Université Lille1 : Sciences et Technologies

Thèse

pour obtenir le grade de :

Docteur de l'Université Lille1

dans la spécialité

« Optique, Lasers, Physico-Chimie, Atmosphère »

par

Benjamin Marchant

Étude des propriétés optiques des cristaux de glace composant les cirrus.

Influence de la variabilité verticale de la distribution granulométrique des cristaux sur les propriétés radiatives de ces nuages.

Thèse soutenue le 11 décembre 2009 devant le jury composé de :

М.	Philippe Keckhut	Physicien, LATMOS,	(Rapporteur)
		Université de Versailles Saint Quentin	
М.	Valéry Shcherbakov	Professeur, LAMP,	(Rapporteur)
		Université Clermont-Ferrand 2	
М.	Frédéric Parol	Professeur, LOA,	(Examinateur)
		Université Lille 1 Sciences et Technologies	
М.	Pascal Personne	Professeur, LAMP,	(Examinateur)
		Université Clermont-Ferrand 2	
М.	Jérôme Riedi	Maître de Conférences, LOA,	(Co-Directeur de Thèse)
		Université Lille 1 Sciences et Technologies	
М.	Gérard Brogniez	Professeur, LOA,	(Directeur de Thèse)
		Université Lille 1 Sciences et Technologies	

Laboratoire d'Optique Atmosphérique

U.F.R de Physique Fondamentale Université Lille1 : Sciences et Technologies 59655 Villeneuve d'Ascq France

Table des matières

TA	ABLE DES MATIÈRES	iii			
Ι	Introduction générale				
1	Qu'est ce qu'un nuage?				
	1.1 Classification et description des nuages	5			
	1.2 Composition et structure des nuages	8			
2	Pourquoi étudier les nuages?				
	2.1 Effets des nuages sur le bilan radiatif terrestre	13			
	2.2 Rôle des nuages dans le cycle hydrologique	15			
3	Problématique générale	17			
	3.1 Description générale du problème	17			
	3.2 Objectifs et approche générale de notre étude	18			
II	Etude des propriétés optiques des cristaux de glace	21			
1	Introduction	23			
	1.1 Propriétés optiques d'une particule				
	1.2 Propriétés optiques d'un ensemble de particules	27			
2	Méthode basée sur l'optique géométrique				
	2.1 Théorie	29			
	2.1.1 Calcul des propriétés optiques associées à la diffraction	30			
	2.1.2 Calcul des propriétés optiques associées à la réflexions et à la réfraction .	35			
	2.1.3 Calcul de la matrice de phase totale	40			
	2.2 Exemples d'applications numériques	42			
3	Méthode basée sur l'optique physique				
	3.1 Théorie				
	3.2 Exemples d'applications numériques				
4	Conclusions et perspectives 69				

II	I Et	tude de	es propriétés radiatives des nuages de la haute troposphère	73
1	ΓΙΟΝ	75		
	1.1	Descr	RIPTION GÉNÉRALE DU PROBLÈME	75
	1.2	Objec	TIFS ET APPROCHE GÉNÉRALE DE NOTRE ÉTUDE	76
2	Modèle atmosphérique			77
	2.1 Définitions de quelques grandeurs radiométriques			77
	2.2	Modè	le de transfert radiatif : le code FASDOM	78
		2.2.1	Définition de l'équation de transfert radiatif	79
		2.2.2	Résolution de l'équation de transfert radiatif	81
		2.2.3	Description du code FASDOM	82
3	3 Modèle de nuage			
	3.1	VARIA	BLES RELATIVES AUX NUAGES	85
	3.2	Ensen	IBLE DES APPROXIMATIONS DU MODÈLE DE NUAGE	87
		3.2.1	Description du modèle microphysique de cristaux de glace	87
		3.2.2	Hypothèses sur la distribution verticale des cristaux dans le nuage	91
		3.2.3	Hypothèses sur le profil atmosphérique dans le nuage	94
4	Etudes de sensibilité			97
4.1 Propriétés radiatives d'un nuage verticalement homogène		LIÉTÉS RADIATIVES D'UN NUAGE VERTICALEMENT HOMOGÈNE	97	
		4.1.1	Sensibilités au diamètre effectif <i>De</i> et à l'épaisseur optique τ_{ic}	100
		4.1.2	Sensibilités aux nombres de couches homogènes N_{ic}	111
		4.1.3	Sensibilités au profil de température dans le nuage	114
		4.1.4	Sensibilités à l'altitude et à l'épaisseur géométrique du nuage	117
	4.2	Propr	LIÉTÉS RADIATIVES DES NUAGES VERTICALEMENT HÉTÉROGÈNES	120
		4.2.1	Comparaison avec un nuage verticalement homogène	123
		4.2.2	Décomposition verticale du nuage en plusieurs couches homogènes	144
		4.2.3	Sensibilités à une variation de l'épaisseur optique τ^p	156
5	Cor	Conclusions et perspectives 1		
Bi	Bibliographie			

Préface

L'étude que nous allons présenter dans ce document a été réalisée au Laboratoire d'Optique Atmosphérique (LOA) et plus précisément au sein de l'équipe Interaction-Rayonnement-Nuage (IRN). Nous présentons dans cette courte préface l'architecture générale du document, qui repose, essentiellement, sur trois parties :

Dans une *première partie* nous aborderons notre étude, qui a porté principalement sur les propriétés radiatives des nuages de la haute troposphère, d'un point de vue très général. Nous commencerons, en effet, par définir ce que l'on entend par nuages de la haute troposphère et montrerons l'intérêt scientifique d'étudier ces derniers. Nous terminons alors, cette partie, en présentant la problématique générale dans laquelle s'inscrit notre étude et en discutant des différents objectifs que nous nous sommes fixés.

La deuxième partie est dédiée à l'étude des propriétés optiques de particules non sphériques. Dans le chapitre introductif de celle-ci, nous rappellerons, tout d'abord, l'ensemble des grandeurs physiques qui permettent de décrire l'interaction d'un rayonnement avec une particule de taille et de forme quelconque. Nous montrerons ensuite, que pour déterminer ces grandeurs, il est nécessaire de développer plusieurs méthodes numériques. Méthodes qui reposent sur des hypothèses et approximations physiques différentes, et qui dépendent de la longueur d'onde du rayonnement, de la taille et de la forme de la particule. Dans le second chapitre, nous présenterons alors une première méthode basée principalement sur l'optique géométrique. Pour cette méthode, nous sommes partis de l'algorithme déjà utilisé dans l'équipe IRN, qui a été développé pour des colonnes et des plaquettes hexagonales [Brogniez (1992)], et par la suite pour des colonnes hexagonales présentant des incursions sphériques [Labonnote (2001)]. Nous avons alors poursuivie cette étude en développant de nouveaux algorithmes permettant de calculer les propriétés optiques de particules présentant des géométries plus complexe comme les droxtals. Dans le troisième chapitre, nous présenterons une seconde méthode, intermédiaire entre l'optique géométrique et l'optique ondulatoire, appelée optique physique.

La *troisième partie* porte sur l'étude de la sensibilité, des propriétés radiatives des nuages de la haute troposphère, à la répartition verticale des cristaux de glace. Comme pour la *deuxième partie*, nous commencerons celle-ci par un chapitre introductif dans lequel nous développerons la problématique principale, dont une partie importante, est de pouvoir retrouver les propriétés macrophysiques et microphysiques des nuages à partir de la comparaison entre un ensemble de mesures et un ensemble de simulations réalisées à partir d'un modèle. Dans le second chapitre, nous présenterons, par conséquent, les variables du modèle de transfert radiatif, pour une atmosphère nuageuse, que nous avons utilisée. Nous définirons ensuite, dans le troisième chapitre, tout d'abord, plus précisément, les variables propres au modèle de nuage, puis, nous mettrons en avant l'ensemble des hypothèses et approximations sur lesquels est basé ce dernier. Finalement, dans le quatrième chapitre, nous présenterons les tests de sensibilités, des propriétés radiatives des nuages, à différentes variables de notre modèle, en insistant particulièrement sur la comparaison des propriétés radiatives entre un nuage verticalement homogène et hétérogène en cristaux de glace.

Remerciements :

Les différentes études presentées dans ce manuscrit ont été realisées dans le cadre d'une thèse. Je remercie donc mon directeur de thèse Gérard Brogniez d'avoir posé ce sujet et de m'avoir aidé sur l'étude des propriétés optiques de cristaux de glace non sphériques. Je remercie également mon co-directeur de thèse Jérôme Riedi, d'une part de m'avoir proposé de travailler sur l'étude de sensibilité des proprietes radiatives des nuages à la variation verticale des distributions granulometriques des cristaux et d'autre part pour toute l'aide qu'il m'a apportée lors de la recherche d'un post-doc.

Un grand merci aux membres de mon jury de thèse, Philippe Keckhut, Valéry Shcherbakov, Frédéric Parol et Pascal Personne d'avoir accepté d'examiner et de rapporter ce travail et pour toutes les remarques constructives qu'ils ont apportées à ce dernier.

Merci aux directeurs successifs du Laboratoire d'Optique Atmosphérique, Didier Tanré et Frédéric Parol pour m'avoir permis de travailler dans de bonnes conditions.

Je remercie également les personnes qui m'ont fourni les différents outils nécessaires à cette thèse. Je pense particulièrement à Philippe Dubuisson pour son code de transfert radiatif FASDOM, à Christine Deroo pour avoir répondu à mes questions sur le logiciel de tracé Mgraph et pour m'avoir suggéré d'utilliser LATEX pour rédiger ce manuscrit et à Bernard Bonnel pour son aide sur la décomposition des fonctions de phase en moments de Legendre.

Je tiens aussi à remercier les personnes qui, de part leur présence, ont rendu ce travail de thèse agréable, ma collègue de bureau Isabelle Jankowiak avec qui je n'ai pas eu le temps de m'ennuyer, Romain De Filippi, Fabrice Ducos et l'ensemble du personnel du Laboratoire d'Optique Atmosphérique. Merci également à Isabelle Favier pour son aide lors de la préparation du pot de thèse. Et un grand merci à Virginie de m'avoir soutenu tout au long de cette thèse.

Ι

Introduction générale

Qu'est ce qu'un nuage?

Avant de définir la problématique de notre étude, nous allons rappeler brièvement ce que l'on désigne par nuages de la haute troposphère. Nous présenterons tout d'abord les différents genres de nuages et terminerons sur la description des différentes particules qui composent ces derniers.

1.1 CLASSIFICATION ET DESCRIPTION DES NUAGES

Les termes utilisés pour désigner les genres de nuages sont composés de préfixes et suffixes liés aux caractéristiques principales du nuage. Les noms des nuages sont donc composés des termes suivant : stratus (qui signifie étendu), cumulus (qui signifie amas), nimbus pour les nuages menaçant, alto (qui signifie haut) et cirrus (qui signifie filament). A partir de ces définitions, l'Organisation Météorologique Mondiale (OMM) a publié un Atlas international des nuages (Rochas (1925)) dans lequel ces derniers sont répartis selon dix genres différents. On va, à présent, parcourir ces dix genres et présenter les caractéristiques propres à chaque genre (Fig. 1.1) :

Les *cirrus* (en abrégé *Ci*) : ces nuages sont des nuages élevés (altitude moyenne de 8000 mètres), caractéristiques de l'étage supérieur. Ils ont une forme de filaments blancs ou de bandes étroites.

Les *cirrocumulus* (en abrégé *Cc*) : ces nuages sont également des nuages élevés (altitude moyenne de 7 000 mètres), caractéristiques de l'étage supérieur. Ils sont disposés en bancs, nappes ou couches composés de très petits éléments blancs et arrondis.

Les *cirrostratus* (en abrégé *Cs*) : ce genre de nuage est le dernier que l'on puisse observer dans l'étage supérieur (altitude moyenne de 6 000 mètres). Ces nuages apparaissent souvent comme des voiles nuageux transparents et blanchâtres.

Les *altocumulus* (en abrégé *Ac*) : ces nuages se trouvent à l'étage moyen. Leurs bases, souvent multiples, se situent à une altitude moyenne de 3 500 mètres. Ces nuages sont composés d'éléments séparés gris et blancs ayant généralement des ombres propres. Ces



FIGURE 1.1 – Illustration des 10 genres de nuages, selon l'atlas international des nuages, en fonction de l'altitude.

éléments ont souvent l'apparence de lamelles, de galets ou de rouleaux et sont disposés en files ou en rangs, en nappes ou en couches, donnant ainsi au ciel un aspect "moutonné".

Les *altostratus* (en abrégé *As*) : ce sont des nuages se situant à l'étage moyen, dont la base se trouve aux alentours de 3 500 mètres d'altitude. Les altostratus prennent souvent la forme de nappes ou de couches nuageuses d'aspect striées et de couleurs grisâtres ou bleuâtres.

Les *nimbostratus* (en abrégé *Ns*) : ce sont des nuages se situant à l'étage moyen, mais dont les parties les plus élevées pénètrent fréquemment dans l'étage supérieur et dont la

base se situe dans l'étage inférieur, à une altitude moyenne de 800 m. Les nimbostratus ont l'aspect d'une couche nuageuse continue, grise et souvent sombre. Toutes les parties de la couche masquent complètement le soleil.

Les *stratocumulus* (en abrégé *Sc*) : ce sont des nuages bas, caractéristiques de l'étage inférieur. Leur base, située en moyenne vers 1 500 mètres d'altitude, est habituellement bien délimitée et présente soit un relief réel, marqué par des irrégularités, soit un relief apparent qui correspond aux inégalités d'épaisseur. Les strato-cumulus sont organisés en nappes ou en couches composées d'éléments soudés, gris ou blanchâtres ayant presque toujours des parties sombres. Ces éléments ont, le plus souvent la forme de dalles, de galets, ou de rouleaux.

Les *stratus* (en abrégé *St*) : ce sont des nuages bas caractéristiques de l'étage inférieur. Leurs bases se situent à une altitude moyenne de 500 mètres. Les stratus peuvent se présenter sous la forme d'une couche, généralement continue et grise, souvent étendue, ou sous forme de lambeaux déchiquetés, dont les contours irréguliers et les dimensions se modifient continuellement et souvent rapidement.

Les *cumulus* (en abrégé *Cu*) : ce sont des nuages bas, caractéristiques de l'étage inférieur. Leurs sommets pénètrent parfois dans l'étage moyen, voire même dans l'étage supérieur (cumulus congestus). Leurs bases, souvent très nettes se situent généralement aux alentours de 1 200 mètres d'altitude. Leurs épaisseurs sont très variables : elles oscillent entre 150 mètres (cumulus humilis) et 5 000 mètres (cumulus congestus). Les cumulus sont le plus souvent séparés et ils ont des contours nets. Leurs sommets présentent des protubérances et des bourgeonnements modérément développés.

Les *cumulonimbus* (en abrégé *Cb*) : Les cumulonimbus sont des nuages denses, généralement puissants, à extension verticale toujours importante et parfois considérable. Ils sont souvent en forme de montagnes ou d'énormes tours, qui présentent d'importants contrastes de luminance. Fréquemment, une partie de leurs régions supérieures s'étale en forme d'enclume. Leurs bases sont généralement situées dans l'étage inférieur (à une altitude moyenne de 1 000 mètres) ce qui en fait un nuage bas, mais leurs régions les plus élevées atteignent très fréquemment l'étage supérieur. Leurs épaisseurs sont donc très importantes, atteignant en moyenne 7 000 mètres et pouvant aller jusqu'à 12 000 mètres.

On a présenté ici la classification générale des nuages en dix genres. Ces genres, comme pour la classification animale ou végétale, peuvent être subdivisés en espèces, variétés et particularités supplémentaires. Les espèces de nuages se rapportent à l'une des caractéristiques suivantes : la forme (nuages en bancs, en couches, en nappes, en voiles, ...), la dimension (surface des éléments constitutifs, extension verticale, ...), la structure interne (gouttelettes d'eau, cristaux de glace) et les processus physiques, connus ou pré-

sumés, qui régissent leur formation (relief du sol, littoral, ...). Les variétés précisent l'un ou l'autre des deux caractères visuels : la transparence et la disposition des éléments constitutifs. Enfin, les particularités supplémentaires désignent les formes ou appendices attenants à la partie principale d'un nuage (protubérances, traînées de précipitations, ...). Un même genre de nuage peut donc présenter à la fois plusieurs variétés et particularités supplémentaires. Les termes exacts employés pour designer les caractéristiques des différentes espèces, variétés et particularités sont développés dans la littérature [Chalon (2002), Hamblyn (2001)].

1.2 Composition et structure des nuages

Les nuages sont constitués d'air sec, de vapeur d'eau et d'eau condensée sous forme de goutte liquides ou de cristaux de glace. La masse d'un nuage provient donc de la somme de ces trois éléments. Par exemple, un simple cumulus d'un kilomètre cube de volume, a une masse moyenne d'environ un million de tonnes dont 10 000 tonnes d'eau sous forme de vapeur et 500 tonnes sous forme de gouttelettes ou de cristaux de glace [Chalon (2002)]. Bien que l'eau condensée sous forme liquide ou solide ne constitue qu'une petite partie de la masse du nuage, elle est néanmoins à l'origine de la plupart des effets d'optiques qui permettent d'identifier et de classer les nuages. En effet, l'ensemble des gouttelettes d'eau ou des cristaux de glace présents dans le nuage vont diffuser et absorber la lumière ce qui est à l'origine de la couleur blanche ou sombre de ces derniers.

Sur la figure (1.2) on présente les différents états possibles de l'eau que l'on rencontre dans les nuages. A l'état gazeux, les molécules d'eau sont éloignées et indépendantes. A l'état liquide les molécules d'eau sont proches mais restent très agitées car l'ensemble des molécules possèdent une énergie thermique suffisante. A l'état solide, l'énergie thermique n'est plus suffisante pour permettre aux molécules d'eau d'être indépendantes les unes des autres. Dans cet état, les molécules d'eau sont fortement liées les unes aux autres et s'organisent autour des sommets d'un hexagone qui est la configuration nécessitant le minimum d'énergie. A l'état solide, la maille élémentaire des cristaux a donc la forme d'un prisme hexagonal, c'est pourquoi la plupart des cristaux élémentaires que l'on rencontre dans les nuages de glace présentent une symétrie hexagonale.

Dans les nuages d'eau (genre cumulus par exemple), qui sont constitués d'eau condensée sous forme liquide, les molécules d'eau prennent la forme de gouttelettes d'eau à symétrie sphérique permettant ainsi de minimiser la tension superficielle. La vapeur d'eau présente dans l'atmosphère est susceptible de se condenser quand l'air atteint une humidité relative de 100%. Cependant dans la définition de l'humidité relative, on suppose que les échanges entre les molécules d'eau à l'état gazeux et à l'état solide s'effectuent par l'intermédiaire d'une interface plane de dimensions infinies. Or il est plus facile d'extraire une molécule d'eau comprise dans une gouttelette d'eau sous forme sphérique que dans une étendue d'eau liquide de surface plane, car celle-ci est moins liée aux molécules d'eau voisines. La vapeur d'eau va donc avoir plus de mal à se condenser sous forme liquide. Une humidité relative de 100% n'est pas une condition suffisante pour pouvoir expliquer l'apparition de certains nuages dans l'atmosphère. Pour expliquer la formation des nuages, il faut prendre en compte la présence de supports ou de noyaux hydrophiles dans l'atmosphère : c'est la nucléation. Cette dernière intervient lorsqu'un nombre suffisant de molécules, moins rapides que leur voisine constituent des embryons de gouttes d'eau, soit parce qu'elles se rencontrent et restent soudées sous forme d'agglomérats (nucléation homogène), soit parce qu'elles rencontrent un corps étranger et s'y déposent (nucléation hétérogène). La nucléation homogène ne se produit que pour une humidité relative supérieure à 400%. Une telle humidité relative n'est jamais atteinte dans l'atmosphère car celle-ci contient de nombreux aérosols : ces minuscules particules solides ou liquides en suspension servent alors de supports au changement d'état des molécules d'eau en présence d'humidité relatives bien plus faibles. La formation et la composition des nuages va donc être fortement corrélées à la quantité et aux propriétés des aérosols présents dans l'atmosphère.

Dans les nuages de glace (genre cirrus par exemple), la description des tailles et formes des cristaux de glace est plus complexe que dans le cas des nuages d'eau. Les cristaux de glace peuvent apparaître théoriquement pour une température inférieure à 0°C, soit à partir de la vapeur d'eau par condensation solide, soit à partir de l'eau liquide par congélation. Cependant, dans l'atmosphère la nucléation homogène à partir de la condensation



FIGURE 1.2 – Illustration d'une molécule d'eau (a) et des différents états possible de l'eau : gazeux (b), liquide (c) et solide (d). Les molécules d'eau sont constituées de deux atomes d'hydrogène et d'un atome d'oxygène (H₂O).

solide est peu efficace et ne permet pas d'expliquer la formation des nuages de glace. Pour la congélation, en revanche, elle devient efficace lorsque la température descend en dessous de -40° C. Ainsi, sauf dans le cas de congélation de gouttes à très basse température, la formation des cristaux de glace procède par nucléation hétérogène, autour de supports externes (noyaux glaçogène). Comme les aérosols glaçogènes sont rares dans l'atmosphère, les sursaturations par rapport à la glace peuvent atteindre quelques dizaines de pour cent sans que la condensation solide ne puisse démarrer. Dans ces conditions, la formation de gouttelettes d'eau liquide est souvent privilégiée, même à des températures inférieures à -10° C. Pour les mêmes raisons, certaines gouttes d'eau restent sous forme liquide jusqu'à des températures de -40° C.

Les noyaux glaçogènes les plus efficaces sont les substances dont les molécules ont un arrangement semblable à celui de la glace, qui facilite l'organisation, sous forme hexagonale des molécules d'eau qui viennent au contact. Un noyau de même structure moléculaire qu'un cristal de glace serait actif à faible saturation par rapport à la glace pour la condensation solide, et à une température légèrement inférieure à 0°C pour la congélation. Ainsi, au-dessus de 0°C, quand une gouttelette surfondue rencontre un cristal de glace, sa congélation démarre rapidement. Cependant, peu de substances ont une structure molé-



FIGURE 1.3 – Les météorologues ont identifié un nombre limité de formes caractéristiques en fonction de l'altitude et des conditions de formation. Ils ont alors composé des noms et préfixes évocateurs des principaux

culaire semblable à celle de la glace, si bien que, dans l'atmosphère, les noyaux glaçogènes sont bien moins nombreux que les noyaux de condensation. Lorsque les molécules d'eau gèlent, elles s'assemblent en petits hexagones plans pour former des cristaux en forme de plaquettes, de colonnes, d'aiguilles ou de fougères, appelées dendrites. Leur taille peut atteindre quelques millimètres et leur concentration varie fortement avec les conditions rencontrées (type de noyau, taille des gouttes, vitesse verticale de l'air, ...).

La figure (1.3) montre les différents types de cristaux que l'on peut voir apparaître en fonction de la température et de la saturation de l'eau par rapport à la glace. Les cristaux de glace qui croissent par condensation solide présentent des formes variées, dont les plus fondamentales sont la plaque et le prisme. Les plaques les plus simples sont les plaquettes hexagonales, et les prismes les plus simples sont les colonnes solides à section droite hexagonale. Quand la vapeur condense en glace, la structure des cristaux est déterminée par la température à laquelle ils se forment. Entre $0^{\circ}C$ et $-50^{\circ}C$, il existe quatre régions caractéristiques de la température. Les formes plates sont privilégiées entre 0°C et $-4^{\circ}C$ et entre $-10^{\circ}C$ et $-22^{\circ}C$, alors que les prismes se forment entre $-4^{\circ}C$ et $-10^{\circ}C$ ou entre $-22^{\circ}C$ et $-50^{\circ}C$. En présence de forte humidité, quand l'air est sursaturé les modes de croissance sont modifiés. Les cristaux de type prisme prennent la forme de longues aiguilles minces entre $-4^{\circ}C$ et $-6^{\circ}C$, et des colonnes creuses entre $-6^{\circ}C$ et $-10^{\circ}C$ ou entre $-22^{\circ}C$ et $-50^{\circ}C$. Les cristaux de type plaque apparaissent sous forme de fines plaquettes hexagonales de 0°C à -4°C, de plaquettes à secteurs en forme de pétales de -10°C à $-12^{\circ}C$ et de $-16^{\circ}C$ à $-22^{\circ}C$, et sous forme de dendrites ou d'étoiles entre $-12^{\circ}C$ et $-16^{\circ}C$. Lorsqu'ils tombent dans les nuages, les cristaux de glace subissent continuellement des variations de température et de rapport de mélange. Ainsi, ils acquièrent parfois des formes complexes, même lorsqu'ils grossissent par le seul mécanisme de déposition de vapeur.

Jusqu'ici, on s'est intéressé aux conditions de formation des gouttelettes d'eau et des cristaux de glace. On va à présent s'intéresser à la réparation de ces particules au sein même du nuage. Dans un nuage d'eau on observe, en règle générale, une diminution de la taille des gouttelettes d'eau entre le sommet et la base du nuage. Ceci s'explique par le fait que la température diminue entre la base et le sommet du nuage. Au sommet du nuage on a donc une température plus faible qui va favoriser l'apparition et la croissance des gouttelettes d'eau. Ces gouttelettes d'eau, quand elles atteignent un poids suffisant, vont commencer à "tomber" dans le nuage pour rejoindre une altitude où l'agitation thermique est suffisante pour le maintenir en suspension. Cependant du fait de la chute des gouttelettes la température augmente ce qui favorise l'évaporation de celles-ci. C'est la combinaison de ces différents phénomènes qui va répartir les différentes tailles de gouttes dans le nuage. Un nuage de glace, contrairement à un nuage d'eau, peut être constitué de cristaux de tailles et de formes très différentes entre leur sommet et leur base (Fig. 1.3). Les cristaux apparaissent en majorité au sommet du nuage, ils ont alors une forme "quasi-sphérique". Quand ces cristaux atteignent un poids suffisant, ils commencent alors à "tomber" dans le nuage. Durant cette descente ils rencontrent des régions où la tem-



FIGURE 1.4 – Images de cristaux de glace en fonction de la température et de l'altitude, collectées dans un cirrus durant la campagne FIRE-II (First ISCCP (International Satellite Cloud Climatology Project) Regional Experiment) d'après Heymsfield et Iaquinta (2000).

pérature et la concentration en vapeur d'eau et gouttelettes d'eau surfondue varient. On voit alors apparaître des cristaux en forme de colonne ou plaquette hexagonale. Vers la base du nuage on observe, en règle générale des cristaux complexes qui résultent des collisions dues à l'agitation thermique. On observe alors des cristaux en forme d'agrégats ou des cristaux constitués de six branches à colonnes hexagonale. Les gouttelettes d'eau ou les cristaux de glace ne sont donc pas statiques au sein du nuage mais suivent un cycle durant lequel elles peuvent subir de nombreuses transformations.

Pourquoi étudier les nuages?

Les nuages ont, non seulement, un rôle sur la répartition de l'énergie issue des rayonnements reçus et émis par la Terre et son atmosphère, mais aussi, un rôle dans le cycle de l'eau (ou cycle hydrologique). L'importance de ces deux effets va dépendre du type de nuage considéré. En effet, les nuages d'eau et les nuages de glace ne vont pas avoir le même impact sur la répartition des rayonnements et sur le cycle hydrologique. L'objectif de ce chapitre est donc de montrer pourquoi on s'intéresse aux nuages. Pour cela, on va présenter, dans un premier temps, le rôle des nuages sur le bilan radiatif de la Terre puis sur le cycle hydrologique.

2.1 EFFETS DES NUAGES SUR LE BILAN RADIATIF TERRESTRE

La Terre est constamment en déséquilibre du point de vue de l'énergie thermique car les rayons solaires apportent, pour une surface donnée, d'avantage d'énergie aux régions intertropicales qu'aux régions polaires. Pour contrebalancer ce déséquilibre, différents phénomènes apparaissent afin de transporter l'énergie des régions intertropicales vers les régions polaires. Les nuages ont une part importante dans ce transport d'énergie thermique grâce aux échanges de chaleur qui accompagnent les changements de phase de l'eau. En effet, près de la moitié de l'énergie transmise à la surface de la planète sous forme de rayonnement solaire sert à évaporer une partie de l'eau contenue dans les sols humides, les mers et les océans. Cette énergie est ensuite libérée dans l'atmosphère lorsque la vapeur condense pour former des nuages. Ce mécanisme est particulièrement actif entre les tropiques, où se produisent d'importants mouvements de l'atmosphère qui dispersent la chaleur et l'humidité vers les régions moins exposées au soleil. Ainsi, les régions intertropicales se refroidissent et les régions polaires et tempérées se réchauffent.

Les nuages influent également sur le bilan radiatif de l'atmosphère. En effet, ces derniers modifient la répartition, d'une part du rayonnement solaire, et d'autre part du rayonnement émis par l'atmosphère et la surface terrestre. Les nuages ont la propriété de rejeter une partie du rayonnement solaire vers l'espace : on parle alors d'effet parasol, et de renvoyer vers la surface le rayonnement émis par l'atmosphère et la surface terrestre : on parle alors d'effet de serre. L'effet parasol va donc avoir pour conséquence de refroidir la Terre tandis que l'effet de serre va avoir tendance à la réchauffer. La contribution



FIGURE 2.1 – Effets radiatifs des nuages selon leur genre.

de ces deux effets antagonistes sur le bilan radiatif de l'atmosphère va dépendre des caractéristiques du nuage. Ces caractéristiques peuvent être réparties en deux catégories, que sont :

Les *propriétés macrophysiques* du nuage : cet ensemble de propriétés regroupe des variables telles que l'altitude du nuage, son épaisseur, ses dimensions spatiales et tempo-relles, ou encore son épaisseur optique.

Les *propriétés microphysiques* du nuage : cet ensemble de propriétés regroupe des variables, telles que la forme et la dimension des cristaux ou des gouttelettes d'eau, leurs répartitions dans le nuage, le contenu en eau ou le contenu en glace IWC (Ice Water Content)

Les propriétés radiatives d'un nuage peuvent être très différentes selon le genre considéré (Fig. 2.1). En effet, les nuages bas, comme les cumulus, vont être associés à un effet parasol important car ils réfléchissent une grande partie du rayonnement solaire vers l'espace. Cependant on leur attribue un effet de serre faible car ils renvoient vers la surface une partie du rayonnement émis par la surface et l'atmosphère située principalement en dessous du nuage. Or de part leur altitude relativement basse, la contribution de l'atmosphère située sous le nuage au rayonnement émis est faible comparée à l'atmosphère dans son ensemble. Pour des nuages élevés, comme les cirrus, on s'attend à avoir des effets opposés par rapport à ceux des nuages bas, car les nuages élevés sont quasi transparents aux rayonnements solaires et ont donc un effet parasol faible. Par contre, ces nuages ayant une altitude élevée, on leur associe un effet de serre important. Pour des nuages avec une grande extension verticale, comme les cumulonimbus, on leur associe à la fois un effet parasol et un effet de serre important car ces nuages, d'une part, sont pratiquement opaques au rayonnement solaire et réfléchissent une grande partie de celui-ci vers l'espace, et d'autre part ils renvoient vers la surface une grande partie du rayonnement émis par l'atmosphère de part l'altitude élevée de leur sommet. Les propriétés radiatives que l'on a attribué à ces trois genres de nuage ne sont pas forcement toujours vérifiées car l'effet parasol et l'effet de serre, associé à un nuage donné, vont dépendre des propriétés macrophysiques et microphysiques de celui-ci.

2.2 Rôle des nuages dans le cycle hydrologique

Les nuages ont également un rôle important dans le cycle de l'eau ou cycle hydrologique. Pour comprendre le rôle des nuages dans le cycle de l'eau, il est nécessaire au préalable de comprendre comment celui-ci s'organise (Fig. 2.2). Au total, l'eau présente sur la Terre occuperait sous forme liquide, un volume d'environ 1, 4 milliard de kilomètres cubes. Ce volume est à peu près constant depuis plusieurs millions d'années. Plus de 97% de ce volume se trouve dans les océans et dans les lacs salés, moins de 3% se trouve sous forme d'eau douce, dont la majeure partie (plus de 75%) est stockée dans les régions polaires ou dans les glaciers et dans le sol profond (près de 25%) où elle reste difficile d'accès. L'eau douce restante, nécessaire à la vie de l'homme et à ses activités de base comme l'élevage et l'agriculture se trouve dans les rivières, les lacs, les retenues d'eau artificielles et les nappes phréatiques peu profondes. Cette eau douce facilement récupérable



FIGURE 2.2 – Illustration du cycle de l'eau : la moitié de l'énergie solaire arrivant en surface permet d'évaporer l'eau des océans, des lacs et des fleuves. Cette vapeur d'eau est alors transportée par l'atmosphère vers les terres émergées ou elle donne naissance à des nuages précipitants qui participent ainsi au renouvellement de l'eau douce.

ne représente que 130 000 kilomètres cubes, soit environ 0,33% du volume total de l'eau douce. Sans la pluie, apportée par les nuages, ces réservoirs d'eau douce s'assécheraient rapidement et ne pourraient plus répondre a nos besoins. L'atmosphère va donc jouer un rôle important dans le cycle de l'eau.

Ramenée sous forme liquide, l'eau contenue dans l'atmosphère ne représente pas plus de 12000 kilomètres cubes, soit à peine 0,00001% de l'eau totale de notre planète. Sa masse est 10 fois moins importante que celle de l'eau douce facilement récupérable et la majeure partie se trouve au-dessus des océans et de régions difficiles d'accès. Cette quantité est faible par rapport à nos besoins, mais l'atmosphère n'est pas un lieu de stockage : c'est un lieu de traitement et de transport pour l'eau en transit entre le sol, les fleuves et les océans. Une molécule d'eau n'y séjourne en moyenne qu'une dizaine de jours (temps du cycle atmosphérique moyen de l'eau). Pendant ce temps, elle subit toutes les transformations associées, en passant par les phases d'évaporation, de transport, de condensation et de précipitation. L'atmosphère intervient dans le cycle de l'eau en contribuant à la répartition spatiale des précipitations et en favorisant le transport de l'eau depuis les sols ou les océans vers les strates moyennes et élevées de la troposphère, des régions océaniques vers les régions continentales, puis de nouveau vers le sol. L'atmosphère joue aussi un rôle majeur dans la séparation de l'eau et du sel mélangé dans les mers et dans les océans. Ce faisant par l'intermédiaire des nuages et des précipitations, l'atmosphère permet de fournir l'eau douce indispensable à l'homme et à ses activités.

On a abordé au cours de ce chapitre les principaux rôles des nuages par rapport au cycle hydrologique ou par rapport à la répartition de l'énergie contenue dans l'atmosphère. La contribution des nuages vis à vis de ces deux phénomènes va dépendre de la zone géographique à laquelle on s'intéresse. En effet, à chaque instant, environ 63% de la planète est couvert de nuages (la fraction de ciel couvert est nommée la nébulosité). Toutefois, la couverture nuageuse est inégalement répartie sur l'ensemble du globe. Les nuages sont bien plus nombreux au-dessus des océans (70% de nébulosité) qu'au-dessus des continents (47%), les contrastes les plus forts apparaissent sous les tropiques, entre les déserts continentaux et la partie est des océans. La nébulosité moyenne annuelle est de 72% aux latitudes tempérées, alors qu'elle atteint tout juste 52% près des pôles et 58% entre les deux tropiques. Aux latitudes intertropicales, les régions équatoriales très nuageuses contrastent avec les régions subtropicales continentales comme le Sahara ou le nord de l'Australie, où le ciel reste le plus souvent dégagé.

Problématique générale

Nous avons, tout d'abord, commencé notre étude en donnant une définition plus précise de ce que l'on entend par nuages de la haute troposphère, puis en montrant l'intérêt scientifique d'étudier ces derniers. Nous allons, à présent, présenter la problématique générale dans laquelle s'inscrit notre étude et les objectifs que nous souhaitons atteindre.

3.1 Description générale du problème

Le problème général que pose les nuages réside dans la difficulté de les intégrer, par manque d'informations les concernants, dans les modèles climatiques actuels, ce qui entraîne de nombreuses incertitudes sur l'évolution futur du climat. Nous rappelons qu'un modèle est une représentation mathématiques d'un phénomène physique que l'on cherche à décrire en fonction d'un ensemble fini de variables. La complexité d'un modèle est, par conséquent, toujours liée aux nombres de propriétés physiques ou contraintes que l'on cherche à reproduire. Actuellement, les modèles climatiques, comme les GCM (Global Circulation Model) par exemple, prennent en compte de nombreuses contraintes telles que la circulation atmosphérique ou encore le cycle du carbone. Cependant, en plus, de ces propriétés physiques, les modèles doivent également prendre en compte des contraintes numériques. En effet, l'objectif principal d'un modèle climatique est, d'une part, de déterminer les principaux éléments modulateurs du climat, et d'autre part, d'anticiper l'évolution future de celui-ci. Pour cela, les modèles climatiques ont recourt à un maillage,



FIGURE 3.1 – Diagramme illustrant les conséquences d'une augmentation des gaz à effet de serre et des principales rétroactions associées. Nous rappelons, au passage, la définition d'une rétroaction qui est : un processus A peut avoir une conséquence sur un processus B; si ce processus B fait ensuite accroître les processus A et donc le B on appelle cela une rétroaction positive. Si par contre le processus B tend à ralentir le processus A la rétroaction est dite négative.

généralement cubique, de la Terre et de son atmosphère, dont les dimensions sont de l'ordre de quelques centaines de kilomètres de coté. Avec une telle résolution, les modèles ne peuvent pas, par exemple, prendre en compte toute la complexité d'un nuage, comme la forme du nuage ou la taille des cristaux de glace, qui nécessiterait une description beaucoup plus fine que la dimension des mailles actuelles. Cette difficulté d'intégrer les nuages dans les modèles climatiques soulève de nombreuses questions sur la réaction des nuages au réchauffement climatique. Nous savons, en effet, que l'augmentation des gaz à effet de serre, comme le dioxyde de carbone, contribue à l'augmentation de la température moyenne de la Terre et par suite de la concentration en vapeur d'eau dans l'atmosphère, qui sont deux paramètres pouvant modifier les nuages (Fig. 3.1). La question est, donc, de savoir comment va réagir la couverture nuageuse au réchauffement climatique ? Y aura t-il plus ou moins de nuages ? Où ? Sous les tropiques ? Aux hautes latitudes ? Y aura t-il une augmentation des nuages élevés ou des nuages bas ?. Toutes ces questions, n'ont actuellement pas de réponses précises et sont à l'origine de nombreuses incertitudes dans les modèles climatiques.

Pour intégrer les nuages dans les modèles climatiques, on a recourt à des paramétrisations, qui consistent à rechercher les principaux paramètres permettant de reproduire correctement les propriétés radiatives et hydrologiques des nuages. Pour construire et optimiser ces paramétrisations il est alors nécessaire, au préalable, de collecter un grand nombre d'informations sur les grandeurs macrophysiques et microphysiques des nuages. Pour cela, l'outil le mieux adapté est le satellite car celui-ci présente l'avantage principal de pouvoir fournir une bonne couverture spatiale et temporelle, néanmoins l'inconvénient du satellite, est que l'information recherchée est parfois dissimulée par d'autre phénomènes, comme l'absorption de la vapeur d'eau ou la réflectance de surface par exemple. A partir des mesures satellitaires, plusieurs méthodes d'inversions ont alors été développées afin d'en déduire les grandeurs macrophysiques et microphysiques des nuages. Le principe général de ces méthodes, est de retrouver des grandeurs, comme l'épaisseur géométrique ou la taille des cristaux, en contraignant un ensemble de simulations obtenues à partir d'un modèle d'atmosphère nuageuse, par un ensemble de mesures (Fig. 3.2).

3.2 Objectifs et approche générale de notre étude

L'une des difficultés, propre aux nuages de la haute troposphère, est que ces derniers sont presque exclusivement constitués de particules non sphériques. Particules qui peuvent, de plus, prendre des formes et des tailles très variées entre le sommet et la base du nuage. La compréhension des propriétés radiatives de ces nuages nécessite donc, au préalable, d'étudier les propriétés optiques de particules non sphériques. Nos contributions à cette étude sont présentées dans la seconde partie du document. La première étape a été de définir l'ensemble des grandeurs optiques permettant de décrire l'interaction entre un rayonnement et une particule de forme et taille quelconques. Nous présenterons, ensuite, deux méthodes, basées sur des approximations de physique différentes, permettant de déterminer l'ensemble des grandeurs optiques, pour plusieurs modèles de cristaux de glace (Fig. 3.3).

