h_n^{(1)}(kr))'}{kr} \left(\frac{dP_n^m(\cos\theta)}{d\theta} \vec{e}_\theta + \frac{im}{\sin\theta} P_n^m(\cos\theta) \vec{e}_\varphi \right) \right] e^{im\varphi} \quad (\text{A.I.14})$$

$$\text{avec } \gamma_{mn} = \sqrt{\frac{2n+1}{4\pi n(n+1)} \frac{(n-m)!}{(n+m)!}}$$

Ces solutions de l'équation vectorielle de Helmholtz sont appelées *harmoniques sphériques vectorielles*, ou « *fonctions d'onde sphériques vectorielles* ».

Notons qu'en remplaçant les fonctions sphériques de Hankel de première espèce $h_n^{(1)}(kr)$ par les fonctions sphériques de Bessel de première espèce $j_n(kr)$, on obtient les fonctions d'onde

sphériques vectorielles correspondant à la région interne du diffuseur, notées $Rg\vec{M}_{mn}(kr, \theta, \varphi)$ et $Rg\vec{N}_{mn}(kr, \theta, \varphi)$.

Utilisant ces fonctions d'onde comme base, les champs incidents et diffusés peuvent être développés suivant :

$$\vec{E}^{inc}(kr, \theta, \varphi) = \sum_{m,n} [a_{mn} Rg\vec{M}_{mn}(kr, \theta, \varphi) + b_{mn} Rg\vec{N}_{mn}(kr, \theta, \varphi)] \quad (\text{A.I.15})$$

$$\vec{E}^{diff}(kr, \theta, \varphi) = \sum_{m,n} [p_{mn} \vec{M}_{mn}(kr, \theta, \varphi) + q_{mn} \vec{N}_{mn}(kr, \theta, \varphi)] \quad (\text{A.I.16})$$

Il en est de même pour la composante magnétique de l'onde.

La relation entre les coefficients a_{mn} , b_{mn} , p_{mn} et q_{mn} est linéaire et est donnée par une matrice de transition T (« T-Matrix ») telle que :

$$p_{mn} = \sum_{n'=1}^{\infty} \sum_{m'=-n'}^{n'} [T_{mnm'n'}^{11} a_{m'n'} + T_{mnm'n'}^{12} b_{m'n'}] \quad (\text{A.I.17})$$

$$q_{mn} = \sum_{n'=1}^{\infty} \sum_{m'=-n'}^{n'} [T_{mnm'n'}^{21} a_{m'n'} + T_{mnm'n'}^{22} b_{m'n'}] \quad (\text{A.I.18})$$

II - Éléments de calcul dans la méthode FDTD :

Discrétisation des équations de Maxwell par la méthode des différences finies centrées : introduction

Les équations de Maxwell dépendantes du temps dans un milieu libre de charges et de courants sont données par :

$$\vec{\text{rot}} \vec{E}(\vec{r}, t) = -\mu \frac{\partial \vec{H}(\vec{r}, t)}{\partial t} \quad (\text{A.II.1})$$

$$\vec{\text{rot}} \vec{H}(\vec{r}, t) = \varepsilon \frac{\partial \vec{E}(\vec{r}, t)}{\partial t} \quad (\text{A.II.2})$$

avec ε la permittivité du milieu et μ sa perméabilité.

Lorsque l'on projette ces équations sur un repère cartésien, elles se résument à :

$$\frac{\partial E_x}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{\partial}{\partial y} H_z - \frac{\partial}{\partial z} H_y \right) \quad (\text{A.II.3})$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{\partial}{\partial z} H_x - \frac{\partial}{\partial x} H_z \right) \quad (\text{A.II.4})$$

$$\frac{\partial E_z}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{\partial}{\partial x} H_y - \frac{\partial}{\partial y} H_x \right) \quad (\text{A.II.5})$$

$$\frac{\partial H_x}{\partial t} = -\frac{1}{\mu_0} \left(\frac{\partial}{\partial y} E_z - \frac{\partial}{\partial z} E_y \right) \quad (\text{A.II.6})$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial t} = -\frac{1}{\mu_0} \left(\frac{\partial}{\partial z} E_x - \frac{\partial}{\partial x} E_z \right) \quad (\text{A.II.7})$$

$$\frac{\partial H_z}{\partial t} = -\frac{1}{\mu_0} \left(\frac{\partial}{\partial x} E_y - \frac{\partial}{\partial y} E_x \right) \quad (\text{A.II.8})$$

