

THESE



présentée à

L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNOLOGIES DE LILLE

pour obtenir le titre de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE

spécialité

LASERS, MOLECULES, RAYONNEMENT ATMOSPHERIQUE

par

Dominique JOLIVET

**" ETUDE DE L'INFLUENCE DE L'HETEROGENEITE DES
NUAGES SUR LE CHAMP DE RAYONNEMENT SOLAIRE
REFLECHI VERS L'ESPACE"**

Soutenu le 11 décembre 1998 devant la commission d'examen :

M. Robert Kandel	LMD, CNRS, Palaiseau	Président du jury & Rapporteur
M. Jean-Claude Buriez	LOA, USTL, Lille	Directeur de thèse
M. Peter Jonas	UMIST, Manchester, G.-B.	Rapporteur
M. Jean-Louis Brenguier	CNRM, Météo-France, Toulouse	
M. Yves Foucart	LOA, USTL, Lille	
M. Frédéric Parol	LOA, USTL, Lille	

U.F.R. de Physique Fondamentale
LABORATOIRE D'OPTIQUE ATMOSPHERIQUE

"Les étoiles sont loin dites vous ?
Et notre Terre toute petite.
Qu'elle le soit donc !
Je m'en moque.
Sachez que je trouve plus important,
Plus imposant,
Plus mystérieux et plus grand
Un homme qu'on empêche de marcher,
Un homme qu'on enchaîne."

Nazim Hikmet

Vie et mort de Benerdji

Résumé

Les nuages ont un impact important sur le champ de rayonnement solaire réfléchi vers l'espace. Il convient donc de les modéliser correctement aussi bien dans les modèles de circulation générale que pour la détermination de leurs propriétés depuis l'espace. Généralement les nuages sont traités dans les modèles de transfert radiatif comme des couches planes parallèles horizontalement homogènes. Avec les observations obtenues par les instruments satellitaires usuels, où l'on ne dispose que d'une seule valeur de luminance, cette hypothèse ne peut être validée (ou invalidée) : il existe toujours un modèle plan parallèle permettant de restituer cette unique mesure. Il en va tout autrement avec le radiomètre POLDER (POLarization and Directionality of the Earth's Reflectances) qui permet d'accéder à une douzaine de mesures de luminance dans le proche infrarouge et le visible (entre 0.4 et 0.9 μm) dans des directions de visée différentes. Le but de cette thèse est d'étudier d'un point de vue théorique les performances de POLDER pour valider/invalider l'hypothèse du plan parallèle.

Dans une première étape, nous avons simulé à l'aide de la méthode des cascades itératives bornées des scènes composées de nuages bas; différents types de couverture nuageuse et différentes distributions horizontales de l'épaisseur optique ont été envisagés. Un code de transfert radiatif de type Monte Carlo permet d'accéder au champ de réflectances bidirectionnelles (correspondant à environ 200 angles de visée uniformément répartis). Ces réflectances bidirectionnelles sont ensuite inversées en utilisant l'hypothèse du plan parallèle afin de restituer les épaisseurs optiques et les albédos de la scène nuageuse. Cette étude a montré que dans le cas de nébulosités partielles et/ou d'incidence solaire élevée ($>45^\circ$), la dispersion des valeurs d'albédo est suffisamment élevée pour être détectée par POLDER. Dans les autres cas, le modèle plan parallèle semble valable, mais il restitue néanmoins des valeurs de l'albédo et de l'épaisseur optique erronées.

Abstract

Clouds have a strong effect on radiation reflected back to space. Therefore, clouds have to be correctly modelised in the General Circulation Models and for the determination of their radiative properties from space. The homogeneous plane-parallel layer model is commonly used to compute radiative transfer. With usual satellites only one radiance value is obtained so that it is always possible to find a plane-parallel cloud model which matches this observation: the plane parallel assumption cannot be invalidated (or validated). Now, the POLDER (POLarization and Directionnality of the Earth's Reflectances) instrument is able to access up to about twelve radiance measurements in the visible and near-infrared spectrum ($0.4 \mu\text{m} - 0.9 \mu\text{m}$) for different viewing angles. The aim of this thesis is to study, theoretically, the performance of POLDER to validate/invalidate the plane parallel assumption.

In a first step, low-level clouds are modelised using the bounded cascade method. Various cloud amounts and horizontal optical thickness distributions are considered. A Monte Carlo radiative transfer code is used to compute the bidirectional reflectance field (approximately 200 viewing configurations uniformly distributed over the POLDER field of view). Cloud optical thickness and albedo are then retrieved by using the plane-parallel assumption. For partly cloudy scenes and/or for important solar zenith angle ($> 45^\circ$), the dispersion of the retrieved albedo is large enough to be detectable from POLDER. In the other cases, the plane-parallel model seems valid but the retrieved value can be false.

La réalisation de ce travail et l'aboutissement de cette thèse ont été possible grâce au soutien, à la disponibilité et à l'aide apportée par de nombreuses personnes.

Je tiens tout d'abord à remercier Jean-Claude Buriez, mon directeur de thèse, pour avoir guidé mes pas durant ces trois années, Frédéric Parol et Yves Fouquart pour leurs remarques pertinentes et pour leur participation au jury. Merci également à Peter Jonas et Robert Kandel qui ont accepté la lourde tâche de rapporter mon travail. Merci enfin à Jean-Louis Brenguier d'avoir accepté de faire partie du jury de thèse.

Je tiens aussi à remercier, en vrac, toutes les personnes qui m'ont donné un jour ou l'autre un coup de main, et celles et ceux, qui parfois au hasard des rencontres dans les couloirs du laboratoire, m'ont encouragé et soutenu durant trois ans : Fred Lemire, Chris "The reine de l'info" Deroo, "Loulou" Gonzalez, "Nono" Lafrance, Hélène Chepfer, Vincent "Rotten" Giraud, "Sdid" Ramon, "Jack" Descloîtres, Christophe "Neuneu" Pietras, Thierry "Titi" Elias, Christian "Boss" Verwaerde, Gérard Brogniez, Pierre Pruvost, Bernard Bonnel, "Lolo" Cazier, Chom's, Bertrand "Kop Sang et Or" Fougny, Bebe "lions indomptables" Toubbe, Isabelle "Chiap", Marie Doutriaux-Boucher, Rija Ramanananaherisoa, "Clo" Vanbauce, "Mimi" Vespérini, Régis "King of Fractal" Bordé, nos deux secrétaires adorées (Leliane et "Mme Andrée") et bien d'autres auprès desquels je m'excuse bien bas de les avoir oublié.

En dehors des sphères de la Physique et de l'Université, je n'oublie pas de remercier sincèrement Pierrot, Kazimir, Beul's, Radhouane, Sabine, Guillaume dit "Lénine" aussi connu sous le pseudonyme de "Boris Becker", Carole (merci pour ta patience), ainsi que l'ensemble des Sang et Or. Une mention spéciale est décernée à mes "vieux" (Lulu et l'ère) ainsi qu'à ma frangine.

Mais non. Je ne t'ai pas oublié, cher collègue (mais néanmoins camarade) radiophonique. Mon cher Jean-Marc Nicolas, je t'adresse un grand merci pour ton amitié, tes aides informatiques et ton bon sens : *Diplomatiquement Vôtre et même Fraternellement Tienne ...*

Enfin, puisque l'argent est, paraît-il, le nerf de la guerre, je tiens à remercier la DGA/DRET pour son soutien financier, et plus particulièrement Eugénie Gozzi qui a suivi ma thèse et qui m'avait permis, il y a déjà quelques années, de passer une année de service militaire agréable et très intéressante au sein de la division "Atmosphère" du groupe 3 du Service Des Recherches de la Direction des Recherches et des Etudes Techniques.

SOMMAIRE

INTRODUCTION	9
CHAPITRE I	13
LES NUAGES	13
I.1. Définition et classification de la couverture nuageuse	13
I.2. Propriétés microphysiques et optiques des nuages	16
I.2.1. Les nuages d'eau liquide	16
I.2.2. Les nuages de glace	20
CHAPITRE II	23
MODELISATION DES NUAGES ET PRISE EN COMPTE DE L'HETEROGENEITE DE LA COUVERTURE NUAGEUSE	23
II.1. Hétérogénéités internes et externes	23
II.2. La couche plane parallèle	24
II.3. Prise en compte des effets de forme des nuages	25
II.4. Les nuages fractals	29
II.5. Conclusion	30
CHAPITRE III	33
LE CODE DE MONTE CARLO	33
III.1. Principes généraux de la méthode de Monte Carlo	33

III.2. La méthode de Monte Carlo appliquée au transfert radiatif	34
III.2.1. Le contexte	34
III.2.2. Le calcul du transfert radiatif par la méthode de Monte Carlo	34
III.2.3. Précision du code de Monte Carlo	39
III.3 Mise en évidence de phénomènes physiques liés aux nuages fins	43
III.3.1. Le nuage fini isolé	43
III.3.3. Le champ de nuages fins	48
 CHAPITRE IV	 53
 LES MODELES NUAGEUX RETENUS	 53
 IV.1. La répartition de l'eau liquide dans les nuages	 53
IV.1.1. L'expérience FIRE	53
IV.1.2. Le modèle BCM (Bounded Cascade Model)	53
 IV.2. Les trois cas nuageux retenus	 60
IV.2.1. Quelques observations de nuages	60
IV.2.2. Confrontation entre les BCM et les nuages observés par l'imageur LANDSAT	62
 IV.3. L'altitude des nuages	 64
 IV.4. La microphysique du nuage	 65
 CHAPITRE V	 69
 APPORT DE LA MULTIDIRECTIONNALITE POUR L'ETUDE DES NUAGES HETEROGENES	 69
V.1. Les cas de référence	69
V.2. Notre approche méthodologique	70
V.3. Présentation des résultats pour les trois cas types nuageux.	72
V.3.1. Le banc de stratocumulus	73
V.3.2. Les stratocumulus fractionnés	77
V.3.3. Les cumulus dispersés	81
V.4. Synthèse	85
 CHAPITRE VI	 87
 SENSIBILITE A L'ENVIRONNEMENT	 87
VI.1. Les effets microphysiques	87
VI.2. L'influence du sol	94
 CONCLUSION	 99
 ANNEXE A : MODELISATION DE LA SURFACE	 103

I. Modélisation d'une surface lambertienne par la méthode de Monte Carlo	103
I.1. Cas général pour une surface réfléchissante	103
I.2. Cas d'une surface lambertienne :	105
II. Modélisation d'une surface océanique : la tâche de réflexion spéculaire	106
BIBLIOGRAPHIE	109

Introduction

Les nuages jouent un rôle très important dans les échanges d'énergie au sein du système Terre-Atmosphère en interagissant avec le rayonnement solaire et tellurique. Le rôle des nuages est double : d'une part, ils réfléchissent une fraction du rayonnement solaire incident et contribuent ainsi à l'effet d'albédo planétaire; d'autre part, ils participent à l'effet de serre en absorbant une partie du rayonnement infrarouge émis par la surface et en le réémettant à des températures plus basses.

Les nuages sont les principaux modulateurs du rayonnement (Mitchell, 1989; Wielicki et al, 1995) et donc un élément majeur dans l'étude de la prévision du climat. Pour chiffrer l'influence des nuages sur le bilan radiatif terrestre, on utilise souvent la notion de forçage radiatif qui correspond à la différence de flux observée lorsque l'on retire les nuages du système global, tous les autres paramètres étant conservés tels quels. L'expérience ERBE (Earth Radiation Budget Experiment, Barkstrom, 1984) a permis d'estimer que, sur les 340 W.m^{-2} reçus en moyenne annuellement par le système Terre-Atmosphère, les nuages représentent un forçage radiatif (négatif) de -17 W.m^{-2} (Ramanathan et al, 1989). Ce refroidissement global est la somme du forçage radiatif négatif inhérent à l'effet d'albédo aux courtes longueurs d'ondes (-48 W.m^{-2}) et du forçage positif inhérent à l'effet de serre ($+31 \text{ W.m}^{-2}$). Au vu de l'importance des chiffres cités, il apparaît donc essentiel de bien modéliser et représenter les nuages dans les codes de rayonnement et les modèles de climat. Les propriétés radiatives des nuages dépendent de la taille des hydrométéores, de leur phase, liquide ou glace, de la forme et de l'orientation des cristaux pour les nuages de glace, de la répartition de l'eau condensée à l'intérieur du nuage, et de la structure et de la forme du nuage ou du champ de nuages.

Une limite évidente dans la modélisation des propriétés radiatives des nuages vient du fait que ceux-ci sont communément traités dans les modèles de transfert radiatif comme des couches dites "planes parallèles", horizontalement homogènes. Cette limite intervient d'ailleurs aussi bien pour l'estimation de l'influence des nuages sur le rayonnement dans les modèles de circulation générale que pour la détermination des propriétés des nuages (albédo, épaisseur optique, contenu en eau ou en glace) à partir des luminances mesurées depuis satellite. Même si

l'approximation du "plan-parallèle" homogène peut être justifiée dans certains cas de nuages comme les stratus (Fouquart et al., 1990), elle est contestée pour le cas d'autres nuages moins stratiformes. Ainsi, même en gardant la géométrie "plane parallèle", il a été démontré que la répartition de l'eau liquide à l'intérieur des nuages pouvait engendrer de graves différences sur la détermination depuis satellite de l'épaisseur optique du nuage (Cahalan et al., 1994). Si le nuage n'est pas plan-parallèle les conséquences sont encore plus significatives. De nombreux travaux ont montré que la forme des nuages avait une influence considérable tant sur le flux (par exemple, Welch et Wielicki, 1985; Parol et al, 1994) que sur les réflectances bidirectionnelles (par exemple, Davis, 1984; Bréon, 1992; Kobayashi, 1993). La majorité des codes de rayonnement capables de simuler des nuages hétérogènes, c'est à dire pour lesquels les propriétés optiques varient spatialement et la forme des nuages est prise en compte, utilisent la méthode de Monte Carlo. Cette méthode peut être définie comme un outil numérique utilisant le cadre du formalisme statistique pour étudier des processus physiques.

Il convient donc de prendre en compte l'hétérogénéité de la couverture nuageuse. Cependant beaucoup de modèles de nuages hétérogènes étudiés ces dernières années sont en fait aussi peu réalistes que le nuage plan-parallèle (ex : un champ de nuages cubiques, un nuage isolé de forme sphérique ou cylindrique, etc ..). Néanmoins, ces études sur des nuages aux formes géométriques très, voire trop, simples ont permis une première estimation des erreurs qui peuvent être commises lorsque l'on assimile un nuage à une couche plane parallèle homogène. Pour remédier à ce problème, il convient donc d'utiliser une modélisation qui simule des formes de nuages plus réalistes et qui puisse, dans la mesure du possible, représenter l'ensemble des différentes situations nuageuses que nous pouvons rencontrer dans la nature.

Dans le cadre d'une étude climatique, l'approche est nécessairement globale; les satellites d'observation de la Terre sont des instruments privilégiés. A partir des radiomètres satellitaires usuels, il est possible d'obtenir des informations sur l'hétérogénéité des nuages telles que leur distribution horizontale, mais on ne dispose pratiquement d'aucune information sur la validité de l'hypothèse plan-parallèle. Ceci vient du fait que lors d'un passage satellitaire, une "cible" géographique est observée sous une seule direction : il est alors toujours possible de trouver un modèle de nuage plan-parallèle qui vérifie l'unique valeur de luminance observée. Dans la pratique, la dimension des gouttes est généralement fixée, la seule inconnue restant l'épaisseur optique. Dans le cas de nuages hétérogènes, ou dans le cas où les particules nuageuses ont des caractéristiques différentes de celles utilisées dans l'inversion, les résultats peuvent donc être fortement erronés.