D'autre part les méthodes d'inversions actuelles sont basées, pour la plupart, sur un modèle de nuage verticalement homogène avec une forme et une taille unique de cristaux. Ces méthodes reposent donc sur l'hypothèse implicite que ce modèle de nuage est suffisant pour reproduire les propriétés radiatives du nuage. De nombreuses observations *in-situ* ont, cependant, montré que ces nuages présentent, en règle générale, une hétérogé-



FIGURE 3.2 – *Exemples de questions ou problématiques relatives à l'inversions de grandeurs macrophysiques et microphysiques des nuages.*

néité importante, en terme de cristaux, entre le sommet et la base du nuage. Le problème est donc de déterminer si les propriétés radiatives des nuages sont sensibles à cette répartition verticale des cristaux et si l'ensemble des propriétés macrophysiques ou microphysiques retrouvées est cohérent. Notre étude des sensibilités, des propriétés radiatives des nuages de la haute troposphère, à la réparation verticale des cristaux, est présentée dans la troisième partie du document. Nous développerons davantage dans le chapitre introductif la problématique et la façon dont nous avons abordé le problème. Nous définirons ensuite le modèle de transfert radiatif en atmosphère nuageuse que nous avons utilisé en insistant sur les paramètres associés au nuage, comme le modèle microphysique de cristaux. Finalement, nous présenterons les différents tests de sensibilité réalisés dans le but, d'une part, de déterminer le nombre minimum de paramètres à prendre en compte pour reproduire correctement les propriétés radiatives des nuages de la haute troposphère, et d'autre part, de mettre en évidence, différentes sensibilités, des propriétés radiatives de ces nuages, à ces mêmes paramètres, pour pouvoir ensuite les inverser.



FIGURE 3.3 – Exemple de modèle de cristaux de glace qui sont une bonne représentation de ceux qu'on pourrait trouver dans un nuage de la haute troposphère : une colonne creuse (hollow collumn) (a) et une droxtal (b).

Π

Etude des propriétés optiques des cristaux de glace

INTRODUCTION

Une bonne compréhension des propriétés radiatives des nuages de glace passe d'abord par une bonne compréhension des propriétés optiques des cristaux de glace qui les composent [Liou et Takano (1994)]. Dans ce chapitre, on présente des grandeurs caractérisant l'interaction du rayonnement avec une particule ou un ensemble de particules quelconques.

1.1 Propriétés optiques d'une particule

Une onde plane incidente sur une particule de forme quelconque va être diffusée sous forme d'ondes sphériques loin de celle-ci (Figure 1.1). On peut donc relier le champ diffusé E^s au champ incident E^i par la relation :

$$\begin{pmatrix} E_{\alpha_{\parallel}^{s}} \\ E_{\beta_{\perp}^{s}}^{s} \end{pmatrix}_{\vec{\alpha}_{\parallel}^{s}, \vec{\beta}_{\perp}^{s}} = \frac{exp(-ikr+ikz')}{ikr} \begin{pmatrix} S_{2}(\Theta, \Phi) & S_{3}(\Theta, \Phi) \\ S_{4}(\Theta, \Phi) & S_{1}(\Theta, \Phi) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{\alpha_{\parallel}^{i}} \\ E_{\alpha_{\parallel}^{i}}^{i} \\ E_{\beta_{\perp}^{i}}^{i} \end{pmatrix}_{\vec{\alpha}_{\parallel}^{i}, \vec{\beta}_{\perp}^{i}}$$
(1.1)

où S est la *matrice d'amplitude*, Θ l'angle zénithal, Φ l'angle azimutal défini par rapport aux vecteurs \vec{e}^i et \vec{e}^s (Figure 1.2 (b)) et *k* le nombre d'onde égal à $2\pi/\lambda$ avec λ la longueur d'onde du rayonnement incident. L'état de polarisation de l'onde incidente et de l'onde diffusée sont décrits respectivement dans les bases orthonormées $(\vec{\alpha}_{\parallel}^s, \vec{\beta}_{\perp}^s)$ et $(\vec{\alpha}_{\parallel}^i, \vec{\beta}_{\perp}^i)$ selon :

$$E_{\alpha_{\parallel}} = \vec{\alpha}_{\parallel}.\vec{E} = a_{\parallel}e^{i\delta_{\parallel}} \quad \text{et} \quad E_{\beta_{\perp}} = \vec{\beta_{\perp}}.\vec{E} = a_{\perp}e^{i\delta_{\perp}}$$
(1.2)

où $\sqrt{a_{\parallel}^2 + a_{\perp}^2} = a$ l'amplitude et $\delta_{\parallel} - \delta_{\perp} = \delta$ le déphasage. D'autre part, l'état de polarisation de l'onde, incidente ou diffusée, peut également être décrit par les paramètres de Stokes :

$$I = E_{\alpha_{\parallel}} E^*_{\alpha_{\parallel}} + E_{\beta_{\perp}} E^*_{\beta_{\perp}} = a^2_{\parallel} + a^2_{\perp}$$
(1.3)

$$Q = E_{\alpha_{\parallel}} E^*_{\alpha_{\parallel}} - E_{\beta_{\perp}} E^*_{\beta_{\perp}} = a^2_{\parallel} - a^2_{\perp}$$
(1.4)

$$U = E_{\alpha_{\parallel}} E^*_{\beta_{\perp}} + E_{\beta_{\perp}} E^*_{\alpha_{\parallel}} = 2a_{\parallel}a_{\perp}\cos(\delta)$$
(1.5)

$$V = -i(E_{\alpha_{\parallel}}E^*_{\beta_{\perp}} - E_{\beta_{\perp}}E^*_{\alpha_{\parallel}}) = 2a_{\parallel}a_{\perp}\sin(\delta)$$
(1.6)



FIGURE 1.1 – Une onde plane incidente se propageant dans la direction \vec{z}' dont l'état de polarisation est décrit dans la base $(\vec{\alpha}_{\parallel}^i, \vec{\beta}_{\perp}^i)$ est diffusée par une particule quelconque. Cette interaction va alors donner naissance aux grandes distances à une onde sphérique dont l'état de polarisation est décrit dans la base $(\vec{\alpha}_{\parallel}^s, \vec{\beta}_{\perp}^s)$.

où le symbole * désigne le complexe conjugué. Le paramètre *I* mesure l'intensité relative de l'onde dans la base $(\vec{\alpha}_{\parallel}, \vec{\beta}_{\perp})$. Le paramètre *Q* mesure la prépondérance de la polarisation linéaire suivant α_{\parallel} sur la polarisation linéaire suivant β_{\perp} , tandis que *U* et *V* donnent une information sur la phase. Les paramètres de Stokes vont dépendre de la base dans laquelle le rayonnement est décrit. Afin de déterminer une relation entre les paramètres de Stokes, de l'onde incidente et de l'onde diffusée, il est nécessaire que les bases $(\vec{\alpha}_{\parallel}^s, \vec{\beta}_{\perp}^s)$ et $(\vec{\alpha}_{\parallel}^i, \vec{\beta}_{\perp}^i)$ possèdent un élément en commun de telle manière que :

$$\vec{\beta}_{\perp}^{i} = \vec{\beta}_{\perp}^{s} = \vec{e}^{i} \wedge \vec{e}^{s} \tag{1.7}$$

où \vec{e}^i et \vec{e}^s désignent les directions de l'onde incidente et de l'onde diffusée respectivement (Figure 1.2). De plus, si les bases $(\vec{\alpha}_{\parallel}^s, \vec{\beta}_{\perp}^s, \vec{e}^s)$ et $(\vec{\alpha}_{\parallel}^i, \vec{\beta}_{\perp}^i, \vec{e}^i)$ sont orthonormées directes, on a alors :

$$\vec{\alpha}^i_{\parallel} = \vec{\beta}^i_{\perp} \wedge \vec{e}^i \tag{1.8}$$

$$\vec{\alpha}^s_{\parallel} = \vec{\beta}^s_{\perp} \wedge \vec{e}^s \tag{1.9}$$

L'équation (1.1) peut par conséquent se mettre sous la forme :

$$\begin{pmatrix} I^{s} \\ Q^{s} \\ U^{s} \\ V^{s} \end{pmatrix}_{\vec{\alpha}_{\parallel}^{s}, \vec{\beta}_{\perp}^{s}} = \frac{F(\Theta, \Phi)}{k^{2}r^{2}} \begin{pmatrix} I^{i} \\ Q^{i} \\ U^{i} \\ V^{i} \end{pmatrix}_{\vec{\alpha}_{\parallel}^{i}, \vec{\beta}_{\perp}^{i}}$$
(1.10)

où la matrice

$$\mathbf{F} = \begin{pmatrix} \frac{1}{2}(M_2 + M_3 + M_4 + M_1) & \frac{1}{2}(M_2 - M_3 + M_4 - M_1) & S_{24} + S_{31} & D_{24} + D_{31} \\ \frac{1}{2}(M_2 + M_3 - M_4 - M_1) & \frac{1}{2}(M_2 - M_3 - M_4 + M_1) & S_{24} + S_{31} & D_{24} + D_{31} \\ S_{24} + S_{31} & S_{24} + S_{31} & S_{24} + S_{31} & D_{24} + D_{31} \\ D_{24} + D_{31} & D_{24} + D_{31} & D_{24} + D_{31} \end{pmatrix}$$
(1.11)



FIGURE 1.2 – Définition du plan de diffusion (a) : plan contenant la direction de l'onde incidente \vec{e}^i et de l'onde diffusée \vec{e}^s . Définition des angles de diffusion (b) : l'angle zénithal de diffusion Θ correspond à l'angle entre la direction de l'onde incidente \vec{e}^i et de l'onde diffusée \vec{e}^s . Et où Φ désigne l'angle azimutal de diffusion.

est la *matrice de transformation* dont les composantes peuvent être déduites directement à partir de la définition des paramètres de Stokes (équations (1.3) à (1.6)) et sont donnés par :

$$M_k = |S_k|^2 \tag{1.12}$$

$$S_{kj} = S_{jk} = (S_j S_k^* + S_k S_j^*)/2$$
(1.13)

$$-D_{kj} = D_{jk} = (S_j S_k^* - S_k S_j^*)/2 \qquad j,k = 1,2,3,4.$$
(1.14)

A partir de cette matrice on peut déduire certaines grandeurs comme la section efficace de diffusion σ_s (exprimé en cm^2). Cette grandeur multipliée par l'intensité I^i du rayonnement incident correspond à la puissance diffusée par la particule, c'est à dire à l'énergie par seconde qui est diffusée. La section efficace de diffusion σ_s est reliée au premier élément de la matrice de transformation par la relation :

$$\sigma_s = \frac{1}{k^2} \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} F_{11}(\Theta, \Phi) \sin(\Theta) d\Theta d\Phi.$$
(1.15)

La puissance diffusée par la particule est repartie dans différentes régions de l'espace. Pour décrire cette répartition on définit une nouvelle matrice P à partir de la *matrice de transformation* F tel que :

$$\frac{F(\Theta, \Phi)}{k^2 r^2} = CP(\Theta, \Phi)$$
(1.16)

où, P est la *matrice de phase* : dont le premier élément P_{11} est normalisé comme suit :

$$\frac{1}{4\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} P_{11}(\Theta, \Phi) \sin(\Theta) d\Theta d\Phi = 1$$
(1.17)

et *C* est une constante qui peut être déterminée à partir de la condition de normalisation (1.17) et des relations (1.15) et (1.16) :

$$C = \frac{1}{4\pi k^2 r^2} \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} F_{11}(\Theta, \Phi) \sin(\Theta) d\Theta d\Phi = \frac{\sigma_s}{4\pi r^2}.$$
 (1.18)

Par conséquent, la *matrice de phase* est reliée à la *matrice de transformation* par la relation suivante :

$$\boldsymbol{P}(\boldsymbol{\Theta}, \boldsymbol{\Phi}) = \frac{4\pi}{\sigma_s k^2} \boldsymbol{F}(\boldsymbol{\Theta}, \boldsymbol{\Phi}) \tag{1.19}$$

et l'équation (1.10) devient :

$$\begin{pmatrix} I^{s} \\ Q^{s} \\ U^{s} \\ V^{s} \end{pmatrix}_{\vec{a}_{\parallel}^{s}, \vec{\beta}_{\perp}^{s}} = \frac{\sigma_{s}}{r^{2}} \frac{P(\Theta, \Phi)}{4\pi} \begin{pmatrix} I^{i} \\ Q^{i} \\ U^{i} \\ V^{i} \end{pmatrix}_{\vec{a}_{\parallel}^{i}, \vec{\beta}_{\perp}^{i}}$$
(1.20)

où

$$\boldsymbol{P} = \begin{pmatrix} P_{11} & P_{12} & P_{13} & P_{14} \\ P_{21} & P_{22} & P_{23} & P_{24} \\ P_{31} & P_{32} & P_{33} & P_{34} \\ P_{41} & P_{42} & P_{43} & P_{44} \end{pmatrix}.$$
 (1.21)

A partir de la *fonction de phase* P_{11} on définit une nouvelle grandeur :

$$g = \frac{1}{2} \int_{-1}^{1} P_{11}(\cos(\Theta)) \cos(\Theta) d\cos\Theta$$
(1.22)

où *g* est le facteur d'asymétrie. Celui-ci donne une information sur le type de diffusion qui peut être avant ou arrière.

De la même manière que pour la section efficace de diffusion σ_s on définit la section efficace d'extinction σ_e , qui multipliée par l'intensité du rayonnement incident I^i va donner la puissance totale absorbée et diffusée par la particule. Cette grandeur est déduite à partir du théorème optique qui relie la section efficace d'extinction σ_e à la matrice d'amplitude S tel que :

$$\sigma_e = \frac{4\pi}{k^2} Re[S_1(0,0) + S_2(0,0)].$$
(1.23)

A partir de la définition de la section efficace d'extinction σ_e on déduit directement la section efficace d'absorption σ_a par la relation :

$$\sigma_a = \sigma_e - \sigma_s \tag{1.24}$$

Une autre variable à définir est l'*albédo de diffusion simple* $\bar{\omega}_0$ tel que :

$$\bar{\omega}_0 = \frac{\sigma_s}{\sigma_e} = \frac{\sigma_e - \sigma_a}{\sigma_e}.$$
(1.25)

Celui-ci donne une indication sur la contribution de la diffusion ou de l'absorption à l'extinction de l'intensité I^i du rayonnement incident.

De manière similaire on définit les grandeurs, sans dimensions, suivantes :

$$Q_a = \frac{\sigma_a}{\mathcal{A}} \tag{1.26}$$

$$Q_s = \frac{\sigma_s}{\mathcal{A}} \tag{1.27}$$

$$Q_e = \frac{v_e}{\mathcal{A}} \tag{1.28}$$



FIGURE 1.3 – Le système de coordonnées (X, Y, Z) est fixé dans l'espace tandis que le repère (X', Y', Z') est le repéré lié au faisceau incident sur la particule. Par convention, on prendra (X_s, Y_s, Z_s) comme repère lié à la particule. Les angles (θ, θ') sont les angles zénithaux associés aux rayons incident et diffusé respectivement par rapport au repère (X, Y, Z) tandis que (ϕ, ϕ') (non représentés sur la figure) sont les angles azimutaux. Les angles (α, α') sont les angles zénithaux correspondant à l'orientation de la particule et (γ, γ') (non représentés) sont les angles azimutaux.

nommées *coefficient d'absorption, de diffusion* et *d'extinction* respectivement, où A est la section géométrique de la particule, c'est à dire l'image de la particule projetée sur le front d'onde incident.

Les grandeurs présentées jusqu'à présent, ont été établies pour une particule unique. On va maintenant étendre ces définitions à une distribution de particules.

1.2 Propriétés optiques d'un ensemble de particules

Pour une distribution de particules, les propriétés optiques vont dépendre de l'orientation et de la taille de chaque particule par rapport au rayonnement incident (Figure 1.3). Dans un premier temps, on considère une distribution de particules de même taille et de même forme. De plus si les particules sont orientées aléatoirement dans l'espace alors la *matrice de phase* ne dépend que de l'angle zénithal Θ et est donnée par :

$$\boldsymbol{P}(\Theta) = \frac{1}{2\pi\sigma_s} \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} \boldsymbol{P}'(\alpha',\gamma') \sigma_s'(\alpha',\gamma') \sin(\alpha') d\alpha' d\gamma'$$
(1.29)

où α' est l'angle zénithal, γ' l'angle azimutal définit entre l'axe principal du solide Z_s et la direction du faisceau incident Z', P' la *matrice de phase* et σ'_s la section efficace de diffusion pour une particule (équations 1.19 et 1.15). σ_s est la section efficace de diffusion pour

l'ensemble des particules définie par :

$$\sigma_s = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} \sigma'_s(\alpha', \gamma') \sin(\alpha') d\alpha' d\gamma'.$$
(1.30)

Si on considère maintenant un ensemble quelconque de particules caractérisé par une distribution en taille n(D), où D est la dimension de la particule, la matrice de phase devient alors :

$$\boldsymbol{P}(\Theta) = \int_{D_1}^{D_2} \boldsymbol{P}(\Theta, D) \sigma_s(D) n(D) dD \bigg/ \int_{D_1}^{D_2} \sigma_s(D) n(D) dD$$
(1.31)

 D_1 et D_2 sont ici les limites minimum et maximum de la distribution en taille et une *section efficace de diffusion* de l'ensemble σ_s de particules donnée par :

$$\sigma_s = \int_{D_1}^{D_2} \sigma_s(D) n(D) dD \middle/ N$$
(1.32)

avec

$$N = \int_{D_1}^{D_2} n(D) dD$$
 (1.33)

le nombre total de particules.

2

Méthode basée sur l'optique géométrique

Les mesures in situ effectuées lors d'expériences aéroportées [McFarquhar et al. (1999)] [Heymsfield et al. (2002)] ont montré que les dimensions des cristaux rencontrés dans les nuages de glace pouvaient varier de quelques microns à plusieurs centaines de microns. On peut donc considérer que dans les domaines visible $[0, 4\mu m, 0, 7\mu m]$ et proche infrarouge $[0, 7\mu m, 1, 4\mu m]$ la longueur d'onde du rayonnement incident est petite devant la dimension des cristaux. Dans cette situation particulière on peut alors distinguer deux phénomènes. D'une part l'onde plane incidente E^i va subir une diffraction due à la présence de la particule. Celle ci peut s'exprimer sous forme de *matrice d'amplitude* (équation 1.1) par l'intermédiaire de la théorie de Fraunhofer. Cette théorie ne dépendant pas de la polarisation de l'onde incidente (c'est à dire : $S_3 = S_4 = 0$ et $S_1 = S_2 = S^{diff}$), la *matrice d'amplitude* correspondante sera donc de la forme :

$$\begin{pmatrix} E^{s}_{\alpha^{s}_{\parallel}} \\ E^{s}_{\beta^{s}_{\perp}} \end{pmatrix}_{\vec{\alpha}^{s}_{\parallel},\vec{\beta}^{s}_{\perp}} = \frac{exp(-ikr+ikz)}{ikr} \begin{pmatrix} S^{diff}(\Theta,\Phi) & 0 \\ 0 & S^{diff}(\Theta,\Phi) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E^{i}_{\alpha^{i}_{\parallel}} \\ E^{i}_{\beta^{i}_{\perp}} \end{pmatrix}_{\vec{\alpha}^{i}_{\parallel},\vec{\beta}^{i}_{\perp}}$$
(2.1)

D"autre part, l'onde plane incidente E^i va subir des réflexions et des réfractions au contact de la particule. La *matrice d'amplitude* correspondante peut alors être déterminée en utilisant les lois de l'optique géométrique.

$$\begin{pmatrix} E_{\alpha_{\parallel}^{s}} \\ E_{\beta_{\perp}^{s}}^{s} \end{pmatrix}_{\vec{\alpha}_{\parallel}^{s},\vec{\beta}_{\perp}^{s}} = \frac{exp(-ikr+ikz)}{ikr} \begin{pmatrix} S_{2}^{ray}(\Theta,\Phi) & S_{3}^{ray}(\Theta,\Phi) \\ S_{4}^{ray}(\Theta,\Phi) & S_{1}^{ray}(\Theta,\Phi) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{\alpha_{\parallel}^{i}} \\ E_{\beta_{\perp}^{i}}^{i} \end{pmatrix}_{\vec{\alpha}_{\parallel}^{i},\vec{\beta}_{\perp}^{i}}$$
(2.2)

où S^{ray} est la *matrice d'amplitude* correspondant aux ondes diffusées selon les lois de l'optique géométrique.

2.1 Théorie

Dans les deux paragraphes suivant, les bases théoriques de la diffraction puis de l'optique géométrique sont présentées, afin d'en déduire les *matrices d'amplitudes* et l'ensemble des propriétés optiques présentées en introduction.



FIGURE 2.1 – Illustration du principe de Babinet : figures de diffraction sont identiques pour l'écran originel et son complémentaire.

2.1.1 Calcul des propriétés optiques associées à la diffraction

La diffraction d'une onde incidente E^i par une particule quelconque, dans le cadre des petites longueurs d'onde repose sur plusieurs approximations que l'on présente ici brièvement.

À la limite des petites longueurs d'onde, la diffraction d'une particule quelconque ne dépend uniquement que de l'aire apparente obtenue par projection perpendiculaire à la direction incidente, et non de la forme réelle de la particule (Fig. 2.1). Connaissant l'aire apparente \mathcal{A} on peut alors en déduire, à l'aide du principe de Babinet, la diffraction de Fraunhofer de l'onde incidente E^i par la particule :

$$E_{diff}^{s} = \frac{e^{-ikr+ikz}}{ikr} S_{diff} E^{i}$$
(2.3)

où

$$S^{diff}(\Theta, \Phi) = \frac{k^2 \cdot E^i}{2\pi} \iint_{\mathcal{A}} e^{-ik(l.x+m.y)} dx dy$$
(2.4)

L'inconvénient de la relation (2.4) est que numériquement elle requière un temps de calcul important. Pour éviter cela, certains auteurs calculent la diffraction d'un ensemble de particules en faisant l'approximation que l'aire apparente moyenne s'apparente à un disque.

Afin de réduire les temps de calcul, nous avons calculé la diffraction de Fraunhofer en utilisant la transformation de Maggi-Rubinowicz qui ne nécessite que la connaissance du contour de l'aire projetée. Nous présentons ci-dessous la relation entre la transformation de Maggi-Rubinowicz et l'équation (2.3) que l'on cherche à résoudre.

2.1.1.1 Transformation de Maggi-Rubinowicz.

Considérons une onde plane $e^{ikz}.E^i$ se propageant à travers une ouverture A d'un écran opaque (Fig. 2.2). L'amplitude U du champ diffracté au point P est donnée, d'après



FIGURE 2.2 – Diffraction d'une onde sphérique éclairant une ouverture A par la transformation de Maggi-Rubinowicz. Le vecteur unitaire \vec{n} est orthogonal au contour Γ situé dans le plan (\vec{x}, \vec{y}). Amplitude diffractée par la transformation de Maggi-Rubinoowicz. La region I correspond à la zone directement eclairée par la source tandis que la region II délimite l'ombre géométrique.

la transformation de Maggi-Rubinowicz, par :

$$U(P) = U^{(g)}(P) + U^{(d)}(P)$$
(2.5)

оù

$$U^{(g)}(P) = e^{ikz} \cdot E^{i} \quad \text{si } P \in \text{région I.}$$

= 0 si P \in région II. (2.6)

représente une onde qui se propagerait en accord avec les prédiction de l'optique géométrique :

$$U^{(d)}(P) = \frac{e^{ikz} \cdot E^i}{4\pi} \int_{\Gamma} \frac{e^{-ikr_1}}{r_1} \frac{\cos(\vec{n}, \vec{r}_1)}{1 + \cos(\vec{r}_1, \vec{z})} dl$$
(2.7)

représente la perturbation originaire du contour de l'aire apparente.

Notons (x, y, z) les coordonnées du point P et $(x_B, y_B, 0)$ d'un point Q appartenant au contour Γ délimitant l'ouverture A, nous avons

$$r_1^2 = (x - x_B)^2 + (y - y_B)^2 + z^2$$
(2.8)

$$r^2 = x^2 + y^2 + z^2 \tag{2.9}$$

où encore :

$$r_1^2 = r^2 - 2(x \cdot x_B + y \cdot y_B) + x_B^2 + y_B^2$$
(2.10)

Etant donnée que les dimensions linéaires de l'ouverture sont petites comparées à r nous pouvons exprimer r_1 comme une série de puissance de x_B/r et y_B/r . Nous obtenons alors :

$$r_1 \sim r - \frac{x \cdot x_B + y \cdot y_B}{r} + \frac{x_B^2 + y_B^2}{2r} - \frac{(x \cdot x_B + y \cdot y_B)^2}{2r^3} \dots$$
 (2.11)

Dans le cas de la diffraction de Fraunhofer, les termes quadratiques et d'ordres supérieurs en x_B et y_B peuvent être négligés. On obtient alors :

$$\frac{e^{-ikr_1}}{r_1} \sim \frac{1}{r} e^{-ikr + ik\frac{(x,x_B + y,y_B)}{r}}$$
(2.12)



FIGURE 2.3 – Définition des angles de diffusion Θ et Φ par rapport au système de coordonnées $(\vec{x}, \vec{y}, \vec{z})$.

Finalement l'équation (2.7) peut s'écrire :

$$U^{(d)}(P) = \frac{e^{-ikr + ikz} \cdot E^i}{4\pi r} \int_{\Gamma} e^{ik \frac{(x \cdot x_B + y \cdot y_B)}{r}} \frac{\cos(\vec{n}, \vec{r})}{1 + \cos(\vec{r}, \vec{z})} \, dl \tag{2.13}$$

Si on veut exprimer cette équation en coordonnées sphériques, on aura (Fig. 2.3) :

$$\frac{x}{r} = \sin(\Theta)\cos(\Phi) \tag{2.14}$$

$$\frac{y}{r} = \sin(\Theta)\sin(\Phi) \tag{2.15}$$

De même, le deuxième terme de l'intégrale pourra s'écrire :

$$\frac{\cos(\vec{n},\vec{r})}{1+\cos(\vec{r},\vec{z})} = -\frac{n_x \cdot \sin(\Theta)\cos(\Phi) + n_y \sin(\Theta)\sin(\Phi)}{1-\cos(\Theta)}$$

$$= -\frac{n_x \cdot \cos(\Phi) + n_y \cdot \sin(\Phi)}{\tan(\Theta/2)}$$
(2.16)

où (n_x, n_y) sont les coordonnées du vecteur \vec{n} dans la base $(0, \vec{x}, \vec{y}, \vec{z})$. L'équation (2.7) peut donc se mettre sous la forme :

$$U^{(d)}(P) = -\frac{e^{-ikr+ikz} \cdot E^i}{4\pi r} \int_{\Gamma} e^{ik(\sin(\Theta)\cos(\Phi) \cdot x_B + \sin(\Theta)\sin(\Phi)y_B)} \frac{n_x \cdot \cos(\Phi) + n_y \cdot \sin(\Phi)}{\tan(\Theta/2)} dl \quad (2.17)$$

Par identification avec l'équation (2.3), on obtient :

$$S_{diff}(\Theta, \Phi) = -\frac{ik}{4\pi} \int_{\Gamma} e^{ik(\sin(\Theta)\cos(\Phi).x_B + \sin(\Theta)\sin(\Phi)y_B)} \frac{n_x \cdot \cos(\Phi) + n_y \cdot \sin(\Phi)}{\tan(\Theta/2)} dl \quad (2.18)$$

2.1.1.2 Cas d'une ouverture polygonale.

Dans le cas de particules de formes polygonale, l'aire apparente sera également un polygone. D'après l'équation (2.13), la diffraction de l'onde incidente E^i peut alors s'écrire :

$$U^{(d)}(P) = \sum_{j=1}^{N_s} U_j^{(d)}(P)$$
(2.19)
où N_s désigne le nombre de segments que possède le polygone et $U_j^{(d)}$ la contribution provenant du coté *j* du polygone :

$$U_{j}^{(d)}(P) = \frac{e^{-ikr + ikz} \cdot E^{i}}{4\pi r} \frac{\cos(\vec{n}_{j}, \vec{r})}{1 + \cos(\vec{r}, \vec{z})} \int_{(x_{j}^{i}, y_{j}^{i})}^{(x_{j}^{f}, y_{j}^{f})} e^{ik\frac{(xx_{B} + yy_{B})}{r}} dl$$
(2.20)

où $(x_j^i, y_j^i), (x_j^f, y_j^f)$ et \vec{n}_j représentent respectivement les sommets et la normale, du segment *j*. D'autre part, l'équation de la droite d'un côté *j* quelconque de l'ouverture est :

$$y_B = a_j \cdot x_B + b_j \tag{2.21}$$

où a_i et b_i sont le coefficient directeur et l'ordonnée à l'origine de la droite.

Afin de simplifier d'avantage l'équation (2.20) on distinguera deux cas.

Tout d'abord le cas particulier où le segment j est parallèle à l'axe y. On a alors

$$x_B = x_j^i = x_j^f = constante \tag{2.22}$$

$$dl = dy_B \left(\frac{1+a_p^2}{a_p^2}\right)^{\frac{1}{2}} \sim dy_B \qquad a_p \to \infty$$
(2.23)

L'équation (2.20) devient :

$$\begin{aligned} U_{j}^{(d)}(P) &= \frac{e^{-ikr+ikz}.E^{i}}{4\pi r} \frac{\cos(\vec{n}_{j},\vec{r})}{1+\cos(\vec{r},\vec{z})} e^{ik\frac{x\cdot x_{B}}{r}} \int_{y_{j}^{i}}^{y_{j}^{i}} e^{ik\frac{y\cdot y_{B}}{r}} dy_{B} \\ &= \frac{e^{-ikr+ikz}.E^{i}}{4\pi r} \frac{\cos(\vec{n}_{j},\vec{r})}{1+\cos(\vec{r},\vec{z})} e^{ik\frac{x\cdot x_{B}}{r}} \\ &\times e^{\frac{iky}{2r}(y_{j}^{f}+y_{j}^{i})} (y_{j}^{f}-y_{j}^{i}) sinc \left(\frac{k\cdot y}{2r}(y_{j}^{f}-y_{j}^{i})\right) \end{aligned}$$
(2.24)

Dans le cas où le coté *p* n'est pas parallèle à l'axe \vec{y} . On a :

$$dl = dx_B (1 + a_j^2)^{\frac{1}{2}}$$
(2.25)

et l'équation (2.20) devient :

$$\begin{aligned} U_{j}^{(d)}(P) &= \frac{e^{-ikr+ikz}.E^{i}}{4\pi r} \frac{\cos(\vec{n}_{j},\vec{r})}{1+\cos(\vec{r},\vec{z})} (1+a_{j}^{2})^{\frac{1}{2}} \int_{x_{j}^{i}}^{x_{j}^{f}} e^{ik\frac{(x.x_{B}+y.y_{B})}{r}} dx_{B} \\ &= \frac{e^{-ikr+ikz}.E^{i}}{4\pi r} \frac{\cos(\vec{n}_{j},\vec{r})}{1+\cos(\vec{r},\vec{z})} (1+a_{j}^{2})^{\frac{1}{2}} \\ &\times e^{ik\frac{y.b_{j}}{r}} (x_{j}^{f}-x_{j}^{i}).e^{\frac{i}{2r}k(x+y.a_{j})(x_{j}^{f}+x_{j}^{i})} sinc \left(\frac{k(x+y.a_{j})}{2r}(x_{j}^{f}-x_{j}^{i})\right) \end{aligned}$$
(2.26)

A partir des relations (2.26), (2.24) et (2.19) on en déduit, par identification avec la relation (2.3), la matrice d'amplitude S_{diff} et par conséquent la *matrice de phase* associée à la diffraction P_{diff} (Eq. 1.16). Nous présentons, figure (2.4), des exemples de fonctions de phase P_{11}^{diff} calculées à partir de la transformation de Maggi-Rubinowicz pour différentes orientations de colonne hexagonale.



FIGURE 2.4 – Exemples de fonctions de phase P_{11}^{diff} obtenues par l'intermédiaire de la transformation de Maggi-Rubinowicz pour une longueur d'onde $\lambda = 0.55 \,\mu m$ et un cristal de forme hexagonal avec $L = 10 \,\mu m$ et $R = 5 \,\mu m$. La colonne de gauche montre le contour de l'aire apparente A.

2.1.2 Calcul des propriétés optiques associées à la réflexions et à la réfraction

Une onde plane incidente sur une particule quelconque subit une réflexion et une réfraction. On notera S^{ray} la *matrice d'amplitude* associée à cette interaction. On cherche alors à relier le champ diffusé et le champ incident tel que :

$$\begin{pmatrix} E_{\alpha_{\parallel}^{s}} \\ E_{\beta_{\perp}^{s}}^{s} \end{pmatrix}_{\vec{\alpha}_{\parallel}^{s}, \vec{\beta}_{\perp}^{s}} = \frac{exp(-ikr+ikz)}{ikr} \begin{pmatrix} S_{2}^{ray}(\Theta) & S_{3}^{ray}(\Theta) \\ S_{4}^{ray}(\Theta) & S_{1}^{ray}(\Theta) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{\alpha_{\parallel}^{i}} \\ E_{\beta_{\perp}^{i}}^{i} \end{pmatrix}_{\vec{\alpha}_{\parallel}^{i}, \vec{\beta}_{\perp}^{i}}.$$
 (2.27)

Dans l'hypothèse où les conditions de l'optique géométrique sont respectées, on suppose que l'onde plane incidente est équivalente à un ensemble de rayons de section transversale $\Delta \sigma$ petite devant les dimensions de la particule. On va à présent raisonner sur un rayon géométrique et présenter la manière de relier l'onde incidente, associée à ce rayon, à l'onde diffusée. Pour cela on utilise la méthode du lancer de rayon ou ray-tracing (Fig. 2.5 et 2.6) : soit un rayon géométrique quelconque incident sur la particule dont la direction est indiquée par le vecteur unitaire \vec{e}^i . Ce rayon atteint la surface de la particule en un point (p = 1) et se scinde en deux rayons : un rayon réfléchi et un rayon réfracté dont les directions \vec{e}_1^s et \vec{e}_1^t sont déduites des lois de Snell-Descartes :

$$\vec{e}_{1}^{s} = \vec{e}_{1}^{i} - 2.(\vec{e}_{1}^{i}.\vec{n}_{1}).\vec{n}_{1}$$

$$\vec{e}_{1}^{t} = \frac{1}{n_{r}} \cdot \left(\vec{e}_{1}^{i} - (\vec{e}_{1}^{i}.\vec{n}_{1}).\vec{n}_{1} - \sqrt{n_{r}^{2} - 1 + (\vec{e}_{1}^{i}.\vec{n}_{1})^{2}}.\vec{n}_{1}\right)$$
(2.28)

où n_r est l'indice réel de réfraction de la particule et \vec{n}_1 est la normale à la surface, orientée vers l'extérieur. Le rayon réfracté \vec{e}_1^t continue sa progression à l'intérieur de la particule et atteint un deuxième point sur la surface (p = 2) où il se scinde de nouveau en deux rayons et ainsi de suite. La direction des rayons réfléchi et réfracté à un point p > 1 sont :

$$\vec{e}_{p}^{r} = \vec{e}_{p}^{i} - 2.(\vec{e}_{p}^{i}.\vec{n}_{p}).\vec{n}_{p}$$

$$\vec{e}_{p}^{s} = n_{r}.\left(\vec{e}_{p}^{i} - (\vec{e}_{p}^{i}.\vec{n}_{p}).\vec{n}_{p} - \sqrt{n_{r}^{-2} - 1 + (\vec{e}_{p}^{i}.\vec{n}_{p})^{2}}.\vec{n}_{p}\right)$$
(2.29)



FIGURE 2.5 – Points d'impacts aléatoires du rayon incident sur une particule hexagonale. Exemple donné pour deux formes : colonne (a) et plaquette (b) et pour l'orientation ($\alpha' = 0, \gamma' = 0$).

où \vec{e}_p^i est la direction du rayon incident au point p, c'est à dire \vec{e}_1^t si p = 2 ou \vec{e}_{p-1}^r si p > 2, et \vec{n}_p est la normale à la surface, orientée vers l'intérieur. La méthode ray-racing permet de connaître la direction du champ diffusé. Cependant pour déterminer la *matrice d'amplitude* il faut également prendre en compte l'état de polarisation de l'onde diffusée. Soit :

$$\vec{E}^{i} = E^{i}_{\alpha^{i}_{\parallel}} \cdot \vec{\alpha}^{i}_{\parallel} + E^{i}_{\beta^{i}_{\perp}} \cdot \vec{\beta}^{i}_{\perp} = \begin{pmatrix} E^{i}_{\alpha^{i}_{\parallel}} \\ E^{i}_{\beta^{i}_{\perp}} \end{pmatrix}_{\vec{\alpha}^{i}_{\parallel}, \vec{\beta}^{i}_{\perp}}$$
(2.30)

le champ incident, associé au rayon géométrique considéré, décrit dans la base orthonormée $(\vec{\alpha}_{\parallel}^i, \vec{\beta}_{\perp}^i)$ et soit :

$$\vec{E}_{p}^{s} = E_{\alpha_{\parallel}^{s}}^{s}.\vec{\alpha}_{\parallel}^{s} + E_{\beta_{\perp}^{s}}^{s}.\vec{\beta}_{\perp}^{s} = \begin{pmatrix} E_{\alpha_{\parallel}^{s}}^{s} \\ E_{\beta_{\perp}^{s}}^{s} \end{pmatrix}_{\vec{\alpha}_{\parallel}^{s}.\vec{\beta}_{\perp}^{s}}$$
(2.31)

le champ diffusé, émergent du point p, décrit dans la base orthonormée $(\vec{\alpha}_{\parallel}^s, \vec{\beta}_{\perp}^s)$. En introduction nous avons vu que la comparaison des paramètres de Stokes de l'onde incidente et diffusée impose que les bases $(\vec{\alpha}_{\parallel}^i, \vec{\beta}_{\perp}^i)$ et $(\vec{\alpha}_{\parallel}^s, \vec{\beta}_{\perp}^s)$ aient un élément en commun :

$$\vec{\beta}^{s}_{\perp} = \vec{\beta}^{i}_{\perp}. \tag{2.32}$$

On cherche la *matrice d'amplitude* reliant le champ diffusé \vec{E}_p^s au champ incident \vec{E}^i . Pour illustrer la méthode, on va d'abord travailler sur la réflexion du champ incident (p = 1). L'énergie transportée par le rayon géométrique, réfléchie par la particule est déterminée par les coefficients de Fresnel. Ces coefficients s'appliquent au champ incident dans une base bien précise qu'on désignera par la base de Fresnel. Celle-ci est composée d'un vecteur perpendiculaire $\vec{\beta}$ et d'un vecteur parallèle $\vec{\alpha}$ au plan d'incidence défini par les vecteurs \vec{e}_1^i , \vec{e}_1^s et \vec{e}_1^t . En p = 1, la base de Fresnel est donnée par les vecteurs :

$$\vec{B}_1^i = \frac{\vec{n}_1 \wedge \vec{e}_1^i}{\sqrt{1 - (\vec{e}_1^i \cdot \vec{n}_1)^2}}$$
(2.33)

$$\vec{x}_1^i = \vec{\beta}_1^i \wedge \vec{e}_1^i \cdot \tag{2.34}$$



FIGURE 2.6 – Méthode du lancer de rayon.