Pour rendre ces équations discrètes, il suffit se rappeler que toute fonction f de variable x , continue et dérivable jusqu'à l'ordre n , peut être développée en série de Taylor de chaque coté du point x_0 ($x = x_0 + dx/2$ et $x = x_0 - dx/2$) comme :

$$f\left(x_0 + \frac{dx}{2}\right) = f(x_0) + \frac{dx}{2} f'(x_0) + \frac{1}{2!} \left(\frac{dx}{2}\right)^2 f''(x_0) + \frac{1}{3!} \left(\frac{dx}{2}\right)^3 f'''(x_0) + \dots + \frac{1}{n!} \left(\frac{dx}{2}\right)^n f^{(n)}(x_0) + \dots \quad (\text{A.II.9})$$

$$f\left(x_0 - \frac{dx}{2}\right) = f(x_0) - \frac{dx}{2} f'(x_0) + \frac{1}{2!} \left(\frac{dx}{2}\right)^2 f''(x_0) - \frac{1}{3!} \left(\frac{dx}{2}\right)^3 f'''(x_0) + \dots + \frac{(-1)^n}{n!} \left(\frac{dx}{2}\right)^n f^{(n)}(x_0) + \dots \quad (\text{A.II.10})$$

La soustraction de ces deux expressions permet d'exprimer, avec une erreur du deuxième ordre, la dérivée première de la fonction f en x_0 :

$$f'(x_0) = \frac{f\left(x_0 + \frac{dx}{2}\right) - f\left(x_0 - \frac{dx}{2}\right)}{dx} + \theta(dx^2) \quad (\text{A.II.11})$$

Pour les points de l'espace où le milieu est linéaire, isotrope, homogène, sans pertes et sans sources, cette dernière expression peut être appliquée à l'une des équations différentielles de Maxwell précédentes, par exemple la première, pour approcher à la fois la dérivée temporelle et les dérivées spatiales. Ainsi, en négligeant l'erreur $\theta(dx^2)$, l'équation est discrétisée et devient :

$$\frac{E_x(x, y, z, t + \frac{dt}{2}) - E_x(x, y, z, t - \frac{dt}{2})}{dt} = \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{H_z(x, y + \frac{dy}{2}, z, t) - H_z(x, y - \frac{dy}{2}, z, t)}{dy} - \frac{H_y(x, y, z + \frac{dz}{2}, t) - H_y(x, y, z - \frac{dz}{2}, t)}{dz} \right) \quad (\text{A.II.12})$$

où dx , dy et dz représentent les pas de maillage spatial, et dt le pas de maillage temporel.

Annexe B

Publications :

“Combined lidar and IR radiometry data to retrieve cloud radiative parameters: Measurements from the French-Dirac campaign”. Soumise à *Geoph. Res. Lett.*

“Determination of Cirrus Radiative Parameters from synergy between Active and Passive Remote Sensing Measurements during FRENCH/DIRAC 2001. First Results and Comparison with in situ probes. Preparation to AQUA Train experiment”. A paraître dans *J. Atmos. Res.*

Bibliographie

[Ackerman et al., 1995] S.A. Ackerman, W.L. Smith, A.D. Collard, X.L. Ma, H.E. Revercomb, R.O. Knuteson, 1995. Cirrus cloud properties derived from high-spectral resolution infrared spectrometry during FIRE II, Part II: Aircraft HIS results. *J. Atm. Sci.*, **52**, 4246-4263.

[Baran and Havemann, 1999] A. Baran, S. Havemann, 1999. Rapid computation of the optical properties of hexagonal columns using complex angular momentum theory. *J. Quant. Spect. Rad. Trans.*, **63**, 499-519.

[Baran et al., 2001] A. Baran, P. Francis, L. C.-Labonnote, M. Doutriaux-Boucher, 2001. A scattering phase function for ice cloud: Tests of applicability using aircraft and satellite multi-angle multi-wavelength radiance measurements of cirrus. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **127**, 2395-2416.