En multipliant les mesures, on augmente bien évidemment les contraintes sur la détermination des propriétés des nuages. Avec l'instrument POLDER (POLarization and Directionality of the Earth's Reflectances, Deschamps et al., 1994), radiomètre dont le prototype a été conçu au Laboratoire d'Optique Atmosphérique, on mesure une partie de la

distribution angulaire du rayonnement réfléchi (entre 0.4 et 0.9 μm) puisqu'on dispose pour une même scène de plusieurs mesures de luminance réfléchie pour différentes directions de visée (jusqu'à 14). Il ne sera alors pas toujours possible de trouver un modèle plan-parallèle restituant la totalité des mesures. Dans ce cas, il faudra faire appel à d'autres formes de modèles, en particulier aux modèles de nuages hétérogènes. On comprend aisément que l'aspect multidirectionnel de POLDER est une particularité intéressante qui peut permettre, d'une part, de vérifier les paramétrisations des nuages introduites dans les modèles, d'autre part d'améliorer la détermination du flux radiatif réfléchi au sommet de l'atmosphère.

Le but de cette thèse est d'étudier - d'un point de vue théorique - les potentialités de la multidirectionnalité de POLDER dans le cas des nuages, en particulier en ce qui concerne la validation (ou l'invalidation) de l'hypothèse du plan-parallèle. Il ne s'agit bien sûr ici que d'une validation partielle de l'hypothèse du plan-parallèle dans le sens où l'activité que l'on appelle couramment validation donne un résultat définitif seulement lorsqu'elle conduit à l'invalidation (Principe de Popper). Pour mener à bien cette étude, il convient donc dans un premier temps de modéliser des couvertures nuageuses réalistes et à partir de cela d'examiner comment les réflectances réfléchies par celles-ci s'écartent de celles du modèle plan-parallèle. Dans le cadre de POLDER, nous chercherons alors à savoir si ces différences peuvent être détectées par le radiomètre. Dans un second temps, si le modèle plan-parallèle semble valide pour restituer le champ de réflectances d'une scène nuageuse donnée, il convient de vérifier si les valeurs d'épaisseur optique et d'albédo obtenues sont effectivement les vraies valeurs. En effet, un modèle plan-parallèle homogène pourrait restituer le champ de rayonnement d'un nuage hétérogène mais avec une valeur d'épaisseur optique moyenne différente.

Le premier chapitre de cette thèse présente rapidement quelques généralités sur les nuages, leurs aspects macrophysique et microphysique. Il introduit aussi les paramètres et les notions physiques qui nous seront utiles pour la suite. Un historique de la modélisation des nuages figure dans le chapitre II. Cet historique permet de prendre connaissance de l'influence des hétérogénéités sur l'effet des nuages sur le rayonnement. La méthode de Monte Carlo, adaptée au calcul du transfert radiatif dans des milieux hétérogènes, est présentée dans le chapitre III avec quelques applications pour des cas simples et idéaux. Cette étude porte essentiellement sur les nuages bas facilement modélisables par la technique des cascades itératives bornées (dont les modèles nuageux résultants seront appelés "BCM" - Chapitre IV). C'est à partir de ces situations nuageuses que les résultats sur les potentialités de l'aspect multidirectionnel de POLDER sont présentés (Chapitre V) pour des situations idéales où l'on connaît la phase et la taille des particules nuageuses et où l'effet de l'environnement (aérosols, sol, gaz ...) est négligé. Ces résultats seront discutés dans le dernier chapitre où nous prenons en compte les effets potentiels d'une surface réfléchissante et où nous analysons les

conséquences de l'utilisation d'une granulométrie mal adaptée lors de l'inversion des luminances.

Chapitre I

Les nuages

I.1. Définition et classification de la couverture nuageuse

Un nuage est formé par un ensemble de minuscules gouttelettes d'eau (ou de cristaux de glace) en suspension dans l'air. Ces gouttelettes sont animées d'un mouvement de chute très lent dû à leur faible masse par rapport à leur trainée et à la résistance de l'air, de sorte que le moindre courant ascendant suffit pour les maintenir en équilibre voire les soulever.

Généralement, les nuages se situent dans la troposphère à l'exception cependant de quelques cas particuliers. Pour répertorier les différents types de nuages, ou "genres" (figure I.1), la troposphère a été divisée en trois étages : supérieur, moyen et inférieur. Les nuages que l'on rencontre le plus fréquemment à chacun de ces étages sont reportés ci-dessous :

Nuages bas :
(étage inférieur)

- cumulus (Cu)
- stratocumulus (Sc)
- stratus (St)

Nuages moyens :
(étage moyen)

- nimbostratus (Ns)
- altostratus (As)
- altocumulus (Ac)

Nuages hauts :
(étage supérieur)

- cirrocumulus (Cc)
- cirrostratus (Cs)
- cirrus (Ci)
- cumulonimbus (Cb)

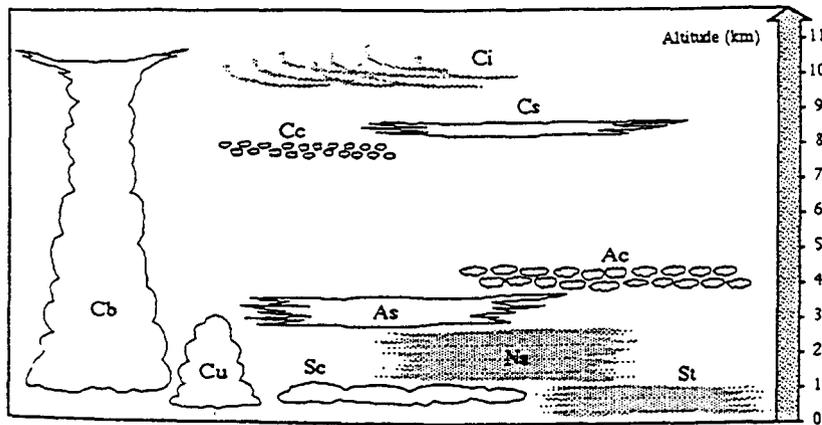


Figure I.1. : représentation synoptique des différents types de nuages

Il convient néanmoins d'apporter quelques critiques et restrictions à cette classification nuageuse conventionnelle comme l'illustre le tableau I-1. D'une part, la troposphère, et par conséquent les étages, ne se trouvent pas à la même altitude et n'ont pas la même épaisseur selon la saison et la latitude. D'autre part, certains genres nuageux peuvent chevaucher deux étages ou même être observés dans un étage voisin. Il s'agit notamment des cumulonimbus qui peuvent avoir leur base à 300 m et leur sommet à plus de 10 km d'altitude dans les régions tempérées (le sommet des Cb peut même parfois se situer dans la stratosphère).

Etages	Altitudes limites des étages			Nuages qui peuvent être observés dans l'étage		
	Régions polaires	Régions tempérées	Régions tropicales	Catégorie	Genre de nuages	Genres s'étendant à plusieurs étages
supérieur	8 km 3 km	13 km 5 km	18 km 6 km	Nuages hauts	Ci, Cb, Cs, Cc	- sommets : As, Ns, Cu convectifs
Moyen	4 km 2 km	7 km 2 km	8 km 2 km	Nuages moyens	Ns, As, Ac	- sommets : Cu, Cb
Inférieur	2 km Surface	2 km Surface	2 km Surface	Nuages bas	Sc, Cu, St	- bases : Ns, Cb

Tableau I-1 : Répartition des nuages dans les différents étages (La météorologie de A à Z, présentée par la Météorologie Nationale, Ed. Stock)

Hormis le fait que les nuages diffèrent les uns des autres à cause de leur microphysique, leur altitude, leur phase (eau/glace), les nuages présentent aussi des spécificités et caractéristiques macrophysiques très variées (Tableau I-2).

Genre	Description
Cirrus (ci)	Nuages séparés, en forme de filaments blancs et délicats ou de bancs ou de bandes étroites, blancs ou en majeure partie blancs. Ces nuages ont un aspect fibreux (chevelu) ou un éclat soyeux, ou les deux.
Cirrocumulus (Cc)	Banc, nappe ou couche mince de nuages blancs, sans ombres propres, composés de très petits éléments en forme de granules, de rides, ..., soudés ou non, et disposés plus ou moins régulièrement; la plupart des éléments ont une largeur apparente inférieure à un degré.
Cirrostratus (Cs)	Voile nuageux transparent et blanchâtre, d'aspect fibreux (chevelu) ou lisse, couvrant entièrement ou partiellement le ciel, et donnant généralement lieu à des phénomènes de halo.
Alto cumulus (Ac)	Banc, nappe ou couche de nuages blancs ou gris, ou à la fois blancs et gris, ayant généralement des ombres propres, composées de lamelles, galets, rouleaux, ..., d'aspect parfois partiellement fibreux ou diffus, soudés ou non; la plupart des petits éléments disposés régulièrement ont généralement une largeur apparente comprise entre 1 et 5 degrés.
Altostratus (As)	Nappe ou couche nuageuse grisâtre ou bleuâtre, d'aspect strié, fibreux ou uniforme, couvrant entièrement ou partiellement le ciel, et présentant des parties suffisamment minces pour laisser voir le soleil au moins vaguement, comme au travers d'un verre dépoli. L'altostratus ne présente pas de phénomène de halo.
Nimbostratus (Ns)	Couche nuageuse grise, souvent sombre, dont l'aspect est rendu flou par des chutes plus ou moins continue de pluie ou de neige qui, dans la plupart des cas, atteignent le sol. L'épaisseur de cette couche est partout suffisante pour masquer le soleil. Il existe fréquemment, au-dessous de la couche, des nuages bas déchiquetés, soudés ou non avec elle.
Stratocumulus (Sc)	Banc, nappe ou couche de nuages gris ou blanchâtres, ou à la fois gris et blanchâtres, ayant presque toujours des parties sombres, composés de dalles, galets, rouleaux, ..., d'aspect non fibreux (sauf virga), soudés ou non; la plupart des petits éléments disposés régulièrement ont une largeur apparente supérieure à 5 degrés.
Stratus (St)	Couche nuageuse généralement grise, à base assez uniforme, pouvant donner lieu à de la bruine, de la neige, ou de la neige en grains. Lorsque le soleil est visible au travers de la couche, son contour est nettement discernable. Le stratus ne donne pas lieu à des phénomènes de halo, sauf éventuellement aux très basses températures. Parfois le stratus se présente sous forme de bancs déchiquetés.
Cumulus (Cu)	Nuages séparés, généralement denses et à contours bien délimités, se développant sous forme de mamelons, de dômes ou de tours, dont la région supérieure bourgeonnante ressemble à un chou-fleur. Les parties de ces nuages éclairées par le soleil sont, le plus souvent d'un blanc éclatant; leur base, relativement sombre est sensiblement horizontale. Les cumulus sont parfois déchiquetés.
Cumulonimbus (Cb)	Nuage dense et puissant, à extension verticale considérable, en forme de montagne ou d'énormes tours. Une partie au moins de sa région supérieure est généralement lisse, fibreuse ou striée, et presque toujours aplatie; cette partie s'étale souvent en forme d'enclume ou de vaste panache. Au-dessous de la base de ce nuage, souvent très sombre, il existe fréquemment des nuages bas, déchiquetés, soudés ou non avec elle, et des précipitations, parfois sous forme de virga.

Tableau I-2 : Définition des genres de nuages. D'après le cours de l'Ecole Nationale de la Météorologie, "l'observation en surface : nuages et autres météores" (Dewitte, 1991).

L'occurrence et la répartition de ces différents nuages à la surface du globe sont très inégales et dépendent notamment de la localisation géographique et des saisons. Malgré tout, il est possible de réaliser une classification à l'échelle globale comme le montre le tableau I-3 établi

Dans cette formule, $n(r)$ est la densité de gouttes de rayon r par unité de rayon et de volume d'air. C , α et β sont des paramètres qui varient d'un type de nuage à un autre, C étant ajusté de manière à fixer la concentration totale (N , voir tableau I.4), c'est-à-dire le nombre total de gouttes par unité de volume d'air (Fenn et al., 1985).

La distribution dimensionnelle des gouttes permet d'accéder au contenu en eau liquide w (exprimé en g.m^{-3}) qui est par définition une grandeur locale définie pour chaque parcelle de nuage :

$$w = \int_0^{\infty} \frac{4}{3} \pi r^3 \rho n(r) dr \quad [I.2]$$

où ρ est la masse volumique de l'eau ($\rho=10^3 \text{ kg.m}^{-3}$)

Les valeurs typiques de w sont données dans le tableau I.4.

Comme tout milieu diffusant et absorbant, chaque parcelle de nuage peut être caractérisée optiquement par trois grandeurs :

- σ_e , le coefficient d'extinction qui caractérise l'atténuation du rayonnement par le milieu
- ω_0 , l'albédo de diffusion simple qui chiffre l'importance relative de l'absorption par rapport à la diffusion
- et $p(\theta)$ la fonction de phase qui correspond à la probabilité qu'un photon incident sur le milieu soit diffusé avec un angle θ .

Dans le cas des gouttelettes d'eau (sphériques) la théorie de Mie permet de calculer ces trois caractéristiques, à une longueur d'onde donnée, lorsque la distribution en taille des gouttes est connue.

On obtient ainsi :

$$\sigma_e = \pi \int Q_e \left(\frac{2\pi r}{\lambda} \right) r^2 n(r) dr \quad [I.3]$$

où $2\pi r/\lambda$ est appelé le paramètre de Mie et Q_e , la section efficace d'extinction, est donné par la théorie de Mie.

Une expression similaire permet de calculer le coefficient de diffusion du milieu, σ_d , et par suite l'albédo de diffusion simple $\omega_0 = \sigma_d / \sigma_e$.

La fonction de phase $p(\theta)$ est donnée par :

$$p(\theta) = \frac{4\pi}{\sigma_d} \int_0^{\infty} f(r, \theta) dr \quad [I.4]$$

où $f(r, \theta)$ représente la fonction de diffusion qui est calculée par la théorie de Mie.

La figure I.2 montre les fonctions de phase à la longueur d'onde de 670 nm pour deux distributions gamma-standard de gouttelettes d'eau de rayons effectifs respectifs de 5 et 10 μm pour une même variance effective de 0.15 (voir ci-après).

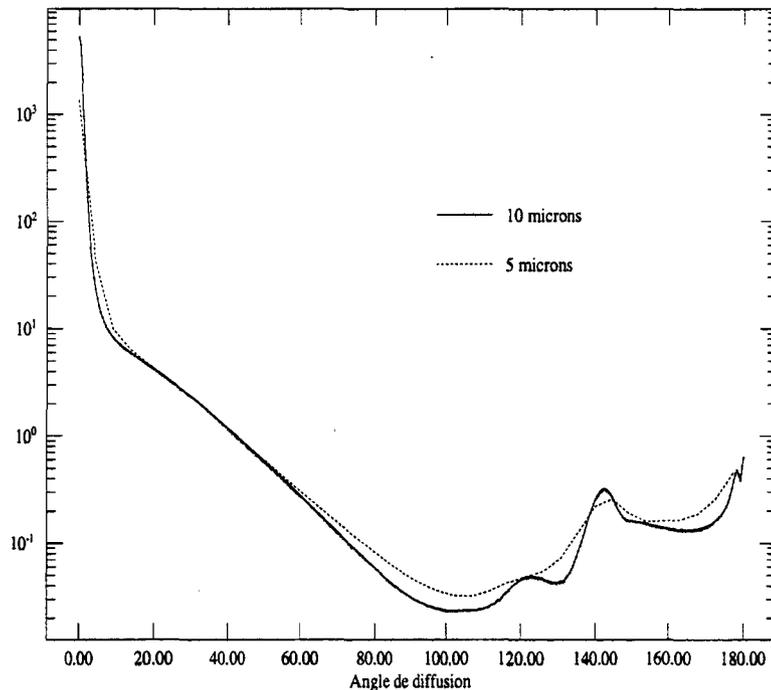


Figure I.2. : Fonction de phase à 670 nm pour une distribution de gouttelettes d'eau de rayon effectif de 10 μm et de 5 μm . La variance effective vaut 0.15 pour les deux cas.