Le champ incident dans la base $(\vec{\alpha}_1^i, \vec{\beta}_1^i)$ est donné par :

$$\begin{pmatrix} E_{\alpha_{1}^{i}} \\ E_{\beta_{1}^{i}}^{i} \end{pmatrix}_{\vec{\alpha}_{1}^{i},\vec{\beta}_{1}^{i}} = \begin{pmatrix} \vec{\alpha}_{1}^{i}.\vec{\alpha}_{\parallel}^{i} & \vec{\alpha}_{1}^{i}.\vec{\beta}_{\perp}^{i} \\ \vec{\beta}_{1}^{i}.\vec{\alpha}_{\parallel}^{i} & \vec{\beta}_{1}^{i}.\vec{\beta}_{\perp}^{i} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{\alpha_{\parallel}^{i}} \\ E_{\alpha_{\parallel}^{i}}^{i} \\ E_{\beta_{\perp}^{i}}^{i} \end{pmatrix}_{\vec{\alpha}_{\parallel}^{i},\vec{\beta}_{\perp}^{i}}.$$

$$(2.35)$$

Dans cette base, on peut à présent en déduire le champ réfléchi :

$$\begin{pmatrix} E_{\alpha_1^r} \\ E_{\beta_1^r}^r \end{pmatrix}_{\vec{\alpha}_1^r, \vec{\beta}_1^r} = \begin{pmatrix} R_{\parallel} & 0 \\ 0 & R_{\perp} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{\alpha_1^i} \\ E_{\beta_1^i}^i \\ E_{\beta_1^i}^i \end{pmatrix}_{\vec{\alpha}_1^i, \vec{\beta}_1^i}$$
(2.36)

où R_{\parallel} et R_{\perp} sont les coefficients de Fresnel pour la composante parallèle et perpendiculaire respectivement, et $\vec{\alpha}_1^r$ et $\vec{\beta}_1^r$ les vecteurs de base dans lesquels le champ \vec{E}_1^r s'exprime, qui sont définis par les relations :

$$\vec{\beta}_1^r = \vec{\beta}_1^i \tag{2.37}$$

$$\vec{x}_1^r = \vec{\beta}_1^r \wedge \vec{e}_1^r = \vec{\beta}_1^r \wedge \vec{e}_1^s.$$
(2.38)

Les composantes du champ diffusé $\vec{E}_1^r \equiv \vec{E}_1^s$ dans la base $(\vec{\alpha}_{\parallel}^s, \vec{\beta}_{\perp}^s)$ sont définis par :

$$\begin{pmatrix} E_{\alpha_{\parallel}^{s}} \\ E_{\beta_{\perp}^{s}}^{s} \end{pmatrix}_{\vec{\alpha}_{\parallel}^{s}, \vec{\beta}_{\perp}^{s}} = \begin{pmatrix} \vec{\alpha}_{\parallel}^{s}.\vec{\alpha}_{1}^{r} & \vec{\alpha}_{\parallel}^{s}.\vec{\beta}_{1}^{r} \\ \vec{\beta}_{\perp}^{s}.\vec{\alpha}_{1}^{r} & \vec{\beta}_{\perp}^{s}.\vec{\beta}_{1}^{r} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{\alpha_{1}^{r}} \\ E_{\alpha_{1}^{r}}^{r} \\ E_{\beta_{1}^{r}}^{r} \end{pmatrix}_{\vec{\alpha}_{1}^{r}, \vec{\beta}_{1}^{r}}$$
(2.39)

Finalement, les équations (2.35) à (2.39) donnent :

$$\begin{pmatrix} E_{\alpha_{\parallel}^{s,1}}^{s,1} \\ E_{\beta_{\perp}^{s}}^{s,1} \end{pmatrix}_{\vec{\alpha}_{\parallel}^{s},\vec{\beta}_{\perp}^{s}} = \frac{exp(-ikr+ikz)}{ikr} S^{n,1} \begin{pmatrix} E_{\alpha_{\parallel}^{i}} \\ E_{\beta_{\perp}^{i}}^{i} \end{pmatrix}_{\vec{\alpha}_{\parallel}^{i},\vec{\beta}_{\perp}^{i}}.$$
(2.40)

où

$$S^{j,1} = \begin{pmatrix} \vec{\alpha}_{\parallel}^{s} \cdot \vec{\alpha}_{1}^{r} & \vec{\alpha}_{\parallel}^{s} \cdot \vec{\beta}_{1}^{r} \\ \vec{\beta}_{\perp}^{s} \cdot \vec{\alpha}_{1}^{r} & \vec{\beta}_{\perp}^{s} \cdot \vec{\beta}_{1}^{r} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} R_{\parallel} & 0 \\ 0 & R_{\perp} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \vec{\alpha}_{1}^{i} \cdot \vec{\alpha}_{\parallel}^{i} & \vec{\alpha}_{1}^{i} \cdot \vec{\beta}_{\perp}^{i} \\ \vec{\beta}_{1}^{i} \cdot \vec{\alpha}_{\parallel}^{i} & \vec{\beta}_{1}^{i} \cdot \vec{\beta}_{\perp}^{i} \end{pmatrix}$$
(2.41)

est la *matrice d'amplitude* correspondante à la réflexion du rayon géométrique *j*. Jusqu'ici on a présenté la méthode permettant d'obtenir la réflexion de l'onde dans l'approximation de l'optique géométrique. A présent on va montrer comment calculer la *matrice d'amplitude* pour p > 1, c'est à dire pour un rayon ayant subit au minimum deux réfractions. Le champ réfracté au point p = 1 avec prise en compte de l'élargissement du rayon est :

$$\begin{pmatrix} E_{\alpha_{1}^{t}} \\ E_{\beta_{1}^{t}}^{t} \end{pmatrix}_{\vec{\alpha}_{1}^{t},\vec{\beta}_{1}^{t}} = \begin{pmatrix} (1-R_{\parallel}^{2})^{1/2} & 0 \\ 0 & (1-R_{\perp}^{2})^{1/2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{\alpha_{1}^{i}} \\ E_{\beta_{1}^{i}}^{i} \end{pmatrix}_{\vec{\alpha}_{1}^{i},\vec{\beta}_{1}^{i}}$$
(2.42)

où $(1 - R_{\parallel}^2)^{1/2}$ et $(1 - R_{\perp}^2)^{1/2}$ sont les coefficients de Fresnel, relatifs à la transmission, pour la composante parallèle et perpendiculaire respectivement, et $\vec{\alpha}_1^t$ et $\vec{\beta}_1^t$ les vecteurs dans lesquels le champ \vec{E}_1^t s'exprime, définis par :

$$\vec{\beta}_1^t = \vec{\beta}_1^i \tag{2.43}$$

$$\vec{\alpha}_1^t = \vec{\beta}_1^t \wedge \vec{e}_1^t. \tag{2.44}$$

Le rayon atteint le point p = 2, il est alors soit réfléchi soit réfracté et ainsi de suite. Le champ réfléchi en un point p > 2 peut s'écrire :

$$\begin{pmatrix} E_{\alpha_{p}^{i}}^{i} \\ E_{\beta_{p}^{i}}^{i} \end{pmatrix}_{\vec{\alpha}_{p}^{i},\vec{\beta}_{p}^{i}} = \begin{pmatrix} \vec{\alpha}_{p}^{i}.\vec{\alpha}_{p-1}^{r} & \vec{\alpha}_{p}^{i}.\vec{\beta}_{p-1}^{r} \\ \vec{\beta}_{p}^{i}.\vec{\alpha}_{p-1}^{r} & \vec{\beta}_{p}^{i}.\vec{\beta}_{p-1}^{r} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{\alpha_{p-1}}^{r} \\ E_{\beta_{p-1}}^{r} \end{pmatrix}_{\vec{\alpha}_{p-1}^{r},\vec{\beta}_{p-1}^{r}}$$
si p>2
$$= \begin{pmatrix} \vec{\alpha}_{2}^{i}.\vec{\alpha}_{1}^{t} & \vec{\alpha}_{2}^{i}.\vec{\beta}_{1}^{t} \\ \vec{\beta}_{2}^{i}.\vec{\alpha}_{1}^{t} & \vec{\beta}_{2}^{i}.\vec{\beta}_{1}^{t} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{\alpha_{1}^{t}}^{t} \\ E_{\alpha_{1}^{t}}^{t} \\ E_{\beta_{1}^{t}}^{t} \end{pmatrix}_{\vec{\alpha}_{1}^{t},\vec{\beta}_{1}^{t}}$$
si p=2 (2.45)

où

$$\vec{\beta}_{p}^{i} = \frac{\vec{n}_{p} \wedge \vec{e}_{p-1}^{r}}{\sqrt{1 - (\vec{n}_{p}.\vec{e}_{p-1}^{r})}}$$
(2.46)

$$\vec{\alpha}_{p}^{i} = \vec{\beta}_{p}^{i} \wedge \vec{e}_{p-1}^{r}$$
 (2.47)

avec

$$\begin{pmatrix} E_{\alpha_p^r}^r \\ E_{\beta_p^r}^r \end{pmatrix}_{\vec{\alpha}_p^r, \vec{\beta}_p^r} = \begin{pmatrix} R_{\parallel} & 0 \\ 0 & R_{\perp} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{\alpha_p^i}^i \\ E_{\beta_p^i}^i \end{pmatrix}_{\vec{\alpha}_p^i, \vec{\beta}_p^i}$$
(2.48)

et

$$\vec{\beta}_{p}^{r} = \vec{\beta}_{p}^{i} \tag{2.49}$$

$$\vec{\alpha}_{p}^{r} = \vec{\beta}_{p}^{r} \wedge \vec{e}_{p}^{r}.$$
(2.50)

Le champ réfracté E^t au point p peut facilement être relié au champ incident E^i au point p, tel que :

$$\begin{pmatrix} E_{\alpha_{p}^{t}} \\ E_{\beta_{p}^{t}}^{t} \end{pmatrix}_{\vec{\alpha}_{p}^{t},\vec{\beta}_{p}^{t}} = \begin{pmatrix} (1-R_{\parallel}^{2})^{1/2} & 0 \\ 0 & (1-R_{\perp}^{2})^{1/2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{\alpha_{p}^{i}} \\ E_{\beta_{p}^{i}}^{i} \end{pmatrix}_{\vec{\alpha}_{p}^{i},\vec{\beta}_{p}^{i}}$$
(2.51)

où

$$\vec{\beta}_{p}^{t} = \vec{\beta}_{p}^{i} \tag{2.52}$$

$$\vec{\alpha}_{p}^{t} = \vec{\beta}_{p}^{t} \wedge \vec{e}_{p}^{t}.$$
(2.53)

Les composantes du champ E^t dans la base $(\vec{\alpha}_{\parallel}^s, \vec{\beta}_{\perp}^s)$ sont alors données par la relation matricielle suivante :

$$\begin{pmatrix} E^{s,p}_{\alpha^{s}_{\parallel}} \\ E^{s,p}_{\beta^{s}_{\perp}} \end{pmatrix}_{\vec{\alpha}^{s}_{\parallel},\vec{\beta}^{s}_{\perp}} = \begin{pmatrix} \vec{\alpha}^{s}_{\parallel}.\vec{\alpha}^{t}_{p} & \vec{\alpha}^{s}_{\parallel}.\vec{\beta}^{t}_{p} \\ \vec{\beta}^{s}_{\perp}.\vec{\alpha}^{t}_{p} & \vec{\beta}^{s}_{\perp}.\vec{\beta}^{t}_{p} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E^{t}_{\alpha^{t}_{p}} \\ E^{t}_{\beta^{t}_{p}} \end{pmatrix}_{\vec{\alpha}^{t}_{p},\vec{\beta}^{t}_{p}}.$$
(2.54)

Au final, nous pouvons relier le champ diffusé $E^{s,p}$ au champ incident E^i , tel que :

$$\begin{pmatrix} E_{\alpha_{\parallel}^{s}}^{s,p} \\ E_{\beta_{\perp}^{s}}^{s,p} \end{pmatrix}_{\vec{\alpha}_{\parallel}^{s},\vec{\beta}_{\perp}^{s}} = \frac{exp(-ikr+ikz)}{ikr} S^{n,p} \begin{pmatrix} E_{\alpha_{\parallel}^{i}}^{i} \\ E_{\beta_{\perp}^{i}}^{i} \end{pmatrix}_{\vec{\alpha}_{\parallel}^{i},\vec{\beta}_{\perp}^{i}}.$$
(2.55)

où

$$S^{j,p} = \begin{pmatrix} \vec{a}_{\parallel} \vec{x}_{p}^{t} & \vec{a}_{\parallel} \vec{\beta}_{p}^{t} \\ \vec{\beta}_{\perp}^{s} \cdot \vec{a}_{p}^{t} & \vec{\beta}_{\perp}^{s} \cdot \vec{\beta}_{p}^{t} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} (1 - R_{\parallel}^{2})^{1/2} & 0 \\ 0 & (1 - R_{\perp}^{2})^{1/2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \vec{a}_{p}^{i} \cdot \vec{a}_{p-1}^{r} & \vec{a}_{p}^{i} \cdot \vec{\beta}_{p-1}^{r} \\ \vec{\beta}_{p}^{i} \cdot \vec{a}_{p-1}^{r} & \vec{\beta}_{p}^{i} \cdot \vec{\beta}_{p-1}^{r} \end{pmatrix} \\ \times \prod_{k=2}^{p-1} \begin{pmatrix} R_{\parallel}^{k} & 0 \\ 0 & R_{\perp}^{k} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \vec{a}_{k}^{i} \cdot \vec{a}_{k-1}^{r} & \vec{a}_{k}^{i} \cdot \vec{\beta}_{k-1}^{r} \\ \vec{\beta}_{k}^{i} \cdot \vec{a}_{k-1}^{r} & \vec{\beta}_{k}^{i} \cdot \vec{\beta}_{k-1}^{r} \end{pmatrix} \\ \times \begin{pmatrix} (1 - R_{\parallel}^{2})^{1/2} & 0 \\ 0 & (1 - R_{\perp}^{2})^{1/2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \vec{a}_{1}^{i} \cdot \vec{a}_{\parallel}^{i} & \vec{a}_{1}^{i} \cdot \vec{\beta}_{\perp}^{i} \\ \vec{\beta}_{1}^{i} \cdot \vec{a}_{\parallel}^{i} & \vec{\beta}_{1}^{i} \cdot \vec{\beta}_{\perp}^{i} \end{pmatrix} \quad \text{pour } p > 1 \end{cases}$$

$$(2.56)$$

est la *matrice d'amplitude* correspondante.

Finalement, à partir de la *matrice d'amplitude* en peut en déduire la *matrice de transformation* correspondante F_j^p , à l'aide de la relation (1.11). La *matrice de transformation* totale associée au lancer de rayon s'obtient alors en sommant sur l'ensemble des rayons et des orientations, et s'écrit :

$$F^{ray} = \sum_{j=1}^{\infty} \sum_{p=1}^{\infty} F_j^p$$
 (2.57)

La méthode du lancer de rayon permet également de déterminer la *section efficace d'absorption* σ_a de la particule. Pour cela, on considère un premier cas où la polarisation du rayonnement incident \vec{E}^i est spécifiée par :

$$\vec{E}^{i} = \begin{pmatrix} 1\\0 \end{pmatrix}_{\vec{\alpha}^{i}_{\parallel},\vec{\beta}^{i}_{\perp}}$$
 (2.58)

L'intensité du premier rayon réfracté p = 1, associée à la polarisation (1,0) est déduite des relations (2.42) et (2.58) :

$$\begin{split} I^{t,1}(1,0) &= (\vec{E}^{t})^{T,*}(\vec{E}^{t}) = (E^{t,*}_{\alpha_{1}^{t}}, E^{t,*}_{\beta_{1}^{t}})_{\vec{\alpha}_{1}^{t}, \vec{\beta}_{1}^{t}} \begin{pmatrix} E^{t}_{\alpha_{1}^{t}} \\ E^{t}_{\beta_{1}^{t}} \end{pmatrix}_{\vec{\alpha}_{1}^{t}, \vec{\beta}_{1}^{t}} \\ &= \left[\begin{pmatrix} (1-R^{2}_{\parallel})^{1/2} & 0 \\ 0 & (1-R^{2}_{\perp})^{1/2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \vec{\alpha}_{1}^{i}.\vec{\alpha}_{\parallel}^{i} & \vec{\alpha}_{1}^{i}.\vec{\beta}_{\perp}^{i} \\ \vec{\beta}_{1}^{i}.\vec{\alpha}_{\parallel}^{i} & \vec{\beta}_{1}^{i}.\vec{\beta}_{\perp}^{i} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}_{\vec{\alpha}_{\parallel}^{i}, \vec{\beta}_{\perp}^{i}} \right]^{T,*} (2.59) \\ &\times \left[\begin{pmatrix} (1-R^{2}_{\parallel})^{1/2} & 0 \\ 0 & (1-R^{2}_{\perp})^{1/2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \vec{\alpha}_{1}^{i}.\vec{\alpha}_{\parallel}^{i} & \vec{\alpha}_{1}^{i}.\vec{\beta}_{\perp}^{i} \\ \vec{\beta}_{1}^{i}.\vec{\alpha}_{\parallel}^{i} & \vec{\beta}_{1}^{i}.\vec{\beta}_{\perp}^{i} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}_{\vec{\alpha}_{\parallel}^{i}, \vec{\beta}_{\perp}^{i}} \right] \end{split}$$

où les indices T et * désignent la transposée et le complexe conjugué respectivement. L'intensité donnée par la relation (2.59) correspond à l'amplitude du vecteur de Poyting. Une expression similaire peut être dérivée pour une configuration de la polarisation du champ incident (0, 1). La *section efficace d'absorption* correspondante à l'absorption entre les points 1 et 2, associée à un rayon *j*, est :

$$\sigma_a^{j,1} = \frac{1}{2} \Delta \sigma_j \left[1 - e^{-2kn_i d_{j,1}} \right] \left[I^{t,1}(1,0) + I^{t,1}(0,1) \right]$$
(2.60)

où n_i est la partie imaginaire de l'indice de réfraction n, $d_{j,1}$ est la distance entre les points d'impacts 1 et 2. $\Delta \sigma_i$ est la section transversalle du rayon. Pour p > 1 on a :

$$\sigma_{a}^{j,p} = \frac{1}{2} \Delta \sigma_{j} \left[1 - e^{-2kn_{i}d_{j,p}} \right] \left[e^{-2kn_{i} \left(\sum_{L=1}^{p-1} d_{j,L} \right)} \right] \left[I^{r,p}(1,0) + I^{r,p}(0,1) \right] \cdot$$
(2.61)

La section efficace d'absorption de la particule s'écrit finalement :

$$\sigma_a = \sum_{j=1}^{\infty} \sum_{p=1}^{\infty} \sigma_a^{j,p}$$
(2.62)

La sommation dans l'équation (2.62) peut être tronquée pour les termes correspondant à p > 10 car l'intensité transportée par le rayon est alors insignifiante.

2.1.3 Calcul de la matrice de phase totale

Les deux méthodes précédentes permettent de déduire les *matrices d'amplitudes* correspondante à la diffraction S^{diff} et à la réflexion-réfraction S^{ray} . A partir de celles-ci on détermine les *matrices de transformation* F^{diff} et F^{ray} directement à partir de la relation (1.11). Nous allons à présent montrer comment obtenir la matrice de diffusion totale comprenant à la fois la diffusion, la réflexion et la réfraction. L'approximation de l'optique géométrique associée à la diffraction de Fraunhofer ne permet pas de déterminer la *matrice d'amplitude* totale puisque l'on ne prend pas en compte les interactions entre le champ diffracté, le champ réfléchi et le champ réfracté. Cette méthode suppose que le facteur d'extinction est égal à 2 :

$$\sigma_e = 2.\mathcal{A} \quad \Leftrightarrow \quad Q_e = 2. \tag{2.63}$$

D'après le principe de conservation de l'énergie la section efficace de diffusion vaut :

$$\sigma_{s} = \sigma_{s}^{ray} + \sigma_{s}^{diff} = \sigma_{e} - \sigma_{a} \cdot$$
(2.64)

L'énergie prélevée au champ incident est supposée répartie de façon égale entre la diffraction et la réflexion-réfraction. On en déduit :

$$\sigma_s^{ray} = \frac{\sigma_e}{2} - \sigma_a \tag{2.65}$$

$$\sigma_s^{diff} = \frac{\sigma_e}{2}.$$
 (2.66)

Les *matrices de phase* relatives à la diffraction et au lancer de rayon sont (1.19) :

$$\boldsymbol{P}^{diff}(\Theta, \Phi) = 4\pi \frac{F^{diff}(\Theta, \Phi)}{\int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} F_{11}^{diff}(\Theta, \Phi) \sin(\Theta) d\Theta d\Phi}$$
(2.67)

$$\boldsymbol{P}^{ray}(\Theta, \Phi) = 4\pi \frac{F^{ray}(\Theta, \Phi)}{\int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} F_{11}^{ray}(\Theta, \Phi) \sin(\Theta) d\Theta d\Phi} \cdot$$
(2.68)



FIGURE 2.7 – Inconvénient de la méthode du lancer de rayon : production d'une delta-transmission f_{δ} en $\Theta = 0^{\circ}$ causée par la double réfraction d'un rayon incident perpendiculairement à deux faces parallèles de la particule. Illustration ici pour une particule de forme hexagonale.

Finalement la *matrice de phase* est donnée par la relation :

$$\boldsymbol{P}(\boldsymbol{\Theta}, \boldsymbol{\Phi}) = \frac{\sigma_s^{ray} \boldsymbol{P}^{ray} + \sigma_s^{diff} \boldsymbol{P}^{diff}}{\sigma_s} \cdot$$
(2.69)

Définie de la sorte, la fonction de phase vérifie la condition de normalisation (1.17).

Cependant l'un des inconvénients de la méthode du lancer de rayon est la production d'une delta transmission en $\Theta = 0^{\circ}$ (Fig. 2.7). Ce phénomène a été discuté en détail dans les articles de Takano et Liou (1989) et Mishchenko et Macke (1998). Notons σ_{δ} la section efficace de diffusion associée à la delta transmission. Celle-ci est retirée de la section efficace de diffusion associée au ray tracing. On a alors :

$$\sigma_s^{ray} = \frac{\sigma_e}{2} - \sigma_a - \sigma_\delta \tag{2.70}$$

$$\sigma_s^{diff} = \frac{\sigma_e}{2}.$$
 (2.71)

La section efficace de diffusion devient :

$$\sigma_{s} = \sigma_{s}^{ray} + \sigma_{s}^{diff} + \sigma_{\delta}$$

$$= \sigma_{s} - \sigma_{s} \cdot$$
(2.72)

La *section efficace de diffusion* est la somme de trois termes relatifs au ray-tracing, à la diffraction et à la delta transmission. Notons f_{δ} le rapport entre l'énergie contenue dans la delta transmission et l'énergie diffusée, défini par :

$$f_{\delta} = \frac{\sigma_{\delta}}{\sigma_s}.$$
 (2.73)

La matrice de phase est donnée par la relation suivante [Kokhanovsky (2006)] :

$$P(\Theta, \Phi) = \frac{\sigma_s^{ray} \mathbf{P}^{ray} + \sigma_s^{diff} \mathbf{P}^{diff} + 4\pi\sigma_\delta\delta(\cos\Theta - 1)\mathbf{I}}{\sigma_s}$$

= $\frac{(\sigma_e/2 - \sigma_a - \sigma_\delta)\mathbf{P}^{ray} + (\sigma_e/2)\mathbf{P}^{diff} + 4\pi\sigma_s f_\delta\delta(\cos\Theta - 1)\mathbf{I}}{\sigma_s}$ (2.74)
= $\left[(1 - f_\delta) - \frac{1}{2\bar{\omega}_0}\right]\mathbf{P}^{ray} + \frac{1}{2\bar{\omega}_0}\mathbf{P}^{diff} + 4\pi f_\delta\delta(\cos\Theta - 1)\mathbf{I}$

où δ est le symbole de Kronecker et *I* est une matrice unitaire de dimension (4×4) .

2.2 Exemples d'applications numériques

Dans cette partie, nous présentons les fonctions de phase P_{11} , le coefficient d'extinction Q_e et l'albédo de diffusion simple ω_0 pour différentes formes de cristaux orientés aléatoirement, aux longueurs d'ondes 0,66 et $3.78 \,\mu m$ calculés à partir de la méthode GOM. Les indices complexes de réfraction de la glace à ces deux longueurs d'ondes sont $1,308 + i 1,09 \times 10^{-8}$ et $1,4005 + i 7.1967 \times 10^{-3}$ respectivement [Warren (1984)]. Ces longueurs d'ondes ont été choisies afin d'étudier le comportement des propriétés optiques dans le cas des cristaux peu et très absorbant.

La forme non sphérique la plus simple que l'on peut rencontrer dans les nuages de glace est la "pristine" hexagonale. Ce cristal peut être défini à l'aide de deux variables (Fig. 2.8) : le rayon *R* du cercle inscrit à la base hexagonale du cristal et *L* sa longueur. A partir de ces variables nous pouvons en déduire d'autres grandeurs caractéristiques telles que le volume de glace contenu dans un cristal, qui est donné par l'expression suivante :

$$\mathcal{V}_{hexagone} = \frac{3\sqrt{3}}{2}R^2.L,\tag{2.75}$$

ou la surface du cristal :

$$S_{hexagone} = 3\sqrt{3}R^2 + 6.R.L.$$
(2.76)

Cette forme de cristaux présente plusieurs éléments de symétrie permettant de simplifier le calcul des propriétés optiques d'un ensemble de cristaux orientés aléatoirement et de même forme. On peut en effet montrer que l'intégrale (1.29) peut se réduire à :

$$\boldsymbol{P}(\Theta) = \frac{6}{\pi\sigma_s} \int_0^{\pi/6} \int_0^{\pi/2} \boldsymbol{P}'(\alpha', \gamma') \sigma_s'(\alpha', \gamma') \sin(\alpha') d\alpha' d\gamma'$$
(2.77)

où la section efficace de diffusion est donnée par (Eq. 1.30) :

$$\sigma_s = \frac{6}{\pi} \int_0^{\pi/6} \int_0^{\pi/2} \sigma'_s(\alpha', \gamma') \sin(\alpha') d\alpha' d\gamma' \cdot$$
(2.78)



FIGURE 2.8 – Projections des sommets du cristal dans le plan (O_s, X_s, Y_s) en (a) et (O_s, X_s, Z_s) en(b). R : rayon du cercle circonscrit à la base et L : la longueur.



FIGURE 2.9 – Exemples de fonctions de phase $P_{11}^{diff}(a)$ et $P_{11}^{ray}(b)$ en fonction de l'angle de diffusion Θ .

En règle générale la prise en compte des éléments de symétrie d'un cristal est une étape importante car elle permet de réduire de façon notable le temps de calcul nécessaire à la détermination des propriétés optiques.

Pour un ensemble de cristaux orientés aléatoirement on peut également montrer que la matrice de phase est indépendante de l'angle azimutal de diffusion Φ et que les éléments de symétrie permettent de réduire celle-ci à l'expression suivante (van de Hulst (1957)) :

$$\boldsymbol{P} = \begin{pmatrix} P_{11} & P_{12} & 0 & 0 \\ P_{12} & P_{22} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & P_{33} & P_{34} \\ 0 & 0 & -P_{34} & P_{44} \end{pmatrix}$$
(2.79)

P est constituée de 8 éléments non nuls dont 6 sont indépendants.

Nous avons ici adapté quelques expressions définies dans le chapitre introductif pour des cristaux en forme de colonne ou plaquettes hexagonales. Une dernière grandeur qu'il est intéressant de définir est la surface apparente moyenne, donnée par la relation (van de Hulst (1957), paragraphe 8.41) :

$$\begin{split} \bar{\mathcal{A}}_{prisme_hexagonal} &= \frac{1}{4} S_{prisme_hexagonal} \\ &= \frac{1}{4} \left(3\sqrt{3}R^2 + 6.R.L \right) \cdot \end{split}$$
(2.80)

Celle-ci correspond à la surface moyenne projetée sur le front d'onde incident. Cette grandeur est intéressante car elle est directement reliée à la section efficace d'extinction moyenne.

La figure (2.9), présente un exemple de fonctions de phase correspondantes à la diffraction et au lancer de rayon en fonction de l'angle de diffusion Θ . Dans cet exemple nous pouvons voir que la contribution de la diffraction se concentre principalement aux petits angles de diffusion contrairement au lancer de rayon. Cette exemple permet d'illustrer également le phénomène de delta-transmission qui apparaît avec la méthode du lancer de rayon. Ces deux fonctions de phase sont alors prises en compte à l'aide de la relation (2.74) pour en déduire la fonction de phase totale. A titre indicatif, pour cet exemple environ 1 000 orientations pour la diffraction et 1 000 000 d'orientations à raison de 1 rayon lancé par orientation pour le lancer de rayon, ont été nécessaires pour aboutir à une solution stable. Avec ces valeurs le temps de calcul sur un processeur Intel core duo cadencé à 1,83*GHz* est de l'ordre de la minute.

La figure (2.10) présente les éléments non nuls de la matrice de phase P en fonction de l'angle zénithal de diffusion Θ , pour trois cristaux hexagonaux, orientés aléatoirement, de même forme (conservation du rapport L/2R) mais de tailles différentes, à la longueur d'onde $\lambda = 0.66 \,\mu m$. L'indice complexe de réfraction des cristaux de glace à cette longueur d'onde est n=1,308 + i 1.67 × 10⁻⁸ (Warren (1984)).

Il est clair, figure (2.10), que les éléments non nuls des matrices de phase ne sont pas sensibles à une variation de la taille des cristaux. Pour les fonctions de phase on a une variation très faible de celle-ci, excepté pour un angle de diffusion Θ proche de 0°. Ceci s'explique par le fait que les cristaux n'étant pas absorbant, on a alors une contribution due au lancer de rayon indépendante de la taille. Quand on augmente celle-ci on conserve les angles des rayons réfléchis et réfractés (Fig 2.6), le rayon va donc suivre la même



FIGURE 2.10 – Eléments non nuls de la matrice de phase **P** pour trois cristaux de même formes mais de tailles différentes à la longueur d'onde $\lambda = 0.66 \mu m$.

trajectoire à l'intérieur du cristal, d'où la non dépendance de la fonction de phase liée au lancer de rayon par rapport à la taille. La contribution due à la diffraction va par contre dépendre de la taille des cristaux, une augmentation de celle-ci entraînant une augmentation de la diffraction aux petits angles de diffusion. Pour les autres éléments non nuls des matrices de phase, il n'y a pas de sensibilité à la taille des cristaux. En effet bien que la diffraction soit dépendante de la taille, elle ne modifie en rien la polarisation du rayonnement incident.

On peut remarquer également que cette forme de cristaux de glace permet de reproduire les halos bien connus à 22° et 46° des nuages de glace [voir le livre de Greenler (1990) qui contient un grand nombre de photos de ce phénomène]. La variation des fonctions de phase entre 150° et 160° provient des rayons ayant subi deux réflexions internes [Takano et Liou (1989)].

La figure (2.11) présente les éléments non nuls de la matrice de phase P en fonction de l'angle zénithal de diffusion Θ , pour trois cristaux hexagonaux de même forme mais de tailles différentes, à la longueur d'onde $\lambda = 3.78 \,\mu m$. L'indice complexe de réfraction des cristaux de glace à cette longueur d'onde est n=1, 386 + *i*7.14 × 10⁻³ (Warren (1984)). A cette longueur d'onde l'absorption des cristaux de glace n'est plus négligeable contrairement à la longueur d'onde $\lambda = 0.66 \,\mu m$ et la taille des cristaux va avoir un impact sur la matrice de phase P.



FIGURE 2.11 – Même légende que figure (2.10) avec $\lambda = 3.78 \mu m$.

Pour les fonctions de phases P_{11} , une variation de taille entraîne une variation notable de celle-ci principalement aux grands angles de diffusion Θ , excepté pour un angle de diffusion Θ proche de 180°. Autour de 180° ce sont les rayons réfléchis directement par le cristal (p = 1) qui contribuent en majorité à la fonction de phase. Ces rayons n'étant pas absorbés par le cristal, la fonctions de phase P_{11} est donc moins sensible à une variation de taille autour de 180°. Aux autres angles de diffusion, c'est la diffraction qui contribue en majorité aux fonctions de phase par rapport à la contribution due aux lancer de rayons. Quand la taille des cristaux augmente cette diffraction va s'accentuer aux angles de diffusion proche de 0°, augmentant simultanément la contribution du lancer de rayons aux autres angles de diffusion par rapport à la contribution du lancer de rayons aux

En ce qui concerne les autres éléments non nuls de la matrice de phase P, une variation de taille entraîne une variation plus ou moins importante selon l'élément considéré. Le comportement de ces éléments en fonction de l'angle de diffusion est régi d'une part par le fait que la diffraction ne modifie en rien l'état de polarisation du rayonnement incident d'où une sensibilité quasi nulle pour les angles de diffusion proche de 0°, et d'autre part par une absorption plus ou moins importante de l'énergie transportée par les rayons selon la taille des cristaux.

La méthode décrite précédemment est une méthode souple qui peut être également appliquée à des cristaux de formes plus complexes que des colonnes ou plaquettes hexagonales.

Nous avons donc ensuite appliqué celle-ci à des "droxtals". Ces cristaux sont connus pour être une bonne représentation des cristaux quasi-sphériques que l'on rencontre au sommet des nuages de glace [Yang et al. (2003)] [Zhang et al. (2004)]. La géométrie des droxtals est définie par 3 variables : R, θ_1 et θ_2 (Fig. 2.12). A partir de celles-ci on en déduit directement :

$$R_1 = R.sin\theta_1 \qquad R_2 = R.sin\theta_2 \tag{2.81}$$

$$L_1 = R.\cos\theta_1 \qquad L_2 = R.\cos\theta_2 \tag{2.82}$$

et

$$h = \frac{R_1}{R_2 - R_1} (L_1 - L_2) \tag{2.83}$$

en appliquant le *théorème de Thalès*. On définit généralement ces nouvelles variables car elles permettent de simplifier l'expression du volume et de la surface d'une droxtal. En effet on peut voir celle-ci comme une colonne hexagonale à laquelle on aurait juxtaposé deux pyramides de sommets tronqués (Fig. 2.12 (b)). En raisonnant de la sorte et après quelques manipulations algébriques on trouve :

$$\mathcal{V}_{droxtal} = \sqrt{3} \left((h + L_1 + 2L_2).R_2^2 - h.R_1^2 \right)$$
 (2.84)

pour le volume et

$$S_{droxtal} = 3\sqrt{3}(R_2^2 - R_1^1) + 3(R_2 + R_1)\sqrt{3(R_2 - R_2)^2 + 4(L_1 - L_2)^2} + 12R_2L_2$$
(2.85)

pour la surface. Dans le cas des colonnes ou plaquettes hexagonales, on n'a pas donné l'expression algébrique des normales à chaque face qui sont, on le rappelle, nécessaire à l'application de la méthode du lancer de rayon (Equations (2.28) et (2.29)), car ces expressions ne sont pas difficiles à retrouver. Par contre dans le cas des droxtals, le calcul



FIGURE 2.12 – Projections des sommets d'une droxtal dans le plan (O_s, X_s, Y_s) en (a) et (O_s, X_s, Z_s) en(b). Ce cristal peut est défini par la donné de 3 paramètres que sont R , θ_1 et θ_2

des normales a chaque face peut s'avérer plus délicat. Pour ces surfaces, il faut raisonner comme pour le volume et la surface, d'une pyramide. Les 6 normales orientées vers l'extérieure des faces triangulaires d'une pyramide à base hexagonale sont données par les relations suivantes :

$$\vec{n}_{i} = \begin{pmatrix} \sin(\alpha) \cdot \cos(\pi/6 + (i-1)\pi/3) \\ \sin(\alpha) \cdot \sin(\pi/6 + (i-1)\pi/3) \\ \cos(\alpha) \end{pmatrix} \quad i=1 \ a \ 6 \tag{2.86}$$

où

$$\alpha = \cos^{-1}(\vec{n}_i.\vec{z}_s) = \cos^{-1}\left(\frac{R_2 * \sqrt{3}}{\sqrt{4(h + L_1 - L_2)^2 + 3R_2^2}}\right).$$
 (2.87)

Ces relations peuvent facilement être démontrées en appliquant le produit vectoriel entre deux vecteurs correspondant à deux arrêtes d'une face triangulaire. Pour les droxtals, on retrouve les mêmes éléments de symétrie que pour les colonnes et plaquettes hexagonales. Les relations (2.77) et (2.78) précédemment établies pour la matrice de phase et la section efficace de diffusion restent donc valable.



FIGURE 2.13 – Eléments non nuls de la matrice de phase **P** pour des droxtals à la longueur d'onde $\lambda = 0.66 \mu m$.



FIGURE 2.14 – Projections des sommets d'une colonne creuse (hollow column) dans le plan (O_s, X_s, Y_s) en (a) et (O_s, X_s, Z_s) en(b). Cristal défini par 3 variables : R , L et h

On a présenté ici l'ensemble des éléments permettant d'appliquer la méthode *GOM* pour une droxtal. Sur la figure (2.13), nous présentons un exemple d'éléments non nuls de matrice de phase *P* en fonction de l'angle zénithal de diffusion Θ , pour des droxtals de rayon $R = 30 \,\mu m$ et d'angles $\theta_1 = 32,35^\circ$ et $\theta_2 = 71,81^\circ$, à la longueur d'onde $\lambda = 0.66 \,\mu m$. Dans cet exemple, les angles θ_1 et θ_2 n'ont pas été choisis au hasard, ils correspondent aux angles à partir desquels pour un rayon *R* donné, on aura le plus grand volume $\mathcal{V}_{droxtal}$ possible. Autrement dit, ce sont les angles pour lesquels la géométrie d'une droxtal se rapproche le plus possible d'une sphère. De manière générale que ce soit dans notre étude ou dans la littérature, quand les angles θ_1 et θ_2 ne sont pas précisés, cela signifie qu'ils sont égaux à 32,35° et 71,81° respectivement. Les remarques faites pour des colonnes hexagonales (Figure (2.11)) à cette même longueur d'onde sont également valable pour les droxtals. On peut néanmoins remarquer que pour ces cristaux la fonction de phase est relativement constante pour les grands angles de diffusion, et que celle-ci présente un pic important pour un angle Θ proche de 11° qui est du à la double réfraction des rayons à travers la droxtal [Yang et al. (2003)].

Nous avons également utilisé la méthode *GOM* pour des cristaux hexagonaux creux (hollow column) et pour des cristaux constitués de 6 branches hexagonales (bulletrosettes). Pour ces cristaux la méthode du lancer de rayon décrite dans le paragraphe précédent n'est pas la mieux adaptée, car contrairement aux droxtals et aux colonnes hexagonales, lorsque qu'un rayon quitte celui-ci il peut rencontrer de nouveau une face du cristal. Cela se produit surtout pour des cristaux constitués de 6 branches hexagonales, car quand un rayon émerge d'une branche il peut rencontrer une nouvelle branche sur sa trajectoire et ainsi de suite. Pour ces cristaux, on peut donc être amené à suivre la trajectoire de plusieurs rayons à la fois. Pour calculer les propriétés optiques de tels cristaux on utilise plutôt une méthode de Monte-Carlo. En effet, on sait d'après le principe de conservation de l'énergie que la réflectivité \mathcal{R} et la transmissivité \mathcal{T} à un point d'impact quelconque doivent vérifier la relation suivante :

$$\mathcal{R} + \mathcal{T} = 1. \tag{2.88}$$



FIGURE 2.15 – Sections transversales d'un cristal à 6 branches hexagonales dans les plans (O_s, X_s, Y_s) (a) et (O_s, X_s, Z_s) (b).

Soit *x* un nombre aléatoire appartenant à l'intervalle [0, 1], alors :

si
$$x > \mathcal{R}$$
 le rayon est transmis
si $x < \mathcal{R}$ le rayon est réfléchi. (2.89)

Cette approche permet de sélectionner soit le rayon réfléchi, soit le rayon réfracté dans la méthode du lancer de rayon, permettant ainsi de tracer uniquement une trajectoire. Cette approche a été testée durant notre étude sur des colonnes hexagonales et des droxtals, les résultats obtenus sont strictement identiques à ceux obtenus par la méthode présentée dans le paragraphe précédent. La méthode de Monte-Carlo ne constitue pas une approximation physique en elle même mais une approche différente pour résoudre un problème numérique. L'application de cette méthode simplifie grandement l'implémentation pour des cristaux plus complexes comme des colonnes creuses et permet également de réduire le temps de calcul car les matrices d'amplitudes ne sont calculées que pour les trajectoires les plus probables.

Nous avons appliqué cette méthode dans un premier temps à des colonnes creuses. La géométrie de ces cristaux est définie par 3 variables : R, L et h est la hauteur de la pyramide à base hexagonale. Comme précédemment on en déduit à partir de ces variables, le volume :

$$\mathcal{V}_{hollow-column} = \frac{\sqrt{3}}{2} R^2 \left(3L - 2h \right), \tag{2.90}$$

et la surface :

$$S_{hollow-column} = 3R\left(2L + \sqrt{3R^2 + 4h^2}\right). \tag{2.91}$$

On peut de même définir la géométrie des cristaux à 6 branches hexagonales (bulletrosettes) par 3 variables : *R*, *L* et *h*. A partir de celles-ci on trouve pour le volume :

$$\mathcal{V}_{bullet-rosettes} = 3\sqrt{3}R^2 \left(3L+h\right) \tag{2.92}$$

et

$$S_{bullet-rosettes} = 6 \left[6RL + \frac{3}{2}R \left(R\sqrt{3} + \sqrt{3R^2 + 4h^2} \right) \right]$$
 (2.93)

pour la surface. Pour ces deux cristaux, le calcul des normales \vec{n} peut se faire facilement, notamment grâce aux formules (2.86) et (2.87) présentées pour les droxtals, permettant de calculer les normales des faces triangulaires d'une pyramide à base hexagonale. Les cristaux de géométrie bullet-rosettes présentent moins d'éléments de symétrie que les autres cristaux, pour ces cristaux les intégrations (2.77) et (2.78) doivent être réalisées sur un intervalle [$\alpha' : 0, 90^\circ; \gamma' : 0, 90^\circ$].

La figure (2.16), présente les fonctions de phase P_{11} en fonction de l'angle zénithal de diffusion Θ , pour différents cristaux : sphérique, droxtal, plaquettes et colonnes hexagonale, colonnes creuses et bullet rossettes, à la longueur d'onde $\lambda = 0.66 \, \mu m$. Pour la forme sphérique nous avons également appliqué la méthode GOM en prenant en compte de nouvelles simplifications qui découlent de la géométrie sphérique [Liou et Hansen (1971)]. A cette longueur d'onde on avait conclu que la matrice de phase n'était pas sensible à une variation de taille (Figure (2.10)). En revanche il est clair, d'après la figure (2.16), que l'allure de la fonction de phase en fonction de l'angle zénithal de diffusion, dépend fortement de la forme des cristaux. On peut remarquer également que pour des droxtals dont la géométrie se rapproche le plus d'une sphère, on a une fonction de phase très différente. Cette dépendance des fonctions de phase par rapport à la forme était prévisible car la méthode GOM est basée en partie sur l'approximation de l'optique géométrique, cette approximation étant valable quand la longueur d'onde est petite devant les dimensions du cristal considéré. Pour les cristaux à géométrie bullet-rosettes, la diffraction a été calculée à partir d'une ouverture circulaire dont l'aire est égale à l'aire apparente moyenne, soit 1/4.S_{bullet-rosettes}, le calcul par la méthode de Maggi-Rubinowicz étant trop complexe pour cette géométrie. Le calcul par cette méthode est réalisable mais au prix d'un temps de calcul important par rapport à la précision gagnée.