[Baran, 2003] A. Baran, 2003. Simulation of infrared scattering from ice aggregates by use of a size-shape distribution of circular ice cylinders. *App. Opt.*, **42**, 2811-2818.

[Barkstrom, 1984] B.R. Barkstrom, 1984. The earth Radiation Budget Experiment (ERBE). *Bull. Am. Meteorol. Soc.*, **65**, 1170-1185.

[Barton, 1983] I.J. Barton, 1983. Upper level cloud climatology from an orbiting satellite. *J. Atm. Sci.*, **40**, 435-447.

[Brogniez, 1992] G. Brogniez, 1992. Contribution à l'étude des propriétés optiques et radiative des cirrus. Thèse de doctorat d'état, Université des Sciences et Technologies de Lille.

[Brogniez et al., 2003] G. Brogniez, C. Pietras, M. Legrand, P. Dubuisson, M. Haeffelin, 2003. A high-Accuracy multiwavelength radiometer for in situ measurements in the thermal infrared. Part II: behaviour in field experiments. *J. Atm. Oceanic Techn.*, **20**, 1023-1033.

[Buriez et al., 1997] J-C. Buriez, C. Vanbauce, F. Parol, P. Goloub, M. Herman, B. Bonnel, Y. Fouquart, P. Couvert, G. Sèze, 1997. Cloud detection and derivation of cloud properties from POLDER. *Int. J. Rem. Sens.*, **18**, 2785-2813.

[Cai and Liou, 1982] Q. Cai, K.N. Liou, 1982. Polarized Light scattering by hexagonal ice crystals : Theory, *Appl. Opt.*, **21**, 3569-3580.

[Chepfer, 1997] H. Chepfer, 1997. Etude théorique et expérimentale des propriétés optiques et radiatives des cirrus. Thèse de l'université des Sciences et Technologies de Lille.

[Chepfer et al., 1998] H. Chepfer, G. Brogniez, Y. Fouquart, 1998. Cirrus clouds' microphysical properties deduced from POLDER observations. *J. Quant. Spect. Rad. Trans.*, **60**, 375-390.

[Chepfer et al., 1999] H. Chepfer, G. Brogniez, L. Sauvage, P.H. Flamant, V. Trouillet, J. Pelon, 1999. Remote sensing of cirrus radiative parameters during EUCREX'94. Case study of 17 april 1994. Part II : Microphysical models. *Month. Weather Rev.*, **127**, 504-518.

[C.-Labonnote, 2001] L. C.-Labonnote, 2001. Etude des propriétés optiques et radiatives des cirrus à l'aide de modèles microphysiques élaborés : Analyse de mesures in situ (Néphélomètre) et satellitaires (POLDER). Thèse de l'université des Sciences et Technologies de Lille.

[C.-Labonnote et al., 2000] L. C.-Labonnote, G. Brogniez, M. Doutriaux-Boucher, J. C. Buriez, J. F. Gayet, H. Chepfer, 2000. Modeling of light scattering in cirrus clouds with inhomogeneous hexagonal monocrystals. Comparison with in-situ and ADEOS/POLDER measurements. *Geoph. Res. Lett.*, **27**, 113-116.

[C.-Labonnote et al., 2001] L. C.-Labonnote, G. Brogniez, J. C. Buriez, M. Doutriaux-Boucher, J. F. Gayet, A. Macke, 2001. Polarized light scattering by inhomogeneous hexagonal monocrystals. Validation with ADEOS/POLDER measurements. *J. Geoph. Res.*, **106**, 12139-12153.

[Cox et al., 1987] S.K. Cox, D. S.M. Douglas, D.A. Randall, R.A. Schiffer, 1987. FIRE – the first ISCCP regional experiment. *Bull. Am. Meteorol. Soc.*, **68**, 114-118.

[Crépel , 1995] O. Crépel, 1995. Conception et mise en oeuvre d'un néphélomètre polaire pour la mesure des paramètres optiques et microphysiques des nuages. Thèse de l'université Blaise Pascal de Clermont-Ferrand.