On notera sur cette figure le pic relatif aux environs de 140° qui est typique des gouttes d'eau et qui donne naissance à un phénomène optique bien connu qui est l'arc en ciel.

Le coefficient d'extinction permet d'accéder à un paramètre très important pour caractériser radiativement les nuages : l'épaisseur optique τ . Tout comme le coefficient d'extinction, elle dépend de la longueur d'onde λ (l'indice λ n'est pas signalé afin d'alléger la notation).

$$\tau = \int_{Z_b}^{Z_s} \sigma_e(z) dz$$

[I.5]

où Z_b et Z_s sont les altitudes respectives de la base et du sommet du nuage.

Pour des particules sphériques de la taille typique des gouttes nuageuses Q_e vaut approximativement 2 dans le domaine visible (0.4 - 0.7 μm), l'épaisseur optique peut alors s'écrire :

$$\tau \approx \frac{3}{2} \int_{z_b}^{z_s} \frac{w(z)}{r_e(z)} dz \quad [\text{I.6}]$$

où $w(z)$ est le contenu en eau liquide à l'altitude z , et r_e le rayon effectif de la distribution des particules :

$$r_e = \frac{\int_0^{\infty} r^3 n(r) dr}{\int_0^{\infty} r^2 n(r) dr} \quad [\text{I.7}]$$

A la différence d'un calcul classique du rayon moyen et de la variance de la distribution, le rayon effectif et la variance effective sont calculés en pondérant le rayon des gouttes r par $n(r) \cdot r^2$ (Hansen et Hovenier, 1974) pour rendre compte de la variation en r^2 des coefficients d'extinction et de diffusion.

De la même façon, la largeur de la distribution est caractérisée par la variance effective :

$$V_e = \frac{\int_0^{\infty} (r - r_e)^2 r^2 n(r) dr}{r_e^2 \int_0^{\infty} r^2 n(r) dr} \quad [\text{I.7}]$$

Par définition des propriétés optiques du milieu, il résulte que des distributions différentes, mais ayant le même rayon effectif et la même variance effective, possèdent des propriétés radiatives similaires. Le rayon modal r_m de la distribution donne une idée de la taille géométrique des gouttes tandis que le rayon effectif r_e précise la taille prépondérante sur le plan radiatif.

Enfin, notons que si r_e ne varie pas avec l'altitude, on obtient :

$$\tau = \frac{3W}{2r_e} \quad [\text{I.8}]$$

où W est le contenu intégré en eau liquide (en $\text{g} \cdot \text{m}^{-2}$) et r_e s'exprime en μm .

Le tableau I-4 résume des valeurs typiques de la densité (N), du rayon modal (r_m) et du rayon effectif (r_e) des gouttelettes d'eau pour différents types de nuage, ainsi que le contenu en eau liquide (w) typique du nuage.

Nuage	N (cm^{-3})	w ($\text{g}\cdot\text{m}^{-3}$)	r_m (μm)	r_e (μm)
Stratus I	440	0.22	3.5	5.9
Stratus II	120	0.05	2.25	4.2
Stratocumulus I	350	0.14	3.5	5.4
Stratocumulus II	150	0.47	7.5	9.8
Nimbostratus	280	0.50	3.5	9.3
Altostratus	430	0.28	4.5	6.2
Cumulus	300	1.0	5.5	12.1
Cumulonimbus	72	2.5	5.5, 6.5	31.2

Tableau I-4 : Modèles de distribution de gouttes de Stephens (1978). N est la densité (nombre totale de gouttes par unité de volume d'air), w le contenu en eau liquide, r_m le rayon modal et r_e le rayon effectif des gouttelettes d'eau.

I.2.2. Les nuages de glace

Les nuages hauts (les cirrus, les cirrostratus, les cirrocumulus, les cumulonimbus) sont principalement constitués de cristaux de glace. Des expériences telles que FIRE (First ISCCP Regional Experiment; Starr, 1987), ICE (Internationale Cirrus Experiment; Raschke et al., 1988) et plus récemment EUCREX (European Cloud Radiation Experiment; Raschke et al., 1998) ont permis de mieux appréhender la structure et la composition des nuages de glace. La particularité la plus importante de ces nuages est la forme des particules qui les constituent : à la différence des gouttes d'eau liquide, les cristaux de glace peuvent présenter de nombreuses formes différentes (Figure I-3). L'absence de symétrie sphérique dans les cristaux de glace fait apparaître une difficulté : la façon dont ils diffusent le rayonnement dépend de leur orientation par rapport au faisceau incident. En d'autres termes, les diffusions successives d'un photon dans le nuage sont décrites par autant de fonctions. Pour contourner cet obstacle, une première approximation consiste à considérer que les cristaux ont des orientations aléatoires dans l'espace. Cette approximation est très largement utilisée. On notera cependant que certaines observations particulières semblent ne pouvoir s'expliquer que si les cristaux présentent une orientation privilégiée (Chepfer et al., 1998).

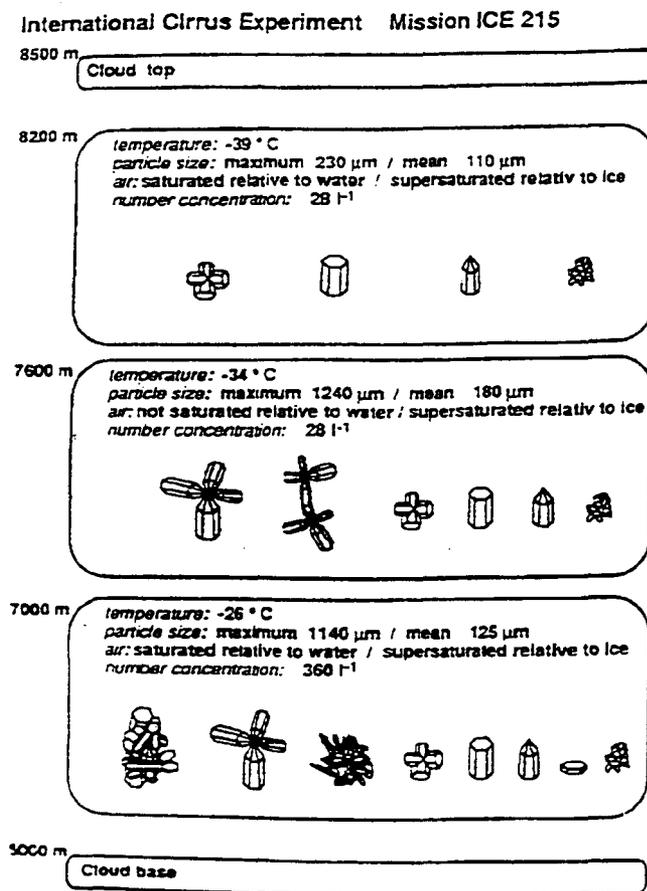


Figure I-3 : Particules typiques observées par holographie dans un même cirrus durant l'expérience ICE 89 (Krupp, 1991)

La figure I-4 représente les fonctions de phase pour trois types de cristaux de glace (plaquettes hexagonales, colonnes hexagonales et polycristaux tétraédriques) qui diffèrent donc toutes de la fonction de phase d'un nuage d'eau liquide. Les deux premiers types de cristaux ont une forme hexagonale qui apparaît dans la plupart des cristaux réels. Ils sont caractérisés par le facteur de forme $Q (=L/2R)$ où L est la longueur du cristal et R le rayon du cercle circonscrit à l'hexagone. Ainsi, pour $Q < 1$ on tend vers la forme d'une plaquette, et inversement, pour $Q > 1$ le cristal prend plutôt la forme d'une colonne. Le troisième type de cristal correspond à une modélisation plus récente (Macke, 1994) : le polycristal tétraédrique est issu d'une composition fractale à base de tétraèdres irréguliers, où chaque nouvelle génération est constituée de tétraèdres inscrits au centre de chaque face visible de la génération précédente. Ce type de cristal est particulièrement intéressant à traiter car il est désormais utilisé dans le programme ISCCP pour modéliser les propriétés optiques de l'ensemble des nuages de glace. On peut observer que les deux fonctions de phase correspondant aux cristaux à structure hexagonale sont caractérisées par un halo à l'angle de diffusion de 22° (très marqué pour les colonnes) et un halo secondaire à 46° , ainsi qu'un arc de rétrodiffusion vers 159° (Takano and Liou, 1989). Remarquons que l'on observe rien de tel pour les polycristaux de Macke dont la fonction de phase est très lisse.

L'intérêt des polycristaux se trouve en réalité dans leur capacité à mieux restituer les propriétés radiatives d'un mélange de cristaux différents ou de cristaux formés par agrégation, ce dont les cristaux à structure hexagonale sont incapables (Mishchenko et al., 1996).

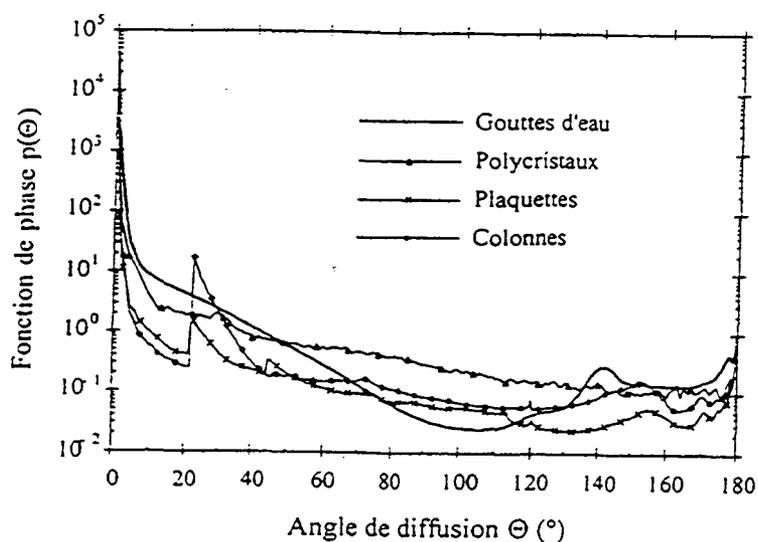


Figure I-4 : Fonctions de phase à 865 nm de plaquettes hexagonales ($L/2R=22\mu\text{m}/440\mu\text{m}$), de colonnes hexagonales ($L/2R=1200\mu\text{m}/60\mu\text{m}$) et de la distribution de gouttes d'eau liquide ($r_e=10\mu\text{m}$, $V_e=0.15$). La fonction de phase de la distribution de polycristaux de Macke ($r_e=30\mu\text{m}$) correspond à la longueur d'onde de 630 nm.

Chapitre II

Modélisation des nuages et prise en compte de l'hétérogénéité de la couverture nuageuse

II.1. Hétérogénéités internes et externes

De nombreuses études ont montré l'influence sur le rayonnement de l'hétérogénéité de la couverture nuageuse (par exemple : Van Berklof, 1971; Welch et Wielicki, 1984; Kitte, 1987; Kobayashi, 1993; Barker, 1994; ...). Néanmoins, la majorité des auteurs se sont uniquement intéressés à l'albédo (ou réflectance hémisphérique) et non à la dépendance angulaire du rayonnement. Des tentatives d'introduction d'hétérogénéité dans la couverture nuageuse ont vu le jour il y a près de trente ans et ont évolué avec le temps. Le but de ces études était essentiellement d'identifier les écarts qui pouvaient exister entre l'albédo d'une couche plane parallèle homogène et l'albédo d'un modèle nuageux hétérogène. Les hétérogénéités nuageuses peuvent être répertoriées en 2 catégories : (1) des hétérogénéités internes, dans ce cas l'épaisseur du nuage reste constante mais les propriétés optiques varient horizontalement, et, (2) des hétérogénéités "externes" affectant la forme des nuages, ceux-ci étant considérés comme finis, avec des formes complexes; on a alors le plus souvent considéré que seule la forme varie, les propriétés optiques restant les mêmes.

La première catégorie de nuages hétérogènes, où la géométrie du nuage reste plane parallèle et les paramètres optiques peuvent varier sera traitée dans le paragraphe II.2, alors que le cas des modèles nuageux de la seconde catégorie, où la géométrie plane parallèle est abandonnée sera traitée dans le paragraphe II.3.

11.2. La couche plane parallèle

La représentation la plus simple et la plus ancienne des nuages est basée sur l'hypothèse "plan parallèle". Dans cette représentation, les nuages sont assimilés à des couches planes, homogènes et infinies. Géométriquement la seule dimension pouvant varier est la verticale (i.e. modèle 1D). Le nuage est alors caractérisé par son épaisseur optique, et par l'albédo de diffusion simple et la fonction de phase des particules nuageuses. Ce modèle plan parallèle est depuis longtemps utilisé pour sa simplicité. C'est ainsi que l'ensemble des algorithmes et des méthodes d'inversion pour restituer les propriétés des nuages à partir des données satellitales sont basés sur cette hypothèse.

Tout en gardant la géométrie plane parallèle, il est possible de prendre en compte l'aspect hétérogène des nuages tout du moins en ce qui concerne les variations horizontales du contenu en eau liquide et donc de l'épaisseur optique. La première tentative consista à faire varier les paramètres optiques à l'intérieur de la couche : l'épaisseur optique variait de façon sinusoïdale selon une direction donnée dans le plan horizontal (Weinman et Swarztrauber, 1968). Ce modèle nuageux restituait alors globalement des albédos plus faibles que la couche plane parallèle homogène de même contenu en eau total. Ces premiers modèles hétérogènes démontrèrent l'intérêt de continuer dans cette voie en allant plus loin dans la complexité. Bien d'autres modèles suivirent cette démarche en faisant varier selon une direction (voire 2) les paramètres optiques du nuage : variation selon une loi statistique quelconque (Wendling, 1977; Stephens, 1986) et selon une loi fractale (Cahalan, 1989).