Jusqu'à présent, nous avons présenté les propriétés optiques de plusieurs formes de cristaux, pour des tailles et longueurs d'ondes différentes sans discuter de l'erreur commise résultant des approximations employées dans la méthode *GOM*. Pour évaluer celle-ci il faudrait comparer les propriétés optiques obtenues à partir de cette méthode avec celles issues d'une méthode exacte. Cette comparaison a, dans un premier temps, été réalisée pour des particules à géométrie sphériques [Liou et Hansen (1971)] à l'aide d'algorithmes basés sur la théorie de Mie [Mie (1908)]. Cette dernière introduit le paramètre de taille suivant pour une particule sphérique :

$$x = \frac{2\pi R}{\lambda} \tag{2.94}$$

où *R* est le rayon de la sphère. Les éléments non nuls de la matrice de phase calculés à partir de la théorie de Mie oscillent rapidement en fonction de l'angle de diffusion Θ , dus aux interférences entre les champs diffracté, réfléchis et réfracté. Pour lisser ces oscillations et afin de comparer les résultats avec la méthode *GOM*, on intègre, en règle générale, la



FIGURE 2.16 – Comparaison des fonctions de phase P_{11} pour différents types de cristaux de glace : sphère (a), droxtal (b), plaquette hexagonale (c), colonne hexagonale (d), colonne creuse avec une profondeur de creux h aléatoire (e) et bullet-rosettes à 6 branches (f), à la longueur d'onde $\lambda = 0.66 \,\mu m$.

matrice de phase sur une distribution en taille donné par [Liou et Hansen (1971)] :

$$n(x) = x^6 e^{-6x/x_m} (2.95)$$

où x_m est le paramètre de taille moyen de la distribution. Sur la figure (2.17), nous présentons la comparaison entre les fonctions de phase P_{11} obtenues à partir de la méthode GOM et à partir de la théorie de Mie [Du (2004)] pour deux indices de réfraction et 3 paramètres de taille moyen x_m . Pour les petits angles de diffusion, on remarque que la méthode GOM converge rapidement vers la solution exacte donnée par la théorie de Mie, contrairement aux grands angles de diffusion. La différence observée à ces grands angles résulte des phénomènes d'interférences qui n'ont pas été pris en compte dans notre calcul. Nous montrons ici que la méthode GOM a ses limites et qu'elle converge vers la solution exacte pour de grands paramètres de taille $x_m > 400$ dans le cas de particules sphériques.

La figure (2.18) présente le coefficient d'extinction Q_e obtenu à partir de la méthode GOM et à partir d'une méthode exacte basée sur la théorie de Mie. Ces deux méthodes convergent pour des grandes valeurs du paramètre x, autrement dit quand la longueur d'onde du rayonnement incident est petite devant les dimensions de celle-ci. Les figures (2.17) et (2.18) montrent que l'erreur commise va dépendre d'une part du paramètre x mais également des grandeurs optiques, en effet l'erreur relative sur la fonction de phase ou sur le coefficient d'extinction ne sera pas forcément du même ordre de grandeur.



FIGURE 2.17 – Comparaison entre des fonctions de phase obtenues à partir de la méthode GOM et à partir de la théorie de Mie pour deux indices de réfractions $n_r = 1.33$ et $n_r = 1.50$, et 3 distributions en taille. Afin de présenter les 3 distributions en taille sur une même figure on a multiplié par un facteur 10^2 et 10^4 les distributions correspondantes à $x_m = 100$ et $x_m = 25$ respectivement.



FIGURE 2.18 – Comparaison du coefficient d'extinction Q_e en fonction du paramètre x, pour la longueur d'onde $\lambda = 0.66 \ \mu m$. Résultats obtenus à partir de la méthode GOM et à partir de la théorie de Mie.

La méthode *GOM* est une méthode simple et rapide pour déterminer les propriétés optiques de cristaux non sphériques. Cependant, cette méthode est basée sur un ensemble d'approximations qui limite son utilisation à des cristaux dont les dimensions sont grandes devant la longueur d'onde. L'une des principales sources d'erreurs a pour origine la non prise en compte des interférences entre champ diffracté et champ réfléchi ou réfracté. Au cours du chapitre suivant, nous allons présenter une autre méthode permettant d'éviter cette approximation.

Méthode basée sur l'optique physique

Le champ vectoriel représenté par une onde plane, va être perturbé par la présence d'une particule de forme quelconque (Figure 3.1). Cette perturbation correspond au champ \vec{E}^s que l'on cherche à déterminer. On peut montrer (Born and Wolf : Principles of Optics), qu'en absence de toutes autres sources, le champ \vec{E}^s loin de la particule est donné par la relation :

$$\vec{E}^{s}(\vec{r}) = \frac{k^{2}e^{ikr}}{4\pi r} \left(n^{2} - 1\right) \iiint_{V} \vec{E}(\vec{r}')e^{-ik\vec{e}^{s}\cdot\vec{r}'}d^{3}r'$$
(3.1)

où *n* est l'indice de réfraction complexe relatif à la particule et V est le volume de celle-ci. Il apparaît d'après (3.1) que le calcul du champ diffusé \vec{E}^s nécessite le champ \vec{E} en tout point du volume *V*. Pour déterminer celui-ci l'une des méthodes possibles [Yang et Liou (1997)], appelée méthode *RBRI* (Ray-by-Ray Integration Algorithm), consiste à utiliser la méthode du lancer de rayon que l'on a présenté dans le cadre de la méthode *GOM*. On parle alors d'optique physique ou d'optique hautes-fréquences car on est dans un cas intermédiaire entre l'optique ondulatoire, sur laquelle est basée la relation (3.1) et l'optique géométrique utilisé pour déterminer le champ à l'intérieur du volume *V*. La différence principale par rapport à la méthode *GOM* présentée précédemment est donc la prise en compte des interférences entre les champs diffracté, réfléchis et réfracté à partir de la relation (3.1).



FIGURE 3.1 – Diffusion d'une onde plane par une particule de forme quelconque délimitée par une surface fermée S et de volume V. Illustration des notations employées dans la relation (3.1).

3.1 Théorie

Afin d'en déduire l'ensemble des propriétés optiques précédentes, on va chercher à mettre la relation (3.1) sous la forme matricielle suivante (1.1) :

$$\begin{pmatrix} E_{\alpha_{\parallel}^{s}} \\ E_{\beta_{\perp}^{s}}^{s} \end{pmatrix}_{\vec{\alpha}_{\parallel}^{s},\vec{\beta}_{\perp}^{s}} = \frac{exp(-ikr+ikz')}{ikr} \begin{pmatrix} S_{2}(\Theta) & S_{3}(\Theta) \\ S_{4}(\Theta) & S_{1}(\Theta) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{\alpha_{\parallel}^{i}}^{i} \\ E_{\beta_{\perp}^{i}}^{i} \end{pmatrix}_{\vec{\alpha}_{\parallel}^{i},\vec{\beta}_{\perp}^{i}}$$
(3.2)

où *S* est la *matrice d'amplitude*. La première étape va consister à chercher le champ en tout point du volume *V* de la particule considérée. Considérons un rayon géométrique quelconque incident sur la particule dont la direction est indiquée par le vecteur unitaire \vec{e}^i et de section transversale $\Delta \sigma_j$ (Fig. 3.2). Ce rayon atteint la particule en un point quelconque, où il va être réfracté. Ce rayon est ensuite réfléchi à plusieurs reprises au sein de la particule (Fig. 3.2 (*a*)). Les directions de ces rayons sont déduites à partir des relations de Snell-Descartes :

$$\vec{e}_{1}^{t} = \frac{1}{n_{r}} \cdot \left(\vec{e}_{1}^{i} - (\vec{e}_{1}^{i}.\vec{n}_{1}).\vec{n}_{1} - \sqrt{n_{r}^{2} - 1 + (\vec{e}_{1}^{i}.\vec{n}_{1})^{2}}.\vec{n}_{1} \right)$$

$$\vec{e}_{p}^{r} = \vec{e}_{p}^{i} - 2 \cdot (\vec{e}_{p}^{i}.\vec{n}_{p}).\vec{n}_{p} \qquad p = 2, 3, \dots$$
(3.3)

où n_r est la partie réelle de l'indice de réfraction complexe, et \vec{e}_1^t et \vec{e}_p^r sont des vecteurs unitaires indiquant respectivement la direction du rayon réfracté au point 1 et des rayons réfléchis au point p. Le vecteur unitaire \vec{n} est la normale à la surface atteinte par le rayon et vérifie la condition suivante :

$$\vec{e}_p.\vec{n}_p < 0 \qquad p=1,2,\dots$$
 (3.4)

Cette dernière impose que le vecteur \vec{n}_p soit orienté vers l'intérieur de la surface *S* sauf en p = 1. La méthode du lancer de rayon employé ici est plus simple que celle présentée dans la méthode *GOM* car seuls les rayons présents à l'intérieur de la surface *S* sont utiles pour déterminer le champ \vec{E} en tout point du volume *V*. La méthode du lancer de rayon



FIGURE 3.2 – Illustration de la méthode utilisée pour calculer le champ \vec{E} à l'intérieur du volume V: (a) la technique du lancer de rayon permet d'évaluer le champ le long d'un rayon quelconque, (b) la somme des contributions de l'ensemble des rayons lancés donne alors le champ en tout point du volume V.



FIGURE 3.3 – Section du rayon comprise entre les points d'impacts situés sur la surface de la particule : p et p + 1. La direction du rayon : \vec{e}_p est égale à \vec{e}_1^t si p = 1 et \vec{e}_p^r pour tous les autres cas. Volume v' defini par les points p et p + 1

décrite ci-dessus permet de déterminer la trajectoire des rayons à l'intérieur de la surface S, la prochaine étape va être de déterminer le champ \vec{E} le long de ces mêmes rayons. Connaissant celui-ci et en lançant un grand nombre de rayon cette méthode donne une estimation du champ \vec{E} en tout point du volume V (Fig. 3.2 (*b*)).

Considérons un plan de diffusion quelconque, défini par les vecteurs \vec{e}^i et \vec{e}^s . A partir de ces vecteurs on définit alors les bases dans lesquelles ont décompose les champs incidents et diffusés. Ces vecteurs de base, on le rappelle, vérifient les relations suivantes :

$$\vec{\beta}^i_\perp = \vec{\beta}^s_\perp = \vec{e}^i \wedge \vec{e}^s \tag{3.5}$$

$$\vec{a}^i_{\parallel} = \vec{\beta}^i_{\perp} \wedge \vec{e}^i \tag{3.6}$$

$$\vec{\alpha}^s_{\parallel} = \vec{\beta}^s_{\perp} \wedge \vec{e}^s. \tag{3.7}$$

Le champ local \vec{E} , défini en tout point du rayon incident, de direction \vec{e}^i , s'écrit :

$$\vec{E}^{i}(\vec{r}\,) = e^{ik\vec{e}^{i}\cdot\vec{r}} \begin{pmatrix} E^{i}_{\alpha_{\parallel}^{i}} \\ E^{i}_{\beta_{\perp}^{i}} \end{pmatrix}_{\vec{\alpha}^{i}_{\parallel},\vec{\beta}^{i}_{\perp}}$$
(3.8)

Afin de déterminer les composantes du champ réfracté au point 1, il est nécessaire d'écrire le champ incident dans une base permettant d'appliquer les coefficients de Fresnel. Cette base est composée des vecteurs définis par les relations :

$$\vec{\beta}_{1}^{i} = \frac{\vec{n}_{1} \wedge \vec{e}_{1}^{i}}{\sqrt{1 - (\vec{e}_{1}^{i}.\vec{n}_{1})^{2}}}$$
(3.9)

$$\vec{\alpha}_1^i = \vec{\beta}_1^i \wedge \vec{e}_1^i \tag{3.10}$$

L'expression du champ local \vec{E} dans cette base, est :

$$\begin{pmatrix} E^{i}_{\alpha^{i}_{1}} \\ E^{i}_{\beta^{i}_{1}} \end{pmatrix}_{\vec{\alpha}^{i}_{1},\vec{\beta}^{i}_{1}} = e^{ik\vec{e}^{i}.\vec{r}} \begin{pmatrix} \vec{\alpha}^{i}_{1}.\vec{\alpha}^{i}_{\parallel} & \vec{\alpha}^{i}_{1}.\vec{\beta}^{i}_{\perp} \\ \vec{\beta}^{i}_{1}.\vec{\alpha}^{i}_{\parallel} & \vec{\beta}^{i}_{1}.\vec{\beta}^{i}_{\perp} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E^{i}_{\alpha^{i}_{\parallel}} \\ E^{i}_{\beta^{i}_{\perp}} \end{pmatrix}_{\vec{\alpha}^{i}_{\parallel},\vec{\beta}^{i}_{\perp}}.$$
(3.11)

Le champ local entre les points 1 et 2 est :

$$\begin{pmatrix} E_{\alpha_{1}^{t}} \\ E_{\beta_{1}^{t}}^{t} \end{pmatrix}_{\vec{a}_{1}^{t},\vec{\beta}_{1}^{t}} = e^{ik\left(\vec{e}^{t}.\vec{r}_{1}+n\vec{e}_{1}^{t}.(\vec{r}-\vec{r}_{1})\right)} \begin{pmatrix} (1-R_{\parallel}^{2})^{1/2} & 0 \\ 0 & (1-R_{\perp}^{2})^{1/2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{\alpha_{1}^{t}} \\ E_{\beta_{1}^{t}}^{t} \end{pmatrix}_{\vec{a}_{1}^{t},\vec{\beta}_{1}^{t}}$$
(3.12)

ce champ s'exprime dans la base :

$$\vec{\beta}_1^t = \vec{\beta}_1^i \tag{3.13}$$

$$\vec{\alpha}_1^t = \vec{\beta}_1^t \wedge \vec{e}_1^t. \tag{3.14}$$

Au deuxième point d'impact, le champ est exprimé dans la base permettant d'appliquer les coefficient de Fresnel :

$$\vec{\beta}_{2}^{i} = \frac{\vec{n}_{2} \times \vec{e}_{1}^{t}}{\sqrt{1 - (\vec{n}_{2}.\vec{e}_{1}^{t})^{2}}}$$
(3.15)

$$\vec{\alpha}_{2}^{i} = \vec{\beta}_{2}^{i} \times \vec{e}_{1}^{t}$$
(3.16)

le champ réfléchi est alors donné par :

$$\begin{pmatrix} E_{\alpha_{2}^{r}} \\ E_{\beta_{2}^{r}}^{r} \end{pmatrix}_{\vec{\alpha}_{2}^{r},\vec{\beta}_{2}^{r}} = e^{ik\left(\vec{e}^{i}.\vec{r}_{1}+n.d_{1}+n\vec{e}_{2}^{r}.(\vec{r}-\vec{r}_{2})\right)} \begin{pmatrix} R_{\parallel} & 0 \\ 0 & R_{\perp} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \vec{\alpha}_{2}^{i}.\vec{\alpha}_{1}^{t} & \vec{\alpha}_{2}^{i}.\vec{\beta}_{1}^{t} \\ \vec{\beta}_{2}^{i}.\vec{\alpha}_{1}^{t} & \vec{\beta}_{2}^{i}.\vec{\beta}_{1}^{t} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{\alpha_{1}^{t}} \\ E_{\beta_{1}^{t}}^{t} \\ \vec{\beta}_{1}^{i}.\vec{\beta}_{1}^{t} \end{pmatrix}$$

$$(3.17)$$

où

$$\vec{\beta}_2^r = \vec{\beta}_2^i \tag{3.18}$$

$$\vec{\alpha}_{2}^{r} = \vec{\beta}_{2}^{r} \wedge \vec{e}_{2}^{r}.$$
(3.19)

Au delà du point 2, à un point p > 2 quelconque

$$\vec{\beta}_{p}^{i} = \frac{\vec{n}_{p} \times \vec{e}_{p-1}^{r}}{\sqrt{1 - (\vec{n}_{p}.\vec{e}_{p-1}^{r})^{2}}}$$
(3.20)

$$\vec{\alpha}_{p}^{i} = \vec{\beta}_{p}^{i} \times \vec{e}_{p-1}^{r}$$
(3.21)

$$\begin{pmatrix} E_{\alpha_{p}}^{r} \\ E_{\beta_{p}}^{r} \end{pmatrix}_{\vec{\alpha}_{p}^{r},\vec{\beta}_{p}^{r}} = e^{ik\left(\vec{e}^{i}\cdot\vec{r}_{1}+n\sum_{j=1}^{p-1}d_{j}+n\vec{e}_{p}\cdot(\vec{r}-\vec{r}_{p})\right)} \times \begin{pmatrix} R_{\parallel} & 0 \\ 0 & R_{\perp} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \vec{\alpha}_{p}^{i}\cdot\vec{\alpha}_{p-1}^{r} & \vec{\alpha}_{p}^{i}\cdot\vec{\beta}_{p-1}^{r} \\ \vec{\beta}_{p}^{i}\cdot\vec{\alpha}_{p-1}^{r} & \vec{\beta}_{p}^{i}\cdot\vec{\beta}_{p-1}^{r} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{\alpha_{p-1}}^{r} \\ E_{\beta_{p-1}}^{r} \end{pmatrix}_{\vec{\alpha}_{p-1}^{r},\vec{\beta}_{p-1}^{r}}$$
(3.22)

$$\vec{\beta}_{p}^{r} = \vec{\beta}_{p}^{i} \tag{3.23}$$

$$\vec{\alpha}_{p}^{r} = \vec{\beta}_{p}^{r} \wedge \vec{e}_{p}^{r}.$$
(3.24)

Finalement, le champ \vec{E} , associé au rayon p est :

$$\begin{pmatrix} E_{p_{\alpha_{\parallel}^{s}}} \\ E_{p_{\beta_{\perp}^{s}}} \end{pmatrix}_{\vec{\alpha}_{\parallel}^{s},\vec{\beta}_{\perp}^{s}} = e^{ik\left(\vec{e}^{i}\cdot\vec{r}_{1}+n\sum_{j=1}^{p-1}d_{j}+n\vec{e}_{p}\cdot(\vec{r}-\vec{r}_{p})\right)} \begin{pmatrix} \vec{\alpha}_{\parallel}^{s}\cdot\vec{\alpha}_{p}^{r} & \vec{\alpha}_{\parallel}^{s}\cdot\vec{\beta}_{p}^{r} \\ \vec{\beta}_{\perp}^{s}\cdot\vec{\alpha}_{p}^{r} & \vec{\beta}_{\perp}^{s}\cdot\vec{\beta}_{p}^{r} \end{pmatrix} \\ \times \prod_{k=2}^{p-1} \begin{pmatrix} R_{\parallel} & 0 \\ 0 & R_{\perp} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \vec{\alpha}_{k}^{i}\cdot\vec{\alpha}_{k-1}^{r} & \vec{\alpha}_{k}^{i}\cdot\vec{\beta}_{k-1} \\ \vec{\beta}_{k}^{i}\cdot\vec{\alpha}_{k-1}^{r} & \vec{\beta}_{k}^{i}\cdot\vec{\beta}_{k-1}^{r} \end{pmatrix} \\ \times \begin{pmatrix} (1-R_{\parallel}^{2})^{1/2} & 0 \\ 0 & (1-R_{\perp}^{2})^{1/2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \vec{\alpha}_{1}^{i}\cdot\vec{\alpha}_{\parallel}^{i} & \vec{\alpha}_{1}^{i}\cdot\vec{\beta}_{\perp} \\ \vec{\beta}_{1}^{i}\cdot\vec{\alpha}_{\parallel}^{i} & \vec{\beta}_{1}^{i}\cdot\vec{\beta}_{\perp}^{i} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{\alpha_{\parallel}^{i}} \\ E_{\alpha_{\parallel}^{i}} \\ E_{\beta_{\perp}^{i}} \end{pmatrix}_{\vec{\alpha}_{\parallel}^{i}\cdot\vec{\beta}_{\perp}^{i}}$$
(3.25)

$$\vec{E}_{p}(\vec{r}) = e^{ik\left(\vec{e}^{i}\cdot\vec{r}_{1}+n\sum_{j=1}^{p-1}d_{j}+n\vec{e}_{p}\cdot(\vec{r}-\vec{r}_{p})\right)} \cdot S'_{p}\cdot\vec{E}^{i}(\vec{r})$$
(3.26)

La contribution du champ local \vec{E} , correspondant au volume v' (Fig. 3.3), au champ diffusé total \vec{E}^s est donc

$$\begin{split} \vec{E}_{p}^{s}(\vec{e}_{s}) &= \frac{k^{2}e^{ikr}}{4\pi r} \left(n^{2} - 1\right) \iiint_{v'} \vec{E}_{p}(\vec{r}\,') e^{-ik\vec{e}_{s}.\vec{r}\,'} d^{3}r' \\ &= \frac{k^{2}e^{ikr}}{4\pi r} \left(n^{2} - 1\right) \cdot S'_{p}. \\ &\times \left(\iiint_{v'} e^{ik\left(\vec{e}^{i}.\vec{r}_{1} + n\sum_{j=1}^{p-1}d_{j} + n\vec{e}_{p}.(\vec{r}\,' - \vec{r}_{p}) - \vec{e}_{s}.\vec{r}\,'\right)} d^{3}r'\right) \vec{E}^{i}(\vec{r}\,) \end{split}$$
(3.27)

Notons l'intégrale

$$q_{p}(\vec{e}_{s}) = \iiint_{v'} e^{ik \left(\vec{e}^{i}.\vec{r}_{1}+n\sum_{j=1}^{p-1}d_{j}+n\vec{e}_{p}.(\vec{r}\,'-\vec{r}_{p})-\vec{e}_{s}.\vec{r}\,'\right)} d^{3}r'$$
(3.28)

soit

$$\vec{r}' = \vec{r}_p + e.\vec{e}_p + u.\vec{u}_p + v.\vec{v}_p \qquad \vec{r}' \in \vec{v}'$$
 (3.29)

$$q_{p}(\vec{e}_{s}) = e^{ik\left(\vec{e}^{i}.\vec{r}_{1}+n\sum_{j=1}^{p-1}d_{j}-\vec{e}_{s}.\vec{r}_{p}\right)}$$

$$\times \int_{0}^{d_{p}} e^{ik(n-\vec{e}_{s}.\vec{e}_{p})e}de$$

$$\times \iint_{ray} e^{-ik\vec{e}_{s}.(u.\vec{u}_{p}+v.\vec{v}_{p})}dudv$$
(3.30)

$$q_p(\vec{e}_s) = \Delta \tilde{\sigma}_p \frac{e^{i\zeta_{p+1}(\vec{e}_s)} - e^{i\zeta_p(\vec{e}_s)}}{ik(n - \vec{e}_s.\vec{e}_p)}$$
(3.31)

où

$$\zeta_p(\vec{e}_s) = k \left(\vec{e}^{i} \cdot \vec{r}_1 + n \sum_{j=1}^{p-1} d_j - \vec{e}_s \cdot \vec{r}_p \right)$$
(3.32)

$$d_p = |\vec{r}_p - \vec{r}_{p+1}| \tag{3.33}$$

$$\Delta \tilde{\sigma}_{p} = \Delta \sigma_{p} \iint_{ray} e^{-ik\vec{e}_{s}.(u.\vec{u}_{p}+v.\vec{v}_{p})} du dv$$

$$= \Delta \sigma_{p} 2 \frac{J_{1}(\chi)}{\chi}$$
(3.34)

$$\chi = k \sqrt{\frac{\Delta \sigma_p}{\pi}} \sin\left(\cos^{-1}(\vec{e}_p.\vec{e}_s)\right)$$
(3.35)

La contribution du champ local \vec{E}_p associé au rayon p est donc :

$$\vec{E}_{p}^{s}(\vec{e}_{s}) = \frac{k^{2}e^{ikr}}{4\pi r} (n^{2} - 1) \cdot S_{p}^{\prime} \cdot \Delta \tilde{\sigma}_{p} \frac{e^{i\zeta_{p+1}(\vec{e}_{s})} - e^{i\zeta_{p}(\vec{e}_{s})}}{ik(n - \vec{e}_{s} \cdot \vec{e}_{p})} \vec{E}^{i}(\vec{r})$$
(3.36)

On en déduit alors la matrice d'amplitude S_p :

$$S_{p}(\vec{e}_{s}) = \frac{k^{2}}{4\pi} (n^{2} - 1) . S'_{p} . \Delta \tilde{\sigma}_{p} \frac{e^{i\zeta_{p+1}(\vec{e}_{s})} - e^{i\zeta_{p}(\vec{e}_{s})}}{(n - \vec{e}_{s}.\vec{e}_{p})}$$
(3.37)

Finalement la matrice d'amplitude totale peut s'écrire :

$$S(\vec{e}_s) = \sum_{j=1}^{\infty} \sum_{p=1}^{\infty} S_p(\vec{e}_s)$$
 (3.38)

3.2 Exemples d'applications numériques

Dans cette partie, nous présentons plusieurs grandeurs telles que la fonction de phase P_{11} , le coefficient d'extinction Q_e et l'albédo de diffusion simple $\bar{\omega}_0$, pour différentes formes de cristaux orientés aléatoirement, aux longueurs d'ondes 0,66 et 3.78 μm , obtenues à partir de la méthode *RBRI*. Les indices complexes de réfraction de la glace à ces deux longueurs d'ondes valent respectivement 1,308 + i 1,09 × 10⁻⁸ et 1,4005 + i 7.1967 × 10⁻³[Warren (1984)]. Ces longueurs d'onde ont été choisies afin d'étudier le comportement des propriétés optiques dans le cas des cristaux peu et très absorbants. Les formes des particules présentées ici sont les mêmes que celles définies dans le chapitre consacré à la méthode *GOM*, la définition des variables servant à décrire la géométrie de celles-ci n'est pas répétée dans cette partie.

La différence majeure entre les méthodes *GOM* et *RBRI* est que cette dernière prend en compte les interférences entre les champs diffracté, réfléchi et réfracté. La prise en compte des interférences n'est pas indispensable lorsque la taille de la particule devient grande devant la longueur d'onde. En effet, lorsque la taille de la particule augmente par rapport à la longueur d'onde, le champ diffracté se concentre davantage aux petits angles de diffusion contrairement aux champs réfléchi et réfracté, ce qui minimise l'effet des interférences. L'application de la méthode *GOM* dans ces cas de figure, où la taille de la particule est grande devant la longueur d'onde, est donc pleinement justifiée. La difficulté est d'établir pour quel rapport entre la taille de la particule et la longueur d'onde du rayonnement incident, on peut, compte tenu des propriétés optiques, dire que la prise en compte des interférences est importante. On compare alors les résultats obtenus avec les méthodes *GOM* et *RBRI* en fonction d'un paramètre de taille *x* du type :

$$x = k.D \tag{3.39}$$

où *k* est le nombre d'onde et *D* une variable caractéristique de la taille de la particule.

Nous avons appliqué, dans un premier temps, la méthode *RBRI* à une colonne hexagonale de longueur infinie. L'intérêt de cette particule, est que le calcul des propriétés



FIGURE 3.4 – Projections des sommets du cristal dans le plan (O_s, X_s, Y_s) en (a) et (O_s, X_s, Z_s) en(b). R : rayon du cercle circonscrit à la base et L : la longueur.

optiques pour cette forme ne nécessite pas un temps de calcul trop important. Elle constitue donc un cas intéressant pour mettre en place l'algorithme basé sur la méthode *RBRI* et permet de s'assurer ainsi du bon fonctionnement de celui-ci. Pour ce cas particulier on considère uniquement des champs incident et diffusé dont les directions \vec{e}^i et \vec{e}^s sont de composantes nulles suivant l'axe Z_s , c'est à dire pour un plan de diffusion perpendiculaire à la longueur de la particule (Fig. 3.4). Pour ce cas particulier en prend donc comme dimension caractéristique *D* de la taille de la particule, le rayon *R* du cercle circonscrit à la base hexagonale. Nous avons également appliqué la méthode *GOM* pour cette forme particulière afin de pouvoir comparer avec les résultats.

La figure (3.5) présente les fonctions de phase P_{11} en fonction de l'angle zénithal de diffusion Θ , pour différents paramètres de taille k.R égaux à : 20, 50, 200 et 1000, à la longueur d'onde $\lambda = 0.66 \,\mu m$, obtenues à partir de la méthode *GOM* et *RBRI*. Pour les fonctions de phase P_{11} obtenues à partir de la méthode *GOM* on retrouve (voir chapitre



FIGURE 3.5 – Fonctions de phase P_{11} d'un prisme hexagonal de longueur infinie, en fonction de l'angle de diffusion Θ obtenues à partir de la méthode GOM et RBRI, pour quatre paramètres de taille k.R : 20 (a), 50 (b), 200 (c) et 1000 (d).

2) la non dépendance de celles-ci vis-à-vis de la taille de la particule, excepté pour les petits angles de diffusion Θ où la contribution de la diffraction est importante. Par contre, on constate que l'allure des fonctions de phase P_{11} obtenues à partir de la méthode *RBRI* dépend de la taille de la particule surtout pour des paramètres de taille *k*.*R* inférieurs à 50. Pour de grands paramètres de taille (*k*.*R* > 200) les fonctions de phase P_{11} obtenues à partir des deux méthodes convergent car la longueur d'onde est alors petite devant les dimensions de la particule et l'approximation de l'optique géométrique se justifie. Le temps de calcul nécessaire pour obtenir les fonctions de phase est de l'ordre de la minute pour la méthode *GOM* quelle que soit la taille de la particule et il est à titre indicatif d'environ dix heures pour calculer la fonction de phase correspondante à un paramètre de taille k.*R* égale à 1000.

Nous avons ensuite appliqué la méthode *RBRI* à des colonnes hexagonales orientées aléatoirement dans l'espace. Pour cette forme de cristal on a défini, comme dimension caractéristique, la grandeur :

$$R_{max} = \frac{D_{max}}{2} = \sqrt{R^2 + \frac{L^2}{4}}$$
(3.40)

où D_{max} est la distance maximum séparant deux sommets du prisme hexagonal. Nous présentons, figure (3.6), les fonctions de phase P_{11} à la longueur d'onde $\lambda = 0.66 \,\mu m$ obtenues à partir des méthodes *GOM* et *RBRI* pour deux paramètres de taille *k*.*R*_{max} valant 5 et 50. La dimension D_{max} des cristaux est donc approximativement égale à 1 et 10 μm . Afin de comparer les fonctions de phase calculées à partir de ces deux méthodes, on définit la différence relative qui est :

$$\frac{P_{11}(RBRI) - P_{11}(GOM)}{P_{11}(RBRI)}$$
(3.41)

Nous pouvons remarquer que l'erreur sur la fonction de phase calculée à partir de la méthode *GOM* est surtout importante pour les grands angles de diffusion Θ proche de 180° [Yang et Liou (1997)]. Cette erreur sur la fonction de phase en $P_{11}(180^\circ)$ peut entraîner des erreurs conséquentes dans les méthodes d'inversions, basées par exemple sur des mesures LIDAR, de l'épaisseur optique du nuage ou de la taille des cristaux et il est donc indispensable d'estimer précisément le domaine de validité de chaque méthode employée pour le calcul des propriétés optiques. On montre également, figure (3.7), les six éléments non nuls de la matrice de phase *P* pour des colonnes hexagonales orientées aléatoirement dans l'espace, de paramètre de taille *k*.*R*_{max} = 5, obtenues à partir des deux méthodes. L'erreur est variable suivant le paramètre et l'angle de diffusion Θ considéré.

La méthode *RBRI* permet également, à partir du *théorème optique*, de calculer le coefficient d'extinction Q_e et l'albédo de diffusion simple $\bar{\omega}_0$. Nous présentons, figure (3.8), des résultats relatifs à ces deux grandeurs. Nous avons tout d'abord comparé le coefficient d'extinction Q_e et l'albédo de diffusion simple $\bar{\omega}_0$ obtenus par les méthodes *GOM* et *RBRI* pour une colonne hexagonale, aux longueurs d'onde $\lambda = 0.66 \,\mu m$ et $\lambda = 3.78 \,\mu m$, en fonction du paramètre de taille $k.R_{max}$ (Fig. (*a*) et (*c*)). Le coefficient d'extinction Q_e calculé par la méthode *GOM* est égal à 2 indépendamment du paramètre de taille. Par la méthode *RBRI* cette grandeur oscille et tend vers 2 pour des valeurs importantes du paramètre de taille $k.R_{max}$. Ces oscillations résultent des interférences entre le champ diffracté et les champ réfracté et réfléchi par la particule. En effet, on peut observer (Fig. 3.8(b)) qu'une augmentation de l'absorption par la particule s'accompagne d'une réduction de l'amplitude des oscillations, cela résulte d'une diminution des interférences entre le champ diffracté et réfracté car le champ réfracté a été atténué par l'absorption. De plus, on peut également noter qu'une augmentation de la partie réelle de l'indice de réfraction entraîne des oscillations plus rapide du coefficient d'extinction Q_e . Cela s'explique également par une modification des interférences entre le champ diffracté et réfracté car une



FIGURE 3.6 – Comparaisons des fonctions de phase P_{11} d'une colonne hexagonale, à la longueur d'onde $\lambda = 0.66 \,\mu m$, en fonction de l'angle de diffusion Θ obtenues à partir de la méthode GOM et RBRI, pour deux paramètres de taille k. R_{max} : 5 (a) et 50 (b). Les différences relatives (en log) ont été augmentées de 100% pour éviter les valeurs négatives.

variation de la partie réelle de l'indice de réfraction engendre une répartition angulaire différente du champ réfracté. De ces différentes remarques on peut en déduire que l'erreur sur le coefficient d'extinction Q_e trouvé par la méthode *GOM* va dépendre du paramètre de taille et de l'indice complexe de réfraction. On peut également montré que cette erreur dépend de la forme de la particule car celle-ci joue un rôle dans la répartition angulaire du champ réfracté et affecte donc les interférences de celui-ci avec le champ diffracté. Pour l'albédo de diffusion simple $\bar{\omega}_0$ les deux méthodes convergent plus rapidement et dans l'exemple présenté, figure 3.8(c), les deux méthodes donnent un résultat équivalent pour un paramètre de taille $k.R_{max}$ supérieur à 5. Par contre en-dessous de cette valeur, on a une erreur importante sur le calcul de l'albédo de diffusion simple $\bar{\omega}_0$ obtenu par la méthode *GOM*. Comme pour le coefficient d'extinction Q_e l'erreur sur l'albédo de diffusion simple $\bar{\omega}_0$ va dépendre du paramètre de taille mais aussi de la forme et de l'indice complexe de réfraction.

La méthode *RBRI*, comme la méthode *GOM*, peut ensuite facilement s'appliquer à d'autres formes de particules présentant ou non des géométries complexes. Nous avons donc ensuite utilisé celle-ci pour calculer les propriétés optiques de plaquettes hexagonales, de sphères et de droxtals. De manière générale, nous avons observé que pour de



FIGURE 3.7 – Eléments non nuls de la matrice de phase P pour une colonne hexagonale de paramètre de taille k. R_{max} égal à 5, à la longueur d'onde $\lambda = 0.66 \,\mu m$, obtenues à partir des méthodes GOM et RBRI.

faibles valeurs du paramètre de taille x, la fonction de phase P_{11} est moins sensible à la forme du cristal. Cette propriété se vérifie également pour les autres propriétés optiques comme le coefficient d'extinction Q_e ou l'albédo de diffusion simple $\bar{\omega}_0$. Autrement dit, plus la longueur d'onde augmente par rapport aux dimensions de la particule, moins les propriétés optiques dépendent de la forme de celle-ci. Cela s'explique par le fait qu'un rayonnement dont la longueur d'onde est "grande" devant les dimensions de la particule va être faiblement perturbé par les différentes irrégularités présentes à sa surface. Par contre, plus la longueur d'onde est "petite" comparée aux dimensions de la particules plus la sensibilité à sa forme sera importante (Fig. 2.16). La méthode *RBRI*, contrairement à la méthode *GOM*, permet donc de montrer que plus le paramètre de taille diminue plus la sensibilité des propriétés optiques à la forme de la particule diminue. Cependant, bien que la méthode *RBRI* apporte des améliorations importantes, comme par exemple le calcul du coefficient d'extinction Q_e , comparé à la méthode *GOM*, elle possède également



FIGURE 3.8 – Variation du coefficient d'extinction Q_e et de l'albédo de diffusion simple $\bar{\omega}_0$ associés à des colonnes hexagonales orientées aléatoirement dans l'espace, en fonction du paramètre de taille k.R_{max} obtenues à partir des méthodes GOM et RBRI et aux longueurs d'onde $\lambda = 0.66 \,\mu m$ et $\lambda = 3.78 \,\mu m$.

ses propres limites. En effet, cette méthode est basée en partie sur l'utilisation de l'optique géométrique pour calculer le champ proche à l'intérieur de la particule et il est donc nécessaire d'évaluer l'impact de cette approximation sur le calcul des propriétés optiques. Pour cela, il est alors nécessaire de recourir à une méthode "exacte" comme la *FDTD* (Finite-difference time-domain) qui est basée sur les équations de Maxwell pour le calcul du champ proche [Yee (1966)]. A partir de ces méthodes on pourra alors établir laquelle utiliser en fonction du paramètre de taille, de la forme et du coefficient d'extinction.
CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES

La compréhension des propriétés radiatives des nuages de la haute troposphère nécessite, au préalable, de développer des algorithmes permettant de décrire l'interaction du rayonnement avec les cristaux de glace. L'interaction est caractérisée par un ensemble de propriétés optiques telles que la fonction de phase P_{11} , l'albédo de diffusion simple $\bar{\omega}_0$ ou le coefficient d'extinction Q_e. Cependant, il n'existe pas d'algorithme permettant de calculer les propriétés optiques correspondantes à l'interaction d'un rayonnement de longueur d'onde λ avec une particule de taille et de forme quelconques. Néanmoins pour des particules présentant une symétrie particulière, comme les particules de forme sphérique, il existe des solutions analytiques permettant de décrire cette interaction indépendamment de la taille de la particule. Afin de pouvoir comparer les propriétés optiques entre particules sphériques et non sphériques, nous avons, tout d'abord, implémenté un algorithme permettant de calculer les propriétés optiques d'une particule sphérique, en utilisant la méthode de calcul développé par Du [Du (2004)]. La principale difficulté pour calculer les propriétés optiques de particules sphériques est de déterminer les coefficients de Mie qui nécessitent de calculer au préalable les fonctions de Riccati-Bessel à l'aide de relations de récurrence [van de Hulst (1957), Liou (2002)]. Cependant en informatique un nombre est toujours entaché d'erreurs car il n'est représenté que par un certain nombre de chiffres si-



FIGURE 4.1 – Illustration de la transformation du champ proche en champ lointain dans la méthode FDTD (Finite-difference time domain method) [Yee (1966); Taflove et Hagness (1957)].

gnificatifs. La propagation des erreurs dans les relations de récurrence peut alors au final aboutir à des calculs de propriétés optiques complètement aberrants. Pour éviter cela la principale difficulté est de développer des relations mathématiques permettant de limiter au maximum la propagation des erreurs. Actuellement, l'approche la plus efficace pour déterminer les propriétés optiques de particules sphériques, que nous avons donc utilisée, est celle présentée dans [Du (2004)].