[Crépel et al., 1997] O. Crépel, J-F. Gayet, J-F. Fournol, S. Oschepkov, 1997. A new airborne polar Nephelometer for the measurements of optical and microphysical cloud properties. Part II: Preliminary tests. *Ann. Geophysicae*, **15**, 460 – 470.

[Cuvellier, 2001] S. Cuvellier, 2001. Qualification d'un radiomètre infrarouge tri-bandes aéroporté. Note de travail de l'Ecole Nationale de la Météorologie n°784.

[De Haan et al., 1986] J.F. De Haan, P.B. Bosna, J.W. Hovenier, 1986. The adding method for multiple scattering calculations of polarized light. *Astron. Astrophys.*, **183**, 371-391.

[Deschamps et al., 1994] P-Y. Deschamps, F-M. Bréon, M. Leroy, A. Podaire, A. Brickaud, J. C. Buriez, G. Sèze, 1994. The POLDER mission: Instrument characteristics and scientific objectives. *IEEE Trans. Geosci. Rem. Sens.*, **32**, 598-615.

[Descloitres, 1996] J. Descloitres, 1996. Analyse de l'anisotropie du rayonnement réfléchi par les nuages à partir des observations du radiomètre POLDER. Thèse de l'université Paris VII.

[Doutriaux et al., 1998] M. Doutriaux, G. Sèze, 1998. Significant changes between the ISCCP C and D cloud climatologies, *Geoph. Res. Lett.*, **22**, 4193-4196.

[Dubuisson et al., 1996] P. Dubuisson, J-C. Buriez, Y. Fouquart, 1996. High spectral resolution solar radiative transfer in absorbing and scattering media : Application to the satellite simulation. *J. Quant. Spect. Rad. Trans.*, **55**, 103-126.

[Ebert and Curry] E.E. Ebert, J.A. Curry, 1992. A parameterization of ice cloud optical properties for climate models. *J. Geoph. Res.*, **97 (D4)**, 3381-3836.

[Foot, 1988] J.S. Foot, 1988. Some observations of the optical properties of clouds. Part II : Cirrus. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **114**, 145-164.

[Francis et al., 1994] P.N. Francis, A. Jones, R.W. Saunders, K.P. Shine, A. Slingo, 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.

[Francis et al., 1999 (a)] P.N. Francis, J.S. Foot, A.J. Baran, 1999. Aircraft measurements of the solar and infrared radiative properties of cirrus and their dependence on ice crystal shape. *J. Geoph. Res.*, **104**, 31685-31695.

[Francis et al., 1999 (b)] P.N. Francis, P. Hignett, J.P. Taylor, 1999. Aircraft observations and modeling of skyradiance distributions from aerosols during TARFOX, *J. Geoph. Res.*, **104**, 2309-2319.

[Fu, 1996] Q. Fu, 1996. An accurate parameterization of the solar radiative properties of cirrus clouds for climate models. *J. Climate*, **9**, 2058-2082.

[Fu et al., 1998] Q. Fu, P. Yang, W.B. Sun, 1998. An accurate parameterization of the solar radiative properties of cirrus clouds for climate models. *J. Climate*, **11**, 2223-2237.

[Gayet et al., 1997] J-F. Gayet, O. Crépel, J-F. Fournol, S. Oschepkov, 1997. A new airborne polar Nephelomete for the measurements of optical and microphysical cloud properties. Part I: Theoretical design. *Ann. Geophysicae*, **15**, 451 – 459.

[Giraud et al., 1997] V. Giraud, J-C. Buriez, Y. Fouquart, F. Parol, G. Seze, 1997. Large-Scale analysis of cirrus clouds from AVHRR data : Assesment of both a microphysical index and the cloud-top temperature. *J. App. Meteor.*, **36**, 664-675.

[Giraud et al., 2001] V. Giraud, O. Thouron, J. Riedi, P. Goloub, 2001. Analysis of direct comparison of cloud top temperature and infrared split window signature against independent retrievals of cloud thermodynamic phase. *Geoph. Res. Lett.*, **28**, 983-986.

[Giver et al., 2000] L.P. Giver, C. Chackerian Jr., P. Varanasi, 2000. Visible and near-infrared H₂¹⁶O line intensity corrections for HITRAN-96. *J. Quant. Spect. Rad. Trans.*, **66**, 101-105.