Dans le même ordre d'idée, il existe aussi le nuage multi-"plan parallèle". Ce modèle nuageux, dérivé du modèle plan parallèle, est obtenu en réalisant une mosaïque d'éléments plans parallèles d'épaisseurs optiques différentes. Le calcul des caractéristiques radiatives d'un tel modèle se fait alors en cumulant la contribution de chaque élément plan parallèle. La validité de ce calcul repose sur l'hypothèse que la contribution de chaque élément est indépendante de celles de ses voisins, ce qui revient à négliger les interactions entre les différents éléments nuageux. Cette hypothèse est désignée par "approximation des pixels indépendants" (IPA - Cahalan et al., 1994a). A titre d'exemple, pour une distribution d'épaisseur optique suivant une loi log-normale, avec une épaisseur optique moyenne de 15 et un écart type $\sigma_{\log\tau}$ de 0.4, Cahalan et al. (1994a et 1994b) ont trouvé que le nuage multi plan parallèle présentait un albédo plus faible qu'un nuage homogène de même contenu en eau total (biais typique de l'ordre de 15%) et que le champ de réflectances bidirectionnelles du nuage multi-"plan parallèle" pouvait être grossièrement restitué par un nuage plan parallèle homogène d'épaisseur optique valant approximativement 10 (soit un rapport d'environ 0.7). La non-linéarité de la relation entre la réflectance bidirectionnelle et l'épaisseur optique entraîne en effet que la moyenne des réflectances bidirectionnelles n'équivaut pas à la réflectance bidirectionnelle de l'épaisseur

optique moyenne. Elle lui est même inférieure comme l'illustre la figure II.1. En imaginant un cas simpliste où il n'y a que deux pixels indépendants dans la scène, d'épaisseurs optiques τ_1 et τ_2 , l'épaisseur optique moyenne de la scène est $(\tau_1 + \tau_2)/2$ alors que la réflectance moyenne de la scène $[R(\tau_1) + R(\tau_2)]/2$ pourra être restituée par un modèle de nuage plan parallèle homogène d'épaisseur optique $\tau_{eq} < (\tau_1 + \tau_2)/2$.

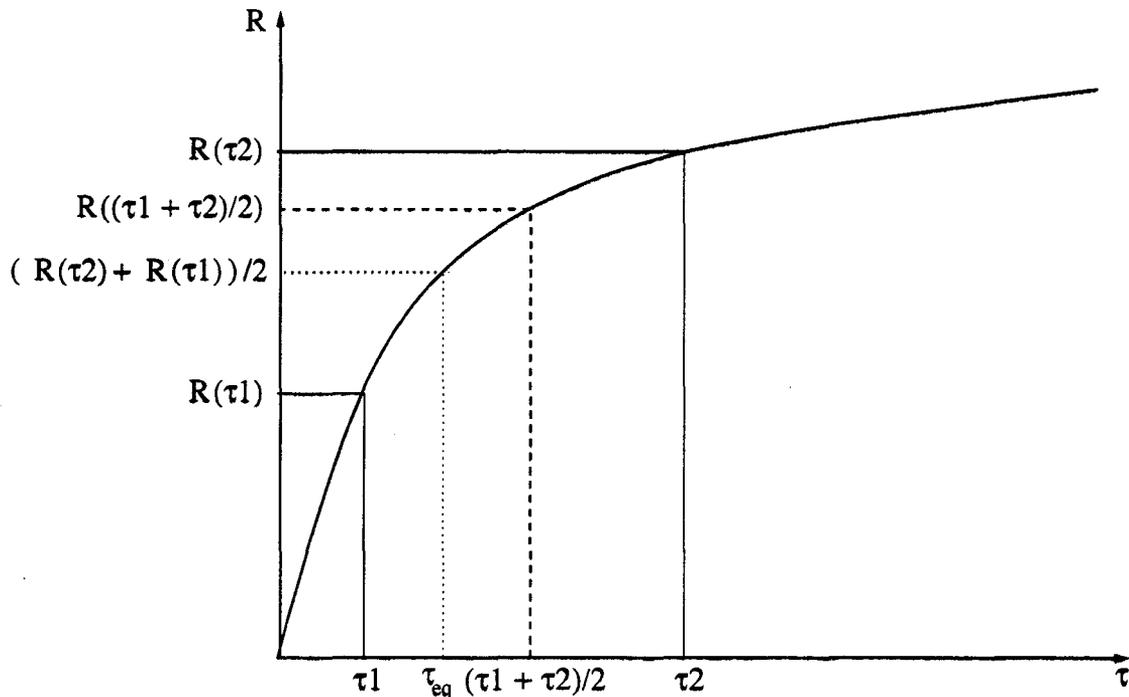


Figure II.1 :Explication schématique de la restitution d'une valeur d'épaisseur optique plus faible que la vraie lorsque l'on utilise l'IPA.

II.3. Prise en compte des effets de forme des nuages

Les modèles qui tiennent compte de la morphologie des nuages, que nous opposons ici au modèle de la couche plane parallèle, utilisent, en majorité, la méthode de Monte Carlo. La méthode de Monte Carlo est une méthode qui consiste en une simulation directe des processus physiques qui affectent le rayonnement. De ce fait, elle permet de prendre en compte les conditions géométriques inhérentes à la forme du nuage. La méthode de Monte Carlo sera discutée et présentée plus en détail dans le chapitre III. Plus récemment, a été développée une nouvelle méthode, nommée SHDOM (Evans, 1998), qui délivre des résultats comparables.

Dans cette méthode, le nuage (ou l'atmosphère en général) est discrétisé à l'aide d'un maillage adapté et le calcul du transfert radiatif est basée sur la combinaison de la méthode des harmoniques sphériques et des ordonnées discrètes.

Les premiers effets de forme pris en compte le furent à l'aide d'un modèle nuageux en forme de barres (fig. II.2) : une couche plane parallèle était surmontée de barres régulièrement espacées et infiniment longues dans une direction (modèle 2D). Ce modèle permettait de représenter de façon schématique les rouleaux que l'on observe parfois au sommet des couches de stratocumulus. Un tel modèle montra que les luminances réfléchies par ce nuage différaient significativement de celles réfléchies par une couche plane parallèle de caractéristiques équivalentes, les écarts en luminance étant plus ou moins importants selon l'espacement entre chaque barre (Van Blerkom, 1971).

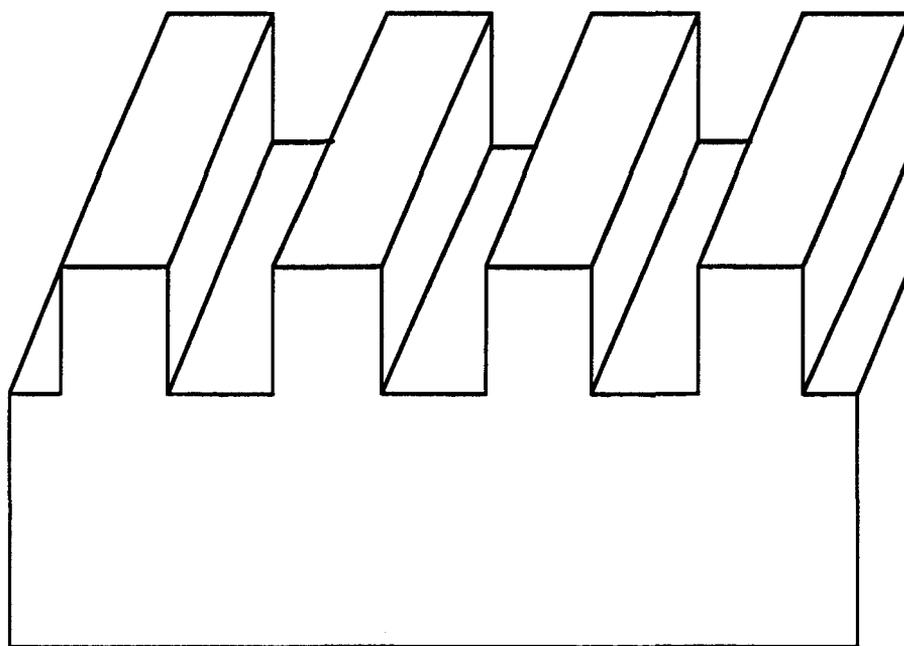


Figure II.2. : Modèle nuageux à barres

Au milieu des années 70 furent mis au point les premiers modèles nuageux à trois dimensions (3D). La configuration était très simple : un nuage fini et isolé qui interceptait l'intégralité du rayonnement solaire incident. Le nuage avait une forme géométrique simple ou était issu d'une combinaison de plusieurs géométries élémentaires: cube, hémisphère, parallélépipède, cylindre ... (fig. II.3). Ces modèles avaient été imaginés pour représenter les cumulus de beau temps ou les cumulus d'alizés.

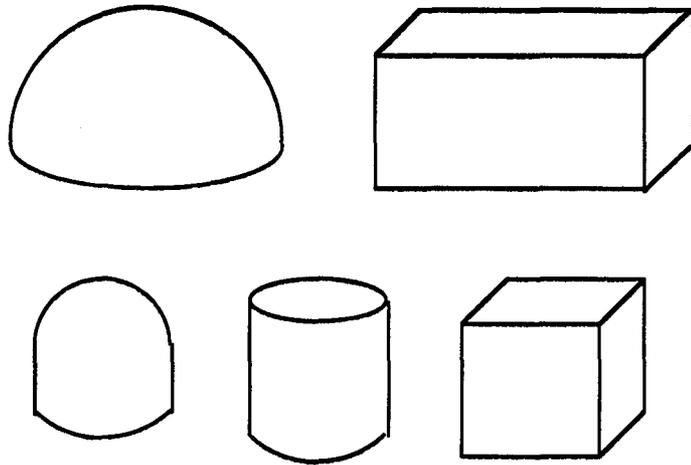


Figure II.3. : Différentes formes géométriques utilisées pour représenter un nuage.

On a alors montré que le rayonnement réfléchi différait plus ou moins fortement de celui réfléchi par un nuage plan parallèle, tant pour l'albédo que pour les réflectances bidirectionnelles. Ainsi, l'albédo d'un nuage cubique est approximativement inférieur de 25% à celui d'une couche plane parallèle pour des épaisseurs optiques allant de 20 à 80 (Mc Kee et Cox, 1974). Toujours pour un nuage cubique, la distribution angulaire du rayonnement réfléchi diffère sensiblement de celle obtenue avec un nuage plan parallèle de même épaisseur optique. L'amplitude des différences varie notamment en fonction de l'angle d'incidence solaire et des directions de visée (Mc Kee et Cox, 1976; Davies, 1984). Ce genre de résultats a pu être aussi obtenu avec d'autres formes de nuages : des cylindres (Bréon, 1992), des sphères (Crétel et al., 1989), etc. La façon dont le rayonnement est réfléchi dépend de la forme du nuage isolé (Aida, 1976, Welch and Zdunkowski, 1981) : un nuage sphérique ne réfléchirait donc pas le rayonnement de la même façon ni avec la même intensité, qu'un nuage cubique.

Après avoir traité le cas d'un nuage fini isolé de forme simple, un degré de complexité supplémentaire consista à arranger plusieurs nuages pour restituer un champ de nuages. Deux approches sont utilisées (figure II.4). Dans la première, on découpe la scène nuageuse en plusieurs cellules (ou pixels) comme pour figurer les cases d'un échiquier (Welch et Wielicki, 1985; Weinman et Harshvardhan, 1982). Chaque nuage est placé au centre d'un pixel. Cette méthode permet de simuler différentes nébulosités en faisant varier le rapport de la surface occupée par un nuage sur celle d'un pixel. Pour de tels modèles nuageux, nous pouvons constater que l'influence de la forme des nuages se révèle plus importante que les interactions radiatives entre les nuages lorsque la distance entre ceux-ci est grande (faible nébulosité). Par contre, c'est le contraire lorsque la distance nuage-nuage devient petite (forte nébulosité) (Gube et al., 1980).

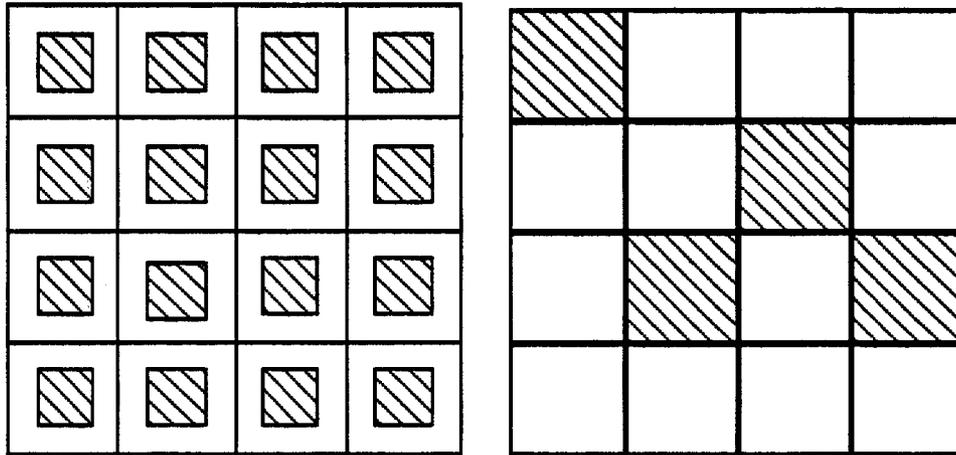


Figure II.4 : Deux approches différentes pour modéliser une scène nuageuse à l'aide d'un échiquier (vue de dessus). Les parties hachurées représentent les parties nuageuses.

La deuxième approche consiste toujours à décrire la scène nuageuse comme un échiquier, mais formé de pixels soit totalement nuageux soit totalement clairs (Kobayashi, 1988). La répartition entre pixels clairs et nuageux se fait en fonction de la nébulosité, soit régulièrement (1 pixel sur 2, sur 3, sur 4 ...), soit aléatoirement. La hauteur de chaque nuage peut être fixe ou varier selon une loi statistique quelconque. De tels modèles délivrent des résultats sensiblement identiques à ceux issus de la première approche. Du point de vue de la télédétection et de la restitution de l'épaisseur optique et de l'albédo à partir des luminances mesurées, tous les modèles faisant intervenir l'effet de forme des nuages montrent les biais importants que l'on peut commettre si on utilise le modèle plan parallèle pour inverser les mesures. La comparaison entre les réflectances bidirectionnelles du modèle hétérogène et celles d'un nuage plan parallèle de même épaisseur optique moyenne fait ainsi apparaître des biais dépassant 30 % qui dépendent fortement de l'angle de visée et de l'angle d'incidence (Kobayashi, 1993). Ainsi, un champ de nuages, hétérogène, réfléchit le rayonnement solaire d'une façon très différente de celle d'une couche plane parallèle de mêmes caractéristiques optiques moyennes. Il n'existe pas de modèle plan parallèle, quelles que soient ses caractéristiques optiques, qui restitue un champ de rayonnement identique à celui d'un modèle nuageux présentant des hétérogénéités externes. On ne peut pas déterminer une couche plane parallèle équivalente produisant le même champ de rayonnement qu'une couche nuageuse aux formes variées quelles que soient les conditions d'illumination.

II.4. Les nuages fractals

Dans la description des différents modèles utilisés pour représenter les nuages, nous pouvons ajouter l'apport de la théorie fractale très en vogue depuis quelques années. Depuis le début des années 90, la théorie fractale est utilisée pour représenter et modéliser les nuages, prendre en compte la nature complexe de leurs morphologies ainsi que leurs hétérogénéités internes. Ces modèles ont été développés par Lovejoy et al. (1990), Gabriel et al. (1990), Davis et al. (1990). L'idée d'utiliser la théorie fractale est venue en analysant des observations satellitales et aéroportées. En effet, de nombreuses observations ont montré que les champs nuageux présentent des hétérogénéités spatiales sur toute une gamme d'échelles différentes (Lovejoy 1982; Duroure et Guillemet 1990). ¹L'invariance d'échelle des champs nuageux a été mise en évidence de l'échelle de la cellule convective (10 km) à 10 000 km. La nature autosimilaire des nuages a été constatée sur une plage allant de 10 m à quelques dizaines de km. Or, ces deux propriétés, invariance d'échelle et ²autosimilarité, sont des notions importantes à la base de la théorie fractale (Marshak et al, 1994). Afin de saisir ce que signifie pratiquement ces deux notions, nous pouvons nous livrer à une explication simplifiée. L'autosimilarité représente la répétition d'un objet physique ou morphologique sur plusieurs gammes d'échelles - l'objet est, au sens strict, identique à lui même - alors que l'invariance d'échelle représente la répétition sur une grande gamme d'échelle d'une loi caractérisant un champ, indépendamment de l'aspect morphologique du champ, seul son aspect statistique comptant. Si l'on fait un zoom sur un champ fractal aléatoire invariant d'échelle, on ne retrouvera pas obligatoirement le même aspect qu'à l'échelle supérieure, mais ce champ aura les mêmes propriétés que celui vu à l'échelle supérieur. Pour un champ fractal autosimilaire, il aura non seulement les mêmes propriétés, mais en plus il aura le même aspect. Enfin, notons qu'un champ fractal est nécessairement invariant d'échelle mais pas obligatoirement autosimilaire.