Pour des particules non sphériques le problème est différent car il n'existe pas de solutions analytiques simples pour décrire l'interaction entre la particule et le rayonnement. L'approche la plus directe pour déterminer les propriétés optiques de particules non sphériques est d'utiliser les équations de Maxwell par l'intermédiaire de méthode comme la FDTD (Finite-difference time domain method) (Fig. 4.1). Cependant cette méthode, bien qu'exacte, nécessite un temps de calcul de plus en plus important quand la taille des particules augmente. Pour contourner ce problème on peut réaliser des approximations sur l'interaction entre le rayonnement et les particules afin d'éviter d'avoir à résoudre les équations de Maxwell. En effet, pour déterminer les propriétés optiques de particules dont les dimensions sont grandes devant la longueur d'onde du rayonnement incident on peut utiliser l'approximation de l'optique géométrique. Sur la base de cette approximation plusieurs algorithmes, désignés généralement dans la littérature par méthode GOM (Geometric-Optics Method), ont été développés notamment au Laboratoire d'Optique Atmosphérique [Brogniez (1992)]. A partir de l'algorithme présent au LOA nous avons cherché dans un premier temps à améliorer celui-ci en prenant en compte d'une part l'élargissement des rayons et le problème de la delta-transmission qui est un problème récurrent à la méthode du lancer de rayon [Mishchenko et Macke (1998)]. Cependant l'un des inconvénients de cet algorithme est qu'il nécessitait un temps de calcul important pour calculer la diffraction pour chaque orientation des particules. Pour éviter cela, la plupart des algorithmes basés sur la méthode GOM calcule la diffraction en remplaçant la particule non sphérique par une particule sphérique, au détriment d'un calcul plus précis mais plus exigeant en terme de temps de calcul. Afin de calculer précisément la diffraction mais en gardant un temps de calcul raisonnable nous avons alors utilisé la transformation de Maggi-Rubinowicz [Miyamoto et Wolf (1962a), Miyamoto et Wolf (1962b)] qui permet de calculer la diffraction à partir des contours de la particule. D'autre part, l'algorithme initial a été développé pour calculer les propriétés optiques correspondantes à des cristaux ayant uniquement des formes de colonnes ou plaquettes hexagonales. Nous avons ensuite développé d'autres algorithmes basés sur la méthode GOM permettant de calculer les propriétés optiques de cristaux avec des géométries plus complexes comme les droxtals, les colonnes creuses ou les cristaux à six branches hexagonales. A partir des différents algorithmes que l'on a mis en place on a alors présenté quelques résultats numériques en mettant en avant certaines propriétés physiques relatives à l'approximation de l'optique géométrique. Nous avons par exemple montré que pour une longueur d'onde associée à une faible absorption, on a une faible sensibilité des propriétés optiques, comme la fonction de phase, à la taille des cristaux, mais une forte



FIGURE 4.2 – Architecture de notre bibliothèque de propriétés optiques pour des cristaux de glace.

sensibilité à leurs formes. La méthode *GOM* est une méthode rapide pour calculer les propriétés optiques associées à des particules présentant une géométrie complexe, cependant de part l'approximation de l'optique géométrique cette méthode est uniquement utilisable pour décrire l'interaction entre un rayonnement de longueur d'onde petite comparée aux dimensions de la particule. Cette méthode est donc principalement employée pour calculer les propriétés optiques de gros cristaux de glace, comme les cristaux à six branches hexagonales, dans le visible et le proche infrarouge.

Afin de compléter l'étude des propriétés optiques des cristaux de glace il a donc été nécessaire de développer d'autres algorithmes basés sur une méthode connue sous le nom de *RBRI* (ray-by-ray integration algorithm) [Yang et Liou (1997)]. Cette méthode est une méthode intermédiaire entre optique géométrique et optique ondulatoire, appelée généralement optique physique ou optique hautes-fréquences. L'avantage principale de celle-

ci, par rapport à la méthode *GOM*, est qu'elle prend en compte les interférences entre les champs diffractés, réfractés et réfléchis par la particule. Cela permet alors d'améliorer nettement le calcul des propriétés optiques, comme le coefficient d'extinction *Qe*, de particules dont les dimensions sont similaires à la longueur d'onde du rayonnement incident. D'autre part l'utilisation de la méthode *RBRI* permet alors, par comparaison, d'évaluer l'erreur commise par la méthode *GOM* qui est on le rappelle basée sur l'approximation de l'optique géométrique. A partir de la méthode *RBRI* nous avons alors réalisé également quelques résultats numériques qui ont permis, par exemple, de montrer que plus la longueur d'onde augmente par rapport aux dimensions de la particule plus la sensibilité à la forme de la particule diminue.

Nous avons présenté deux méthodes permettant de calculer les propriétés optiques de particules non sphériques, la méthode *GOM* et la méthode *RBRI*. Ces méthodes sont basées principalement sur l'optique géométrique et l'optique physique. La prochaine étape va donc être de compléter notre étude des propriétés optiques par la méthode *FDTD* qui est basée sur l'optique ondulatoire. De plus, cette méthode présente l'avantage d'être basée sur la même relation pour transformer le champ proche en champ lointain que la méthode *RBRI* (Eq. 3.1). Notre objectif est de développer une bibliothèque de propriétés optiques associées à différentes formes de cristaux de glace (Fig. 4.2). A partir de cette bibliothèque nous pourrions alors calculer les propriétés optiques de distributions de cristaux avec des formes et des tailles différentes. D'autre part, nous nous sommes limités a appliquer ces méthodes pour des formes de cristaux de glace rencontrées dans les nuages de la haute troposphère. Cependant, ces méthodes sont également applicables pour d'autres formes de particules, et il serait par exemple intéressant d'utiliser celles-ci pour des aérosols non sphériques.

III

Etude des propriétés radiatives des nuages de la haute troposphère

INTRODUCTION

Les propriétés radiatives des nuages de la haute troposphère sont liées aux propriétés macrophysiques et microphysiques de ces derniers. La problématique générale, que nous allons développer davantage dans ce chapitre, est, d'une part, de déterminer le nombre de paramètres nécessaires pour restituer correctement les propriétés radiatives de ces nuages, et d'autres part, de mettre en évidence les sensibilités, des propriétés radiatives de ces nuages, à ces paramètres, afin de pouvoir ensuite les inverser. Nous présenterons, également, l'objectif de notre étude et l'approche générale que nous avons adoptée pour y parvenir.

1.1 Description générale du problème

Afin de retrouver les propriétés macrophysiques et microphysiques des nuages de la haute troposphère, la méthode générale consiste à comparer un ensemble de mesures, avec une base de donnée construite à partir d'un modèle. A partir de cette méthode générale, plusieurs algorithmes d'inversion ont été développés ces dernières décennies. Ces algorithmes se distinguent, entre autres, par le domaine spectral utilisé pour retrouver les propriétés macrophysiques et microphysiques des nuages. Pour la taille des cristaux et l'épaisseur optique totale du nuage il existe, par exemple, deux catégories d'algorithmes qui utilisent des bandes spectrales du visible et du proche infrarouge ou uniquement des bandes spectrales de l'infrarouge thermique. Des études ont, en effet, montré que le rapport des réflectances bidirectionnelles aux longueurs d'onde $\lambda = 0.66 \, \mu m$, $\lambda = 1.6 \, \mu m$ et $\lambda = 2.2 \,\mu m$ est sensible à la taille des cristaux de glace et à l'épaisseur optique totale du nuage [Nakajima et King (1990), Wielicki et al. (1990)]. Des études ont également montré que les différences de température de brillance aux longueurs d'onde $\lambda = 8.5 \, \mu m$, $\lambda = 11 \, \mu m$ et $\lambda = 12 \, \mu m$ sont sensibles à la taille des cristaux de glace et à l'épaisseur optique totale du nuage [Inoue (1985), Ackerman et al. (1990)]. Le modèle de nuage, à la base de ces algorithmes, repose, en partie, sur l'approximation que le nuage est verticalement homogène et qu'il est constitué d'une seule forme et taille de cristaux de glace, ou plus récemment d'une distribution homogène. Cependant, les observations in-situ ont révélé que les nuages de la haute troposphère pouvaient présenter une répartition verticale non homogène des cristaux de glace, et que, de plus, ces cristaux peuvent avoir des formes et des tailles très variées en fonction de l'altitude dans le nuage [Heymsfield et Iaquinta (2000), Miloshevich et Heymsfield (1997)]. Le problème actuel est, donc, de déterminer si l'ensemble des propriétés macrophysiques et microphysiques retrouvées, sur la base d'un modèle de nuage verticalement homogène, peut être cohérent. En effet, dans le cas d'un nuage verticalement hétérogène, on peut s'attendre à différentes sensibilités, des propriétés radiatives, à cette hétérogénéité en fonction du domaine spectral considéré [Yang et al. (2001), Nasiri et al. (2002)]. Autrement-dit la question fondamentale est de déterminer si un modèle de nuage verticalement homogène, peut correctement reproduire, quelque soit le domaine spectral considéré, les propriétés radiatives d'un nuage de la haute troposphère.

1.2 Objectifs et approche générale de notre étude

L'objectif général de notre étude est, d'une part, de déterminer le nombre minimum de paramètres à prendre en compte pour reproduire correctement les propriétés radiatives des nuages de la haute troposphère, et d'autre part, de mettre en évidence, différentes sensibilités, des propriétés radiatives de ces nuages, à ces mêmes paramètres, pour pouvoir ensuite les retrouver. Afin d'étudier les sensibilités, des propriétés radiatives des nuages, à la répartition verticale des cristaux de glace, il a été nécessaire de définir, au préalable, un modèle de transfert radiatif pour une atmosphère nuageuse. Nous présenterons, dans le second chapitre, les principales approximations et hypothèses du modèle de transfert radiatif que nous avons utilisées. D'autre part, il a, également, été nécessaire de définir, au préalable, un modèle de nuage permettant de prendre en compte la répartition verticale des cristaux. Cette étape a soulevé de nombreuses questions, telles que : comment décomposer verticalement le nuage? Quel modèle microphysique de cristaux utilisé? Quel est le profil de température dans le nuage? Nous présenterons, dans le troisième chapitre, l'ensemble des paramètres du modèle, d'atmosphère nuageuse, propres aux nuages de la haute troposphère, ainsi que l'ensemble des approximations et hypothèses utilisées pour développer ce modèle de nuage. Dans le quatrième et dernier chapitre, nous avons réuni l'ensemble des études de sensibilités, des propriétés radiatives des nuages, à la répartition verticale des cristaux de glace. Dans ce chapitre, nous montrerons que pour un nuage verticalement hétérogène, en terme de cristaux de glace, il n'existe pas toujours un modèle de nuage verticalement homogène dont les propriétés radiatives sont équivalentes quelque soit le domaine spectral considéré.

Modèle atmosphérique

Afin de retrouver les propriétés macrophysiques et microphysiques des nuages de la haute troposphère, la méthode générale consiste à comparer un ensemble de mesures radiométriques avec une base de donnée construite à partir d'un modèle de transfert radiatif pour une atmosphère nuageuse. Dans ce chapitre, nous allons, d'une part, définir quelques grandeurs radiométriques que nous avons utilisées au cours de notre étude, et d'autre part, présenter les principales approximations et hypothèses du modèle de transfert radiatif que nous avons utilisées.

2.1 Définitions de quelques grandeurs radiométriques

Les radiomètres mesures deux types de grandeurs : la luminance *I* et l'éclairement *F*. Pour un spectroradiomètre, ces grandeurs sont mesurées, de plus, en fonction de la longueur d'onde λ , et ils fournissent alors la luminance spectrale I_{λ} et l'éclairement spectral F_{λ} . Cette première grandeur, correspond à la puissance radiative reçue W_{λ} , au niveau du radiomètre, par unité de surface apparente $\cos(\theta) dA$, d'angle solide $d\Omega$ et de longueur d'onde $d\lambda$ (Fig. 2.1 (*a*)), telle que :

$$I_{\lambda}(\theta,\phi) = \frac{dW_{\lambda}(\theta,\phi)}{(\cos(\theta)d\mathcal{A})d\Omega d\lambda}$$
(2.1)

où W_{λ} est la puissance reçue, autrement-dit l'énergie par unité de temps : $W_{\lambda} = dE_{\lambda}/dt$. La deuxième grandeur, l'éclairement spectral F_{λ} , correspond à la puissance reçue, en provenance de toutes les directions comprises dans un hémisphère, par unité de surface et de longueur d'onde. Cette dernière grandeur peut donc être reliée à la luminance I_{λ} , telle que :

$$F_{\lambda} = \int_{0}^{2\pi} \int_{0}^{\pi/2} I_{\lambda}(\theta, \phi) \cos(\theta) \underbrace{\sin(\theta) d\theta d\phi}_{d\Omega} \cdot$$
(2.2)

La luminance I_{λ} et l'éclairement F_{λ} mesurés par un radiomètre, placé sur un satellite, proviennent des réflexions et des réémissions successives du rayonnement électromagnétique à la fois par l'atmosphère et la surface terrestre. Selon le domaine spectral auquel on s'intéresse on définit, généralement, des grandeurs plus adaptées. Dans le visible et le proche-infrarouge, il est plus approprié, en effet, d'utiliser la réflectance bidirectionnelle



FIGURE 2.1 – Définitions de la luminance spectrale $I_{\lambda}(a)$, des angles de visée (θ_v, ϕ_v) et des angles solaires $(\theta_s, \phi_s)(b)$.

 r_b qui traduit la capacité d'une surface à réfléchir l'énergie incidente. Cette grandeur r_b , au sommet de l'atmosphère, peut donc s'écrire :

$$r_b(\lambda, \theta_v, \phi_v; \theta_s, \phi_s) = \pi \cdot \frac{I_\lambda(\theta_v, \phi_v)}{S_\lambda(\theta_s, \phi_s)}$$
(2.3)

où I_{λ} est la luminance spectrale mesurée par le radiomètre qui dépend des angles de visée θ_v et ϕ_v , et S_{λ} est la luminance spectrale correspondant à l'émission solaire qui est fonction des angles solaires θ_s et ϕ_s (Fig. 2.1 (*b*)). Dans l'infrarouge thermique, pour interpréter les résultats il est, également, plus adapté de convertir la luminance spectrale I_{λ} en température de brillance t_b . Cette dernière correspond à la température du corps noir qui émettrait une luminance identique à la luminance spectrale I_{λ} mesurée. La relation entre la température de brillance t_b et la luminance I_{λ} s'exprime à l'aide de la fonction de Planck qui est :

$$I_{\lambda}(t_b) = \frac{2hc^2}{\lambda^5(e^{hc/\lambda \cdot k_b \cdot t_b} - 1)}$$
(2.4)

où h est la constante de Planck, k_b la constante de Boltzmann et c la vitesse de la lumière.

2.2 Modèle de transfert radiatif : le code FASDOM

Connaissant les grandeurs mesurées par un radiomètre, nous allons, à présent, présenter le modèle de transfert radiatif pour une atmosphère, que nous avons utilisé dans notre étude, afin de simuler les réflectances bidirectionnelles ou les températures de brillance au sommet de l'atmosphère (qu'on notera, par la suite, TOA (*top of the atmosphere*)). Dans cette partie, nous énoncerons les principaux éléments théoriques et les différentes approximations à la base du modèle de transfert radiatif, qui sont nécessaires à l'interprétation des études de sensibilité présentées dans le chapitre 4.

2.2.1 Définition de l'équation de transfert radiatif

Les propriétés radiatives de l'atmosphère terrestre peuvent être décrites mathématiquement à l'aide de l'équation de transfert radiatif. Nous présentons ici brièvement cette équation afin d'établir certaines notations et conventions tout en introduisant un minimum de définitions et d'explications afin de ne pas trop nous écarter des objectifs principaux de notre étude. Pour de plus amples informations sur l'équation de transfert radiatif nous renvoyons le lecteur aux nombreux ouvrages et papiers traitant de ce sujet [Thomas et Stamnes (1999); Chandrasekhar (2003)].

Soit (X, Y, Z) un référentiel terrestre dont l'axe Z est orthogonal à la surface terrestre. Nous supposerons que l'atmosphère est comprise dans l'intervalle $[z = 0, z = z_{toa}]$, où z = 0 correspond à la surface terrestre et z_{toa} au sommet de l'atmosphère (Fig. 2.2). A partir de ce repère on définit alors un champ scalaire $I_{\lambda}(z, \theta, \phi)$ correspondant à la donnée de la luminance en tout point de l'atmosphère terrestre. A partir de ce repère il est préférable d'opérer un changement de variable et d'exprimer la luminance I_{λ} en fonction de (τ, μ, ϕ) , où τ est l'épaisseur optique. Par convention, on pose $\tau = 0$ au sommet de l'atmosphère en $z = z_{toa}$ et $\tau = \tau^l$ au niveau de la surface terrestre z = 0, où τ^l correspond à l'épaisseur optique totale le long de l'axe Z. On peut alors montrer que la luminance $I_{\lambda}(\tau, \theta, \phi)$ vérifie, en tout point de l'atmosphère terrestre, l'équation différentielle (ou équation de transfert radiatif) suivante (Fig. 2.2) [Chandrasekhar (2003)] :

$$u\frac{dI_{\lambda}(\tau_{\lambda},\mu,\phi)}{d\tau_{\lambda}} = I_{\lambda}(\tau_{\lambda},\mu,\phi) - J_{\lambda}(\tau_{\lambda},\mu,\phi)$$
(2.5)

où J_{λ} est une fonction, intitulée "fonction source". Cette équation de transfert radiatif tra-



FIGURE 2.2 – Définition des variables intervenant dans l'équation de transfert radiatif (Eq. 2.5) : θ l'angle zénithal et ϕ l'angle azimutal relatif à l'axe Z ; θ' est l'angle zénithal et ϕ' l'angle azimutal relatif à l'axe Z ; τ l'épaisseur optique et z_{toa} la limite supérieure de l'atmosphère pour laquelle on peut considérer que $\tau = 0$.

duit la variation de la luminance $I_{\lambda}(\tau_{\lambda}, \mu, \phi)$ provenant, d'une part, de l'atténuation de $I_{\lambda}(\tau_{\lambda}, \mu, \phi)$ due à la diffusion et absorption par les particules, et d'autre part, de l'amplification de $I_{\lambda}(\tau_{\lambda}, \mu, \phi)$ due à l'émission thermique et à la diffusion dans la direction (μ, ϕ) de la luminance provenant de toutes les autres directions. Le second terme de l'équation de transfert radiatif peut donc s'écrire :

$$J_{\lambda}(\tau_{\lambda},\mu,\phi) = Q(\tau_{\lambda},\mu,\phi) + \frac{\bar{\omega}_{0}(\tau)}{4\pi} \int_{0}^{2\pi} \int_{-1}^{1} P(\tau,\mu,\phi;\mu',\phi') I_{\lambda}(\tau_{\lambda},\mu',\phi') d\mu' d\phi'$$
(2.6)

où $\bar{\omega}_0$ correspond à l'albédo de diffusion simple, *P* la fonction de phase et *Q* la "fonction source interne" correspondant à l'émission thermique. Cette dernière est une fonction indépendante de la direction et peut s'écrire en fonction de l'albédo de diffusion simple $\bar{\omega}_0$ et de la fonction de Planck *B*, comme :

$$Q(\tau,\mu,\phi) = Q^{thermal}(\tau) = \left(1 - \bar{\omega}_0(\lambda,\tau)\right) B\left(\lambda,T(\tau)\right).$$
(2.7)

Cette fonction traduit les propriétés physiques des particules à absorber le rayonnement $(1 - \bar{\omega}_0)$ puis à le réémettre dans une gamme de longueurs d'onde qui va dépendre de la température des particules considérées. Sur la figure (2.3) on montre l'évolution des fonctions de Planck et de l'émission thermique Q pour une gamme de longueurs d'onde allant de 4 à 40 μm . A partir de celles-ci on peut constater que l'augmentation de la température d'un corps s'accompagne d'une augmentation de l'intensité qu'il émet, et que la longueur d'onde principale dans laquelle est réémi le rayonnement diminue.



FIGURE 2.3 – Fonctions de Planck B exprimées en fonction de la longueur d'onde λ à différentes températures : -60° C, -40° C, -20° C, 0° C et 20° C (Graphe (a)). Emissions thermiques Q exprimées en fonction de la longueur d'onde λ correspondant à différents albédos de diffusion simple : 0.4, 0.5, 0.6, 0.7 et 0.8 et une température égale à 0° C (Graphe (b)).

2.2.2 Résolution de l'équation de transfert radiatif

A partir de l'équation de transfert (2.5) plusieurs méthodes ont été, ces dernières décennies, développées pour étudier l'interaction du rayonnement avec l'atmosphère. Ces méthodes se distinguent par la façon de résoudre mathématiquement l'équation de transfert ou par les approximations qu'elles utilisent. Durant notre étude, nous avons utilisé la méthode DISORT [Stamnes et al. (1988)] dont l'approximation principale consiste à décomposer l'atmosphère en plusieurs couches homogènes (Fig. 2.4).



FIGURE 2.4 – Représentation simplifiée des variables et hypothèses associées au code DISORT (Discrete-Ordinate-Method Radiative Transfer). Les variables $\bar{\omega}_0$ et P_{11} désignent ici l'albédo de diffusion simple et la fonction de phase pour chaque particule présente dans une couche telle que les molécules, les aérosols ou les cristaux de glace. Par contre l'épaisseur optique cumulée τ , la température T et la luminance I sont quand à elles définies à l'interface entre deux couches.

2.2.3 Description du code FASDOM

Le code DISORT permet de décrire l'interaction du rayonnement avec l'atmosphère terrestre et, pour cela, il est nécessaire de lui fournir l'ensemble des propriétés physiques propres aux molécules, aérosols, gouttelettes d'eau ou cristaux de glace, présents dans chaque couche (Fig. 2.5). Pour l'absorption moléculaire nous avons recourt à une base de donnée HITRAN [Rothman et al. (2003)] qui contient l'ensemble des raies d'absorption de l'eau, du dioxyde de carbone et de l'ozone. Cependant, l'intégration de ces raies d'absorption sur un intervalle spectral quelconque peut exiger un temps de calcul important. Pour éviter cela, nous utilisons généralement la méthode *correlated-k* [Lacis et Oinas (1991), Kratz (1995)]. D'autre part, ce code nécessite également de définir les conditions aux limites telles que la température de surface, l'albédo de surface et l'éclairement so-



FIGURE 2.5 – Diagramme résumant l'ensemble des fichiers et programmes constituant l'algorithme FAS-DOM (Fast Discrete-Ordinate-Method) [Dubuisson et al. (2005)].

laire au sommet de l'atmosphère. A partir de l'ensemble des données décrites ci-dessus le code DISORT est alors en mesure de déterminer la réflectance bidirectionnelle ou la température de brillance au sommet de l'atmosphère, pour des angles de visée θ_v et ϕ_v quelconques. Nous noterons, par la suite, FASDOM (Fast Discrete-Ordinate-Method), l'algorithme constitué par le code DISORT et l'ensemble des fichiers reliés à celui-ci [Dubuisson et al. (2005)].

Modèle de nuage

Nous avons présenté, précédemment, le modèle de transfert radiatif pour une atmosphère nuageuse, que nous avons utilisé pour notre étude. Nous allons, à présent, définir les variables du modèle propres aux nuages. Afin d'étudier les sensibilités, des propriétés radiatives des nuages, à la répartition verticale des cristaux de glace, il a été nécessaire de définir, au préalable, un modèle de nuage permettant de prendre en compte ce paramètre. Cette étape a soulevé de nombreuses questions, telles que : comment décomposer verticalement le nuage? Quel modèle microphysique de cristaux utilisé? Quel est le profil de température dans le nuage? Nous présentons, dans ce chapitre, les principales approximations et hypothèses sur lesquelles est basé le modèle de nuage.

3.1 VARIABLES RELATIVES AUX NUAGES

Nous allons définir, tout d'abord, les variables propres aux nuages, relativement au modèle de transfert radiatif que nous avons présenté dans le chapitre précédent. Considérons un nuage quelconque avec une épaisseur optique totale visible notée τ_{ic} (afin d'éviter toutes ambiguïtés, nous utiliserons, en règle générale, l'indice *ic=ice-cloud* pour désigner les variables propres aux nuages de la haute troposphère). Ce nuage est décomposé, dans le modèle de transfert radiatif, en N_{ic} couches et chaque couche, repérée par l'indice p, est alors associée à une épaisseur optique τ_p . L'ensemble des épaisseurs optiques τ_p associées à chaque couche p doit donc vérifier la relation fondamentale suivante :

$$\sum_{p=p^{bot}}^{p^{top}} \tau^p = \tau_{ic} \tag{3.1}$$

où p^{bot} correspond à la localisation dans le code DISORT de la couche située à la base du nuage, tandis que, p^{top} correspond à la couche située au sommet du nuage (Fig. 2.4). Des définitions précédentes, nous pouvons en déduire que :

$$p^{top} = p^{bot} + (N_{ic} - 1)$$
 (3.2)

Dans le cas d'un nuage constitué d'une seule couche $N_{ic} = 1$ nous avons alors $p^{top} = p^{bot}$. Chaque couche p du nuage est également associée à une fonction de phase P_{11}^p et un albédo de diffusion simple $\bar{\omega}_0^p$ relatifs aux cristaux de glace qui la compose. La figure (3.1) résume l'ensemble des variables associées aux nuages dans le modèle de transfert radiatif.



FIGURE 3.1 – Ensemble des variables du modèle propres aux nuage de la haute troposphère : l'altitude du sommet et de la base, l'épaisseur optique totale τ_{ic} , le nombre N_{ic} de couches utilisées pour décomposer verticalement le nuage et enfin les propriétés optiques des cristaux de glace associées à chaque couche nuageuse p telles que la fonction de phase P_{11}^p , l'albédo de diffusion simple $\bar{\omega}_0^p$ et l'épaisseur optique τ^p .

Nous allons, à présent, présenter le modèle microphysique de cristaux de glace que nous avons utilisé pour l'étude des sensibilités, des propriétés radiatives des nuages, à la répartition verticale des cristaux. Une fois ce modèle défini, nous présenterons les hypothèses et approximations relatives au profil vertical de cristaux de glace, de température et de vapeur d'eau dans le nuage.

3.2.1 Description du modèle microphysique de cristaux de glace

Le modèle microphysique de cristaux de glace, que nous avons utilisé, repose sur un ensemble d'observations in-situ réalisées aux latitudes moyennes, subtropicales et aux tropiques [Heymsfield et al. (2002)]. Ces observations sont basées sur des instruments aéroportés tels que 2D - C (the two-dimensional cloud), 2D - P (two-dimensional precipitation), HVPS (high-volume precipitation spectrometer), CPI (cloud particle imager) ou VIPS (Video ice particle sampler). Pour des explications plus approfondies sur ces observations aéroportées nous invitons le lecteur à se reporter aux nombreux papiers sur le sujet [Heymsfield et al. (2002), Heymsfield et Miloshevich (2003), Heymsfield (2003), Heymsfield et al. (2004)]. Nous allons, néanmoins, donner les principaux éléments permettant de comprendre la manière dont le modèle microphysique de cristaux, que nous avons utilisé pour notre étude, a été construit. La principale difficulté pour développer un modèle microphysique de cristaux de glace est de déterminer les paramètres nécessaires pour décrire un ensemble de cristaux avec des formes et des tailles différentes. Pour cela, il est nécessaire d'établir un certain nombres de critères qui sont généralement déterminés de façon empirique. Il a été démontré, par exemple, qu'une distribution en taille *n* (ou PSD : "Particle Size Distribution") de cristaux peut être convenablement décrite à l'aide d'une distribution gamma [Kosarev et Mazin (1991); Mitchell (1991)], tel que :

$$n(D) = N_0 D^\mu e^{-\lambda D} \tag{3.3}$$

où D est la dimension maximum d'un cristal et N_0 , μ et λ des paramètres qui peuvent être déduis des différents instruments de mesures in-situ [Heymsfield et al. (2002)]. Pour la forme des cristaux, nous utilisons des modèles qui sont supposés être une bonne représentation de ceux que nous pourrions trouver dans un nuage de la haute troposphère. Dans le tableau (3.1) nous présentons les différents modèles de cristaux considérés en fonction du paramètre D [Baum et al. (2005a), Baum et al. (2005b)]. D'autre part, pour chaque PSD on peut également définir le diamètre effectif D_e qui est proportionnel au rapport du volume sur l'aire projetée totale d'une distribution en taille donnée. D'après [Foot (1988)] et [Francis et al. (1994)], ce diamètre effectif D_e est défini comme :

$$D_{e} = \frac{3}{2} \frac{\sum_{h=1}^{M} \left(\int_{D_{min}}^{D_{max}} V_{h}(D)n(h,D)dD \right)}{\sum_{h=1}^{M} \left(\int_{D_{min}}^{D_{max}} A_{h}(D)n(h,D)dD \right)}$$
(3.4)

 TABLE 3.1 – Pourcentage de chaque forme de cristaux de glace utilisée dans l'intégration sur une distribution
 en taille d'une propriété optique donnée, en fonction de la dimension maximum D.

$D < 60 \mu m$	100% droxtals
$60\mu m < D < 1000\mu m$	15% bullet rosettes, 50% solid columns, 35% plates
$1000\mu m < D < 2500\mu m$	45% hollow columns, 45% solid columns, 10% aggregates
$2500\mu m < D < 9500\mu m$	97% bullet rosettes, 3% aggregates

où V_h et A_h sont respectivement le volume et la surface projetée, associés à une forme h de cristaux, et D_{min} et D_{max} sont les dimensions D minimum et maximum de la distribution en taille, et M le nombre maximum de formes. Durant les observations in-situ, sur lesquelles est basé le modèle microphysique de cristaux de glace (présenté tableau 3.1), il a été collecté 1 100 PSDs différentes. Les PSD ont ensuite été moyennées autour de 18 diamètres effectifs \overline{D}_e imposés, allant de 10 μm à 180 μm avec un pas constant de 10 μm entre chaque \overline{D}_e [Baum et al. (2005a), Baum et al. (2005b)].

Pour calculer les propriétés optiques associées à chaque diamètre effectif moyen \bar{D}_e nous procédons de la même manière. Cependant les propriétés optiques dépendent de la longueur d'onde et il est donc nécessaire de moyenner également sur la bande spectrale considérée. A titre d'exemple la section efficace de diffusion σ_s correspondante à une PSD est donnée par la relation :

$$\sigma_{s} = \frac{\int_{\lambda_{1}}^{\lambda_{2}} \int_{D_{min}}^{D_{max}} \left(\sum_{h=1}^{M} \sigma_{s;h}(D,\lambda)f_{h}(D)\right) n(D)F_{s}(\lambda)S(\lambda)dDd\lambda}{\int_{\lambda_{1}}^{\lambda_{2}} \int_{D_{min}}^{D_{max}} \left(\sum_{h=1}^{M} f_{h}(D)\right) n(D)F_{s}(\lambda)S(\lambda)dDd\lambda}$$
(3.5)

où λ_1 et λ_2 sont les longueurs d'ondes délimitant la bande spectrale considérée , *S* le spectre solaire, F_s la réponse instrumentale du radiomètre pour la bande considérée et f_h le pourcentage associé à une forme *h* donnée (Tab. 3.1). Les autres propriétés optiques telles que la matrice de phase *P*, le facteur d'asymétrie *g* ou la delta transmission f_{δ} , sont calculés de manière similaire. Dans notre étude, nous avons utilisé les propriétés optiques adaptées au radiomètre MODIS (Moderate Resolution Imaging Spectroradiometer) et ces dernières ont donc été intégrées sur les bandes spectrales correspondantes [www.ssec.wisc.edu/~baum/]. Nous avons choisi d'utiliser ces propriétés optiques car nous voulions étudier les sensibilités, à la répartition verticale des cristaux, des propriétés radiatives des nuages, à la fois dans le visible, dans le proche infrarouge et dans l'infrarouge thermique. En résumé, nous disposons d'une bibliothèque de propriétés optiques, qu'on notera par la suite *MOD_OPL1* (MODIS Optical-Properties Library), associées à 18 diamètres effectifs D_e , pour 15 longueurs d'onde λ .

Nous présentons, figure (3.2), la variation du coefficient d'extinction Q_e , de l'albédo de diffusion simple $\bar{\omega}_0$, du facteur d'asymétrie g et de la delta transmission f_{δ} en fonction du diamètre effectif D_e , pour des longueurs d'onde du visible, du proche infrarouge et de l'infrarouge thermique. Nous retrouvons, sur cette figure, certaines propriétés que nous avons déjà décrite dans la partie dédiée aux propriétés optiques de cristaux de glace. Nous pouvons, en effet, remarquer que le coefficient d'extinction Q_e tend bien, quelle que soit la longueur d'onde, vers 2 pour les "grands" diamètres effectifs D_e . Pour l'albédo de diffusion simple $\bar{\omega}_0$, nous pouvons observer, d'une part, qu'il est constant et égale à 1 pour la longueur d'onde du visible $\lambda = 0.66 \,\mu m$ car à cette longueur d'onde l'absorption du rayonnement par la glace est négligeable, contrairement aux longueurs d'onde du proche infrarouge $\lambda = 1.63 \,\mu m$ et $\lambda = 2.11 \,\mu m$ où on observe alors que l'albédo de diffusion simple $\bar{\omega}_0$ diminue avec l'augmentation du diamètre effectif D_e , et d'autre part, que l'albédo de diffusion simple $\bar{\omega}_0$ sature relativement rapidement, dans l'infrarouge thermique, à 0.5 en fonction des diamètre effectifs D_e mais que celui-ci varie de façon importante, surtout entre les longueurs d'onde $\lambda = 8.5 \,\mu m$ et $\lambda = 12 \,\mu m$, pour de "petits"



FIGURE 3.2 – Variation du coefficient d'extinction $Q_e(a)$, de l'albédo de diffusion simple $\bar{\omega}_0(b)$, du facteur d'asymétrie g(c) et de la delta transmission $f_\delta(d)$ en fonction du diamètre effectif D_e , à 6 longueurs d'onde.

diamètres effectifs D_e . Pour le facteur d'asymétrie g nous pouvons noter qu'il est plus faible pour les "petits" diamètres effectifs D_e et qu'il converge vers une limite pour de plus "grands" diamètres effectifs D_e (Cf. Part. 2 : Chap. 2).

La figure (3.3) présente la variation de la fonction de phase P_{11} en fonction de l'angle de diffusion Θ , pour de "petits" et "grands" diamètres effectifs D_e et pour des longueurs d'onde du visible, du proche infrarouge et de l'infrarouge thermique. De manière générale nous pouvons noter que les fonctions de phase sont dans l'infrarouge thermique, de part l'absorption du rayonnement par la glace, relativement "lisse" aux grands angles de diffusion Θ , contrairement au visible et au proche infrarouge. Nous pouvons, également, remarquer que la sensibilité, de la variation angulaire de la fonction de phase P_{11} , aux diamètres effectifs D_e diminue avec l'augmentation de ces derniers (Part. 2 : Chap. 2). Nous montrerons, par la suite, que ces variations des propriétés optiques en fonction des



FIGURE 3.3 – Variation de la fonction de phase P_{11} en fonction de l'angle de diffusion Θ pour quatre diamètres effectifs De et 4 longueurs d'onde λ : 0.66 µm (a), 2.2 µm (b), 8 µm (c) et 12 µm (d).

diamètres effectifs D_e , peuvent être reliées, en partie, à certaines propriétés radiatives des nuages de la haute troposphère.

3.2.2 Hypothèses sur la distribution verticale des cristaux dans le nuage

La première étape dans le développement du modèle de nuage a été de définir un modèle microphysique de cristaux de glace. Dans notre étude, ce modèle microphysique se résume à un ensemble de 18 diamètres effectifs D_e , et l'étape suivante a donc été de définir les paramètres et les contraintes permettant de décrire la répartition verticale des cristaux de glace dans le nuage, autrement dit des diamètres effectifs D_e . Pour cela, une solution possible serait d'associer à chaque couche p du nuage un diamètre effectif D_e , sans relation entre les différents diamètres effectifs D_e . Cependant, l'inconvénient de cette approche est de présenter un trop grand nombre de degrés de liberté et donc de configurations possibles pour le profil vertical de cristaux de glace, car nous aurions alors



FIGURE 3.4 – Exemples d'un nuage décomposé en 2 (a), 4 (b), 6 (c) et 10 (d) couches avec un profil en diamètres effectifs linéaire décrit par la fonction D_L d'argument (160, 10).

autant de variables que de couches dans le nuage. Nous pouvons, cependant, supposé qu'il existe une certaine continuité dans la variation verticale des cristaux de glace dans les nuages, et que nous pouvons, par conséquent, décrire celle-ci à l'aide d'une fonction mathématiques définie continue. Le cas le plus simple que nous pussions considérer est que la répartition verticale des cristaux est linéaire dans le nuage car une fonction linéaire ne nécessite que deux paramètres et donc deux degrés de liberté pour être définie. Par la suite, nous noterons D_L la fonction linéaire décrivant la répartition verticale des diamètres effectifs D_e . Cette fonction sera déterminée par la donnée de deux paramètres (D_e^{bot}, D_e^{top})



FIGURE 3.5 – Organigramme relatif à la construction du fichier contenant l'ensemble des propriétés optiques de chaque couche p du nuage (Cf. Fig. 2.5)

qui correspondent, respectivement, aux diamètres effectifs D_e à la base et au sommet du nuage. Connaissant la fonction D_L nous pouvons alors en déduire le diamètre effectif D_e^p , présent dans chaque couche p en intégrant la fonction D_L , telle que :

$$D_e^p = \frac{1}{\Delta z^p} \int_{z^p}^{z^{p-1}} D_L(z).dz$$
(3.6)

où $\Delta z^p = z^{p-1} - z^p$ est l'épaisseur géométrique de la couche *p*. Nous présentons, figure (3.4), un exemple de modèle de nuage dont la répartition verticale des diamètres effectifs D_L est définie par le paramètre (160,10), c'est-à-dire avec un diamètre effectif D_e de 160 μm à la base du nuage et de 10 μm au sommet du nuage. Pour notre étude des sensibilités, des propriétés radiatives des nuages, aux diamètres effectifs D_e nous avons considéré, uniquement, le cas où le profil vertical est linéaire, afin de limiter, en première approche, le nombre de paramètres et donc de degrés de liberté.

Nous avons présenté, ci-dessus, l'ensemble des paramètres et hypothèses que nous avons adoptés pour décrire la répartition verticale des cristaux de glace dans le nuage. Cependant, ces paramètres doivent, maintenant, être adaptés au modèle de transfert radiatif en atmosphère nuageuse que nous avons introduit dans le chapitre précédent. Nous allons donc présenter la manière dont nous avons organisé la construction du fichier associé aux propriétés optiques de chaque couche nuageuse p (Cf. Fig. 2.5). L'organigramme (3.5), résume l'ensemble des étapes nécessaires à la création de ce fichier. La première difficulté a été de décomposer l'ensemble des fonctions de phase de la bibliothèque MOD_OPL1 en polynômes de Legendre car le code DISORT utilise la méthode des ordonnées discrètes pour résoudre l'équation de transfert radiatif. Pour cela, nous avons utiliser la méthode Delta-fit [Hu et al. (2000)] qui permet de calculer rapidement l'ensemble des coefficients de Legendre et le coefficient de troncature f. Coefficient de troncature qui correspond à une troncation, en partie, de la fonction de phase P_{11} pour les petits angles de diffusion Θ , afin de limiter le nombre de coefficients de Legendre. Ce coefficient est, également, utilisé dans le principe de similarité [Liou (2002)] afin d'adapter l'albédo de diffusion simple $\bar{\omega}_0$ et l'épaisseur optique τ à la fonction de phase tronquée. En parallèle, nous avons créer un fichier contenant l'ensemble des variables propres aux nuages comme le nombre de couche N_{ic} utilisées pour décomposer le nuage ou l'épaisseur optique τ_{ic} du nuage. Au final, un programme se charge alors de construire le profil vertical en diamètre effectif D_e et d'aller chercher dans la bibliothèque les propriétés optiques correspondantes. Nous avons organisé la construction du fichier, contenant l'ensemble des informations sur le nuage, nécessaire à DISORT, en essayant d'être le plus généraliste possible, afin d'adapter rapidement celui-ci à l'introduction de nouvelles variables dans le modèle de nuage.

3.2.3 Hypothèses sur le profil atmosphérique dans le nuage

Afin de simuler les propriétés radiatives d'une atmosphère nuageuse, il est également nécessaire de spécifier au code DISORT, le profil vertical de température, de pression et des différents gaz absorbants dans l'atmosphère. Le profil de température est, en effet, indispensable pour calculer l'émission thermique à différents niveaux de l'atmosphère (Cf. paragraphe 2.2.1) et pour résoudre l'équation de transfert radiatif (Eq. 2.5). De plus, ce profil et le profil de pression permettent de déduire le nombre de molécules par unité de volume et donc indirectement la diffusion et l'absorption moléculaire. Pour l'absorption moléculaire, les principaux gaz absorbants, dans les bandes spectrales de notre étude, sont la vapeur d'eau, le dioxyde de carbone et l'ozone. Pour ces différents profils nous avons réunis dans une même bibliothèque intitulée *CSAPL* (*Clear Sky Atmospheric Profile Library*). Ces profils standards comprennent le profil vertical de température, de pression, de vapeur d'eau, de dioxyde de carbone et d'ozone, avec une résolution d'environ un kilomètre pour des altitudes situées dans la troposphère.



FIGURE 3.6 – Organigramme relatif à la construction du fichier contenant les profils de pression, de température, de vapeur d'eau, de dioxyde de carbone et d'ozone (Cf. Fig. 2.5)

D'autre part, il a été nécessaire d'adapter ces profils au modèle de nuage. Nous allons donc présenter la manière dont nous avons organisé la construction du fichier associé aux différents profils intervenants dans l'algorithme FASDOM (Cf. Fig. 2.5). L'organigramme (3.6), résume l'ensemble des étapes nécessaires à la création de ce fichier. Nous avons, comme pour les propriétés optiques associées au modèle microphysique de cristaux, essayé d'être le plus généraliste possible et de rendre automatique la création de profils adaptés au modèle de nuage. Pour obtenir ce fichier, la principale difficulté a été de déterminer la température, la pression, la vapeur d'eau, le dioxyde de carbone et l'ozone pour chaque couche p du nuage à l'aide d'une interpolation linéaire sur le profil standard en ciel clair qui est, on le rappelle, définit approximativement tous les kilomètres. Nous



FIGURE 3.7 – Exemple de profils standards que nous avons considéré : pression (a), température (b), vapeur d'eau (c) et dioxyde de carbone (d) recalculés en prenant en compte le modèle de nuage de la haute troposphère.

avons donc supposé implicitement que les profils standards en ciels clairs étaient également valables pour une atmosphère nuageuse. Cependant, il est évident que les propriétés radiatives de l'atmosphère sont sensibles à ces différents profils et il est indispensable, pour notre étude, de préciser les différentes approximations et hypothèses portants sur ces derniers. Nous présentons, figure (3.7), un exemple de profil standard adapté à un modèle de nuage de la haute troposphère situé entre 11 et 12 km d'altitude, comprenant dix couches ($N_{ic} = 10$) de même épaisseur géométrique. Afin d'étudier la sensibilité des propriétés radiatives des nuages à la répartition verticale des cristaux de glace, nous nous sommes limité, dans une première approche, à faire l'approximation que le profil de température, de pression, de vapeur d'eau, de dioxyde de carbone et d'ozone, correspond à un profil standard en ciel clair.