[Goloub et al., 1994] P. Goloub, J-L. Deuzé, M. Herman, Y. Fouquart, 1994. Analysis of the POLDER polarization measurements performed over cloud covers. *IEEE Trans. Geosci. Rem. Sens.*, **32**, 78-88.

[Hansen and Travis, 1974] J.E. Hansen, L.D. Travis, 1974. Light scattering in planetary atmosphere. *Space Sci. Review*, **16**, 527-610.

[Havemann et al., 2003] S. Havemann, A. Baran, J. Edwards, 2003. Implementation of the T-matrix method on a massively parallel machine: a comparison of hexagonal ice cylinder single-scattering properties using the T-matrix and improved geometric optics methods. *J. Quant. Spect. Rad. Trans.*, **79-80**, 707-720.

[Hess et al., 1998] M. Hess, P. Koepke, I. Schult, 1998. Scattering matrices of imperfect hexagonal ice crystals. *J. Quant. Spect. Rad. Trans.*, **60**, 301-308.

[Husson et al., 1991] N. Husson, B. Bonnet, N. A. Scott, A. Chedin, 1991. Management and study of spectroscopic information: The GEISA program, *J. Quant. Spect. Rad. Trans.*, **48**, 509-518.

[Inoue, 1985] T. Inoue, 1985. On the temperature and effective emissivity determination of semitransparent cirrus clouds by bi-spectral measurements in the 10μm window region. *J. Meteorol. Soc. Jpn.*, **63**, 88-98.

[Jourdan, 2003] O. Jourdan, 2003. Caractérisation *in situ* des propriétés microphysiques et optiques des nuages : contribution à l'amélioration des modèles de transfert radiatif et des méthodes d'inversion satellitales. Thèse de l'Université Blaise Pascal de Clermont-Ferrand.

[Jourdan et al., 2003] O. Jourdan, S. L. Oshchepkov, V. Shcherbakov, J-F. Gayet, H. Isaka, 2003. Assesment of cloud optical parameters in the solar region: retrievals from airborne measurements of scattering phase functions. *J. Geoph. Res.*, in press.

[Kahnert et al., 2001] F. Kahnert, J. Stammes, K. Stammes, 2001. Application of the extended boundary condition method to homogeneous particules with point-group symmetries. *App. Opt.*, **40**, 3110-3123.

[Kahnert, 2003] F. Kahnert, 2003. Numerical methods in electromagnetic scattering theory. *J. Quant. Spect. Rad. Trans.*, **70**, 775-824.

[Klett, 1985] J.D. Klett, 1985. Lidar inversion with variable backscatter/extinction ratio. *App. Opt.*, **24**, 1638-1643.

[Knollenberg, 1976] R.G. Knollenberg, 1976. Three new instruments for cloud physics measurements: the 2D spectrometer, the Forward Scattering Spectrometer Probe and the Active Scattering Aerosol Spectrometer. In *7th Inter. Cloud Physics Conference, Boulder, Colorado, July 26-30*.

[Krupp, 1991] C. Krupp, 1991. Holographic measurements of ice crystals in cirrus clouds during ICE 89. In report of the 4th ICE/EUCREX Workshop.

[Legrand et al., 2000] M. Legrand, C. Pietras, G. Brogniez, M. Haeffelin, 2000. A high-Accuracy multiwavelength radiometer for in situ measurements in the thermal infrared. Part I: characterization of the instrument. *J. Atm. Oceanic Techn.*, **17**, 1203-1214.

[Lenoble, 1985] J. Lenoble, 1985. Radiative transfert in scattering and absorbing atmospheres: standard computational procedures. A. Deepak Publishing, 1985.

[Liao et al., 1995] X. Liao, W.B. Rossow, D. Rind, 1995. Comparison between SAGE II and ISCCP high-level clouds. Part I: Global and zonal mean cloud amounts. *J. Geoph. Res.*, **100**, 1121-1135.

[Liou and Hansen, 1971] K.N. Liou, J.E. Hansen, 1971. Intensity and polarization for single scattering by polydisperse spheres : A comparison of ray optics and Mie theory, *J. Atm. Sci.*, **28**, 995-1004.