Principalement, l'utilisation des fractales a permis d'obtenir une information purement géométrique. Malheureusement, la complexité des formes obtenues rend quasiment inutilisables ces formes "exactes" dans les codes de calcul de transfert radiatif tant cette complexité est grande. Si on considère les nuages comme un champ géophysique, nous pouvons affirmer que la dimension fractale permet de caractériser l'aspect géométrique du champ sans pour autant caractériser son intensité locale. Afin de comprendre cette dernière assertion, nous pouvons

¹ Invariance d'échelle : on dit qu'un système présente une invariance d'échelle si son apparence reste inchangée (au sens statistique du terme et à un réajustement simple des unités de mesure près) par opération "d'agrandissement" (coarse grain). Cette opération consiste à effectuer une forme de moyenne spatiale permettant de lisser les structures configurationnelles sur une échelle de distance relativement petite et de garder la structure d'ensemble sur une plus grande échelle.

² Autosimilarité : on dit qu'un système est autosimilaire quand il se répète identique à lui même sur une grande gamme d'échelles différentes. Un champ autosimilaire a la même structure "de près comme de loin".

utiliser une image : "cela revient à s'intéresser au nombre de jours où il a plu, sans tenir compte de la quantité d'eau qui est tombée. Or, on ne peut pas objectivement considérer comme équivalentes deux journées où il est tombé respectivement 1 mm et 100 mm d'eau." (Borde, 1994). C'est pourquoi s'est développé, parallèlement, la notion de multifractal (Menneveau et Sreenivasan, 1987) qui permet de prendre en compte de façon explicite l'intensité locale du champ de rayonnement (Marshak et al., 1994; Davis et al., 1994).

II.5. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté deux catégories de modèles de nuages hétérogènes : les modèles avec des hétérogénéités internes (variation des caractéristiques optiques à l'intérieur d'une couche plane parallèle - §II.2) et les modèles basés sur la forme des nuages (§II.3.). Ces deux modèles peuvent fusionner en un seul : un champ de nuages, de forme complexe, dont l'épaisseur optique (ou le coefficient d'extinction), et éventuellement la fonction de phase peuvent varier d'un nuage à un autre (Zuev et Titov, 1995). De tels modèles ont d'ailleurs montré la prédominance de l'influence morphologique des nuages sur les variations des caractéristiques optiques à l'intérieur des nuages. Les modèles fractals ont ici été présentés à part. Ils peuvent appartenir à ces deux catégories (hétérogénéités externes et internes) mais généralement, la complexité inhérente au calcul du transfert radiatif ne permet pas d'exploiter l'addition des hétérogénéités internes et externes. Quoiqu'il en soit, les différents travaux cités dans ce chapitre montrent globalement que les propriétés radiatives d'une scène nuageuse dépendent à la fois de la distribution des paramètres optiques à l'intérieur de celui-ci et de la forme des nuages.

Les méthodes d'inversion des données satellitales ou aéroportées utilisent cependant généralement l'hypothèse plan parallèle. L'inversion consiste alors à caractériser une couche plane parallèle qui restitue la mesure pour en déduire les propriétés (épaisseur optique, albédo, contenu en eau liquide ou en glace). En pratique, on n'utilise en général qu'une seule mesure de réflectance pour effectuer cette inversion. On conçoit que, dans ces conditions, le problème est fortement indéterminé. Il est alors nécessaire de fixer a priori les propriétés microphysiques (phase et granulométrie), l'inconnue restant l'épaisseur optique. Dans le cas de nuages hétérogènes et/ou dont les gouttes ou les cristaux ont des dimensions très différentes de celles utilisées dans l'inversion, les résultats peuvent être fortement erronés.

Lorsque l'on dispose de plusieurs mesures d'une même scène nuageuse, prises sous des angles de vue différents, comme c'est le cas avec l'instrument POLDER, nous pouvons tester la validité de l'hypothèse de la couche plane parallèle homogène. Dans le cas où le modèle

plan parallèle sera incapable de restituer l'ensemble des mesures, il conviendra alors d'envisager l'utilisation de modèles de nuages hétérogènes pour déterminer les propriétés optiques et radiatives. Bien que les modèles de nuages hétérogènes présentés dans ce chapitre soient tout aussi peu réalistes que le plan parallèle homogène (ex : champ de cubes ou de sphères, nuage fini isolé de forme sphérique ou cylindrique, etc. ...), il convient néanmoins de s'en inspirer afin d'aboutir à une modélisation nuageuse qui simule des formes plus réalistes et qui puisse si possible, s'étendre à différents cas nuageux que nous pouvons rencontrer.

Chapitre III

Le code de Monte Carlo

III.1. Principes généraux de la méthode de Monte Carlo

Les principales méthodes de calcul du transfert du rayonnement dans la matière, telles la méthode des ordonnées discrètes, des ordres successifs de diffusion ou des harmoniques sphériques, ne sont valables que pour une géométrie plane parallèle (Lenoble, 1985). Ces méthodes sont inopérantes dès que l'on veut prendre en compte les effets de formes et les variations spatiales (tridimensionnelles) du nuage. Elles sont donc inutilisables dans le cas des nuages hétérogènes qui nous intéressent. La grande majorité des travaux réalisés sur des nuages finis ou des couvertures nuageuses partielles (cf. chapitre précédent) ont été réalisées grâce à la méthode de Monte Carlo (pour une description minutieusement détaillée de la méthode de Monte Carlo : Cashwell et Everett, 1959). C'est cette méthode que nous avons choisie dans le cadre de notre étude.

La méthode de Monte Carlo peut être définie comme un outil numérique permettant d'étudier un large éventail de processus et de phénomènes. Elle permet de traiter deux types de problèmes :

- les problèmes probabilistes. On simule alors le phénomène à l'aide de processus aléatoires de densités de probabilités adaptées.

- les problèmes déterministes décrits par une équation. Les techniques de Monte Carlo permettent alors de traiter ces problèmes de deux façons : d'une part, par la résolution numérique de l'équation par essais et erreurs (ex : pour résoudre une équation à deux inconnues, on cherche le couple de valeurs solution de cette équation en essayant une multitude de couples choisies de manière aléatoire); d'autre part, et c'est cette méthode que nous avons choisie, par une approche statistique, transformant le problème déterministe en un problème probabiliste. Pour le transfert radiatif, une approche phénoménologique permet de transcrire les processus physiques qui affectent le rayonnement en événements de probabilité connue. La résolution consiste alors en un ensemble de simulations numériques.

La méthode de Monte Carlo est très coûteuse en temps de calcul. Développée en tant qu'outil numérique en 1944 au Los Alamos Scientific Laboratory, la méthode de Monte Carlo

connaît de nombreux domaines d'application (physique atomique et nucléaire, transfert radiatif, contrôle qualité, traitement du signal, enquête d'opinion dont le plus bel exemple a été la préparation de sondages lors de la campagne présidentielle de J.F. Kennedy, etc.).

III.2. La méthode de Monte Carlo appliquée au transfert radiatif

III.2.1. Le contexte

Aux longueurs d'ondes qui nous intéressent (0.4 - 0.9 μm), la seule source de rayonnement est le soleil. Nous considérons le rayonnement solaire comme un ensemble de photons. La notion de photons n'a ici aucun rapport avec quelque considération quantique que ce soit, mais représente un pinceau infiniment fin de lumière. Le milieu, absorbant et diffusant, est le nuage constitué de gouttelettes d'eau (plus généralement, un milieu constitué de particules qui peuvent être des aérosols, des molécules, ...).

La méthode de Monte Carlo consiste alors en une simulation directe des processus physiques qui affectent le rayonnement. Elle est fondée sur le formalisme de Markov qui suppose que l'interaction d'un photon avec les gouttelettes d'eau du nuage est indépendante de toutes les interactions antérieures. C'est un procédé stochastique pour lequel les probabilités associées à chaque événement (diffusion ou absorption par une gouttelette) sont uniquement fonction de l'état présent du photon et non de son "histoire". La démarche est donc de suivre le photon tout au long de son trajet jusqu'à ce qu'il soit absorbé ou renvoyé vers l'espace.

II.2.2. Le calcul du transfert radiatif par la méthode de Monte Carlo

II.2.2.1. Simulation des processus physiques

- **Distance parcourue**

Un photon est repéré par sa direction (son angle zénithal θ et son angle azimutal ϕ) et par sa position (x, y et z). Il se déplace dans le nuage qui est un milieu absorbant et diffusant. On considère que le photon ne peut interagir qu'avec les gouttelettes d'eau. Il convient donc, tout d'abord de savoir quand le photon va rencontrer une goutte. Si on suppose que le photon

se propage selon l'axe z, il convient alors de déterminer la probabilité Pr pour que la collision ait lieu entre z et z+dz,

$$Pr = \text{Proba}(\text{collision entre } z \text{ et } z+dz) \quad [\text{III.1}]$$

Si l'on suppose que le photon se trouve initialement en z=0, la probabilité pour que la collision ait lieu entre z et z+dz équivaut au produit de la probabilité pour que le photon ne rencontre pas de goutte d'eau entre 0 et z par la probabilité qu'il en rencontre une dans l'élément dz, soit :

$$Pr = \text{Proba}(\text{pas de collision entre } 0 \text{ et } z) \times \text{Proba}(\text{collision dans } dz). \quad [\text{III.2}]$$

Le premier terme n'est autre que la transmission entre 0 et z, soit T(z). La transmission s'exprime en fonction du coefficient d'extinction σ_e (en m^{-1}) qui représente l'atténuation du rayonnement dans le milieu (voir chapitre I) :

$$T(z) = \exp(-\sigma_e \cdot z) \quad [\text{III.3}]$$

Comme dans l'élément dz le photon n'a que deux choix possibles - soit il rencontre une goutte, soit il n'en rencontre pas - nous pouvons poser :

$$\begin{aligned} \text{Proba}(\text{collision dans } dz) &= 1 - \text{Proba}(\text{pas de collision dans } dz) \\ &= 1 - T(dz) = 1 - \exp(-\sigma_e \cdot dz) \end{aligned} \quad [\text{III.4}]$$

En injectant [III.3] et [III.4] dans [III.2], on obtient :

$$Pr = T(z) \cdot (1 - T(dz)) = (\exp(-\sigma_e \cdot z)) \cdot (1 - \exp(-\sigma_e \cdot dz)) \quad [\text{III.5}]$$

En développant au premier ordre, on obtient :

$$1 - T(dz) = 1 - (1 - \sigma_e \cdot dz) \quad [\text{III.6}]$$

Ainsi la probabilité d'une collision entre z et z+dz peut s'écrire :

$$Pr = \sigma_e \cdot \exp(-\sigma_e \cdot z) \cdot dz \quad [\text{III.7}]$$

La distance r parcourue est alors obtenue en résolvant :

$$\int_0^r \sigma_e \times \exp(-\sigma_e \times z) dz = \text{RAN} \quad [\text{III.8}]$$

où RAN représente de façon générale un nombre aléatoire distribué uniformément compris entre 0 et 1.

Finalement la distance parcourue r est donnée par :

$$r = -\ln(\text{RAN}) / \sigma_e \quad [\text{III.9}]$$

• Nature de l'interaction avec la gouttelette d'eau

Le photon rencontre donc une gouttelette d'eau. Deux événements sont possibles : soit il est absorbé, soit il est diffusé.

Le coefficient d'extinction σ_e , défini au chapitre I, est la somme de deux contributions : l'absorption et la diffusion ($\sigma_e = \sigma_a + \sigma_d$). L'albédo de diffusion simple qui donne l'importance de la diffusion dans les processus d'extinction du rayonnement est défini comme :

$$\omega_0 = \frac{\sigma_d}{\sigma_e} = \frac{\sigma_d}{\sigma_d + \sigma_a} \quad \text{[III.10]}$$

Sa valeur varie de 0 à 1. Il vaut 0 quand il n'y a pas de phénomènes de diffusion. Tout le rayonnement est alors absorbé par le milieu ou transmis directement. Il vaut 1 dans un milieu où il n'y a que des diffusions (cas conservatif). Pratiquement la résolution du problème de la nature de l'interaction avec la goutte passe par le tirage au sort d'un nombre aléatoire RAN de distribution uniforme compris entre 0 et 1 :

- si $\text{RAN} < \omega_0$ alors le photon est diffusé
- sinon le photon est absorbé.

• Evaluation de l'angle de diffusion. Nouvelle direction de propagation après une diffusion avec une gouttelette d'eau.

La fonction de phase $p(\vec{s}, \vec{s}')$ précise comment l'énergie extraite du faisceau incident par diffusion est distribuée dans l'espace. On définit par $p(\vec{s}, \vec{s}') \cdot d\omega' / 4\pi$ la probabilité qu'un photon incident suivant la direction \vec{s} soit diffusé suivant la direction \vec{s}' dans l'élément d'angle solide $d\omega'$. Pour des particules sphériques la fonction de phase ne dépend que de l'angle de diffusion $\Theta = (\vec{s}, \vec{s}')$. Plus généralement, ceci reste vrai pour la fonction de phase moyenne de particules de forme quelconque mais réparties au hasard. Tout comme le coefficient d'extinction et l'albédo de diffusion simple, la fonction de phase dépend de la forme des particules nuageuses, de leur taille et de leur indice de réfraction (cf. chapitre I)

Pour des nuages composés de gouttes d'eau, la fonction de phase ne dépendant que de l'angle Θ de diffusion, les azimuts φ sont équiprobables. Le nouvel angle azimutal du photon est donc simulé selon la loi uniforme sur $[0, 2\pi[$ par :

$$\varphi = 2 \cdot \pi \cdot \text{RAN} \quad \text{[III.11]}$$

(où $0 \leq \text{RAN} < 1$)

L'angle de diffusion est donné par la fonction de phase. Il suffit alors de transformer le problème analytique en un problème statistique. La fonction de phase est normée comme suit :

$$\int_0^{\pi} p(\theta) \sin \theta d\theta = 2 \quad \text{[III.12]}$$

Cette intégrale représente la probabilité d'avoir θ compris entre 0 et π . Il suffit donc de résoudre l'équation suivante pour obtenir l'angle de diffusion Θ :

$$\frac{\int_0^{\Theta} p(\theta) \sin \theta d\theta}{\int_0^{\pi} p(\theta) \sin \theta d\theta} = \text{RAN} \quad \text{[III.13]}$$

III.2.2.2. Détermination des grandeurs énergétiques.

Dans la méthode de Monte Carlo, le rayonnement est symbolisé par des photons. Dans le cadre du transfert radiatif, ce sont des grandeurs physiques telles que le flux, l'albédo ou les luminances qui sont les grandeurs pertinentes. Il convient donc ici de "traduire" des nombres de photons en grandeurs énergétiques.