Etudes de sensibilité

Nous avons montré, dans le chapitre introductif, que la problématique principale de notre étude est, d'une part, de déterminer le nombre minimum de paramètres à prendre en compte pour reproduire correctement les propriétés radiatives des nuages de la haute troposphère, et d'autre part, de mettre en évidence, différentes sensibilités, des propriétés radiatives de ces nuages, à ces mêmes paramètres, pour pouvoir ensuite les retrouver. Nous avons alors étudié le cas particulier des nuages verticalement homogènes (cf. 4.1) pour pouvoir ensuite aborder le cas plus complexe des nuages verticalement hétérogènes (cf. 4.2).

4.1 Propriétés radiatives d'un nuage verticalement homogène

Nous avons, dans une première approche, supposé que le nuage est verticalement homogène par rapport à la forme et à la taille des cristaux de glace. Cette hypothèse implique que les propriétés optiques correspondantes aux cristaux de glace telles que les fonctions de phases P_{11} et l'albédo de diffusion simple $\bar{\omega}_0$ sont identiques dans toutes les couches p associées au nuage. Cependant bien que cette hypothèse simplifie grandement l'énoncé des valeurs utilisées pour l'ensemble des paramètres d'entrées du modèle, il est nécessaire de définir un ensemble de valeurs de référence afin d'avoir un ensemble cohérent de simulations. Comme profil vertical en pression, température, vapeur d'eau, dioxyde de carbone et ozone, nous avons utilisé celui presenté figure (3.7) [McClatchey et al. (1972)]. Pour la surface nous avons considéré une surface océanique dont la température est la même que celle de la plus basse couche de l'atmosphère. Pour les paramètres associés au modèle de nuage, en plus des simplifications résultant de l'hypothèse du nuage homogène, nous avons supposé que celui-ci était compris entre 11 et 12 km d'altitude et que dix couches sont nécessaires pour reproduire correctement ces propriétés radiatives. Dans le modèle de nuage nous avons imposé, pour le moment, aucune contrainte sur la division du nuage en plusieurs couches, le cas le plus simple que l'on puisse considérer consiste alors à diviser celui-ci en dix couches de même épaisseur géométrique. Cette dernière considération implique, du fait que le nuage est supposé homogène, que chaque couche *p* possède alors la même épaisseur optique τ^p .

Sur la figure (4.1) nous présentons un exemple de nuage verticalement homogène constitué de cristaux dont le diamètre effectif est de $60 \,\mu m$ et d'épaisseur optique totale $\tau_{ic} = 3$ à la longueur d'onde $\lambda = 0.66 \,\mu m$. Pour l'épaisseur optique nous préciserons par la suite, afin de ne pas alourdir la notation, uniquement l'épaisseur optique à la longueur d'onde $\lambda = 0.66 \,\mu m$. Nous pouvons en effet montrer que l'épaisseur optique τ_{ic} à n'importe quelle longueur d'onde λ est reliée à l'épaisseur optique $\tau_{ic}(0.66 \,\mu m)$ par la relation :

$$\tau_{ic}(\lambda) = \tau_{ic}(0.66\,\mu m) \frac{Q_e(\lambda)}{Q_e(0.66\,\mu m)}$$
(4.1)

où Q_e est le coefficient d'extinction. Le nuage est ensuite décomposé en dix couches de



FIGURE 4.1 – Exemple de nuage homogène constitué de cristaux dont la taille moyenne est de 60 µm, avec une épaisseur optique totale $\tau_{ic}(0.66 \,\mu m) = 3$. Ce nuage est ensuite décomposé en dix couches de même épaisseur géométrique constituée de cristaux de taille moyenne 60 µm (a), avec une épaisseur optique $\tau_p(0.66 \,\mu m) = 0.3$ (b). Est présenté également : l'albédo de diffusion simple $\bar{\omega}_0$ (c) et le facteur d'asymétrie g (d), relatif à des cristaux de taille moyenne 60 µm, pour chaque couche du nuage.



FIGURE 4.2 – Exemple de simulations de réflectance bidirectionnelle à la longueur d'onde $\lambda = 0.65 \,\mu m$ (a) et de température de brillance à la longueur d'onde $\lambda = 8.55 \,\mu m$ (b) en fonction des angles de visée : θ_v allant de 0° à 60° et ϕ_v allant de 0° à 360°. Simulations obtenues pour des angles solaires θ_s et ϕ_s valant respectivement 30° et 180°.

même épaisseur géométrique, ce qui implique que l'épaisseur optique τ_p associée à une couche donnée est égale à $\tau_{ic}/10$. De plus, le nuage étant homogène chaque couche est constituée de cristaux de taille moyenne $60 \,\mu m$ avec les propriétés optiques correspondantes.

Les propriétés radiatives d'un nuage verticalement homogène vont principalement dépendre du diamètre effectif De et de l'épaisseur optique totale τ_{ic} du nuage. Afin de retrouver ces deux grandeurs nous avons alors réalisé un ensemble de tests de sensibilité de la réflectance bidirectionnelle et de la température de brillance, aux diamètres effectifs D_e et à l'épaisseur optique totale τ_{ic} du nuage, en essayant d'exploiter au maximum le multi-angulaire et le multi-spectral. Pour notre étude, nous avons utilisé six longueurs d'onde réparties dans le visible ($\lambda = 0.65 \,\mu m$), le proche infrarouge ($\lambda = 1.63, 2.10 \,\mu m$) et l'infrarouge thermique ($\lambda = 8.5, 11.0, 12.0 \,\mu m$) qui sont les principales longueurs d'onde utilisées pour inverser le diamètre effectif D_e [Platnick et al. (2003); Rolland et al. (2000); King et al. (1992)].

Nous présentons, figure (4.2), un exemple de résultat de réflectance bidirectionnelle à la longueur d'onde $\lambda = 0.65 \,\mu m$ (*a*) et de température de brillance à la longueur d'onde $\lambda = 8.55 \,\mu m$ (*b*) en fonction des angles de visée : θ_v allant de 0° à 60° et ϕ_v allant de 0° à 360°. Pour ces simulations et également par la suite nous prendrons des angles solaires θ_s et ϕ_s valant respectivement 30° et 180°.

4.1.1 Sensibilités au diamètre effectif De et à l'épaisseur optique τ_{ic}

Les figures (4.3) et (4.4) montrent la variation de la réflectance bidirectionnelle, aux longueurs d'onde $\lambda = 0.65 \,\mu m$ (Fig. 4.3) et $\lambda = 1.62 \,\mu m$ (Fig. 4.4), en fonction des angles de visée θ_v et ϕ_v , pour des nuages verticalement homogènes, d'épaisseur optique $\tau_{ic} = 3$, associés à différents diamètres effectifs D_e . A la longueur d'onde $\lambda = 0.65 \,\mu m$, nous pouvons remarquer, d'une part, que ce sont les nuages avec les plus faibles diamètres effectifs D_e qui présentent une plus grande réflectance bidirectionnelle au sommet de l'atmosphère,



FIGURE 4.3 – Réflectances bidirectionnelles, à la longueur d'onde $\lambda = 0.65 \,\mu m$, en fonction des angles de visée θ_v et ϕ_v pour un nuage verticalement homogène avec un diamètre effectif D_e de : 10 μm (a), 40 μm (b), 80 μm (c) et 160 μm (d).

et d'autre part, que la variation angulaire de la réflectance bidirectionnelle augmente avec les diamètres effectifs D_e . Ces sensibilités de la réflectance bidirectionnelle aux diamètres effectifs D_e peuvent être reliées aux propriétés optiques de ces derniers. A cette longueur d'onde, l'albédo de diffusion simple $\bar{\omega}_0$ ne dépend pas du diamètre effectif D_e , contrairement au facteur d'asymétrie g qui est plus petit pour les faibles diamètres effectifs D_e (Fig. 3.2). Nous observons, par conséquent, une réflectance plus importante pour les plus faibles diamètres effectifs D_e car ceux-ci diffusent davantage de rayonnement vers l'espace. De plus, les fonctions de phase présentent une variation angulaire, aux grands angles de diffusion, plus prononcée pour les "grands" diamètres effectifs D_e (Fig. 3.3), ce qui se tra-



FIGURE 4.4 – Même légende que figure (4.3) pour une longueur d'onde $\lambda = 1.62 \, \mu m$.

duit par une variation angulaire de la réflectance bidirectionnelle plus importante pour ces derniers. Nous observons, à la longueur d'onde $\lambda = 1.62 \,\mu m$, une sensibilité aux diamètres effectifs D_e similaire. Néanmoins, à cette longueur d'onde, nous pouvons noter, d'une part, une variation plus importante de la réflectance bidirectionnelle en fonction des diamètres effectifs D_e , et d'autre part, une plus faible variation de la réflectance bidirectionnelle en fonction des angles de visée. Ces sensibilités peuvent également être reliées aux propriétés optiques associées aux diamètres effectifs D_e . A cette longueur d'onde, l'albédo de diffusion simple $\bar{\omega}_0$ dépend, cette fois-ci, du diamètre effectif D_e et on observe



FIGURE 4.5 – Réflectances bidirectionnelles à la longueur d'onde $\lambda = 0.65 \,\mu m$ en fonction de l'épaisseur optique totale τ_{ic} du nuage, pour un angle zénithal θ_v allant de 0° à 60°, correspondants à un nuage verticalement homogène avec un diamètre effectif D_e De égale à 10 μm (a), 40 μm (b), 80 μm (c) et 160 μm (d). Simulations obtenues pour un angle azimutal ϕ_v fixé à 180°.

alors une diminution de $\bar{\omega}_0$ entre les plus faibles et les plus importants diamètres effectifs D_e (Fig. 3.2). Cette propriété explique que nous observions une réflectance bidirectionnelle plus faible pour les nuages associés à de "grands" diamètres effectifs, comparé aux mêmes nuages à la longueur d'onde $\lambda = 0.65 \,\mu m$, car une partie du rayonnement est absorbée. Les sensibilités mises en évidence à la longueur d'onde $\lambda = 1.62 \,\mu m$ sont également vérifiées à la longueur d'onde $\lambda = 2.11 \,\mu m$, mais pour cette dernière nous observons une variation de la réflectance bidirectionnelle en fonction des diamètres effectifs D_e encore plus importante car l'albédo de diffusion simple $\bar{\omega}_0$ présente, à cette longueur d'onde, un gradient encore plus important par rapport aux diamètres effectifs D_e (Fig. 3.2).

Les sensibilités, de la réflectance bidirectionnelle, aux diamètres effectifs D_e que nous avons montré pour une épaisseur optique τ_{ic} fixé à 3, restent relativement inchangées pour d'autres épaisseurs optiques. Nous présentons par exemple, figure (Fig. 4.5), la variation



FIGURE 4.6 – Variation du rapport γ , à la longueur d'onde $\lambda = 0.66 \,\mu m$, en fonction de l'angle de visée θ_v , associé à différent diamètre effectif D_e , et pour un angle azimutal ϕ_v fixé à 165° (a), 170° (b), 175° (c) et 180° (d).

de la réflectance bidirectionnelle, à la longueur d'onde $\lambda = 1.62 \,\mu m$, en fonction de l'épaisseur optique τ_{ic} et de l'angle de visée θ_v , pour un nuage verticalement homogène associé à différents diamètres effectifs D_e . Il est clair, d'après celle-ci, que la variation angulaire de la réflectance bidirectionnelle reste relativement constante en fonction de l'épaisseur optique τ_{ic} .

Nous avons présenté, pour l'instant, les sensibilités de la réflectance bidirectionnelle aux diamètres effectifs D_e , pour une longueur d'onde donnée, la question étant de savoir si la variation angulaire de la réflectance bidirectionnelle, à une longueur d'onde donnée, contient suffisamment d'information pour retrouver le diamètre effectif D_e . Nous avons, pour cela, défini un nouveau paramètre, que l'on notera γ , tel que :



$$\gamma(\theta_v, \phi_v) = \frac{r(\theta_v, \phi_v)}{r(\theta_v^{ref}, \phi_v^{ref})} \cdot$$
(4.2)

FIGURE 4.7 – Variation du rapport γ , à la longueur d'onde $\lambda = 0.66 \,\mu m$, en fonction de l'angle de visée θ_v , associé à deux différent effectif D_e , pour quatre épaisseurs optiques τ_{ic} et pour un angle azimutal ϕ_v fixé à 165° (*a*), 170° (*b*), 175° (*c*) et 180° (*d*).
Ce paramètre correspond au rapport entre la réflectance bidirectionnelle à un angle de visée (θ_v, ϕ_v) quelconque et la réflectance bidirectionnelle à un angle de visée pris comme référence $(\theta_v^{ref}, \phi_v^{ref})$. Pour ce dernier, nous avons choisi $(\theta_v^{ref}, \phi_v^{ref}) = (\theta_s, \phi_s)$ comme référence car on observe alors une sensibilité maximum du rapport γ aux diamètres effectifs D_e . Ce rapport γ dépend, en effet, principalement de la variation de la fonction de phase P_{11} aux grands angles de diffusion Θ (Fig. 3.3). Or il est évident que le rapport $P_{11}(\Theta)/P_{11}(\Theta^{ref})$ est maximum, aux grands angles de diffusion, en prenant $\Theta^{ref} = 180^\circ$. La figure (4.6) présente la variation du rapport γ , à la longueur d'onde $\lambda = 0.66 \,\mu m$, en fonction de l'angle de visée θ_v , pour différents diamètres effectifs D_e . Cette figure nous



FIGURE 4.8 – Température de brillance à la longueur d'onde $\lambda = 8.55 \,\mu m$ en fonction de l'épaisseur optique totale τ_{ic} et de l'angle zénithal θ_v pour un nuage verticalement homogène associé à un diamètre effectif De égal à 10 μm (a), 40 μm (b), 80 μm (c) et 160 μm (d).

montre que la variation angulaire de la réflectance bidirectionnelle est un bon estimateur du diamètre effectif D_e , excepté pour des "grands" diamètre effectif D_e car la fonction de phase P_{11} n'est alors plus sensible à une variation du diamètre effectif D_e (Part. 2 : Chap. 2). L'avantage principal du rapport γ est qu'il est sensible aux diamètres effectifs D_e mais très peu à l'épaisseur optique τ_{ic} (Fig. 4.7). Autrement-dit la variation angulaire de la réflectance bidirectionnelle est un "bon" indicateur du diamètre effectif D_e et cela quelle que soit l'épaisseur optique τ_{ic} . Cependant, les inconvénients du rapport γ sont, d'une part, qu'il dépend fortement du modèle microphysique de cristaux de glace utilisé et certainement de la réflectance de surface, et d'autre part, que celui-ci peut être difficile à utilisé en pratique car il nécessite la réflectance bidirectionnelle pour un angle de visée



Temperature de brillance $(12.04 \mu m)$

FIGURE 4.9 – Même légende que figure (4.8) pour une longueur d'onde $\lambda = 12.04 \, \mu m$.

correspondant, de préférence, à (θ_s, ϕ_s) . Nous avons, néanmoins, introduit ce nouveau paramètre car nous montrerons dans le cas d'un nuage verticalement hétérogène qu'il peut être intéressant d'établir des sensibilités aux diamètres effectifs D_e^p à partir d'une seule longueur d'onde.

Nous avons, ensuite, étudié la sensibilité, de la température de brillance, aux diamètres effectifs D_e . Les figures (4.8) et (4.9), présentent la variation de la température de brillance en fonction de l'épaisseur optique τ_{ic} et de l'angle de visée θ_v pour différents diamètres effectifs D_e . Nous pouvons remarquer que pour de faibles épaisseurs optiques τ_{ic} , la température de brillance observée au sommet de l'atmosphère est proche de la température de surface $T_s \sim 238^{\circ}K$ et que pour des épaisseurs optiques τ_{ic} importantes la température de surface $T_s \sim 238^{\circ}K$ et que pour des épaisseurs optiques τ_{ic} importantes la température de surface $T_s \sim 238^{\circ}K$ et que pour des épaisseurs optiques τ_{ic} importantes la température de surface $T_s \sim 238^{\circ}K$ et que pour des épaisseurs optiques τ_{ic} importantes la température de surface $T_s \sim 238^{\circ}K$ et que pour des épaisseurs optiques τ_{ic} importantes la température de surface $T_s \sim 238^{\circ}K$ et que pour des épaisseurs optiques τ_{ic} importantes la température de surface $T_s \sim 238^{\circ}K$ et que pour des épaisseurs optiques τ_{ic} importantes la température de surface $T_s \sim 238^{\circ}K$ et que pour des épaisseurs optiques τ_{ic} importantes la température de surface $T_s \sim 238^{\circ}K$ et que pour des épaisseurs optiques τ_{ic} importantes la température de surface $T_s \sim 238^{\circ}K$ et que pour des épaisseurs optiques τ_{ic} importantes la température de surface $T_s \sim 238^{\circ}K$ et que pour des épaisseurs optiques τ_{ic} importantes la température de surface $T_s \sim 238^{\circ}K$ et que pour des épaisseurs optiques τ_{ic} importantes la température de surface $T_s \sim 238^{\circ}K$ et que pour des épaisseurs optiques τ_{ic} importantes de surface $T_s \sim 238^{\circ}K$ et que pour des factores $T_s \sim 238^{\circ}K$ et que pour des factores $T_s \sim 238^{\circ}K$ et que pour de surface $T_s \sim 238^{\circ}K$ et que pour de su



FIGURE 4.10 – Différences de température de brillance aux longueurs d'onde $\lambda = 8.5 \,\mu m$ et $\lambda = 12 \,\mu m$ en fonction de la température de brillance à la longueur d'onde $\lambda = 12 \,\mu m$, pour des nuages verticalement homogènes associés à différents diamètres effectifs D_e et épaisseurs optiques τ_{ic} , pour un angle zénithal de visée fixé à à 0° (a), 20° (b), 40° (c) et 60° (d).

ture de brillance tend vers la température associée au sommet du nuage $T \sim 220^{\circ}K$ (Fig. 3.7). De plus, la température de brillance, à la longueur d'onde $\lambda = 12.04 \,\mu m$, tend plus rapidement, pour les "petits" diamètres effectifs D_e , vers la température associée au sommet du nuage $T \sim 220^{\circ}K$, comparé à la température de brillance, à la longueur d'onde $\lambda = 8.55 \,\mu m$. Ces sensibilités peuvent s'expliquer, en partie, grâce aux propriétés optiques et plus particulièrement par la variation de l'albédo de diffusion simple $\bar{\omega}_0$ en fonction des diamètres effectifs D_e (Fig. 3.2). En effet, pour de "petits" diamètres effectifs D_e , l'albédo de diffusion simple $\bar{\omega}_0$ à la longueur d'onde $\lambda = 12.04 \,\mu m$, est inférieur à l'albédo de diffusion simple $\bar{\omega}_0$ à la longueur d'onde $\lambda = 8.55 \,\mu m$, ce qui explique que la température de brillance , à la longueur d'onde $\lambda = 12.04 \,\mu m$, tend plus rapidement, pour les "pe-



FIGURE 4.11 – Réflectance bidirectionnelle à la longueur d'onde $\lambda = 1.6 \,\mu m$ en fonction de la réflectance bidirectionnelle à la longueur d'onde $\lambda = 0.65 \,\mu m$, pour des nuages verticalement homogènes associés à différents diamètres effectifs D_e et épaisseurs optiques τ_{ic} , pour un angle zénithal de visée fixé à à 0° (a), 20° (b), 40° (c) et 60° (d).

tits" diamètres effectifs D_e , vers la température associée au sommet du nuage $T \sim 220^{\circ}K$, comparé à la température de brillance, à la longueur d'onde $\lambda = 8.55 \,\mu m$. Néanmoins, les températures de brillance à ces deux longueurs d'onde tendent vers la même limite pour des épaisseurs optiques importantes, et on a alors une sensibilité faible aux diamètres effectifs D_e .

Il est évident, d'après les figures (4.8) et (4.9), que contrairement à la réflectance bidirectionnelle du visible ou du proche-infrarouge, la variation angulaire de la température de brillance n'est pas sensible aux diamètres effectifs D_e . Nous avons, cependant, montré que la température de brillance varie entre les longueurs d'onde $\lambda = 8.5 \, \mu m$ et $\lambda = 12 \,\mu m$ et que cette différence de température de brillance dépend du diamètre effectif D_e . Dans l'infrarouge thermique c'est, donc, la différence de température de brillance entre deux longueurs d'onde qui va être un "bon" indicateur du diamètre effectif D_{e} . Nous présentons, figure (4.10), les différences de température de brillance aux longueurs d'onde $\lambda = 8.5 \,\mu m$ et $\lambda = 12 \,\mu m$ en fonction de la température de brillance à la longueur d'onde $\lambda = 12 \,\mu m$, pour des nuages verticalement homogènes associés à différents diamètres effectifs D_e et épaisseurs optiques τ_{ic} . Nous pouvons remarquer que ce sont les "petits" diamètres effectifs D_e qui présentent la plus grande différence de température de brillance entre les longueurs d'onde $\lambda = 8.5 \,\mu m$ et $\lambda = 12 \,\mu m$. Ces sensibilités résultent des propriétés optiques des diamètres effectifs D_e et peuvent s'expliquer à partir de la variation de l'albédo de diffusion simple $\bar{\omega}_0$ en fonction de D_e (Fig. 3.2). En effet, pour de faibles diamètres effectifs D_e l'albédo de diffusion simple $\bar{\omega}_0$ dépend de la longueur d'onde, contrairement aux "grands" diamètres effectifs D_{e_i} et c'est cette différence d'albédo de diffusion simple $\bar{\omega}_0$ qui entraîne la différence de température de brillance.



FIGURE 4.12 – Différences de température de brillance aux longueurs d'onde $\lambda = 8.5 \,\mu m$ et $\lambda = 12 \,\mu m$ (a) et aux longueurs d'onde $\lambda = 11 \,\mu m$ et $\lambda = 12 \,\mu m$ (b), en fonction de la température de brillance à la longueur d'onde $\lambda = 12 \,\mu m$, pour des nuages verticalement homogènes associés à différents diamètres effectifs D_e et épaisseurs optiques τ_{ic} .



FIGURE 4.13 – Réflectance bidirectionnelle à la longueur d'onde $\lambda = 1.6 \,\mu m$ (a) et à la longueur d'onde $\lambda = 2.2 \,\mu m$ (b) en fonction de la réflectance bidirectionnelle à la longueur d'onde $\lambda = 0.65 \,\mu m$, pour des nuages verticalement homogènes associés à différents diamètres effectifs D_e et épaisseurs optiques τ_{ic} .

De façon similaire, le rapport de réflectances bidirectionnelles va, de même, être un "bon" indicateur du diamètre effectif D_e . Nous présentons par exemple, figure (4.11), la réflectance bidirectionnelle à la longueur d'onde $\lambda = 1.6 \, \mu m$ en fonction de la réflectance bidirectionnelle à la longueur d'onde $\lambda = 0.65 \,\mu m$, pour des nuages verticalement homogènes associés à différents diamètres effectifs D_e et épaisseurs optiques τ_{ic} . Cette sensibilité du rapport de réflectance peut également être reliée à la variation de l'albédo de diffusion simple $\bar{\omega}_0$ en fonction du diamètre effectif D_e (Fig. 3.2). En effet, pour de "petits" diamètre effectifs D_e , l'albédo de diffusion simple $\bar{\omega}_0$ varie très peu entre ces deux longueurs d'onde et on observe alors que la réflectance bidirectionnelle à ces deux longueurs d'onde est relativement proche, contrairement aux "grands" diamètre effectifs De, où l'albédo de diffusion simple $\bar{\omega}_0$ varie beaucoup entre ces deux longueurs d'onde, ce qui entraîne une différence de réflectance bidirectionnelle entre ces deux longueurs d'onde qui va, de plus s'accentuer avec l'épaisseur optique τ_{ic} . Ces sensibilités, de rapports de réflectance bidirectionnelle ou différences de température de brillance, aux diamètres effectifs D_e peuvent également être présentées pour d'autres couples de longueurs d'onde et nous montrons, figures (4.12) et (4.13), deux autres couples de longueurs d'onde couramment utilisés.

Nous avons présenté, dans cette partie, notre étude des sensibilités des propriétés radiatives d'un nuage verticalement homogène, aux diamètres effectifs D_e et à l'épaisseur optique τ_{ic} . Ces sensibilités sont connues et très souvent exploitées pour inverser le diamètre effectif D_e et l'épaisseur optique τ_{ic} des nuages de la haute troposphère. Nous avons, néanmoins, réalisé ces études afin de nous assurer du bon fonctionnement de notre modèle et de la cohérence du modèle microphysique de cristaux que nous avons utilisé. Cela nous a permis, également, de faire le lien entre les sensibilités, des propriétés radiatives des nuages, aux diamètres effectifs D_e et les propriétés optiques de ces derniers.

Nous allons terminer cette étude en présentant quelques sensibilités, des propriétés

radiatives des nuages, à d'autres paramètres du modèle. Nous avons, en effet, supposé implicitement que l'ensemble des paramètres du modèle, autres que le diamètre effectif D_e et l'épaisseur optique τ_{ic} , étaient parfaitement connus. Nous allons, montré qu'une incertitude sur ces paramètres peut alors avoir un impact, plus ou moins important, sur l'inversion du diamètre effectif D_e ou de l'épaisseur optique τ_{ic} .

4.1.2 Sensibilités aux nombres de couches homogènes N_{ic}

Pour étudier les sensibilités des propriétés radiatives, des nuages verticalement homogènes, aux diamètres effectifs D_e , nous avons, considéré que 10 couches étaient nécessaires pour restituer correctement les propriétés radiatives des nuages. Nous allons, cependant, montré que celles-ci sont, en général, très peu sensibles aux nombres de couche N_{ic} utilisées pour décomposer le nuage. Nous donnons, figure (4.14), un exemple de nuage verticalement homogène avec un diamètre effectif D_e de 40 μm décomposé en une ou plusieurs



FIGURE 4.14 – Exemple de décomposition verticale d'un nuage homogène, dont le diamètre effectif D_e est de 40 μ m, en 1 (a), 2 (b), 4 (c) et 10 (d) couches.



FIGURE 4.15 – Réflectances bidirectionnelles à la longueur d'onde $\lambda = 1.6 \,\mu m$ (a) et à la longueur d'onde $\lambda = 2.2 \,\mu m$ (b), en fonction de la réflectance bidirectionnelle à la longueur d'onde $\lambda = 0.65 \,\mu m$, pour deux diamètres effectifs D_e et une épaisseur optique allant de de 0.1 à 9, pour des nuages verticalement homogènes décomposés en 1, 2, 4 et 10 couches

couches. Les figures (4.15) et (4.16), présentent les sensibilités, du rapport des réflectances bidirectionnelles (Fig. 4.15) et de la différence de températures de brillance (Fig. 4.16), aux nombres N_{ic} de couche. Nous pouvons observer que l'ensemble des courbes se confondent parfaitement pour le rapport de réflectances bidirectionnelles. De même, nous observons une très légère variation pour les courbes des différences de températures de brillance due



FIGURE 4.16 – Différences de température de brillance aux longueurs d'onde $\lambda = 8.5 \,\mu m$ et $\lambda = 12 \,\mu m$ (a) et aux longueurs d'onde $\lambda = 11 \,\mu m$ et $\lambda = 12 \,\mu m$ (b), en fonction de la température de brillance à la longueur d'onde $\lambda = 12 \,\mu m$, pour des nuages verticalement homogènes associés à deux diamètres effectifs D_e et pour une épaisseurs optiques τ_{ic} allant de de 0.1 à 9. Nuages décomposés respectivement en en 1, 2, 4 et 10 couches

principalement au profil de température (voir : Sensibilités au profil de température dans le nuage). Nous avons également étudié la sensibilité, du rapport angulaire de réflectances bidirectionnelles, figure (Fig. 4.17), et en avons déduit les mêmes conclusions.

Dans cette étude de sensibilité, nous avons montré que les propriétés radiatives, d'un nuage verticalement homogène, ne sont pas sensibles au nombre de couches N_{ic} utilisées pour décomposer le nuage. Néanmoins, cette conclusion reste relative, aux autres paramètres du modèle, que nous avons fixés au départ. En effet, bien que le nuage est verticalement homogène, en terme de diamètre effectif D_e et de contenu en glace, le profil, par exemple, de température ou de vapeur d'eau, à l'intérieur du nuage ne l'est pas forcément. Décomposer le nuage en une seul couche pourrait alors être insuffisant pour prendre en compte l'évolution de la température ou de la vapeur d'eau au sein du nuage. Or ces paramètres peuvent affecter les propriétés radiatives du nuage. C'est pour ces



FIGURE 4.17 – Variation du rapport γ , à la longueur d'onde $\lambda = 0.66 \,\mu m$, en fonction de l'angle de visée θ_v , associé à deux diamètre effectif D_e , et pour un angle azimutal ϕ_v fixé à 165° (a), 170° (b), 175° (c) et 180° (d). Nuages décomposés respectivement en en 1, 2, 4 et 10 couches

raisons que nous avons démarré nos études de sensibilités, des propriétés radiatives des nuages verticalement homogènes, aux diamètres effectifs D_e , en décomposant ces derniers en un nombre relativement important de couches.

4.1.3 Sensibilités au profil de température dans le nuage

Nous avons étudié les sensibilités, des propriétés radiatives des nuages, aux profils de température car ce paramètre contrôle, en partie, l'émission thermique et donc la température de brillance au sommet de l'atmosphère. Nous présentons, figure (4.18), un profil standard de température que nous avons légèrement modifié pour étudier la sensibilité, de la différence de température de brillance entre deux longueurs d'onde, à une perturbation du profil de température. Nous noterons, par la suite, ΔT_{top} et ΔT_{bot} une variation



FIGURE 4.18 – Variations de la température : au sommet du nuage (b), à la base du nuage (c) et simultanément à la base et au sommet du nuage (d), d'un profil de température standard (a).



du profil de température au sommet et à la base du nuage. La figure (4.19) montre

FIGURE 4.19 – Sensibilités, au profil de température, des différences de température entre les longueurs d'onde $\lambda = 8.5 \,\mu m$ et $\lambda = 12 \,\mu m$ et entre les longueurs d'onde $\lambda = 11 \,\mu m$ et $\lambda = 12 \,\mu m$, en fonction de la température de brillance à la longueur d'onde $\lambda = 12 \,\mu m$, pour des nuages verticalement homogènes associés à différents diamètres effectifs D_e et pour des épaisseurs optiques τ_{ic} allant de 0.1 à 9.

la sensibilité, de la différence de température entre les longueurs d'onde $\lambda = 8.5 \,\mu m$ et $\lambda = 12 \,\mu m$ et entre les longueurs d'onde $\lambda = 11 \,\mu m$ et $\lambda = 12 \,\mu m$, à une perturbation du profil de température, pour des nuages verticalement homogènes, associés à différents diamètres effectifs D_e . Nous pouvons remarquer que, de manière générale, la différence de température est relativement sensible à une perturbation du profil de température. Principalement, pour une variation de la température au sommet du nuage, où l'on observe les plus grands écarts de températures de brillance. Nous pouvons, également, noter que pour une augmentation ou une diminution ΔT de température au sommet du nuage, que la température de brillance au sommet de l'atmosphère tend approximativement, pour des épaisseurs optiques importantes, vers $T^s + \Delta T_{top}$ où T^s est la température au sommet du nuage de référence.

L'information essentielle que nous cherchons à montrer avec la figure (4.19) est qu'une incertitude sur le profil de température, même locale, peut engendrer des erreurs sur l'estimation du diamètre effectif D_e retrouvé à partir de la différence de température de brillance.

4.1.4 Sensibilités à l'altitude et à l'épaisseur géométrique du nuage

Nous avons également étudié la sensibilité de la différence de température de brillance à une variation de l'épaisseur géométrique ΔH (avec $\Delta H = z_{top} - z_{bot}$) et de l'altitude moyenne H (avec $H = z_{bot} + \Delta H/2$) du nuage. Nous présentons, tout d'abord, figures (4.20) et (4.21), la variation de la différence de température de brillance pour des modèles de nuage identique mais avec une épaisseur géométrique ΔH différente. Nous pouvons remarquer que nous avons une sensibilité similaire à celle obtenue, précédemment, pour une variation du profil de température. En effet, nous observons, pour de petites épaisseurs optiques τ_{ic} , une faible sensibilité de la différence de température à une variation de l'épaisseur géométrique ΔH du nuage. Contrairement, à des épaisseurs optiques τ_{ic} importantes où nous pouvons observer que la température de brillance, à la longueur



FIGURE 4.20 – Sensibilités des méthodes d'inversions basées sur l'infrarouge thermique à l'épaisseur géométrique du nuage. Simulations réalisées pour un nuage d'épaisseur géométrique $\Delta H = 1 \text{ km}$ et $\Delta H = 3 \text{ km}$.



FIGURE 4.21 – Même légende que figure (4.20) avec $\Delta H = 1 \text{ km et } \Delta H = 5 \text{ km}$.

d'onde $\lambda = 12 \,\mu m$, tend vers une température proche de celle associée au sommet du nuage (Fig. 3.7). Nous montrons, ensuite, figure (4.22) et (4.23), la variation de la température de brillance pour des modèles de nuage identiques mais avec une altitude moyenne H différente. Nous pouvons alors observer une sensibilité relativement importante, même pour de faibles épaisseurs optiques τ_{ic} , de la différence de température de brillance à une variation de l'altitude moyenne H du nuage. Cette sensibilité plus importante à une variation de l'altitude moyenne H, comparée à une variation de l'épaisseur géométrique ΔH , s'explique, en partie, par le fait que pour une variation de l'épaisseur géométrique ΔH avec une altitude moyenne H fixée, la température moyenne du nuage reste relativement constante car le profil vertical de température décroît de façon linéaire.



FIGURE 4.22 – Sensibilités des méthodes d'inversions basées sur l'infrarouge thermique à l'altitude du nuage. Simulations réalisées pour un nuage d'altitude moyenne H = 11.5 km et H = 10.5 km.



FIGURE 4.23 – Même légende que figure (4.22) avec H = 11.5 km et H = 12.5 km.

Nous avons également testé la sensibilité du rapport de réflectance bidirectionnelle à une variation de l'épaisseur géométrique ΔH et de l'altitude moyenne H du nuage. Nous montrons, par exemple, figures (4.24) et (4.25), la variation du rapport de réflectance bidirectionnelle en fonction de l'épaisseur géométrique ΔH (Fig. 4.24), puis de l'altitude moyenne H du nuage (Fig. 4.25). De manière générale, nous pouvons noter que, quelle que soit l'épaisseur optique τ_{ic} , ce rapport est très peu sensible, à une variation de l'épaisseur géométrique ΔH ou à une variation de l'altitude moyenne H du nuage. Cette propriété résulte principalement de la très faible absorption, pour ces bandes spectrales, par les différentes gaz présents dans l'atmosphère [Hong et al. (2007)].



FIGURE 4.24 – Sensibilités des méthodes d'inversions basées sur le visible, proche-infrarouge à l'épaisseur géométrique du nuage. Simulations réalisées pour un nuage d'épaisseur géométrique $\Delta H = 1 \text{ km et } \Delta H = 3 \text{ km}.$



FIGURE 4.25 – Sensibilités des méthodes d'inversions basées sur le visible, proche-infrarouge à l'altitude du nuage. Simulations réalisées pour un nuage d'altitude moyenne H = 11.5 km et H = 10.5 km.

4.2 Propriétés radiatives des nuages verticalement hétérogènes

Les méthodes d'inversion des propriétés macrophysiques et microphysiques des nuages de la haute troposphère sont basées sur l'hypothèse que les propriétés radiatives du nuage peuvent être représentées par un modèle de nuage verticalement homogène avec une forme et une taille spécifiques de cristaux [Platnick et al. (2003)]. Cependant, les observations in-situ montrent que ces nuages présentent, en règle général, une discontinuité importante dans la taille et la forme des cristaux entre le sommet et la base du nuage [Heymsfield et Iaquinta (2000)]. La question principale qui découle de ces observations et que nous allons aborder dans cette partie, est d'étudier si un modèle de nuage verticalement homogène avec une taille et une forme spécifique est capable de reproduire, quelque soit le domaine de longueur d'onde considéré, les propriétés radiatives du nuage. Autre-



FIGURE 4.26 – Variation à la longueur d'onde $\lambda = 1.6 \,\mu m$, pour quatre profils $D_L(a)$, de l'épaisseur optique $\tau^p(b)$, de l'albédo de diffusion simple $\bar{\omega}_0(c)$ et du facteur d'asymétrie g(d), en fonction de l'altitude.

ment dit, d'étudier la sensibilité de la réflectance bidirectionnelle et de la température de brillance à une hétérogénéité verticale en terme de forme et taille de cristaux. Dans ce but, nous avons défini, chapitre 3, un modèle de nuage permettant de décomposer celui-ci en couches homogènes associées à différents diamètres effectifs D_e [Baum et al. (2005a), Baum et al. (2005b)]. Les figures (4.26) et (4.27) présentent quelques exemples issus de ce modèle en montrant la variation verticale des propriétés optiques, comme l'albédo de diffusion simple $\bar{\omega}_0$ ou le facteur d'asymétrie g, en fonction de la répartition verticale des diamètres effectifs D_e (Fig. 4.26) ou de la longueur d'onde λ (Fig. 4.27). Il est clair d'après celles-ci qu'une augmentation du diamètre effectif D_e entre le sommet et la base du nuage s'accompagne principalement, d'un point de vue des propriétés optiques, par une variation de l'albédo de diffusion simple $\bar{\omega}_0$, qui diffère selon la longueur d'onde considérée.



FIGURE 4.27 – Exemple de variation à six longueurs d'onde, pour un profil D_L d'argument (160, 10) (a), de l'épaisseur optique τ^p (b), de l'albédo de diffusion simple $\bar{\omega}_0$ (c) et du facteur d'asymétrie g (d), en fonction de l'altitude.

Dans le visible et proche-infrarouge la différence entre les albédos de diffusion simple $\bar{\omega}_0$ s'accentue quand le diamètre effectif D_e augmente, contrairement aux longueurs d'onde de l'infrarouge thermique, où on note une différence entre les albédos de diffusion simple $\bar{\omega}_0$ maximum pour les "petits" diamètres effectifs D_e . Présenté de la sorte il est évident que la différence entre les réflectances bidirectionnelles ou entre les températures de brillance, à deux longueurs d'onde, utilisées généralement dans les méthodes d'inversions du diamètre effectifs D_e et de l'épaisseur optique τ_{ic} , ne va pas être sensible aux mêmes parties du nuage. Il en découle alors la question suivante : est-ce qu'il existe un modèle de nuage homogène, associé à un unique diamètre effectif D_e , équivalent en terme de propriétés radiatives?

Dans un premier temps, nous avons donc comparé les propriétés radiatives d'un nuage verticalement hétérogène avec différents cas de nuages verticalement homogènes en terme de diamètre effectif D_e . De ces comparaisons nous montrerons qu'il est impossible de trouver un diamètre effectif D_e dont les propriétés radiatives associées coïncident, quelles que soient la longueur d'onde ou l'angle de visée considérés, avec celles d'un nuage verticalement hétérogène. La problématique qui s'ensuit est alors de déterminer le nombre de couches N_{ic} c'est-à-dire le nombre de diamètres effectifs D_e nécessaires pour restituer correctement les propriétés radiatives du nuage. Puis finalement d'étudier la sensibilité de la réflectance bidirectionnelle ou de la température de brillance à une variation de l'épaisseur optique τ^p ou du diamètre effectif D_e^p associés à une couche p donnée dans le but de déterminer le nombre d'informations minimums nécessaire pour pouvoir retrouver les différents diamètres effectifs D_e . Autrement dit, quels sont les angles de visées et longueurs d'onde où la réflectance bidirectionnelle et la température de brillance donnent une indication sur le diamètre effectif D_e^p ou l'épaisseur optique τ^p d'une couche donnée.

Afin de garder un ensemble cohérent de simulations, nous avons utilisé les mêmes variables de référence, pour le profil standard, le nombre de couches N_{ic} , ... que celles présentées dans la partie consacrée aux propriétés radiatives d'un nuage verticalement homogène. La différence principale est qu'à présent nous faisons varier le profil vertical D_L en diamètres effectifs entre le sommet et la base du nuage. Concernant le profil en épaisseur optique τ^p , celui-ci vérifie toujours la condition suivante :

$$\sum \tau^p = \tau_{ic} \tag{4.3}$$

où τ_{ic} est l'épaisseur optique totale du nuage. Pour ce dernier, nous avons choisi de le laisser indépendant de l'altitude mais proportionnel à l'épaisseur géométrique de la couche considérée, afin de limiter, pour l'instant, le nombre de degrés de libertés.