[London, 1957] J. London, 1957. A study of atmospheric heat balance. Technical report, Final Report, contract AF19(122)-165 (AFCRC-TR-57-287), New York University, [ASTIN 117227], 99p.

[Macke et al., 1996] A. Macke, J. Mueller, E. Raschke, 1996. Single scattering properties of atmospheric ice crystals. *J. Atm. Sci.*, **53**, 2813-2825.

[Masuda et al., 1998] K. Masuda, T. Takashima, Y. Takayama, 1998. Emissivity of pure and sea waters for the model sea surface in the infrared window regions. *Rem. Sens. Env.*, **24**, 313-329.

[Mc Clatchey et al., 1971] R.A. Mc Clatchey, R.W. Fenn, J.E.A. Selby, F.E. Volz, J.S. Garing, 1971. Optical properties of the atmosphere (revised). AFCRL-71-0279, *Environmental research papers*, **354**, 85 pp.

[Miloshevich and Heymsfield, 1997] M.I. Miloshevich, A.J. Heymsfield, 1997. A balloon-borne continuous cloud particle replicator for measuring vertical profiles of cloud microphysical properties: Instrument design, performance and collection efficiency analysis. *J. Atm. Oceanic Techn.*, **14**, 753-768.

[Minnis et al., 1997] P. Minnis, D.F. Young, D.P. Garber, L. Nguyen, W.L. Smith Jr., R. Palikonda, octobre 1997. Transformation of Contrails into Cirrus during SUCCESS. *Geoph. Res. Lett.* **SUCCESS** Special Issue.

[Mishenko et al., 2000] M.I. Mishenko, J.W. Hovenier, L.D. Travis, 2000. Light Scattering by Nonspherical Particles. Academic Press.

[Mitchell, 2002] D. Mitchell, 2002. Effective diameter in radiation transfer: general definition, applications and limitations. *J. Atm. Sci.*, **59**, 2330-2346.

[Mondelain, 2001] D. Mondelain, 2001. Lidar linéaire et non linéaire dans l'infrarouge moyen. Thèse de l'université Claude Bernard de Lyon 1.

[Morgan and Mei, 1979] M.A. Morgan, K.K. Mei, 1979. Finite-element computation of scattering by inhomogeneous penetrable bodies of revolution, *IEEE Trans. Antennas Propag.*, **27**, 202-214.

[Nakajima and King, 1990] T. Nakajima, M.D. King, 1990. Determination of the optical thickness and effective particle radius of clouds from reflected solar radiation measurements. Part I: Theory. *J. Atm. Sci.*, **47**, 1878-1893.

[Nakajima et al., 1991] T. Nakajima, M.D. King, J.D. Spinhirne, L.F. Radke, 1991. Determination of the optical thickness and effective particle radius of clouds from reflected solar radiation measurements. Part II: Marine stratocumulus observations. *J. Atm. Sci.*, **47**, 1878-1893.

[Nussenzveig, 1979] H.M. Nussenzveig, 1979. Complex angular momentum theory of the rainbow and the glory. *J. Opt. Soc. Am.*, **69**, 1068-1079.

[Nussenzveig and Wiscombe, 1980] H.M. Nussenzveig, W.J. Wiscombe, 1980. Efficiency Factors in Mie Scattering. *Phys. Rev. Lett.*, **45**, 1490-1494.

[Oshchepkov et al., 2000] S. Oshchepkov, H. Isaka, J-F Gayet, F. Auriol, S. Havemann, 2000. Microphysical properties of mixed-phase & ice clouds retrieved from in situ airborne "Polar Nephelometer" measurements, *Geoph. Res. Lett.*, **27**, 209-213.

[Parol et al., 1991] F. Parol, J-C. Buriez, G. Brogniez, Y. Fouquart, 1991. Information content of AVHRR channel 4 and 5 with respect to the effective radius of cirrus cloud particles. *J. Appl. Meteor.*, **30**, 973-984.

[Pelon et al., 1990] J. Pelon, P-H. Flamant, M. Meissonier, 1990. The french airborne backscatter lidar LEANDRE-1: concept and operation. *15th International Laser Radar Conference*, Tomsk, URSS, June 1990.