L'albédo d'un nuage, α , est défini comme le rapport entre le flux réfléchi et le flux incident sur une surface. En terme de photons, l'albédo est le rapport entre le nombre de photons $N_{\text{réf}}$ renvoyés vers l'espace sur le nombre N de photons reçus par le nuage (ou la scène nuageuse).

$$\alpha = \frac{F_{\text{réfléchi}}}{F_{\text{incident}}} = \frac{N_{\text{réf}}}{N} \quad \text{[III.14]}$$

La luminance L est définie par :

$$L = \frac{dF}{|\cos \theta| d\omega} \quad \text{[III.15]}$$

où dF est le flux (en W.m^{-2}) traversant un élément de surface $d\Sigma$ dans l'élément d'angle solide $d\omega$ et θ est l'angle entre la normale à la surface et la direction où l'on vise. $L(M, \vec{s})$ caractérise donc le champ radiatif au point M suivant une direction \vec{s} du pinceau. Dans le cas où la luminance réfléchie dépend des directions d'incidence et de réflexion, la notion de réflectance bidirectionnelle $R(\vec{s}_0, \vec{s})$ est plus adaptée. La première direction est la direction d'incidence et la deuxième celle de réflexion.

$$R(\vec{s}_0, \vec{s}) = \frac{\pi \cdot L_{\text{réf}}(\vec{s}_0, \vec{s})}{F_{\text{inc}}(\vec{s}_0)} \quad [\text{III.16}]$$

Les directions d'incidences peuvent aussi être repérées par les angles d'incidence et de réflexion (θ_0, θ_r) et par l'azimut relatif ($\varphi = \varphi_r - \varphi_0$).

Comme $L_{\text{réf}} = \Delta F_{\text{réf}} / (\cos\theta_r \Delta\Omega)$, nous avons en terme de photons :

$$R(\theta_0, \theta_r, \varphi) = \frac{\pi \cdot N_r(\theta_r, \varphi)}{\Delta\Omega \cdot N \cdot \cos\theta_r} \quad [\text{III.17}]$$

où $N_r(\theta_r, \varphi)$ est le nombre de photons réfléchis dans l'angle solide élémentaire $\Delta\Omega$ autour de la direction définie par (θ_r, φ) .

II.2.2.3. Analyse du code de Monte Carlo utilisé

La figure III.1. montre l'algorithme simplifié du code de Monte Carlo pour calculer le transfert du rayonnement en présence d'une couverture nuageuse.

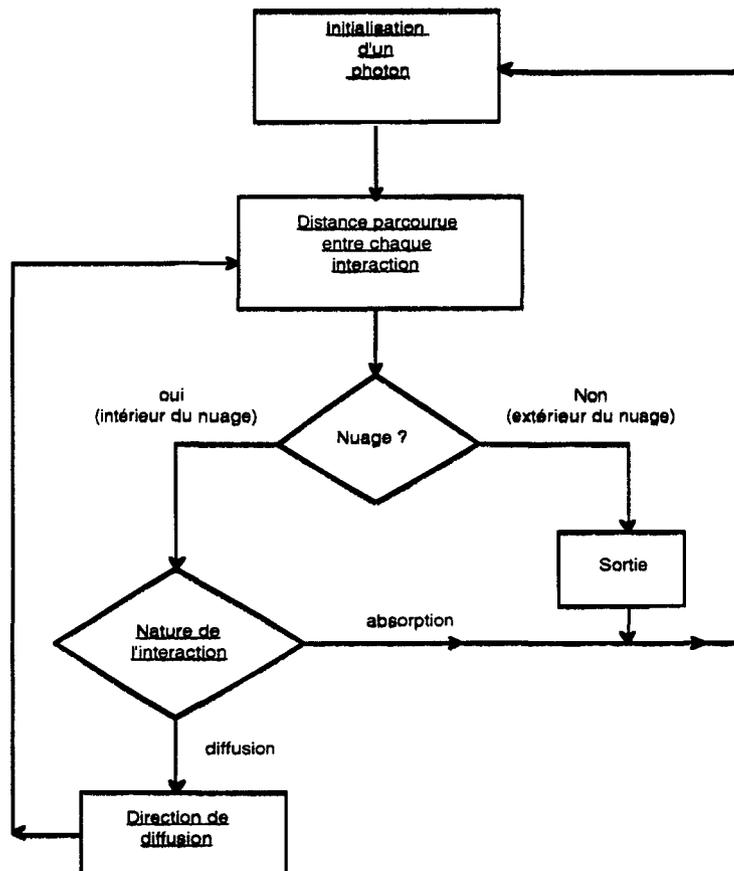


Figure III.1. : Algorithme simplifié du code de Monte Carlo. Les étapes soulignées sont celles où intervient un tirage aléatoire.

III.2.3. Précision du code de Monte Carlo

Le code de transfert radiatif basé sur la méthode de Monte Carlo que nous utilisons a été initialement développé par Crétel et al (1989) et inter-comparé à celui de Bréon (1992).

Néanmoins, bien que ce code ait été validé, il convient de discuter de sa précision. Les résultats obtenus par la méthode de Monte Carlo sont de nature statistique. Pour simuler tous les événements possibles, l'idéal serait "d'injecter" une infinité de photons. La précision des résultats dépend donc fortement du nombre de photons mis en jeu. Dans les simulations présentés dans ce mémoire, le nombre de photons interagissant avec le nuage est de 10 millions. Comme les résultats dépendent de la série de nombres aléatoires utilisés dans le code, il est évident que si l'on utilise une autre série aléatoire, les résultats risquent de différer. On peut ainsi mesurer le bruit de notre code de Monte Carlo en comparant les résultats obtenus pour différentes séries de nombres aléatoires. Pour pouvoir calculer le champ de réflectances bidirectionnelles, il convient de découper le demi espace supérieur (d'angle solide 2π stéradians) à l'aide de boîtes que l'on appelle aussi "collecteurs". Chaque boîte représente un angle solide d'environ 0.016 sr. Comme la distribution des boîtes est telle que $\Delta\theta$ est constant et vaut 4.5 degrés (0.79 rad), la variation d'angle azimutal $\Delta\phi$ est ajustée pour obtenir toujours le même angle solide. Au total, l'ensemble du demi espace supérieur est restitué par 398 boîtes. Si on se limite au champ de vue du radiomètre POLDER, c'est à dire pour les angles de visée θ inférieurs à 58.5 degrés, nous disposons de 190 boîtes. Pour les réflectances bidirectionnelles, la précision dépend donc du nombre de photons récupérés dans chaque boîte ainsi que de sa taille. Dans le cas où le nombre de photons mis en jeu est de 10 millions, le bruit sur les réflectances bidirectionnelles est toujours inférieur à 0.5% (en valeur relative). Pour l'albédo le bruit est inférieur à 0.2%. Dans le cadre de cette étude, ce bruit est acceptable.

Outre le bruit inhérent à la nature statistique de la méthode de Monte Carlo, il est aussi possible de se faire une idée plus juste de la précision en comparant notre code de Monte Carlo à un autre code de rayonnement, basé sur la méthode des ordonnées discrètes (Stamnes et al., 1988), pour le cas d'un nuage plan parallèle homogène. Le tableau III.1 montre les albédos obtenus respectivement par la méthode des ordonnées discrètes (OD) et par notre code de Monte Carlo (MC) pour 3 nuages plan parallèle homogènes d'épaisseurs optiques différentes éclairés sous 2 incidences solaires différentes (0° et 60°).

Épaisseur optique	$\theta_0=0^\circ$		$\theta_0=60^\circ$	
	OD	MC	OD	MC
1	0.0425	0.0423 (0.5%)	0.1538	0.1531 (0.5%)
15	0.5204	0.5187 (0.3%)	0.6743	0.6743 (0.2%)
100	0.8902	0.8889 (0.1%)	0.9255	0.9245 (0.1%)

Tableau III.1. : Albédos calculés par la méthode de Monte Carlo et la méthode des ordonnées discrètes pour 3 épaisseurs optiques et 2 incidences solaires. Les pourcentages entre parenthèses représentent les différences relatives entre les deux méthodes.

La différence des albédos obtenus à l'aide des deux méthodes est toujours inférieure à 0.5 % quelque soit l'épaisseur optique. L'écart relatif devient même de plus en plus petit au fur et à mesure que l'épaisseur optique augmente et que les phénomènes de diffusion multiple deviennent prépondérants. Il peut néanmoins être supérieur au bruit statistique mais ce désaccord peut s'expliquer. Les problèmes de diffusion ne sont pas traités de la même manière dans les deux méthodes. En ce qui concerne la méthode de Monte Carlo, la fonction de phase est discrétisée sur un certain nombre d'angles (383). Cette discrétisation est nécessaire afin de pouvoir effectuer un tirage au sort. Par contre, dans la méthode des ordonnées discrètes, la fonction de phase est décomposée en polynômes de Legendre. La différence entre les deux approches est d'autant plus visible pour les épaisseurs optiques faibles où la diffusion primaire est importante.

Incidence solaire	$\theta_0=0^\circ$			$\theta_0=60^\circ$		
	1	15	100	1	15	100
τ						
σ	$0.33 \cdot 10^{-2}$	$0.71 \cdot 10^{-2}$	$2.33 \cdot 10^{-2}$	$1.76 \cdot 10^{-2}$	$1.78 \cdot 10^{-2}$	$2.67 \cdot 10^{-2}$
σ/R_{moy} (en %)	8.0 %	1.5 %	3.0 %	6.7 %	2.4 %	2.7 %

Tableau III.2. : Comparaison des valeurs des réflectances bidirectionnelles données par la méthode de Monte Carlo et celle des ordonnées discrètes en fonction de l'épaisseur optique τ et de l'angle solaire d'incidence θ_0 . σ est l'écart-type défini par [III.18] et R_{moy} est la moyenne angulaire des réflectances bidirectionnelles. Ce tableau est élaboré à partir de l'ensemble du demi-espace supérieur ($0^\circ < \theta_v < 90^\circ$).

Pour comparer les réflectances bidirectionnelles issues de la méthode de Monte Carlo (R_{MC}) et des ordonnées discrètes (R_{OD}), nous allons introduire l'écart type σ tel que :

$$\sigma = \sqrt{\frac{1}{n-1} \left[\sum_{k=1}^n (R_{MC}(k) - R_{OD}(k))^2 \right]} \quad \text{[III.18]}$$

où n est le nombre de réflectances bidirectionnelles simulées (n vaut 398 pour l'ensemble du demi-espace supérieur et vaut 190 pour des angles zénithaux de visée inférieurs à 58.5°).

Incidence solaire	$\theta_0=0^\circ$			$\theta_0=60^\circ$			
	τ	1	15	100	1	15	100
σ		$0.20 \cdot 10^{-2}$	$0.61 \cdot 10^{-2}$	$1.25 \cdot 10^{-2}$	$0.55 \cdot 10^{-2}$	$0.72 \cdot 10^{-2}$	$1.09 \cdot 10^{-2}$
σ/R_{moy} (en %)		4.7 %	1.1 %	1.3 %	5.9 %	1.2 %	1.2 %

Tableau III.3. : idem au tableau III.2. mais pour les valeurs de réflectances bidirectionnelles calculées dans le champ de vue POLDER ($0^\circ < \theta_v < 58.5^\circ$)

La comparaison des tableaux III.2 et III.3 montrent que les plus gros écarts entre les réflectances bidirectionnelles calculées par les deux méthodes sont obtenus pour les forts angles de visée ($\theta_v > 58.5^\circ$). En pourcentage, les erreurs sont les plus fortes pour les faibles épaisseurs optiques aussi bien pour une incidence de 0° que de 60° . Comme pour l'albédo, ces écarts sont supérieurs au bruit statistique. Outre la différence du traitement des phénomènes de diffusion dans les deux méthodes, l'amplitude de ces écarts peut s'expliquer par la façon dont on détermine une réflectance bidirectionnelle avec la méthode de Monte Carlo. Ainsi, si la réflectance bidirectionnelle est calculée pour la valeur précise de l'angle de visée dans la méthode des ordonnées discrètes, ce n'est pas le cas dans la méthode de Monte Carlo où la réflectance bidirectionnelle est calculée à partir du nombre de photons recueillis dans une boîte représentant un angle solide (chaque angle solide vaut 0.016 sr et $\Delta\theta$ vaut 4.5°). L'angle de visée correspond donc en réalité à l'angle situé au centre de cette boîte. Il s'agit en quelque sorte d'une valeur moyenne lissée par la taille de la boîte. Cet effet de lissage est très remarquable pour un soleil au zénith, quand on compare dans le plan principal les réflectances bidirectionnelles calculées par les deux méthodes (figures III.2.a, b, c). Les écarts les plus importants sont obtenus pour des angles de visée situés dans des intervalles angulaires où les valeurs de la réflectance bidirectionnelle varient fortement (pic de rétrodiffusion, arc en ciel). Pour réduire ces écarts, il faudrait alors réduire la taille des boîtes mais il surviendrait alors un autre problème : la précision dépendant aussi du nombre de photons, il faudrait, pour

compenser, injecter d'avantage de photons dans nos simulations et allonger par conséquent considérablement le temps de calcul nécessaire.

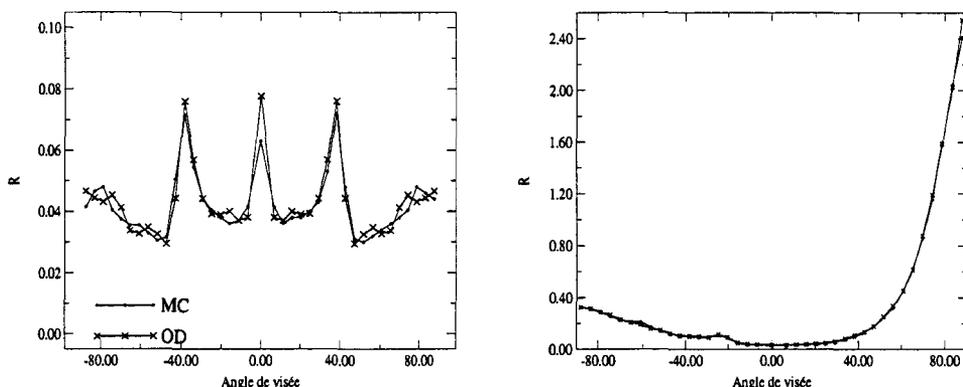


Figure III.2.a : Réflectances bidirectionnelles dans le plan principal calculées par la méthode de Monte Carlo (•) et par la méthode des ordonnées discrètes (x) pour une épaisseur optique de 1 et pour deux incidences solaires (0° à gauche et 60° à droite).

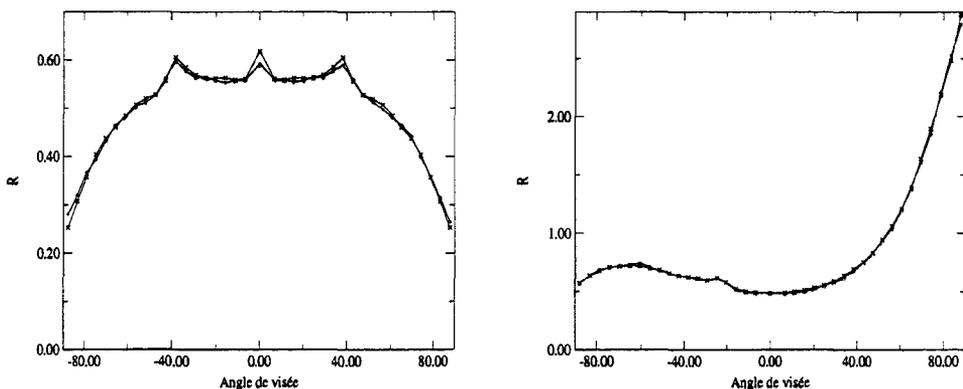


Figure III.2.b : Comme pour la figure III.2.a mais pour une épaisseur optique de 15.