4.2.1 Comparaison avec un nuage verticalement homogène

Considérons, dans un premier temps, un nuage verticalement hétérogène dont la répartition verticale des diamètres effectifs D_e est décrite par la fonction D_L d'argument (80,10) et dont l'épaisseur optique totale τ_{ic} est égale à 9. Nous avons volontairement commencé par une épaisseur optique relativement importante pour un nuage de la haute troposphère, en supposant que la sensibilité de la réflectance bidirectionnelle ou de la température de brillance, à l'hétérogénéité verticale serait d'autant plus importante que l'épaisseur optique totale τ_{ic} du nuage est grande. Néanmoins nous montrerons, ulté-



FIGURE 4.28 – Différence de réflectance bidirectionnelle Δr_b , en valeur absolue, à la longueur d'onde $\lambda = 0.65 \,\mu m$ pour un nuage verticalement hétérogène avec une fonction D_L d'argument (80, 10).

rieurement, que cette hypothèse n'est pas toujours vérifiée surtout dans l'infrarouge thermique où on observe une sensibilité importante pour de plus faibles épaisseurs optiques. A partir de cet exemple de nuage la difficulté est donc de déterminer si il existe ou non un modèle de nuage verticalement homogène, associé à un unique diamètre effectif D_e , dont les propriétés radiatives vont être équivalentes. Equivalentes dans le sens où la réflectance bidirectionnelle et la température de brillance restituées vont être "proches", quels que soient la longueur d'onde ou l'angle de visée considérés, de celles du nuage verticalement hétérogène. Nous noterons donc par la suite Δr_b et ΔT_b la différence de réflectance bidirectionnelle et de température de brillance entre le modèle de nuage verticalement hétérogène, dont la répartition verticale des cristaux est décrite par la fonction D_L d'argument (D_e^{bot} , D_e^{top}), et un modèle de nuage verticalement homogène associé à un unique diamètre effectif D_e .



FIGURE 4.29 – Différence de réflectance bidirectionnelle Δr_b à la longueur d'onde $\lambda = 0.65 \,\mu m$ pour un nuage verticalement hétérogène avec une fonction D_L d'argument (80,10).

En résumé, ces deux grandeurs s'écrivent :

$$\Delta r_b = r_b(D_e^{bot}, D_e^{top}) - r_b(D_e) \tag{4.4}$$

et

$$\Delta T_b = T_b(D_e^{bot}, D_e^{top}) - T_b(D_e).$$
(4.5)

Nous nous sommes intéressés, dans un premier temps, à la variation des grandeurs Δr_b et ΔT_b en fonction des angles de visée θ_v et ϕ_v . Tout d'abord, dans le visible à la longueur d'onde $\lambda = 0.65 \,\mu m$, où on montre, figure (4.28), la variation de la différence de réflectance bidirectionnelle Δr_b entre le nuage verticalement hétérogène et quatre cas de nuages verticalement homogènes. Pour ces derniers nous avons sélectionné principalement des cas associés à de "petits" diamètres effectifs D_{e} , pour lesquels la variation Δr_b est minimum (Fig. 4.29), excepté pour des angles de visée proches de l'angle solaire (θ_s , ϕ_s), qui sont, on le rappelle, de (30°, 180°), où on observe un minimum en Δr_b pour un diamètre effectif D_e de 120 μm . Cela résulte principalement du facteur d'asymétrie g qui est plus faible pour les "petits" diamètres effectifs situés au sommet du nuage (Fig. 4.27), ces derniers vont donc plus diffuser le rayonnement vers l'espace que les "grands" diamètres effectifs D_e et contribuer ainsi davantage à la réflectance bidirectionnelle au sommet de l'atmosphère. Pour des angles de visée proche de l'angle solaire, nous observons un minimum pour de plus grands diamètres effectifs D_e car les fonctions de phase associées à ces derniers présentent un "pic" de diffusion important autour de 180° comparé aux "petits" diamètres effectifs De (Fig. 3.3). Ces différentes observations dépendent donc fortement du modèle microphysique de cristaux de glace surtout pour l'allure de la fonction de phase autour de 180° qui est particulièrement sensible à la forme du cristal [Yang et Liou (1998)].

Nous avons ensuite réalisé le même type d'étude à d'autres longueurs d'onde, comme la longueur d'onde $\lambda = 2.11 \,\mu m$ (Fig. 4.30). A cette longueur d'onde, nous observons une sensibilité importante de la différence Δr_b par rapport au diamètre effectif D_e , contrairement à la longueur d'onde $\lambda = 0.65 \,\mu m$, où la différence Δr_b reste inférieure à 0.05 pour un intervalle important de "petits" diamètres effectifs D_e . Cette différence notable de sensibilité entre les deux longueurs d'onde est causée principalement par la variation verticale de l'albédo de diffusion simple $\bar{\omega}_0$ qui est très différente selon la longueur d'onde considérée (Fig. 4.27). En effet, à la longueur d'onde $\lambda = 0.65 \,\mu m$, la glace n'est pas absorbante, et l'albédo de diffusion $\bar{\omega}_0$ est constant en fonction de la variation verticale du



FIGURE 4.30 – Même légende que figure (4.28) avec $\lambda = 2.11 \, \mu m$.

diamètre effectif D_e . La différence de réflectance bidirectionnelle Δr_b entre le nuage verticalement hétérogène et un nuage verticalement homogène associé à un unique diamètre effectif D_e , reste donc relativement faible pour une épaisseur optique totale τ_{ic} de 9, car à chaque diamètre effectif correspond le même albédo de diffusion simple $\bar{\omega}_0$. Par contre à la longueur d'onde $\lambda = 2.11 \,\mu m$, l'albédo de diffusion simple $\bar{\omega}_0$ varie verticalement, allant de 1 pour les "petits" diamètres effectifs D_e à 0.8 pour les "grands" diamètres effectifs D_e (Fig. 4.26 et 4.27) et le nombre de nuages verticalement homogènes, associés à un unique diamètre effectif D_e , équivalent en terme de réflectance bidirectionnelle au nuage hétérogène, est beaucoup plus faible. En effet, il apparaît clairement, figure (4.30), que



FIGURE 4.31 – Même légende que figure (4.28) avec $\lambda = 8.55 \,\mu m$.

seul le nuage verticalement homogène avec un diamètre effectif D_e de 30 μm possède, à la longueur d'onde $\lambda = 2.11 \,\mu m$, une réflectance bidirectionnelle équivalente, qui se traduit donc par une différence Δr_b inférieure à 0.05. Pour les autres cas de nuages homogènes, la différence Δr_b est beaucoup plus importante et va s'accentuer avec l'épaisseur optique totale τ_{ic} du nuage. D'autre part il est à noter que, contrairement à la longueur d'onde $\lambda = 0.65 \,\mu m$, on n'observe pas pour des angles de visée proches de l'angle solaire une différence Δr_b importante, car à la longueur d'onde $\lambda = 2.11 \,\mu m$ les fonctions de phase présentent un pic de diffusion à 180° qui varie beaucoup moins en fonction du diamètre effectif D_e qu'à la longueur d'onde $\lambda = 0.65 \,\mu m$ (Fig. 3.3). Nous avons également mené



FIGURE 4.32 – Même légende que figure (4.28) avec $\lambda = 12.04 \, \mu m$.

le même type d'étude à la longueur d'onde $\lambda = 1.62 \,\mu m$ et les résultats et interprétations qui en résultes sont similaires à ceux obtenus à la longueur d'onde $\lambda = 2.11 \,\mu m$, excepté que la différence Δr_b est en règle générale plus faible car l'albédo de diffusion simple $\bar{\omega}_0$ présente une variation moins importante en fonction du diamètre effectif D_e qu'à la longueur d'onde $\lambda = 2.11 \,\mu m$ (Fig. 4.26 et 4.27).

Dans l'infrarouge thermique, aux longueurs d'ondes $\lambda = 8.55 \,\mu m$ et $\lambda = 12.04 \,\mu m$, la différence ΔT_b des températures de brillance entre le nuage verticalement hétérogène et des nuages verticalement homogènes associés à un unique diamètre effectif D_e , est minium, comparé à l'ensemble des angles de visée, pour des diamètres effectifs D_e de $10 \,\mu m$ et $20 \,\mu m$ (Fig. 4.31 et 4.32). A ces longueurs d'onde les résultats obtenus sont cependant plus difficilement interprétables qu'aux longueurs d'onde du visible et proche-infrarouge car la différence ΔT_b dépend, non seulement, du profil vertical du facteur d'asymétrie g et de l'albédo de diffusion simple $\bar{\omega}_0$, mais également du profil vertical de température. Néanmoins pour une épaisseur optique importante ($\tau_{ic} = 9$), les couches supérieures du nuage masquent les couches sous-jacentes et la température de brillance, au sommet de l'atmosphère, dépend alors principalement des "petits" diamètres effectifs D_e présents au sommet du nuage. La différence ΔT_b est par conséquent minimum pour des nuages verticalement homogènes associés à de "petits" diamètres effectifs D_e qui coïncident avec les diamètres effectifs D_e présents au sommet du nuage verticalement homogènes.

Nous avons, jusqu'à présent, insisté sur la différence en réflectance bidirectionnelle Δr_b et en température de brillance ΔT_b entre un nuage verticalement hétérogène et des nuages verticalement homogènes, à différents angles de visée. Pour cela, nous avons utilisé une épaisseur optique relativement importante pour des nuages de la haute troposphère, en supposant que la sensibilité de la réflectance bidirectionnelle ou de la température de brillance, à l'hétérogénéité verticale serait d'autant plus importante que l'épaisseur optique est importante. Nous avons donc poursuivi cette étude par des tests de sensibilité, des différences Δr_b et ΔT_b , à l'épaisseur optique totale τ_{ic} , en commençant, comme précédemment, par la longueur d'onde $\lambda = 0.65 \,\mu m$ (Fig. 4.33). A cette longueur d'onde,



FIGURE 4.33 – Différence de réflectance bidirectionnelle Δr_b , en valeur absolue, à la longueur d'onde $\lambda = 0.65 \,\mu m$ pour un nuage verticalement hétérogène avec une fonction D_L d'argument (80, 10), en fonction de l'épaisseur optique totale τ_{ic} et de l'angle zénithal de visée θ_v .

nous retrouvons les propriétés radiatives décrites précédemment, à savoir que la différence Δr_b est relativement faible, quelle que soit l'épaisseur optique τ_{ic} , pour un intervalle important de nuages verticalement homogènes, associés à de "petits" diamètres effectifs D_e . Intervalle qui s'étend à l'ensemble des diamètres effectifs D_e pour des épaisseurs optiques, τ_{ic} inférieures à 2, où la différence Δr_b ne dépasse pas 0.05. On a donc une sensibilité, à la longueur d'onde $\lambda = 0.65 \,\mu m$, de la réflectance bidirectionnelle, relativement faible par rapport à l'hétérogénéité verticale en diamètre effectif D_e . Cette dernière résulte principalement de l'invariance de l'albédo de diffusion simple $\bar{\omega}_0$ en fonction du diamètre effectif D_e , qui explique le nombre important de nuages verticalement homogènes avec un diamètre effectif D_e , équivalent en terme de réflectance bidirectionnelle. En effet, dans le



Difference de reflectance Δr_1 (2.11µm)

FIGURE 4.34 – Même légende que figure (4.33) avec $\lambda = 2.11 \, \mu m$.

proche-infrarouge, à la longueur d'onde $\lambda = 2.11 \,\mu m$, l'albédo de diffusion simple $\bar{\omega}_0$ dépend par contre du diamètre effectif D_e , contrairement à la longueur d'onde $\lambda = 0.65 \,\mu m$ (Fig. 4.26 et 4.27), et on observe alors rapidement, avec l'augmentation de l'épaisseur optique τ_{ic} , des différences Δr_b importantes entre le nuage verticalement hétérogène et des nuages verticalement homogènes, associés à un unique diamètre effectif D_e (Fig. 4.34). Excepté avec un diamètre effectif D_e de 30 μm , où la différence Δr_b reste inférieure à 0.03, quels que soient l'angle de visée et l'épaisseur optique τ_{ic} considérés. Ce nuage possède donc, à la longueur d'onde $\lambda = 2.11 \,\mu m$, des propriétés radiatives, en terme de réflectance bidirectionnelle au sommet de l'atmosphère, équivalentes au nuage verticalement hétérogène, dont la répartition verticale des cristaux est, on le rappelle, décrite par la fonction



Difference de temperature de brillance ΔT_1 (8.55µm)

FIGURE 4.35 – Même légende que figure (4.33) avec $\lambda = 8.55 \, \mu m$.

 D_L d'argument (80, 10), et avec un profil τ^p en épaisseur optique constant dans le nuage. L'information essentielle à retenir des figures, (Fig. 4.33) et (Fig. 4.34), est que de manière générale, aux longueurs d'onde $\lambda = 0.65 \,\mu m$ et $\lambda = 2.11 \,\mu m$, la variation de la différence de réflectance bidirectionnelle Δr_b en fonction de l'épaisseur optique τ_{ic} est relativement linaire car l'augmentation de l'épaisseur optique τ_{ic} a surtout pour effet d'accentuer la différence Δr_b entre les propriétés radiatives du nuage verticalement hétérogène et homogène.

Dans l'infrarouge thermique (Fig. 4.35 et 4.36), aux longueurs d'onde $\lambda = 8.55 \,\mu m$ et $\lambda = 12.04 \,\mu m$, l'évolution de la différence de température de brillance Δt_b en fonction de l'épaisseur optique τ_{ic} est plus complexe à interpréter car elle dépend d'un plus grand



Difference de temperature de brillance ΔT_1 (12.04µm)

FIGURE 4.36 – Même légende que figure (4.33) avec $\lambda = 12.04 \, \mu m$.

nombre de paramètres. Nous pouvons, en effet, observer à la longueur d'onde $\lambda = 8.55 \,\mu m$ (Fig. 4.35) et pour un angle $\theta_v = 10^\circ$ par exemple, que la différence de température de brillance Δt_b va, tout d'abord, augmenter entre une épaisseur optique τ_{ic} proche de 0 à une épaisseur optique proche de 3, pour ensuite décroître pour des épaisseurs optiques τ_{ic} plus importantes. La difficulté principale de l'infrarouge thermique est que la différence de température de brillance Δt_b dépend, non seulement, du profil vertical de diamètres effectifs D_e^p , c'est-à-dire des propriétés optiques associées, mais également de l'émission thermique qui est fonction, on le rappelle, de la température et de l'albédo de diffusion simple $\bar{\omega}_0$, ces grandeurs étant, de plus, couplées entre-elles. Néanmoins, l'information essentielle à retenir des figures, (Fig. 4.35), (Fig. 4.36) et (Fig. 4.37), est que, contrairement aux longueurs d'onde du visible et du proche infrarouge, même si on trouve un modèle de nuage verticalement homogène équivalent en terme de propriétés radiatives à un nuage



FIGURE 4.37 – Variation de Δr_b , à la longueur d'onde $\lambda = 0.65 \,\mu m$, en fonction du diamètre effectif D_e associé au modèle de nuage verticalement homogène, pour 12 profils D_L , et 2 angles de visée : ($\theta_v = 30^\circ, \phi_v = 180^\circ$) et ($\theta_v = 0^\circ, \phi_v = 180^\circ$).

verticalement hétérogène pour une épaisseur optique τ_{ic} donnée, il n'est pas évident que ce modèle marche pour une autre épaisseur optique τ_{ic} .

Nous avons étudié, les différences entre les propriétés radiatives d'un modèle de nuage verticalement hétérogène avec une répartition verticale des diamètres effectifs D_L d'argument (80, 10) et un ensemble de modèles de nuages verticalement homogènes, tout d'abord en fonction des angles de visée θ_v et ϕ_v , puis en fonction de l'épaisseur optique totale τ_{ic} du nuage. L'étape suivante a été d'étendre ces analyses à d'autres cas de nuages verticalement hétérogènes. Nous présentons, figures (4.38), (4.39), (4.40) et (4.41), la variation de Δr_b et Δt_b , à 6 longueurs d'onde : $\lambda = 0.65 \,\mu m$, $\lambda = 8.55 \,\mu m$, $\lambda = 1.62 \,\mu m$, $\lambda = 11.03 \,\mu m$, $\lambda = 2.11 \,\mu m$ et $\lambda = 12.04 \,\mu m$, en fonction du diamètre effectif D_e associé au modèle de nuage verticalement homogène, pour 6 profils D_L , 2 angle de visée (θ_v, ϕ_v) et 2 épaisseurs optiques τ_{ic} . Ces figures mettent en évidence l'impossibilité pour certains nuages verticalement hétérogènes de trouver un modèle de nuage verticalement homogène dont les propriétés radiatives sont identiques, quels que soient la longueur d'onde λ ou l'angle de visée (θ_v, ϕ_v).



FIGURE 4.38 – Variation de Δr_b et Δt_b , à 6 longueurs d'onde : $\lambda = 0.65 \,\mu m$ (a), $\lambda = 8.55 \,\mu m$ (b), $\lambda = 1.62 \,\mu m$ (c), $\lambda = 11.03 \,\mu m$ (d), $\lambda = 2.11 \,\mu m$ (e) et $\lambda = 12.04 \,\mu m$ (f), en fonction du diamètre effectif D_e associé au modèle de nuage verticalement homogène, pour 6 profils D_L , 1 angle de visée ($\theta_v = 0^\circ, \phi_v = 180^\circ$) et 1 épaisseur optique totale $\tau_{ic} = 9$.



FIGURE 4.39 – Même légende que figure (4.38) avec un angle de visée ($\theta_v = 30^\circ, \phi_v = 180^\circ$).



FIGURE 4.40 – Même légende que figure (4.38) avec une épaisseur optique $\tau_{ic} = 0.9$.



FIGURE 4.41 – Même légende que figure (4.38) avec une épaisseur optique $\tau_{ic} = 0.9$ et un angle de visée $(\theta_v = 30^\circ, \phi_v = 180^\circ)$.

Nous avons comparé les propriétés radiatives des nuages verticalement hétérogènes et homogènes en fonction des angles de visée (θ_v, ϕ_v) et des longueurs d'onde λ . Il est également intéressant de comparer les propriétés radiatives de ces nuages en fonction du rapport de réflectance bidirectionnelle entre deux angles de visée (θ_v, ϕ_v) ou en fonction de la différence de réflectance bidirectionnelle et de température de brillance entre deux longueurs d'onde, car nous avons montré dans la partie dédiée aux propriétés radiatives des nuages verticalement homogènes (cf. 4.1) que ces variables étaient couramment utilisées pour retrouver le diamètre effectifs D_e . Nous présentons, tout d'abord, figure (4.42), la variation du rapport γ (Eq. 4.2), aux longueurs d'onde $\lambda = 0.65 \, \mu m$ et $\lambda = 2.11 \, \mu m$, en fonction de l'angle zénithal de visée θ_v pour des nuages verticalement hétérogènes et homogènes. Nous pouvons remarquer, de manière générale, que pour les modèles de nuages verticalement hétérogènes avec des "petits" diamètres effectifs De au sommet du nuage, que la variation du rapport *gamma* en fonction de l'angle zénithal θ_v est plus faible comparée à des modèles de nuages verticalement homogènes. Nous pouvons expliquer cette propriété à l'aide des fonctions de phase P_{11} associées aux différents diamètres effectifs D_e (Fig. 3.3) car les "petits" diamètres effectifs D_e sont associés à des fonctions de phase relativement "planes" aux grands angles de diffusion ce qui entraîne une variation plus faible en fonction de l'angle zénithal θ_v . Figure (4.43), nous présentons la variation de la réflectance bidirectionnelle aux longueurs d'onde $\lambda = 1.6 \,\mu m$ et $\lambda = 2.11 \,\mu m$ en fonction de la réflectance bidirectionnelle à la longueur d'onde $\lambda = 0.65 \,\mu m$, pour des nuages verticalement hétérogènes et homogènes. Nous observons que pour des nuages verticalement hétérogènes avec des "petits" diamètres effectifs D_e au sommet du nuage, que le rapport de réflectances bidirectionnelles est plus faible comparé à des modèles de nuages verticalement homogènes. Cette propriétés s'explique, en partie, par la variation de l'albédo de diffusion simple $\bar{\omega}_0$ en fonction des diamètres effectifs D_e (Fig. 3. 2) car se sont les "grands" diamètres effectifs D_e qui vont principalement entraîner une différence de réflectance bidirectionnelles entre les longueurs $\lambda = 1.6 \,\mu m$ et $\lambda = 0.65 \,\mu m$ et entre les longueurs $\lambda = 2.11 \, \mu m$ et $\lambda = 0.65 \, \mu m$ car l'albédo de diffusion simple $\bar{\omega}_0$ varie beaucoup, pour ces derniers, à ces longueurs d'onde. Nous montrons, également, figure (4.44), la différence de température de brillance entre les longueurs $\lambda = 8.55 \, \mu m$ et $\lambda = 12.04 \, \mu m$ et entre les longueurs $\lambda = 11.55 \,\mu m$ et $\lambda = 12.04 \,\mu m$, en fonction de la température de brillance à $\lambda = 12.04 \,\mu m$, pour des nuages verticalement hétérogènes et homogènes. Nous pouvons également expliquer la différence de température de brillance à l'aide de la variation de l'albédo de diffusion simple $\bar{\omega}_0$ en fonction des diamètres effectifs D_e (Fig. 3. 2). Contrairement, au rapport de réflectance bidirectionnelles, se sont les "petits" diamètres effectifs D_e qui vont principalement entraîner une différence de température entre les longueurs $\lambda = 8.55 \,\mu m$ et $\lambda = 12.04 \,\mu m$ et entre les longueurs $\lambda = 11.55 \,\mu m$ et $\lambda = 12.04 \,\mu m$ car l'albédo de diffusion simple $\bar{\omega}_0$ varie beaucoup, pour ces derniers, à ces longueurs d'onde.


FIGURE 4.42 – Variation du rapport γ , aux longueurs d'onde : $\lambda = 0.65 \,\mu m$ ((a), (c), (d)) et $\lambda = 2.11 \,\mu m$ ((b), (d), (f)), en fonction de l'angle zénithal de visée θ_v , pour 14 profils D_L avec 6 profils D_L correspondant à des nuages homogènes ((c), (d)). L'épaisseur optique totale τ_{ic} du nuage est fixée à 3.



FIGURE 4.43 – Variation de la réflectance bidirectionnelle r_b à la longueur d'onde $\lambda = 1.6 \ \mu m$ et $\lambda = 2.2 \ \mu m$ en fonction de la réflectance bidirectionnelle r_b à la longueur d'onde $\lambda = 0.65 \ \mu m$, pour 18 profils D_L avec 6 profils D_L correspondant à des nuages homogènes ((c), (d)).



FIGURE 4.44 – Variation de la différence de température de brillance entre les longueurs $\lambda = 8.55 \,\mu m$ et $\lambda = 12.04 \,\mu m$ et entre les longueurs $\lambda = 11.55 \,\mu m$ et $\lambda = 12.04 \,\mu m$, en fonction de la température de brillance à $\lambda = 12.04 \,\mu m$, pour 18 profils D_L avec 6 profils D_L correspondant à des nuages homogènes ((c), (d)).

4.2.2 Décomposition verticale du nuage en plusieurs couches homogènes

Des études précédentes sur la comparaison entre des modèles de nuages verticalement hétérogènes et homogènes, nous avons montré qu'il n'existe pas toujours, quels que soient la longueur d'onde ou l'angle de visée considérés, un modèle de nuage verticalement homogène avec les même propriétés radiatives qu'un nuage verticalement hétérogène. Le problème est alors d'établir le nombre minimum de couches N_{ic} , c'est-à-dire de diamètres effectifs D_e , nécessaires pour reproduire correctement les propriétés radiatives d'un nuage verticalement hétérogène. Pour cela, dans une première approche, nous avons comparé directement les propriétés radiatives d'un modèle de nuage décomposé en N_{ic} couches et un modèle de nuage verticalement hétérogène de référence (Fig. 4.20). Pour ce dernier, nous avons déterminé de façon empirique que pour un nuage verticalement hétérogène, 10 couches sont suffisantes pour reproduire correctement les propriétés radiatives du nuage.



FIGURE 4.45 – Exemple d'un nuage verticalement hétérogène, en terme de diamètres effectifs D_e , définit par une fonction D_L d'argument (160,10), décomposé respectivement en 2 (a), 4 (b), 6 (c) et 10 (d) couches homogènes, d'épaisseur géométrique constante.

Nous avons alors utilisé deux nouvelles variables Δr_b et Δt_b , telles que :

$$\Delta r_b = r_b (N_{ic} = n) - r_b (N_{ic} = 10) \quad \text{avec} \quad n = 1, 2, \dots, 10 \tag{4.6}$$

et

$$\Delta t_b = t_b (N_{ic} = n) - t_b (N_{ic} = 10) \quad \text{avec} \quad n = 1, 2, \dots, 10 \cdots$$
(4.7)

Ces variables vont également dépendre de la longueur d'onde λ et de l'angle de visée (θ_v, ϕ_v) . Pour $N_{ic} = 1$, le nuage verticalement hétérogène est donc modélisé par un nuage verticalement homogène associé à un diamètre effectif D_e , tel que (Eq. 3.6) :

$$D_e = \frac{1}{\Delta H} \int_{z^{bot}}^{z^{top}} D_L(z).dz$$
(4.8)

Dans ce cas particulier, les variables Δr_h et Δt_h correspondent alors à la comparaison des propriétés radiatives des nuages verticalement hétérogènes et homogènes (cf. 4.2.1). D'autre part, pour décomposer verticalement le nuage nous nous limiterons, dans une première approche, au cas où les couches sont de même épaisseur géométrique. Nous présentons, figure (4.46) et (4.47), la différence de réflectance bidirectionnelle Δr_b et de température de brillance Δt_b , en fonction du nombre N_{ic} de couche, pour des nuages verticalement hétérogènes avec une épaisseur optique totale $\tau_{ic} = 9$. Nous retrouvons certaines propriétés décrites dans l'étude des comparaisons des propriétés radiatives des nuages homogènes et hétérogènes (cf. 4.2.1). A la longueur d'onde $\lambda = 0.65 \,\mu m$, pour un angle de visée (θ_v, ϕ_v) égal à $(0^\circ, 180^\circ)$, la différence de réflectance bidirectionnelle Δr_h est faible, quel que soit le nombre N_{ic} , car l'albédo de diffusion simple $\bar{\omega}_0$, à cette longueur d'onde, ne dépend pas du diamètre effectif D_e . Cependant, pour un angle de visée (θ_v, ϕ_v) égal à $(30^\circ, 180^\circ)$ nous pouvons observer un Δr_b plus important pour de petits N_{ic} car la fonction de phase P_{11} est sensible, aux angles de diffusion proche de 180°, aux diamètres effectifs D_e (Fig. 3.3). Pour les longueurs d'onde du proche infrarouge, nous remarquons un Δr_b important pour $N_{ic} = 1$ mais qui s'atténue rapidement avec l'augmentation de N_{ic} . Dans l'infrarouge thermique, à cette épaisseur optique, la différence de température de brillance Δt_b reste relativement faible, même pour des modèles de nuages constitués de 1 ou 2 couches. Nous montrons, également, figure (4.48) et (4.49), la différence de réflectance bidirectionnelle Δr_b et de température de brillance Δt_b , en fonction du nombre N_{ic} de couche, pour des nuages verticalement hétérogènes avec une épaisseur optique totale $\tau_{ic} = 0.9$. Nous pouvons observer, de manière générale, que la différence de réflectance bidirectionnelle Δr_b ou de température de brillance Δt_b , entre un nuage verticalement hétérogène décomposé en N_{ic} couches et 10 couches, est relativement faible, même pour des modèles de nuages constitués de 1 ou 2 couches. Pour un nuage verticalement hétérogène avec une faible épaisseur optique τ_{ic} , il existe par conséquent un modèle de nuage verticalement homogène, avec un diamètre effectif D_e calculé à partir de la relation (4.6), dont les propriétés radiatives sont équivalentes.



FIGURE 4.46 – Différence de réflectance bidirectionnelle Δr_b et de température de brillance Δt_b en fonction du nombre N_{ic} de couches homogènes intervenant dans la décomposition du nuage hétérogène, pour six profils D_L et six longueurs d'onde : $\lambda = 0.65 \,\mu m$ (a), $\lambda = 8.55 \,\mu m$ (b), $\lambda = 1.62 \,\mu m$ (c), $\lambda = 11.03 \,\mu m$ (d), $\lambda = 2.11 \,\mu m$ (e) et $\lambda = 12.04 \,\mu m$ (f). L'épaisseur optique totale τ_{ic} du nuage est fixée à 9 et les angles de visée (θ_v, ϕ_v) à (0°, 180°).



FIGURE 4.47 – Même légende que figure (4.46) avec un angle de visée (θ_v, ϕ_v) fixé à $(30^\circ, 180^\circ)$.



FIGURE 4.48 – Même légende que figure (4.46) avec une épaisseur optique totale τ_{ic} du nuage fixée à 0.9.



FIGURE 4.49 – Même légende que figure (4.46) avec une épaisseur optique totale τ_{ic} du nuage fixée à 0.9 et un angle de visée (θ_v , ϕ_v) à (30°, 180°).

Afin de déterminer le nombre minimum de paramètres nécessaires pour reproduire correctement les propriétés radiatives d'un nuage verticalement hétérogène, nous avons comparé les propriétés radiatives entre un modèle de nuage verticalement hétérogène de référence et un modèle de nuage décomposé en N_{ic} couches. Pour le nuage de référence nous avons déterminé, au préalable, que 10 couches sont suffisantes pour reproduire correctement les propriétés radiatives du nuage. Notre première approche a alors été de décomposer le nuage en N_{ic} couches de même épaisseur géométrique. Nous allons également présenter le cas particulier où le nuage est décomposé en deux couches mais d'épaisseur géométrique variable (Fig. 4.50). Le diamètre effectif D_e^p associé à une couche p donnée est déterminé en intégrant le fonction D_L , tel que :



$$D_{e}^{p} = \frac{1}{\Delta z^{p}} \int_{z^{p}}^{z^{p-1}} D_{L}(z).dz$$
(4.9)

FIGURE 4.50 – Exemple d'un nuage verticalement hétérogène, en terme de diamètres effectifs D_e , définit par une fonction D_L d'argument (160,10), décomposé respectivement en 2 (a), 4 (b), 6 (c) et 10 (d) couches homogènes, d'épaisseur géométrique variable.

où $\Delta z^p = z^{p-1} - z^p$ est l'épaisseur géométrique de la couche p. Pour cette étude, nous noterons z_m l'altitude de l'interface délimitant les deux couches du modèle de nuage. Comme précédemment, nous présentons, tout d'abord figure (4.51) et (4.52), la variation de la différence de réflectance bidirectionnelle Δr_b (Eq. 4.4) et de température de brillance Δt_b (Eq. 4.5) en fonction de l'altitude z_m , pour des nuages verticalement hétérogènes avec une épaisseur optiques $\tau_{ic} = 9$. Nous pouvons observer, de manière générale, pour l'ensemble des longueurs d'onde présentées, que la différence de réflectance bidirectionnelle Δr_h et de température de brillance Δt_h est minimum pour une altitude z_m de 11.5 km. Autrement-dit, pour un modèle de nuage verticalement hétérogène composé de deux couches, la décomposition verticale du nuage qui présente le minimum de différence de réflectance bidirectionnelle Δr_b et de température de brillance Δt_b est un modèle de nuage décomposé en deux couches de même épaisseur géométrique. Nous présentons, également, figure (4.53) et (4.54), la variation de la différence de réflectance bidirectionnelle Δr_b (Eq. 4.4) et de température de brillance Δt_b (Eq. 4.5) en fonction de l'altitude z_m , pour des nuages verticalement hétérogènes avec une épaisseur optiques $\tau_{ic} = 0.9$. Pour cette épaisseur optique, nous notons une sensibilité relativement faible de la différence de réflectance bidirectionnelle Δr_b et de température de brillance Δt_b , à la décomposition verticale du nuage.



FIGURE 4.51 – Différence de réflectance bidirectionnelle Δr_b et de température de brillance Δt_b en fonction de z_m , pour six profils D_L et six longueurs d'onde : $\lambda = 0.65 \,\mu m$ (a), $\lambda = 8.55 \,\mu m$ (b), $\lambda = 1.62 \,\mu m$ (c), $\lambda = 11.03 \,\mu m$ (d), $\lambda = 2.11 \,\mu m$ (e) et $\lambda = 12.04 \,\mu m$ (f). L'épaisseur optique totale τ_{ic} du nuage est fixée à 9 et les angles de visée (θ_v , ϕ_v) à (0°, 180°).



FIGURE 4.52 – Même légende que figure (4.51) avec un angle de visée (θ_v, ϕ_v) fixé à $(30^\circ, 180^\circ)$.



FIGURE 4.53 – Même légende que figure (4.51) avec une épaisseur optique totale τ_{ic} du nuage fixée à 0.9.



FIGURE 4.54 – Même légende que figure (4.51) avec une épaisseur optique totale τ_{ic} du nuage fixée à 0.9 et un angle de visée (θ_v , ϕ_v) à (30°, 180°).

4.2.3 Sensibilités à une variation de l'épaisseur optique τ^p

Nous avons montré, précédemment, que le problème fondamental dans l'étude des propriétés radiatives des nuages de la haute troposphère est, d'une part, de déterminer le nombre de couches, et donc de paramètres, indispensables pour reproduire correctement les propriétés radiatives de ces derniers, et d'autre part, de s'interroger sur la façon de retrouver ces paramètres à partir par exemple de réflectances bidirectionnelles ou de températures de brillance mesurées au niveau d'un satellite. Afin de déterminer le nombre de paramètres nécessaires, notre première approche a été de comparer directement les propriétés radiatives entre des modèles de nuages verticalement hétérogènes présentant la même répartition verticale des cristaux mais avec une décomposition verticale du nuage plus ou moins fine (cf. 4.2.2). Cependant le désavantage de cette approche est qu'elle



FIGURE 4.55 – Même légende que figure (4.27) mais présentant, de plus, une variation $d\tau^p$ de l'épaisseur optique associée à la couche p.

ne nous renseigne pas sur l'effet associé à chaque couche p, c'est-à-dire à chaque diamètre effectif D_e , sur la réflectance bidirectionnelle ou sur la température de brillance, et par conséquent, sur la façon de retrouver ces derniers. Pour remédier à cela, nous avons abordé le problème différemment en cherchant à mettre en évidence les sensibilités de la réflectance bidirectionnelle ou de la température de brillance à une variation des propriétés optiques associées à une couche p donnée. Il est, par exemple, intéressant de rechercher si il existe, quelle que soit la répartition verticale des diamètres effectifs D_e , une fonction "poids", notée f, telle que :



$$D_e^*(\lambda, \theta_v, \phi_v) = \int_0^{\tau_{ic}} f(\lambda, \theta_v, \phi_v) . D_e(\tau^p) d\tau^p$$
(4.10)

FIGURE 4.56 – Fonction ω_{r_b} en valeur absolue, à la longueur d'onde $\lambda = 0.65 \,\mu$ m, pour $\tau_{ic} = 3$, en fonction de l'angle zénithal de visée θ_v , pour quatre profils D_L d'argument : (10, 10) (a), (40, 10) (b), (80, 10) (c) et (160, 10) (d). L'angle azimutal de visée ϕ_v est égal à l'angle azimutal solaire ϕ_s , soit 180°.

où D_e^* est le diamètre effectif "moyen" associé à un modèle de nuage verticalement homogène, dont la réflectance bidirectionnelle ou la température de brillance, à une longueur d'onde λ et un angle de visée (θ_v, ϕ_v) donnés, serait identique à celle du nuage verticalement hétérogène [Platnick (2000)].

Dans le visible et proche infrarouge, afin de mettre en évidence les sensibilités, de la réflectance bidirectionnelle, à une variation $d\tau^p$ de l'épaisseur optique dans la couche p (Fig. 4.55), nous avons défini une fonction normalisée, que nous noterons par la suite ω_{r_b} , telle que :

$$\omega_{r_b} = \lim_{d\tau^p \to 0} \frac{r_b(\tau_{ic} + d\tau^p) - r_b(\tau_{ic})}{\frac{d\tau^p}{r_b(\tau_{ic})}}$$
(4.11)

où $r_b(\tau_{ic})$ et $r_b(\tau_{ic} + d\tau^p)$ sont respectivement les réflectances bidirectionnelles pour un nuage d'épaisseur optique τ_{ic} et $\tau_{ic} + d\tau^p$. Nous présentons, figures (4.56), (4.57) et (4.58),



FIGURE 4.57 – Même légende que figure (4.56) avec $\lambda = 1.62 \, \mu m$.

la variation de la fonction ω_{r_b} , pour une épaisseur optique $\tau_{ic} = 3$, aux longueurs d'onde $\lambda = 0.65 \,\mu m$ (Fig. 4.56), $\lambda = 1.62 \,\mu m$ (Fig. 4.57) et $\lambda = 2.11 \,\mu m$ (Fig. 4.58), en fonction de la couche *p* et de l'angle de visée θ_v , pour quatre profils verticaux de diamètres effectifs D_e . Les propriétés de cette fonction sont en accord avec celles attendues d'une fonction poids *f*, définie par la relation (4.10) et cette dernière semble donc être une "bonne" candidate. En effet, nous pouvons, remarquer que la fonction ω_{r_b} , pour un nuage dont la répartition verticale des cristaux est décrite par la fonction D_L d'argument (10, 10), est constante, quel que soit l'angle de visée θ_v , en fonction de la couche *p* considérée. Chaque couche *p* ou diamètre effectif D_e^p , est donc associé à une même valeur ω_{r_b} , et le diamètre effectif "moyen" D_e^* est égal, d'après la relation (4.10), à 10 \,\mu m. Autrement dit, la réflectance bidirectionnelle obtenue avec un modèle de nuage verticalement homogène comprenant une seule couche *p* et un diamètre effectif $D_e^p = 10 \,\mu m$, est identique à celle obtenue avec un nuage dont la répartition verticale des cristaux est décrite par la fonction D_L d'argument (10, 10). Nous



FIGURE 4.58 – Même légende que figure (4.56) avec $\lambda = 2.11 \, \mu m$.

retrouvons, par conséquent, une propriété décrite dans l'étude des propriétés radiatives des nuages verticalement homogènes, à savoir que la réflectance bidirectionnelle n'est pas sensible au nombre de couches utilisé dans le modèle de nuage. D'autre part, ces résultats confirment, également, les différentes analyses présentées dans l'étude sur la comparaison des propriétés radiatives entre des nuages verticalement hétérogène et homogène (cf. 4.2.1). Nous pouvons, en effet, remarquer que, de manière générale, pour un nuage verticalement hétérogène, ce sont les "petits" diamètres effectifs D_e au sommet du nuage qui affectent principalement la réflectance bidirectionnelle au sommet de l'atmosphère. Cette propriété découle directement de la variation verticale des propriétés optiques associées aux différents diamètres effectifs D_e dans le nuage (Fig. 4.27). En effet, les "petits" diamètres effectifs D_e au sommet du nuage sont associés à un albédo de diffusion simple



FIGURE 4.59 – Fonction ω_{t_b} en valeur absolue, à la longueur d'onde $\lambda = 8.55 \,\mu m$, en fonction de l'angle zénithal de visée θ_v , pour quatre profils D_L d'argument : (10, 10) (a), (40, 10) (b), (80, 10) (c) et (160, 10) (d). L'angle azimutal de visée ϕ_v est égal à l'angle azimutal solaire ϕ_s , soit 180°.

 $\bar{\omega}_0$ important et un facteur d'asymétrie *g* faible comparés aux autres diamètres effectifs D_e , et il est donc normal, de part ces propriétés optiques et de leur localisation dans le nuage que ce soit ces derniers qui affectent principalement la réflectance bidirectionnelle au sommet de l'atmosphère.