[Peterson and Ström, 1973] B. Peterson, S. Ström, 1973. T matrix formulation of electromagnetic scattering from multilayered scatterers. *Phys. Rev. D*, **8**, 3661-3678.

[Platt, 1973] C.M.R. Platt, 1973. Lidar and radiometric observations of cirrus clouds. *J. Atm. Sci.*, **30**, 1191-1204.

[Platt, 1981] C.M.R. Platt, 1981. The effect of cirrus of varying optical depth on the extraterrestrial net radiative flux.. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **107**, 671-678.

[Purcell and Pennypacker, 1973] E.M. Purcell, C.R. Pennypacker, 1973. Scattering and absorption of light by non-spherical dielectric grains, *Astrophys. J.*, **186**, 705-714.

[Ramanathan et al., 1989] V. Ramanathan, R.D. Cess, E.F. Harrison, P. Minnis, B.R. Barstrom, E. Ahmad, D. Hartmann, 1989. Cloud radiative forcing and climate: Results from the earth radiation budget experiment. *Science*, **243**, 1-140.

[Raschke, 1996] E. Raschke, 1996. European Cloud and Radiation Experiment (EUCREX). Final report on the project. Technical report, EV5V - CT 92 – 0130 EUCREX-2.

[Raschke et al., 1989] E. Rasche, D. Hennings, R. Sefzig, M. Quante, 1989. ICE – International Cirrus Experiment 1989 field phase plan. Technical report, Institut für Geophysik und Meteorologie, Universität zu Köln.

[Rossow and Schiffer, 1991] W.B. Rossow, R.A. Schiffer, 1991. ISCCP cloud data products. *Bull. Am. Meteorol. Soc.*, **72**, 2-20.

[Rothman et al., 1992] L.S. Rothman, R.R. Gamache, R.H. Tipping, C.P. Rinsland, M.A.H. Smith, D. Chris Benner, V. Malathy Devi, J-M. Flaud, C. Camy-Peyret, A. Perrin, A. Goldman, S.T. Massie, L.R. Brown, R.A. Toth, 1992. The HITRAN molecular database: Editions of 1991 and 1992, *J. Quant. Spect. Rad. Trans.*, **48**, 469-507.

[Rothman et al., 2001] L.S. Rothman, K. Chance, J. Schroeder, A. Goldman, 2001. New edition of HITRAN database. 11th ARL Science Team Proceedings, Atlanta, Georgia, USA, March 19-23.

[Sauvage et al., 1999] L. Sauvage, H. Chepfer, V. Trouillet, P.H. Flamant, G. Brogniez, J. Pelon, F. Albers, 1999. Remote sensing of cirrus radiative parameters during EUCREX'94. Case study of 17 april 1994. Part I : Observations. *Month. Weather Rev.*, **127**, 486-503.

[Sheng et al., 1998] X-Q. Sheng, J-M. Jin, J. Song, 1998. On the formulation of hybrid finite-element and boundary-integral methods for 3-D scattering, *IEEE Trans. Antennas Propag.*, **46**, 303-311.

[Stammes et al., 1988] K. Stammes, S.C. Tsay, W. Wiscombe, K. Jayaweera, 1988. Numerically stable algorithm for discrete-ordinate-method radiative transfer in multiple scattering and emitting layered media. *App. Opt.*, **12**, 2502-2509.

[Starr, 1987] D.O. Starr, 1987. A cirrus-cloud experiment. Intensive field observations planned for FIRE. *Bull. Am. Meteorol. Soc.*, **68**, 119-124.

[Stephens and Webster, 1981] G.L. Stephens, P.J. Webster, 1981. Clouds and climate: Sensitivity of simple systems. *J. Atmos. Sci.*, **38**, 235-247.

[Tang and Aydin, 1995] C. Tang, K. Aydin, 1995. Scattering from ice crystals at 94 and 220 GHz millimetre wave frequencies, *IEEE Trans. Geosci. Rem. Sens.*, **33**, 93-99.