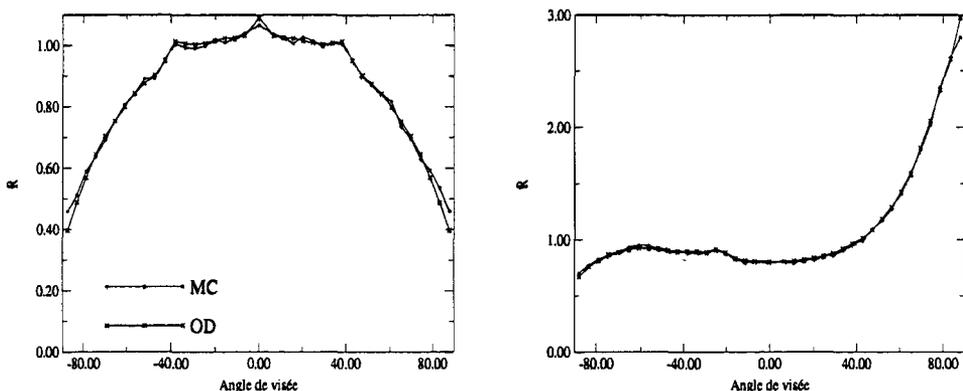


Figure III.2.c : Comme la figure III.2.a. mais pour une épaisseur optique de 100.

Les différences mises ici en évidence entre les réflectances bidirectionnelles calculées par ces deux méthodes nous incitent, pour la suite, à n'utiliser que les résultats issus de la méthode de Monte Carlo afin de ne pas introduire de biais lié au calcul. La méthode de Monte Carlo sera utilisée non seulement pour la simulation des réflectances bidirectionnelles des scènes nuageuses hétérogènes, mais également pour l'inversion de ces réflectances à l'aide du modèle plan parallèle homogène.

III.3 Mise en évidence de phénomènes physiques liés aux nuages finis

III.3.1. Le nuage fini isolé

Dans ce paragraphe, nous allons aborder les nuages finis à l'aide d'une forme géométrique très simple : le cube. Dans un premier temps, nous considérons le cas d'un seul nuage, ayant la forme d'un cube, occupant l'intégralité de la scène nuageuse. La figure III.3. montre l'albédo d'un nuage cubique et d'un nuage plan parallèle en fonction de l'épaisseur optique et pour 3 incidences solaires. Pour le cube de hauteur H , nous définissons l'épaisseur optique par : $\tau = H \cdot \sigma_e$.

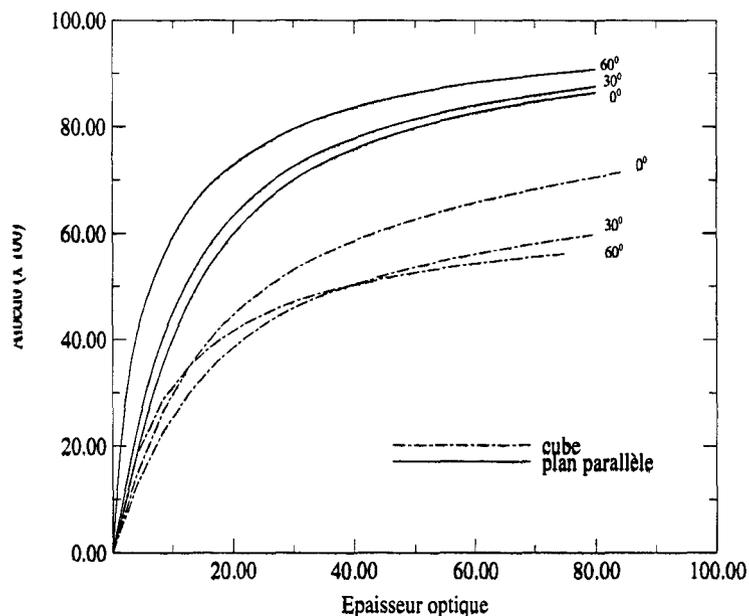


Figure III.3. : Albédo d'un nuage cubique (en pointillé) et d'un nuage plan parallèle pour 3 incidences solaires (0, 30 et 60°) en fonction de l'épaisseur optique.

Tout d'abord, on remarque, que pour une épaisseur optique donnée, l'albédo d'un nuage plan parallèle est plus élevé que celui d'un nuage cubique. Physiquement ceci provient du phénomène de perte de photons par les bords (figure III.4) qui se traduit pour le nuage cubique par des photons sortant des faces latérales dont un grand nombre a été diffusé vers le bas. Ces photons sont alors définitivement "perdus" alors que dans le cas du plan parallèle ils ont une chance d'être rediffusés vers le haut (Mc Kee et Cox, 1974). Par ailleurs, pour les grandes épaisseurs optiques (supérieures à 40), l'albédo d'un nuage cubique diminue lorsque la direction d'incidence s'éloigne de la verticale, à l'inverse du modèle plan parallèle. En effet, plus l'incidence solaire devient oblique, plus les faces latérales du cube sont éclairées contrairement à une couche plane parallèle, où quelque soit l'incidence solaire, c'est toujours le dessus qui est éclairé. Ainsi une fraction de plus en plus importante du rayonnement entrant par les cotés permet à un plus grande nombre des photons de sortir par les cotés. Ces photons sortant par les cotés contribuent à la fois aux directions descendantes et ascendantes contrairement aux photons quittant le nuage par le sommet qui contribuent uniquement aux directions ascendantes (Mc Kee et Cox, 1974).

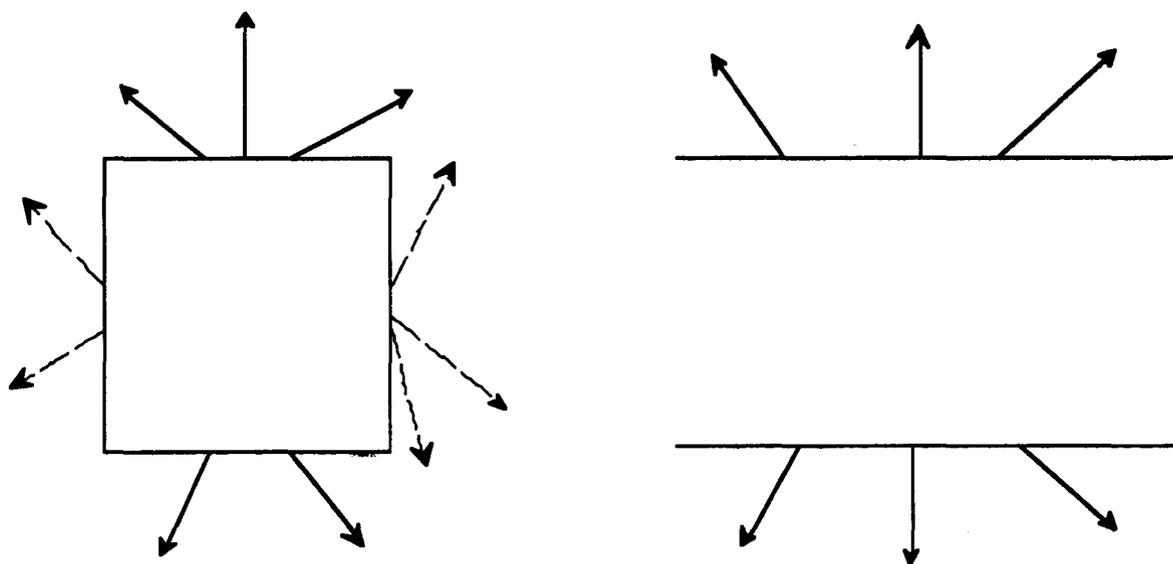


Figure III.4. : Illustration du phénomène de perte de photons par les bords. Contrairement à une couche plane parallèle où les photons sortent du nuage par le sommet ou la base (flèches en trait plein), dans le nuage cubique, les photons peuvent s'échapper par les faces latérales (flèches en pointillé).

Si l'on change la forme du nuage et que l'on prend par exemple un nuage sphérique - dont on définit l'épaisseur optique τ^1 par $4/3 \sigma_e R$ où R est le rayon du nuage -, on remarque que

¹ La notion d'épaisseur optique pour une sphère peut paraître ambiguë. Pour pallier à ce problème, nous allons supposer que le contenu en eau total est constant et ne varie pas d'un type de nuage à l'autre. Ainsi, nous avons : $w = \text{constante}$ et $\tau = \sigma_e V/S$ où V est le volume de la sphère ($= 4/3 \pi R^3$) et S sa surface apparente ($= \pi R^2$)

celui-ci réfléchit plus qu'un nuage cubique de même épaisseur optique, mais qu'il réfléchit nettement moins qu'un nuage plan parallèle (figure III.5). Néanmoins, en terme d'albédo, le nuage sphérique reste plus proche du nuage cubique que du nuage plan parallèle.

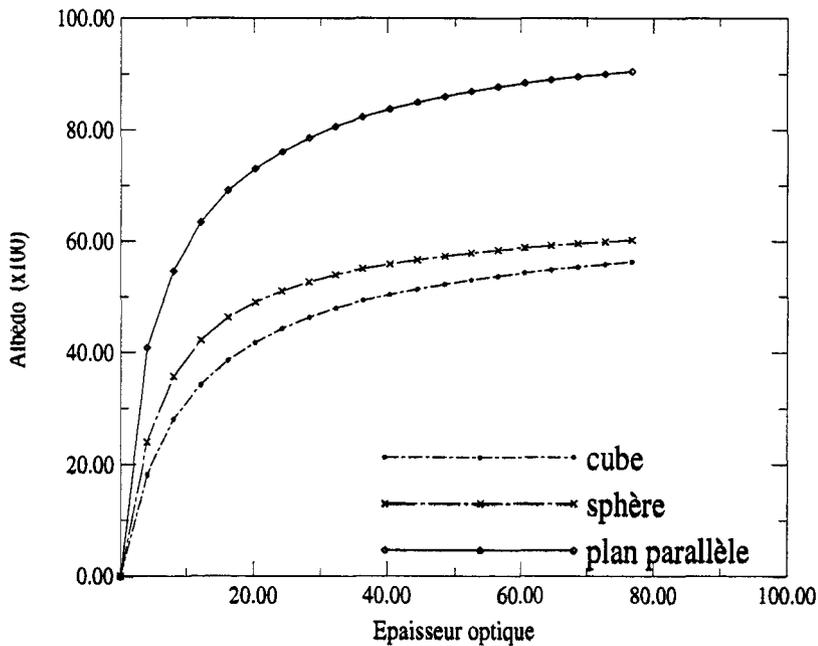


Figure III.5 : Albédo d'un nuage cubique, sphérique et plan parallèle en fonction de l'épaisseur optique. L'incidence solaire est 60° .

Si globalement, un nuage fini réfléchit moins qu'un nuage plan parallèle, il existe aussi des différences quant à la répartition angulaire du rayonnement réfléchi. Pour un soleil au zénith, les réflectances bidirectionnelles dans le plan solaire (plan principal) présentent de nombreuses différences si l'on compare un nuage cubique et un nuage plan parallèle possédant approximativement le même albédo (figure III.6). Pour les grands angles de visée, le cube réfléchit plus que la couche plane parallèle, et inversement pour les directions de visée proches du nadir. Ce double effet s'explique encore par le rôle joué par les faces latérales du cube : les photons sortant par les faces latérales contribuent davantage aux directions proches de l'horizon alors que les photons sortant par le sommet du nuage avantagent les directions de visée proches du nadir (Bréon, 1992; Mc Kee et Cox, 1976).

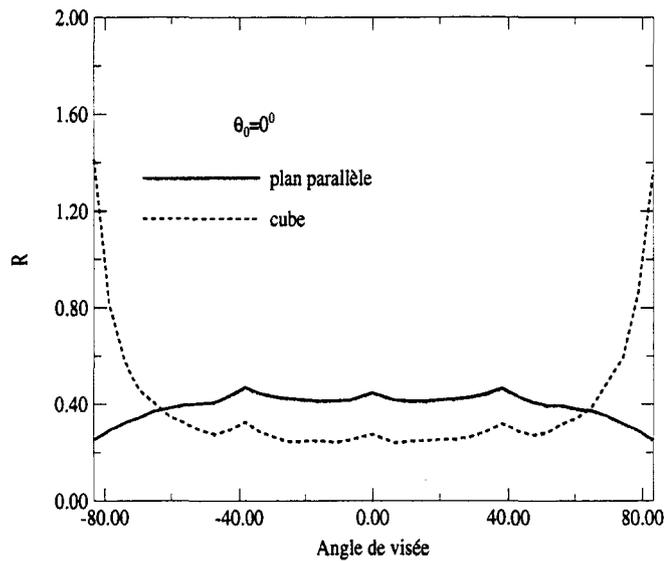


Figure III.6 : Réflectances bidirectionnelles, dans le plan principal, pour un nuage cubique d'épaisseur optique 15 et un nuage plan parallèle d'épaisseur optique 10. Ces deux modèles nuageux possèdent approximativement le même albédo (0.39 pour le cube et 0.40 pour le plan parallèle). L'angle d'incidence solaire est de 0° .

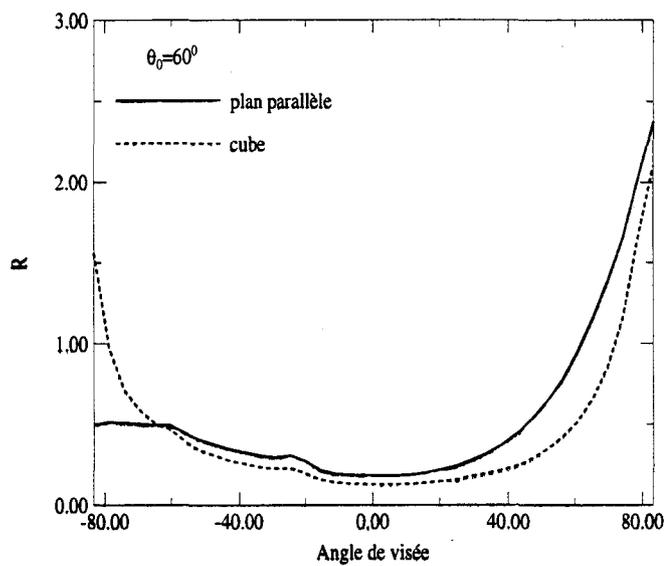


Figure III.7 : Réflectances bidirectionnelles, dans le plan principal, pour un nuage cubique, d'épaisseur optique 15 et un nuage plan parallèle d'épaisseur optique 4. Ces deux modèles nuageux possèdent approximativement le même albédo (0.37 pour le cube et 0.40 pour le plan parallèle). L'angle d'incidence solaire θ_0 est de 60° ($\varphi_0 = 180^\circ$). Les angles de visée négatifs correspondent aux directions arrière et les angles de visée positifs correspondent aux directions avant (voir figure III.8).