Dans l'infrarouge thermique, afin d'étudier la sensibilité, de la température de brillance, à une variation $d\tau^p$ de l'épaisseur optique dans la couche p (Fig. 4.55), nous avons défini une fonction normalisée, similaire à la fonction (4.11), que nous noterons par la suite ω_{t_p} , telle que :

$$\omega_{t_b} = \lim_{d\tau^p \to 0} \frac{t_b(\tau_{ic} + d\tau^p) - t_b(\tau_{ic})}{\frac{d\tau^p}{t_b(\tau_{ic})}}$$
(4.12)

où $t_b(\tau_{ic})$ et $t_b(\tau_{ic} + d\tau^p)$ sont respectivement les températures de brillance pour un nuage d'épaisseur optique τ_{ic} et $\tau_{ic} + d\tau^p$. Nous présentons, figures (4.59) et (4.60), la variation de la fonction ω_{t_b} , aux longueurs d'onde $\lambda = 8.85 \,\mu m$ (Fig. 4.59) et $\lambda = 12.04 \,\mu m$ (Fig. 4.60), en fonction de la couche p et de l'angle de visée θ_v , pour quatre profils verticaux de diamètres effectifs D_e . Nous pouvons, tout d'abord, observer, que contrairement à la fonction ω_{r_h} la fonction ω_{t_h} ne peut pas être assimilée à une fonction poids f (Eq. 4.10) car pour un nuage verticalement homogène, définit ici par une fonction D_L d'argument (10,10), la fonction ω_{t_h} n'est pas constante en fonction de la couche p, c'est-à-dire en fonction de l'altitude. De manière générale, dans l'infrarouge thermique, nous pouvons observer que la température de brillance au sommet de l'atmosphère est surtout sensible à une variation de l'épaisseur optique $d\tau^p$ au sommet du nuage. Cette sensibilité résulte principalement du fait que la surface et également les différentes couches atmosphériques sont des sources du rayonnement infrarouge. Par conséquent, la température de brillance au sommet de l'atmosphère va être surtout sensible à une variation de l'épaisseur optique $d\tau^p$ au sommet du nuage, car elle atténue non seulement le rayonnement provenant de la surface et l'atmosphère située sous le nuage mais également le rayonnement provenant des différentes couches à la base du nuage. Néanmoins, ces résultats sont à prendre avec précautions car ils dépendent fortement d'autres variables du modèle, comme le profil vertical de l'albédo de diffusion simple $\bar{\omega}_0$ ou le profil vertical de température dans le nuage qui conditionnent directement l'émission thermique (cf. Chap. 2 Eq. 2.7).

Nous avons utilisé, pour les différents résultats présentés ci-dessus, une épaisseur optique τ_{ic} fixée à 3. Cependant, il est clair, d'après la définition des fonctions ω_{r_b} (Eq. 4.11) et ω_{t_b} (Eq. 4.12) que celles-ci doivent dépendre de l'épaisseur optique totale τ_{ic} du nuage. Nous présentons, figures (4.61), (4.62) et (4.63), la variation des fonctions ω_{r_b} et ω_{t_b} , pour des longueurs d'onde du visible, du proche infrarouge et de l'infrarouge thermique, en fonction de la couche p et de l'angle de visée θ_v , pour des nuages dont la répartition verticale des cristaux est décrite par une fonction D_L d'argument (80, 10), avec une épaisseur optique totale τ_{ic} de 0.9 (Fig. 4.61), 3 (Fig. 4.62) et 9 (Fig. 4.63). De manière générale, nous retrouvons une variation des fonctions ω_{r_b} et ω_{t_b} similaires à ce que nous avons décrit précédemment et les différentes interprétations restent donc valables. Nous pouvons, cependant, noter que plus l'épaisseur optique totale τ_{ic} du nuage est importante plus on observe une sensibilité importante, de la réflectance bidirectionnelle ou de la température de brillance, à une variation de l'épaisseur optique $d\tau^p$ au sommet du nuage, comparée à une variation de l'épaisseur optique $d\tau^p$ pour des couches situées à la base du nuage. Ces différents résultats, mettent en avant, que pour un nuage verticalement hétérogène, ce sont les cristaux au sommet du nuage qui vont principalement moduler la réflectance bidirectionnelle et la température de brillance au sommet de l'atmosphère. Afin d'inverser la taille de ces derniers, il est, par conséquent, intéressant de développer des méthodes basées sur une seule longueur d'onde, comme le rapport γ que nous avons introduit dans la partie consacrée aux propriétés radiatives des nuages verticalement homogènes qui utilise l'information contenue dans le multiangulaire.



FIGURE 4.60 – Même légende que figure (4.59) avec $\lambda = 12.04 \, \mu m$.



FIGURE 4.61 – Fonctions ω_{r_b} et ω_{t_b} en valeur absolue, pour une épaisseur optique $\tau_{ic} = 0.9$, en fonction de l'angle zénithal de visée θ_v , pour un profil D_L d'argument (80, 10) et à six longueurs d'onde : $\lambda = 0.65 \,\mu m$ (a), $\lambda = 8.55 \,\mu m$ (b), $\lambda = 1.62 \,\mu m$ (c), $\lambda = 11.03 \,\mu m$ (d), $\lambda = 2.11 \,\mu m$ (e) et $\lambda = 12.04 \,\mu m$ (f). L'angle azimutal de visée ϕ_v est égal à l'angle azimutal solaire ϕ_s , soit 180°.



FIGURE 4.62 – Même légende que figure (4.61) avec une épaisseur optique $\tau_{ic} = 3$.



FIGURE 4.63 – Même légende que figure (4.61) avec une épaisseur optique $\tau_{ic} = 9$.

Nous avons montré précédemment, par l'intermédiaire de la fonction ω_{r_b} , que la réflectance bidirectionnelle à une longueur d'onde donnée, était surtout sensible aux diamètres effectifs D_e situés au sommet du nuage. Nous savons, cependant, que la majorité des méthodes d'inversions utilise la différence de réflectances bidirectionnelles entre deux longueurs λ_1 et λ_2 , afin d'en déduire les diamètres effectifs D_e et l'épaisseur optique τ_{ic} . Une façon similaire de présenter le problème est donc de rechercher si il existe, quelle que soit la répartition verticale des diamètre effectif D_e , une fonction "poids", que l'on notera f', telle que :

$$D_e^{**}(\lambda_1, \lambda_2, \theta_v, \phi_v) = \int_0^{\tau_{ic}} f'(\lambda_1, \lambda_2, \theta_v, \phi_v) . D_e(\tau^p) d\tau^p$$
(4.13)

où D_e^{**} est le diamètre effectif "moyen" associé à un modèle de nuage verticalement homogène dont la différence de réflectances bidirectionnelles ou de températures de brillances



FIGURE 4.64 – Fonction poids ω_{dr_b} en valeur absolue, aux longueurs d'onde $\lambda_1 = 0.65 \,\mu m$ et $\lambda_2 = 1.62 \,\mu m$, en fonction de l'angle zénithal de visée θ_v , pour quatre profils D_L d'argument : (10, 10) (a), (40, 10) (b), (80, 10) (c) et (160, 10) (d). L'angle azimutal de visée ϕ_v est égal à l'angle azimutal solaire ϕ_s , soit 180°.

entre deux longueurs d'onde λ_1 et λ_2 , à un angle de visée (θ_v, ϕ_v) donné, serait identique à celle obtenue avec le nuage verticalement hétérogène. De manière similaire à la fonction ω_{r_b} (Eq. 4.11), nous avons alors défini une nouvelle fonction normalisée, notée ω_{dr_b} , telle que

$$\omega_{dr_{b}} = \lim_{d\tau^{p} \to 0} \frac{\left[r_{b}(\lambda_{1}, \tau_{ic} + d\tau^{p}) - r_{b}(\lambda_{2}, \tau_{ic} + d\tau^{p})\right] - \left[r_{b}(\lambda_{1}, \tau_{ic}) - r_{b}(\lambda_{2}, \tau_{ic})\right]}{\frac{d\tau}{\left[r_{b}(\lambda_{1}, \tau_{ic}) - r_{b}(\lambda_{2}, \tau_{ic})\right]}} \cdot$$
(4.14)

Cette dernière nous renseigne sur la contribution relative de chaque couche à la différence de réflectance bidirectionnelle $[r_b(\lambda_1, \tau_{ic}) - r_b(\lambda_2, \tau_{ic})]$ aux longueurs d'onde λ_1 et λ_2 . Nous présentons, figures (4.64) et (4.65), les résultats, relatifs à la fonction ω_{dr_b} , obtenus pour deux couples de longueurs d'onde ($\lambda_1 = 0.65 \,\mu m$, $\lambda_2 = 2.11 \,\mu m$) (Fig. 4.64) et ($\lambda_1 = 0.65 \,\mu m$, $\lambda_2 = 1.62 \,\mu m$) (Fig. 4.65), pour quatre profils verticaux de cristaux, avec une épaisseur optique totale τ_{ic} fixée à 3. Comme pour la fonction ω_{r_b} , nous remarquons,



FIGURE 4.65 – Même légende que figure (4.64) aux longueurs d'onde $\lambda_1 = 0.65 \ \mu m$ et $\lambda_2 = 2.11 \ \mu m$.

dans un premier temps, pour le nuage homogène, définit par la fonction D_L d'argument (10,10), que la fonction ω_{dr_b} est, quel que soit l'angle de visée considéré, constante en fonction de l'altitude. Cette dernière, constitue donc bien, au même titre que ω_{r_b} , une fonction "poids" par rapport à la relation (4.13). Pour les nuages présentant une répartition verticale non homogène de diamètres effectifs D_e , nous observons, sur un intervalle important d'angles de visée θ_v , que la fonction ω_{dr_b} augmente entre le sommet et la base du nuage. Augmentation qui est d'autant plus rapide que le gradient vertical de diamètre effectif D_e est important. Nous pouvons donc en déduire que ce sont principalement les couches placées à la base du nuage qui contribuent à la différence de réflectances bidirectionnelles entre les longueurs d'onde $\lambda_1 = 0.65 \,\mu m$ et $\lambda_2 = 1.62 \,\mu m$, ou $\lambda_1 = 0.65 \,\mu m$



FIGURE 4.66 – Fonction poids ω_{dt_b} en valeur absolue, aux longueurs d'onde $\lambda_1 = 8.55 \,\mu m$ et $\lambda_2 = 12.04 \,\mu m$, en fonction de l'angle zénithal de visée θ_v , pour quatre profils D_L d'argument : (10, 10) (a), (40, 10) (b), (80, 10) (c) et (160, 10) (d). L'angle azimutal de visée ϕ_v est égal à l'angle azimutal solaire ϕ_s , soit 180°.

et $\lambda_2 = 2.11 \,\mu m$. Cette propriété radiative découle directement de la répartition verticale des propriétés optiques associées aux différents D_e , dont on présente, figure (Fig. 4.27), un exemple pour un nuage verticalement hétérogène avec une fonction D_L d'argument (10, 160). Cette figure, met en avant la variation importante, qui augmente avec les diamètres effectifs D_e , de l'albédo de diffusion $\bar{\omega}_0$ entre les longueurs d'onde $\lambda = 0.65 \,\mu m$, $\lambda = 1.62 \,\mu m$ et $\lambda = 2.11 \,\mu m$. Ce sont, par conséquent, les "grands" diamètres effectifs D_e situés à la base du nuage qui vont contribuer principalement à la différence de réflectance bidirectionnelle entre ces trois longueurs d'onde, contrairement aux "petits" diamètres effectifs D_e placés au sommet du nuage, car ces derniers sont associés à une faible variation spectrale de l'albédo de diffusion simple $\bar{\omega}_0$.

De façon similaire, à la fonction ω_{dr_b} , nous avons défini, dans l'infrarouge thermique, une fonction normalisée, notée ω_{dt_b} , telle que :

$$\omega_{dt_{b}} = \lim_{d\tau^{p} \to 0} \frac{\left[t_{b}(\lambda_{1}, \tau_{ic} + d\tau^{p}) - t_{b}(\lambda_{2}, \tau_{ic} + d\tau^{p})\right] - \left[t_{b}(\lambda_{1}, \tau_{ic}) - t_{b}(\lambda_{2}, \tau_{ic})\right]}{\frac{d\tau}{\left[t_{b}(\lambda_{1}, \tau_{ic}) - t_{b}(\lambda_{2}, \tau_{ic})\right]}}$$
(4.15)

Nous présentons, figure (4.66), la variation de ω_{dt_b} , aux longueurs d'onde $\lambda_1 = 8.55 \,\mu m$ et $\lambda_2 = 12.04 \,\mu m$, en fonction de l'altitude et de l'angle de visée θ_v , pour quatre profils verticaux de diamètres effectifs D_e et pour une épaisseur optique totale τ_{ic} du nuage fixée à 3. Cependant, dans l'infrarouge thermique il est plus difficile de relier ces résultats aux diamètres effectifs D_e car chaque couche p du nuage est également une source de rayonnement et il faudrait approfondir ces résultats en étudiant, par exemple, la sensibilité de la fonction ω_{dt_h} au profil vertical de température dans le nuage.

Nous avons présenté les fonctions ω_{dr_b} et ω_{dt_b} pour des nuages verticalement hétérogènes avec une épaisseur optique totale τ_{ic} égale à 3. Il est également intéressant d'observer l'évolution de ces fonctions en fonction de l'épaisseur optique τ_{ic} . Nous présentons, tout d'abord figure (4.67), la variation de ω_{dr_b} pour trois épaisseurs optiques τ_{ic} , dans le cas d'un nuage verticalement hétérogène avec une répartition D_L d'argument (80,10). De manière générale, nous pouvons remarquer que la différence de réflectance bidirectionnelle reste surtout sensible aux diamètres effectifs D_e localisés à la base du nuage. Néanmoins nous pouvons également noter que la sensibilité, de la différence de réflectance bidirectionnelle, à l'épaisseur optique τ^p , diminue avec l'épaisseur optique totale τ_{ic} du nuage car les couches p au sommet du nuage masquent alors l'information sur les couches p à la base du nuage. De même, nous montrons, figure (4.68), la variation de ω_{dt_b} pour trois épaisseurs optiques τ_{ic} , dans le cas d'un nuage verticalement hétérogène avec une répartition D_L d'argument (80, 10).



FIGURE 4.67 – Fonction ω_{dr_b} en valeur absolue, pour deux couples de longueurs d'onde : $(\lambda_1 = 0.65 \,\mu m, \lambda_2 = 1.62 \,\mu m)$ (a) (c) (e) et $(\lambda_1 = 0.65 \,\mu m, \lambda_2 = 2.11 \,\mu m)$ (b) (d) (f), en fonction de l'angle zénithal de visée θ_v , pour un profil D_L d'argument (80,10), pour trois épaisseurs optiques : $\tau_{ic} = 0.9$ (a) (b), $\tau_{ic} = 3$ (c) (d) et $\tau_{ic} = 9$ (e) (f). L'angle azimutal de visée ϕ_v est égal à l'angle azimutal solaire ϕ_s , soit 180°.



FIGURE 4.68 – Même légende que figure (4.67) pour la fonction ω_{dt_b} en valeur absolue, pour deux couples de longueurs d'onde : ($\lambda_1 = 8.55 \ \mu m$, $\lambda_2 = 11.03 \ \mu m$) (a) (c) (e) et ($\lambda_1 = 8.55 \ \mu m$, $\lambda_2 = 12.04 \ \mu m$) (b) (d) (f).

5

CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES

Les propriétés radiatives des nuages de la haute troposphère dépendent de leurs propriétés macrophysiques (altitudes, épaisseurs géométriques, ...) et microphysiques (dimensions des cristaux de glace les composants, contenu en glace, ...). Actuellement, les méthodes d'inversions supposent que ces nuages présentent une homogénéité en cristaux de glace et décrivent donc ces derniers par une unique distribution granulométrique définie par un diamètre effectif D_e [Foot (1988) et Francis et al. (1994)]. Différentes méthodes ont alors été développées pour retrouver le diamètre effectif D_e . Ces méthodes sont basées principalement sur le rapport de réflectance bidirectionnelles dans le visible et proche infrarouge [Nakajima et King (1990)] ou sur la différence de température de brillance entre différentes longueurs d'onde de l'infrarouge thermique [Inoue (1985)]. Cependant, des campagnes aéroportées de mesures in-situ ont révélé que ces nuages pouvaient présenter une variabilité verticale importante de leur distribution granulométrique [Heymsfield et Iaquinta (2000)]. L'objectif initial de notre étude a été d'évaluer, pour des nuages présentant une variabilité verticale de de leur distribution granulométrique, si on peut correctement reproduire les propriétés radiatives de ces derniers avec un modèle de nuage défini par un unique diamètre effectif D_e .

Pour cela, la première étape a été de définir un modèle de nuage pouvant intégrer la variabilité verticale des distributions granulométriques de cristaux de glace. Lors de cette étape, la difficulté a été de définir l'ensemble des approximations et hypothèses du modèle de nuage. Notre approche a été, dans un premier temps, d'essayer de limiter le nombre de variables dans le modèle de nuage, autrement dit d'essayer d'identifier les variables indispensables pour décrire la variabilité verticale des distributions granulométriques de cristaux. Comme modèle microphysique de cristaux nous avons donc utilisé un modèle construit à partir d'observations *in-situ* [Baum et al. (2005a), Baum et al. (2005b)]. Ce modèle est défini par 18 distributions granulométriques associées à 18 diamètres effectifs D_e dont les propriétés optiques ont été calculées pour un ensemble de longueurs d'onde allant du visible à l'infrarouge thermique. A partir de ce modèle microphysique de cristaux nous avons fait l'approximation que la répartition verticale des distributions granulométriques, définies par différents diamètres effectifs D_e , est linéaire dans le nuage. Nous avons donc introduit une nouvelle variable dans le modèle de nuage, notée D_L , définie par les diamètres effectifs D_e à la base et au sommet du nuage, qui décrit la répartition verticale des distributions granulométriques. De même, comme modèle de transfert radiatif nous avons utilisé le code FASDOM [Dubuisson et al. (2005)]. Ce dernier, est basé sur le code DISORT [Stamnes et al. (1988)] pour résoudre l'équation de transfert radiatif et sur la méthode *correlated-k* [Lacis et Oinas (1991), Kratz (1995)] pour calculer l'absorption des différents gaz présents dans l'atmosphère. Ce code est par conséquent relativement rapide et était donc adapté à notre étude. D'autre part, nous avons supposé que les profils verticaux en température et en vapeur d'eau dans l'atmosphère correspondaient à des profils standards en ciels clairs et avons donc supposé, dans un premier temps, que ces profils verticaux ne varient pas en fonction du nuage considéré.

A partir du modèle de nuage, dont les principales approximations et hypothèses ont été rappelées ci-dessus, nous avons réalisé un ensemble d'études de sensibilité, des propriétés radiatives du nuage, à différentes variables du modèle. Afin de nous assurer de la cohérence du modèle par rapport aux différents résultats établis dans la littérature, nous avons tout d'abord étudié le cas particulier d'un nuage verticalement homogène décrit par une unique fonction granulométrique associée à un diamètre effectif D_e . Lors de cette étude nous avons retrouvé que le rapport de réflectance bidirectionnelle, entre longueurs d'onde du visible et du proche infrarouge, contient une information sur le diamètre effectif D_e , et que dans l'infrarouge thermique, la différence de température de brillance donnait également une information sur le diamètre effectif. Ces différents résultats ont donc permis, dans un premier temps, de vérifier les résultats obtenus par notre modèle pour des nuages homogènes et de faire le lien entre les propriétés optiques des différentes distributions granulométriques et les propriétés radiatives du nuage. D'autre part, nous avons démontré que la variation angulaire de la réflectance bidirectionnelle, à une longueur d'onde donnée, pouvait également donner une information sur le diamètre effectif D_e . Pour mettre en évidence cette sensibilité, nous avons alors introduit une nouvelle fonction, notée γ , correspondant, à une longueur d'onde donnée, au rapport de réflectance bidirectionnelle entre deux angles de visée.

Nous avons ensuite considéré des nuages présentant une variabilité verticale de distributions granulométriques, définies par différents diamètres effectifs D_e . La question fondamentale était alors de déterminer le nombre minimum de diamètres effectifs D_e nécessaires pour correctement reproduire les propriétés radiatives de ces nuages. Pour cela, notre première approche à été de comparer les propriétés radiatives entre des nuages verticalement hétérogènes et homogènes en distributions granulométriques de cristaux. Nous avons alors montré que pour un nuage hétérogène quelconque il n'existe généralement pas de nuage homogène avec les mêmes propriétés radiatives, c'est-à-dire un modèle de nuage homogène donnant la même réflectance bidirectionnelle et température de brillance que le nuage hétérogène, quelle que soit la longueur d'onde, quelle que soit l'épaisseur optique totale du nuage et quels que soient les angles de visée. Autrement-dit nous avons mis en évidence qu'une unique distribution granulométrique définit par un diamètre effectif D_e n'est pas suffisant pour correctement reproduire les propriétés radiatives d'un nuage hétérogène. Nous avons, par conséquent, poursuivit cette étude en comparant les propriétés radiatives d'un même nuage hétérogène mais décomposé en différentes couches homogènes comprenant chacune une distribution granulométrique définie par un diamètre effectif D_e . Cependant par cette approche il s'est révélé difficile de mettre en évidence le nombre minimum de diamètres effectifs D_e nécessaires pour correctement reproduire les propriétés radiatives du nuage car il existe un grand nombre de possibilité dans la décomposition verticale du nuage. De plus, cette approche ne permettait pas de mettre en évidence la sensibilité de la réflectance bidirectionnelle ou de la température de brillance par rapport aux diamètres effectifs D_e présents dans les différentes couches du nuage. Nous avons, par conséquent, abordé le problème différemment en recherchant à comprendre quelle était l'influence dans un nuage hétérogène des distributions granulométriques définies par différents diamètres effectifs D_e sur la réflectance bidirectionnelle ou la température de brillance au sommet de l'atmosphère. Pour cela, nous avons développé un ensemble de fonctions poids construites à partir d'une variation élémentaire de l'épaisseur optique dans chacune des couches utilisées dans la décomposition verticale du nuage hétérogène, ceci afin de mettre en avant la contribution de chaque couche à la réflectance bidirectionnelle ou à la température de brillance. Nous avons alors montré, qu'à une longueur d'onde donnée, la réflectance bidirectionnelle était surtout sensible aux diamètres effectifs D_e situés au sommet du nuage dans le visible et que cette sensibilité tendait encore d'avantage vers le sommet du nuage dans le proche infrarouge. La réflectance bidirectionnelle va donc nous renseigner sur les distributions granulométiques, définies par différents diamètres effectifs De, situées vers le sommet du nuage hétérogène. Cependant, les fonctions poids développées à partir d'une seule longueur d'onde ne permettaient pas de retrouver les diamètres effectifs situés vers la base du nuage. Pour palier à cette lacune et compléter notre étude nous avons alors développé de nouvelles fonctions poids basées cette fois-ci sur deux longueurs d'onde. Nous avons ainsi montré que la différence de réflectance bidirectionnelle entre longueur d'onde du visible et du proche infrarouge résultait principalement des distributions granulométriques, associées à des valeurs importantes de diamètres effectifs D_e , situées vers la base du nuage. Ces nouvelles fonctions poids associées aux fonctions poids basées sur une longueur d'onde nous ont donc permis de mettre en évidence la contributions des différentes distributions granulométriques, réparties verticalement dans le nuage, sur les propriétés radiatives de ce dernier. De plus, nous avons également commencé à développer des fonctions poids basées sur deux longueurs d'onde de l'infrarouge thermique. Cependant, développer des fonctions poids dans l'infrarouge thermique est plus complexe car il faut tenir compte de l'émission thermique et des analyses plus approfondies sont encore nécessaires.

Suite aux différents résultats que nous avons obtenus, plusieurs études sont envisageables. Au cours de celles-ci nous avons insisté, par exemple, sur le lien entre les propriétés radiatives du nuage et les propriétés optiques du modèle microphysique de cristaux. Il serait par conséquent intéressant de continuer à développer notre propre modèle microphysique de cristaux (Cf. Part. II). Cela, nous permettrait d'étudier la sensibilité des propriétés radiatives d'un nuage hétérogène au modèle microphysique de cristaux, autrement-dit à la distribution granulomérique et à la forme des cristaux de glace. Nous pourrions de même développer un modèle de nuage hétérogène plus complexe avec une réparation non linéaire des distributions granulométrique et décrivant la répartition verticale du contenu en glace dans le nuage. A partir de modèle de nuage hétérogène on pourra alors comparer des mesures avec des bibliothèques de réflectance bidirectionnelle et de température de brillance calculées à partir du modèle. Ceci dans l'objectif d'évaluer si on arrive à être cohérent sur l'ensemble du spectre électromagnétique avec ce modèle de nuage. Finalement, nous pourrions étendre nos études aux nuages d'eau qui présentent aussi une hétérogénéité importante de leurs distributions granulométriques de goutte-lettes d'eau. Ceci dans le but d'étudier, par exemple, l'impact de hétérogénéité verticale dans les nuages sur l'inversion de grandeurs comme la phase [Riedi et al. (2008)].
Bibliographie

- Ackerman, S.A, Smith, W.L., Spinhirne, J.D., et Revercomb, H.E. The 27-28 october 1986 fire ifo cirrus case study : Spectral properties of cirrus clouds in the $8 12\mu m$ window. *Monthly Weather Review*, 118, p. 2377–2388, 1990.
- Baum, B.A., Heymsfield, A.J., Yang, P., et Bedka, S.T. Bulk scattering properties for the remote sensing of ice clouds. part i : Microphysical data and models. *Journal of Applied Meteorology*, 44, p. 1885–1895, 2005a.
- Baum, B.A., Yang, P., Heymsfield, A.J., Platnick, S., King, M.D., Hu, Y.X., et Bedka, S.T. Bulk scattering properties for the remote sensing of ice clouds. part ii : Narrowband models. *Journal of Applied Meteorology*, 44, p. 1896–1911, 2005b.
- Born, M. et Wolf, E. *Principles of Optics : Electromagnetic Theory of Propagation Interference and Diffraction of Light.* Cambridge university press, 7th (expanded) edition. ISBN 0-521-64222-1.
- Brogniez, G. *Contribution à l'étude des propriétés optiques et radiatives des cirrus*. U.F.R. de Physique Fondamentale, rapport de thèse édition, 1992.
- Chalon, J.P. Combien pèse un nuage? EDP-Sciences, 2002. ISBN 2-86883-610-0.
- Chandrasekhar, S. Radiative Transfer. New York : Dover, 2003. ISBN 0486605906.
- Du, H. Mie-scattering calculation. Applied Optics, 43, p. 1951–1956, 2004.
- Dubuisson, P., Giraud, V., Chomette, O., Chepfer, H., et Pelon, J. Fast radiative transfer modeling for infrared imaging radiometry. *Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer*, 95, p. 201–220, 2005.
- Foot, J.S. Some observations of the optical properties of clouds. 11 : Cirrus. *Q.J.R. Meteorol Soc.*, 114, p. 145–164, 1988.
- Francis, P.N., Jones, A., Saunders, R. W., Shine, K. P., Slingo, A., et Sun, Zhian. An observational and theoretical study of the radiative properties of cirrus : Some results from ice ?89. Q.J.R. Meteorol Soc., 120, p. 809–848, 1994.
- Greenler, R. *Rainbows, Halos and Glories*. Cambridge University Press, New York, 1990. ISBN 0-521-38865-1.

- Hamblyn, R. *L'invention des nuages*. Farrar, Straus, and Giroux, New York et Picador of Pan Macmillan, Ltd, UK, 2001. ISBN 2-7096-2298-X.
- Heymsfield, A. J. Properties of tropical and midlatitude ice cloud particle ensembles : Part i : Median mass diameters and terminal velocities. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 60, p. 2592–2611, 2003.
- Heymsfield, A. J. et Miloshevich, L. M. Parameterizations for the cross-sectional area and extinction of cirrus and stratiform ice cloud particles. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 60, p. 936–956, 2003.
- Heymsfield, A. J., Schmitt, C. G., Bansemer, A., Baumgardner, D., Weinstock, E. M., Smith, J. T., et Sayres, D. Effective ice particle densities for cold anvil cirrus. *Geophysical Research Letters*, 31, p. Lo2101, 2004.
- Heymsfield, A.J., Bansemer, A., Field, P.R., Durden, S.L., Stith, J.L., Dye, J.E., Hall, W., et Grainger, C.A. Observations and parametrizations of particule size distributions in deep tropical cirrus and stratiform precipitating clouds : Results from in situ observations in trmm fiel campaigns. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 59, p. 3457–3491, 2002.
- Heymsfield, A.J. et Iaquinta, J. Cirrus crystal terminal velocities. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 57, p. 916–938, 2000.
- Hong, G., Yang, P., Huang, H.L., Baum, B.A., hu, Y., et Platnick, S. The sensitivity of ice cloud optical and microphysical passive satellite retrievals to cloud geometrical thickness. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 45, p. 1315–1323, 2007.
- Hu, Y.X., Wielicki, B., Lin, B., Gibson, G., Tsay, S.C., Stamnes, K., et Wong, T. δfit : A fast and accurate treatement of particule scattering phase functions with weighted singular-value decomposition least-squares fitting. *Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer*, 65, p. 681–690, 2000.
- Inoue, T. On the temperature and effective emissivity determination of semi transparent cirrus clouds by bispectral measurements in the 10μm region. *Journal of the Meteorological Society of Japan*, 63, p. 88–99, 1985.
- King, M.D., Kaufman, Y.J., Menzel, W.P., et Tanré, D. Remote sensing of cloud, aerosol, and water vapor properties from the moderate resolution imaging spectrometer (modis). *IEEE Transactions on geoscience and remote sensing*, 30, 1992.
- Kokhanovsky, A.A. *Light Scattering Reviews : Single and Multiple Light Scattering*. Springer-Praxis, 2006. ISBN 3-540-25315-7.
- Kosarev, A.L. et Mazin, I.P. An empirical model of physical structure of upper layer clouds. *Atmospheric Research*, 26, p. 213–228, 1991.

- Kratz, D.P. The correlated k-distribution technique as applied to the avhrr channels. *Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer*, 53, p. 501–517, 1995.
- Labonnote, L. *Etude des propriétés optiques et radiatives des cirrus à l'aide de modèles microphysiques élaborés : analyse de mesures in-situ (néphélomètre) et satéllitaaire (POLDER).* U.F.R. de Physique Fondamentale, rapport de thèse édition, 2001.
- Lacis, A.A. et Oinas, V. A description of the correlated k-distribution method. *Journal of Geophysical Research*, 96, p. 9027–9064, 1991.
- Liou, K.N. *An Introduction to Atmospheric Radiation*. Academic Press, second édition, 2002. ISBN 0-12-451451-0.
- Liou, K.N. et Hansen, J. Intensity and polarization for single scattering by polydisperse spheres : A comparison of ray optics and mie theory. *Atmospheric research*, 28, p. 995–1004, 1971.
- Liou, K.N. et Takano, Y.T. Light scattering by nonspherical particles : remote sensing and climate implications. *Atmospheric research*, 31, p. 271–298, 1994.
- McClatchey, R.A., Fenn, R.W., Shelby, J.E.A., Volts, F.E., et Garing, J.S. *Optical properties of the atmosphère*. Air Force Systems Command, United States Air Force, third édition, 1972.
- McFarquhar, G.M., Heymsfield, A.J., Macke, A., Iaquinta, J., et Aulenbach, S.M. Use of observed ice crystal sizes and shapes to calculate the mean-scattering properties and multispectral radiance; cepex april 4 1993 case study. *Journal of Geophysical Research*, 104, p. 31763–31779, 1999.
- Mie, G. Beiträge zur optik trüber medien, speziell kolloidaler metallösungen. *Ann. Phys.* (*Leipzig*), 25, p. 377–445, 1908.
- Miloshevich, L.M. et Heymsfield, A.J. A balloon-borne continuous cloud particle replicator for measuring vertical profiles of cloud microphysical properties : Instrument design, performance, and collection efficiency analysis. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, 14, p. 753–768, 1997.
- Mishchenko, M.I. et Macke, A. Incorporation of physical optics effects and computation of the legendre expension for ray-tracing phase functions involving δ -function transmission. *Journal of Geophysical Research*, 103, p. 1799–1805, 1998.
- Mitchell, D.L. Evolution of snow-size spectra in cyclonic storms. part ii : Deviations from the exponential form. *Journal of Atmospheric Sciences*, 48, p. 1885–1899, 1991.
- Miyamoto, K. et Wolf, E. Generalization of the maggi-rubinowicz theory of the boundary diffraction wave part i. *Journal of the Optical Society of America*, 52, p. 616–625, 1962a.

- Miyamoto, K. et Wolf, E. Generalization of the maggi-rubinowicz theory of the boundary diffraction wave part ii. *Journal of the Optical Society of America*, 52, p. 616–625, 1962b.
- Nakajima, T. et King, M.D. Determination of the optical thickness and effective particule radius of clouds from reflected solar raditation measurements, i, theory. *Journal of Atmospheric Sciences*, 47, p. 1878–1893, 1990.
- Nasiri, S.L., Baum, B.A., Heymsfield, A.J., Yang, P., Poellot, M.R., Kratz, D.P., et Hu, Y. The development of midlatitude cirrus models for modis using fire-i, fire-ii, and arm in situ data. *Journal of Applied Meteorology*, 41, p. 197–217, 2002.
- Platnick, S. Vertical photon transport in cloud remote sensing problems. *Journal of Geophysical Research*, 105, 2000.
- Platnick, S., King, M.D., Ackerman, S.A., Menzel, W.P., Baum, B.A., Riédi, J.C., et Frey, R.A. The modis cloud products : Algorithms and examples from terra. *IEEE Transactions on* geoscience and remote sensing, 41, 2003.
- Riedi, J., Marchant, B., Platnick, S., Baum, B., Thieuleux, F., Oudard, C., Parol, F., Nicolas, J.M., et Dubuisson, P. Cloud thermodynamic phase inferred from merged polder and modis data. *Atmospheric Chemistry and Physics Discussions*, 2008.
- Rochas, M. *L'atlas international des nuages*. Société météorologique de France, Paris, FRANCE, 1925.
- Rolland, P., Liou, K.N., King, M.D., Tsay, S.C., et McFarquhar, G.M. Remote sensing of optical and microphysical properties of cirrus clouds using moderate-resolution imaging spectroradiometer channels : Methodology and sensitivity to physical assumptions. *Journal of Geophysical Research*, 105, p. 11721–11738, 2000.
- Rothman, L.S., Barbe, A., Benner, D.C., Brown, Camy-Peyret, C., Carleer, M.R., Chance, K., Clerbaux, C., Dana, V., Devi, V.M., Fayt, A., Flaud, J.M., Gamache, R.R., Goldman, A., Jacquemart, D., Jucks, K.W., Lafferty, W.J., Mandin, J.Y., Massie, S.T., Nemtchinov, V., Newnham, D.A., Perrin, A., Rinsland, C.P., Schroeder, J., Smith, K.M., Smith, M.A.H., Tang, K., Toth, R.A., Auwera, J. Vander, Varanasi, P., et Yoshino, K. The hitran molecular spectroscopic database : edition of 2000 including updates of 2001. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 82, p. 5–44, 2003.
- Stamnes, K., Tsay, S.C., Wiscombe, W., et Jayaweera, K. Numerically stable algorithm for discrete-ordinate-method radiative transfer in multiple scattering and emitting layered media. *Applied Optics*, 27, p. 2502–2509, 1988.
- Taflove, A. et Hagness, S.C. Computational electrodynamics : The finite-difference time-domain method. Artech House antennas and propagation library, third édition, 1957. ISBN 1-58053-832-0.

- Takano, Y.T. et Liou, K.N. Solar radiative transfer in cirrus clouds. part i : Single-scattering and optical properties of hexagonal ice crystals. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 46, p. 3–19, 1989.
- Thomas, G.E. et Stamnes, K. *Radiative transfer in the atmosphere and ocean*. Cambridge University Press, 1999. ISBN 0-521-89061-6.
- van de Hulst, H.C. *Light Scattering by Small Particles*. Dover Publications, Inc. New York, 1957. ISBN 0-486-64228-3.
- Warren, S.G. Optical constants of ice from the ultraviolet to the microwave. *Applied Optics*, 23, p. 1206–1225, 1984.
- Wielicki, B.A., Suttles, J.T., Heymsfield, A.J., Welch, R.M., Spinhire, J.D., Wu, M.L.C., et Starr, D.O. The 27-28 october 1986 fire ifo cirrus case study comparison of radiative transfer theory with observations by satellite and aircraft. *Monthly Weather Review*, 118, p. 2356–2376, 1990.
- Yang, P., Baum, B.A., Heymsfield, A.J., Hu, Y.X., Huang, H.L., Tsay, S.C., et Ackerman, S. Single-scattering properties of droxtals. *Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer*, 79-80, p. 1159–1169, 2003.
- Yang, P., Gao, B.C., Wiscombe, B.A. Baum W.J., Hu, Y.X., Nasiri, S.L., Soulen, P.F., Heymsfield, A.J., McFarquhar, G.M., et Miloshevich, L.M. Sensitivity of cirrus bidirectional reflectance to vertical inhomogeneity of ice crystal habits and size distributions for two moderate-resolution imaging spectroradiometer (modis) bands. *Journal of Geophysical Research*, 106, p. 17,267–17,291, 2001.
- Yang, P. et Liou, K.N. Light scattering by hexagonal ice crystals : solution by a ray-by-ray integration algorithm. *J. Opt. Soc. Am.*, 14, p. 2278–2289, 1997.
- Yang, P. et Liou, K.N. Single-scattering properties of complex ice crystals in terrestrial atmosphere. *Contributions to atmospheric physic*, 71, p. 223–248, 1998.
- Yee, K.S. Numerical solution of initial boundary value problems involving maxwell's equations in isotropic media. *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, 14, p. 302–307, 1966.
- Zhang, Z., Yang, P., Kattawar, G.W., Tsay, S.C., Baum, B.A., Hu, Y., Heymsfield, A.J., et Raichardt, J. Geometrical-optics solution to light scattering by droxtal ice crystals. *Applied Optics*, 43, p. 2490–2499, 2004.

Ce document a été préparé à l'aide du logiciel de composition typographique LAT_EX 2_ε, du logiciel de tracé Mgraph, du langage de construction de figures METAPOST et de l'éditeur de texte TeXShop.

Titre Etude des propriétés optiques des cristaux de glace composant les cirrus. Influence de la variabilité verticale de la distribution granulométrique des cristaux sur les propriétés radiatives de ces nuages.

Résumé Les nuages constituent une des principales sources d'incertitudes dans les modèles climatiques actuels. Ces incertitudes découlent de la difficulté à établir des paramétrisations permettant d'intégrer correctement les propriétés radiatives des nuages dans les modèles climatiques. Pour améliorer et optimiser ces paramétrisations il est nécessaire de collecter un grand nombre d'informations sur les grandeurs macrophysiques et microphysiques des nuages. La restitution de ces propriétés repose largement sur la comparaison de mesures satellitaires à des simulations réalisées à partir de modèles de transfert radiatif en atmosphère nuageuse. Cette étude est consacrée aux nuages de la haute troposphère de type cirrus dont l'une des caractéristiques est d'ître principalement constitués de cristaux de glace non sphériques avec des formes et des tailles variées. Afin de comprendre les propriétés radiatives de ces nuages, il est donc nécessaire d'étudier au préalable les interactions du rayonnement électromagnétique avec ce type de cristaux. Pour cela, nous avons développé plusieurs algorithmes basés sur des approximations de l'optique géométrique et de l'optique ondulatoire. D'autre part, les propriétés radiatives de ces nuages dépendent de leurs caractéristiques macrophysiques et microphysiques, comme l'épaisseur géométrique et l'altitude, l'épaisseur optique, ainsi que la taille et la forme des cristaux qui le composent. Des campagnes aéroportées de mesures in situ ont révélé que ces nuages pouvaient également présenter une variabilité verticale importante de leur distribution granulométrique. Il est donc primordial d'évaluer l'impact radiatif de cette variabilité verticale pour établir si et comment elle doit ître prise en compte dans les modèles. Pour répondre à cette question, nous avons développé un modèle de cirrus permettant de décrire cette hétérogénéité. Nous avons alors montré, à partir de l'évaluation de la sensibilité des propriétés radiatives de ces nuages au profil vertical, qu'il est important de prendre en compte cette hétérogénéité et comment retrouver certaines informations sur le profil vertical par télédétection passive.

Mots-clés Nuages de la haute troposphère, Propriétés raditives, télédétection, Propriétés optiques de particules non sphériques.

Title Study of optical properties of cirrus ice crystals. Sensitivity of cirrus clouds radiative properties to vertical variability of ice crystals size distribution.

Abstract Clouds are a major source of uncertainties in current climate models. These uncertainties arise from the difficulty to establish parameterizations to integrate properly the radiative properties of clouds in climate models. To improve and optimize these parameterizations, it is necessary to collect a large amount of information on macrophysical and microphysical cloud properties. The determination of these properties is mainly based on the comparison of satellite measurements to simulations from radiative transfer models in cloudy atmosphere. In this study, we investigate the radiative properties of cirrus clouds which are composed of ice crystals with various shapes and sizes. Thus, a correct representation of cirrus radiative properties depends on a good understanding of the scattering and absoption properties of ice crystals encountered in this clouds. For this, we have developped several algorithms for the calculation of the single scattering and polarization properties of differents ice crystals model. In addition, the satellite cirrus retrieval algorithms is based on the common assumption that the radiative properties of a cirrus cloud may be represented by a homogeneous cloud model with a specific ice crystal shape and a single particle size distribution. However, in situ observations of cirrus clouds have shown that the shapes and sizes of ice crystals may vary substantially with height within the clouds. So, it is necessary to assess the sensibility of cirrus radiative properties to vertical heterogeneity of ice crystal habit and size distributions. In a second part of this study, we have developed a cirrus cloud models that can account for this vertical heterogeneity. The results suggests that it is critical to take into account cirrus vertical heterogeneity in order to correctly model their radiative properties. Additionally, the results provide guidance for the development of new approach to infer vertical size distribution in ice clouds.