[Tobin et al., 1999] D.C. Tobin, F.A. Best, P.D. Brown, S.A. Clough, R.G. Dedecker, R.G. Ellingson, R.K. Garcia, H.B. Howell, R.O. Knuteson, E.J. Mlawer, H.E. Revercomb, J.F. Short, P.F. van Delst, V.P. Walden, 1999. Downwelling spectral radiance observations at the SHEBA ice station: water vapour continuum measurements from 17-26 micrometer. *J. Geoph. Res.*, **104**, 2081-2092.

[van de Hulst, 1981] H.C. van de Hulst, 1981. Light Scattering by Small Particles. Dover Publications, Inc., New-York. 1957, republished 1981.

[Volakis et al., 1998] J.L. Volakis, A. Chatterjee, L.C. Kempel, 1998. Finite Element Method for Electromagnetics, IEEE Press, New York.

[Waterman, 1971] P.C. Waterman, 1971. Symmetry, unitarity, and geometry in electromagnetic scattering, *Phys. Rev.*, D **3**, 825-839.

[Wendling et al., 1979] P. Wendling, R. Wendling, H.K. Weickmann, 1979. Scattering of solar radiation by hexagonal ice crystals, *Appl. Opt.*, **18**, 2663-2671.

[WMO, 1986] WMO, 1986. A preliminary cloudless standard atmosphere for radiation computation, World Meteorological Organization, Report n°24, WCP-112.

[Woodbury and McCormick, 1986] G.E. Woodbury and M.P. McCormick, 1986. Zonal and geographical distributions of cirrus clouds determined from SAGE data. *J. Geoph. Res.*, **91**, 2775-2785.

[Wriedt and Comberg, 1998] T. Wriedt, U. Comberg, 1998. Comparison of computational scattering methods. *J. Quant. Spect. Rad. Trans.*, **60**, 411-423.

[Wu, 1987] M.C., Wu, 1987. A method for remote sensing the emissivity, fractional cloud cover, and cloud top temperature of high-level, thin clouds. *J. Climate Appl. Meteor.*, **26**, 225-233.

[Wyser, 1998] K. Wyser, 1998. The effective radius in ice clouds. *Am. Meteor. Soc.*, **11**, 1793-1802.

[Wyser and Yang, 1998] K. Wyser, P. Yang, 1998. Average crystal size and bulk shortwave single scattering properties in ice clouds. *J. Atm. Res.*, **49**, 315-335.

[Yang and Liou, 1995] P. Yang, K.N. Liou, 1995. Light scattering by hexagonal ice crystals: Comparison of finite-difference time-domain and geometric optics models, *J. Opt. Soc. Am.*, A **12**, 162-176.

[Yang and Liou, 1996] P. Yang, K.N. Liou, 1996. Finite-difference time-domain method for light scattering by small ice crystals in three-dimensional space, *J. Opt. Soc. Am.*, A **13**, 2072-2085.

[Yang and Liou, 1998 (a)] P. Yang, K.N. liou, 1998. Geometric-optics-integral equation method for light scattering by nonspherical particles. *App. Opt.*, **35**, 6568-6584.

[Yang and Liou, 1998 (b)] P. Yang, K.N. liou, 1998. Single-scattering properties of complex ice crystals in terrestrial atmosphere. *Contrib. Atm. Phys.*, **71**, 223-248.

[Yang et al., 2001] P. Yang, B-C. Gao, B.A. Baum, Y.X. Hu, W.J. Wiscombe, S-C. Tsay, D.M. Winker, S.L. Nasiri, 2001. Radiative properties of cirrus clouds in the infrared (8-13 μm) spectral region. *J. Quant. Spect. Rad. Trans.*, **70**, 473-504.

[Yang et al., 2003] P. Yang, H-L Wei, B.A. Baum, H-L Huang, A.J. Heymsfield, Y.X. Hu, B-C. Gao, D.D. Turner, 2003. The spectral signature of mixed-phase clouds composed of non-spherical ice crystals and spherical liquid droplets in the terrestrial window region. *J. Quant. Spect. Rad. Trans.*, **79-80**, 1171-1188.

[Yee, 1966] S.K. Yee, 1966. Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equations in isotropic media, *IEEE Trans. Antennas Propag.*, **14**, 302-307.

[Young, 1980] A.T. Young, 1980. Revised depolarization corrections for atmospheric extinction, *App. Opt.*, **19-20**, 3427-3428.