La figure III.7 montre les réflectances bidirectionnelles dans le plan solaire (plan principal) pour un nuage cubique et un nuage plan parallèle pour une incidence solaire de 60° . La comparaison des réflectances bidirectionnelles n'est pas effectuée avec les deux nuages ayant la même épaisseur optique mais ayant, par contre, sensiblement le même albédo. Ainsi pour l'incidence oblique, l'épaisseur optique du cube est de 15 (donnant un albédo de 0.37) et l'épaisseur optique de la couche plane parallèle est de 4 (donnant un albédo de 0.40). Les réflectances bidirectionnelles pour les directions arrière proches du limbe (voir convention ; figure III.8) sont nettement plus fortes pour le nuage cubique : c'est le phénomène de capture des photons par les faces latérales qui favorisent la remontée des photons ayant une direction proche du limbe (figure III.9). A l'inverse, pour les directions avant, on ne retrouve plus l'effet mis en évidence pour un soleil au zénith à cause des effets d'ombre : ces directions de visée concernent la face du cube qui n'est pas éclairée par le soleil (figure III.9).

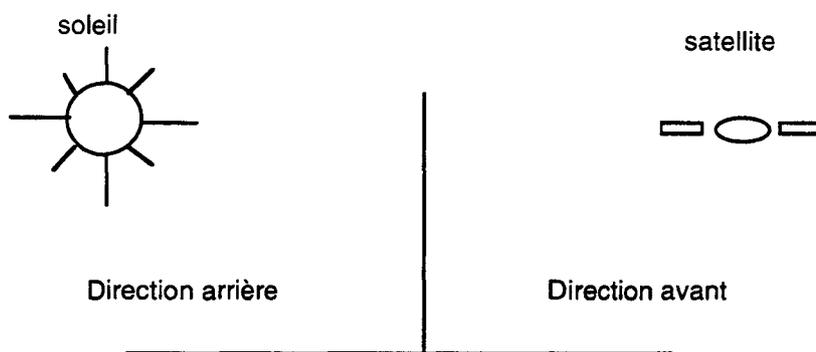


Figure III.8 : Convention utilisée : l'espace est découpée en deux parties par un plan vertical perpendiculaire au plan d'incidence. Les directions de visée faisant partie du demi espace où se trouve le soleil sont les directions arrière. Celles de l'autre demi espace sont appelées les directions avant.

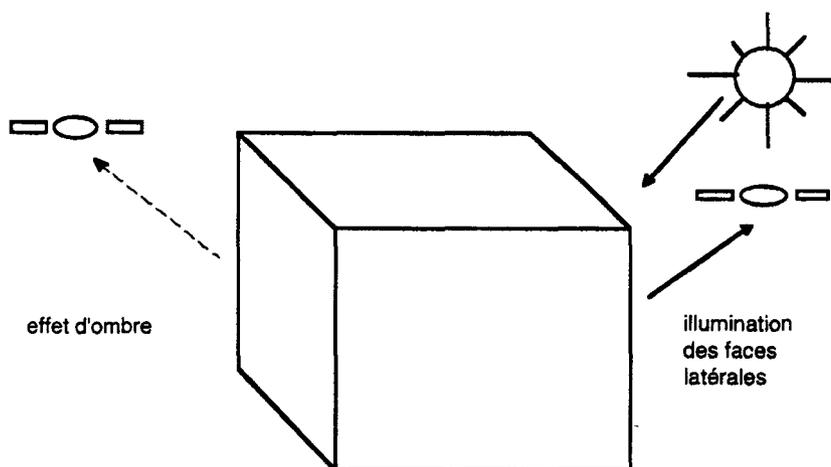


Figure III.9. : Illustration du phénomène d'effet d'ombre et d'illumination des faces latérales pour un nuage fini.

III.3.3. Le champ de nuages finis

Après avoir survolé rapidement le cas des nuages finis isolés, il est intéressant de passer à un modèle plus compliqué permettant de traiter le cas des couvertures nuageuses partielles : le champ de nuages de formes finies. Aux effets décrits aux chapitres précédents pour un nuage fini isolé s'ajoutent deux phénomènes caractéristiques des champs de nuages (figure III.10) : les interactions nuage-nuage (un photon sortant d'un nuage a la possibilité d'interagir avec un nuage voisin) et les effets d'ombres mutuelles (un nuage peut n'être que partiellement éclairé directement par le soleil parce qu'un nuage voisin lui fait de l'ombre).

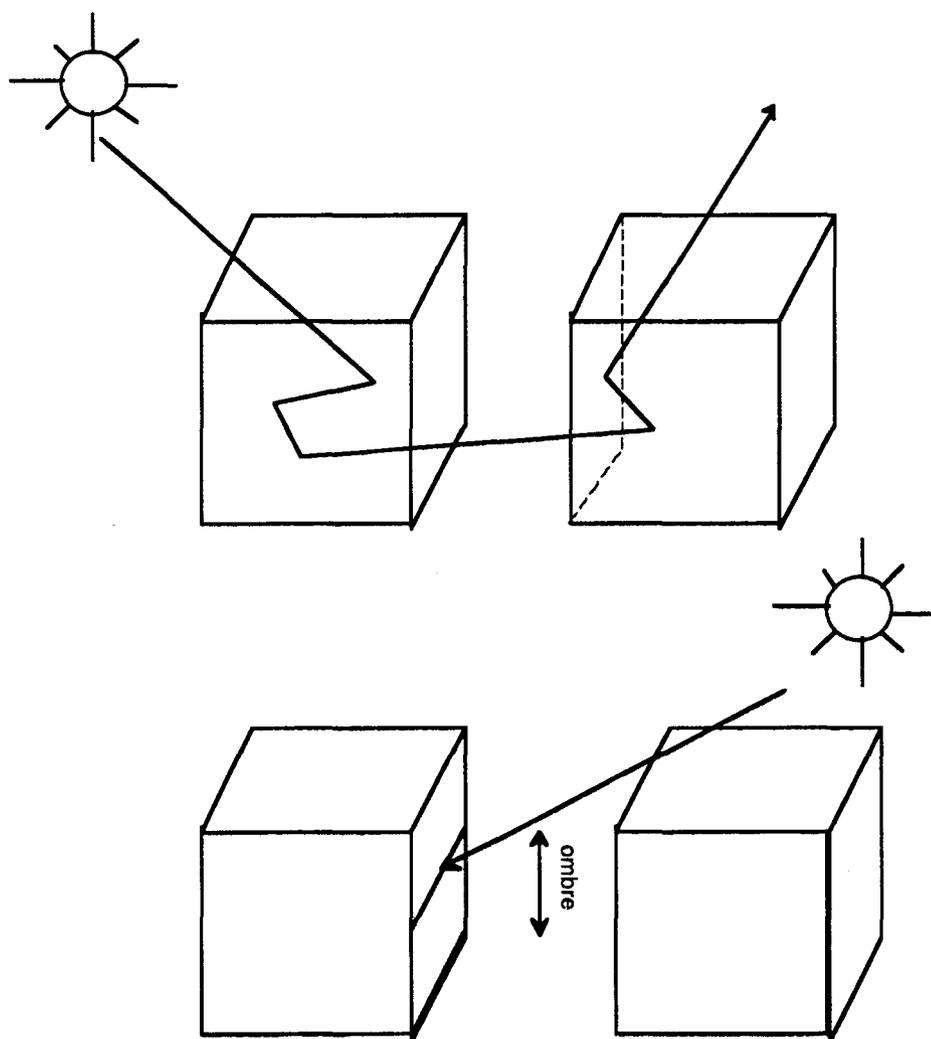


Figure III.10 : Présentation de deux processus inhérents à la géométrie des champs de nuages finis : les interactions nuage-nuage (en haut) et le phénomène d'ombres mutuelles

Welch et Wielicki (1985) ont, par exemple, utilisé une configuration où les nuages, tous identiques, de forme cubique et d'épaisseur optique 49, sont placés au centre des cases d'un échiquier (figure III.11). Les nuages peuvent interagir les uns avec les autres, ce qui revient à dire qu'un photon sortant d'un nuage quelconque peut rencontrer un nuage voisin. La figure III.12 présente le rapport de l'albédo du champ de nuage cubique ($\alpha_{cf}(Ac)$) sur l'albédo du nuage plan parallèle, d'épaisseur optique 49, pondéré par la nébulosité ($\alpha_{pp}(Ac)=Ac.\alpha_{pp}(100\%)$). La couverture nuageuse est définie par la portion occupée par les nuages lorsque la scène est observée au nadir.

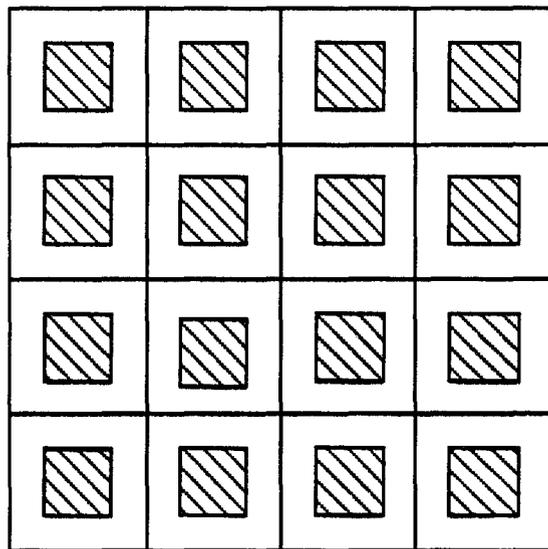


Figure III.11. : vue de dessus du champ de nuages cubiques.

Pour un soleil au zénith, ce rapport est toujours inférieur à 1 et croît en fonction de Ac jusqu'à 1 pour une couverture nuageuse totale, où la géométrie cubique nous permet de retrouver le nuage plan parallèle. Pour des angles d'incidence solaire de 30° et 60° ce rapport est toujours supérieur à 1 : dans ces conditions, le champ de nuages cubiques réfléchit plus que le nuage plan parallèle. Cette différence entre les deux modèles peut s'expliquer géométriquement : plus l'angle solaire augmente, plus la surface nuageuse apparente (vue depuis le soleil) augmente par rapport au taux de couverture nuageuse (défini à la verticale). C'est le même phénomène qui explique que le rapport des albédos passe par un maximum pour les incidences obliques : lorsque le taux de couverture nuageuse Ac est suffisamment élevé, les effets d'ombres mutuelles apparaissent et la couverture nuageuse apparente diminue.

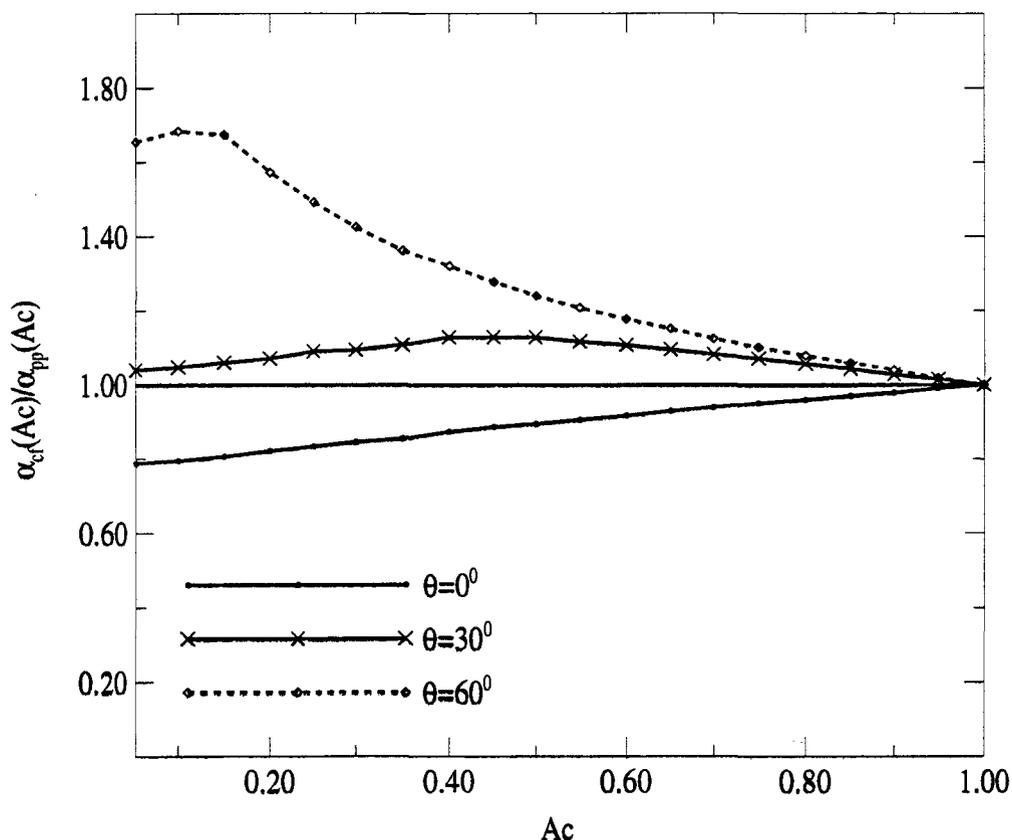


Figure III.12. : Rapport de l'albédo du champ de nuages cubiques ($\alpha_{cf}(Ac)$) sur l'albédo d'un nuage plan parallèle pondéré par le taux de couverture nuageuse ($\alpha_{pp}(Ac)$) en fonction du taux de couverture nuageuse et pour trois incidences solaires : 0, 30° et 60°.

Pour les incidences solaires de 0° et 60°, la distribution angulaire, dans le plan principal de visée, des réflectances bidirectionnelles calculées pour le nuage plan parallèle et le champ de nuages cubiques quand le taux de couverture nuageuse est de 50% est reportée dans les figures III.13 et III.14. Pour l'incidence solaire de 0°, le champ de nuages réfléchit moins que le nuage plan parallèle pour les directions de visée inférieures à environ 70°. Comparativement au nuage cubique isolé (figure III.6), la valeur des réflectances bidirectionnelles n'augmente pas pour les très grands angles de visée (supérieures à 60°) en raison des effets d'ombres mutuelles. Le même phénomène explique aussi les faibles valeurs obtenues dans les directions arrière pour une incidence solaire de 60°. Les valeurs de réflectances bidirectionnelles pour les directions avant sont, contrairement au nuage isolé (figure III.7), supérieures à celles du nuage plan

parallèle : la couverture nuageuse apparente du champ de nuages cubiques est supérieure au taux de couverture nuageuse défini au nadir .

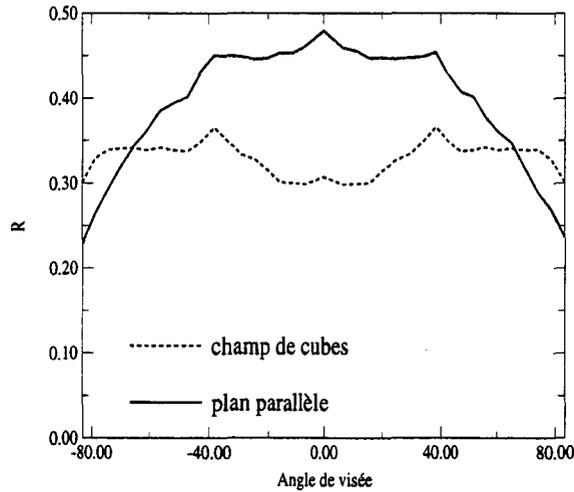


Figure III.13 : Réflectances bidirectionnelles, dans le plan principal, d'un champ de nuages cubiques (l'épaisseur optique de chaque nuage cubique vaut 49) et d'un nuage plan parallèle d'épaisseur optique 49 pour une incidence solaire de 0°. La valeur des réflectances bidirectionnelles du nuage plan parallèle est pondérée par le taux de couverture nuageuse, qui vaut ici 50%.

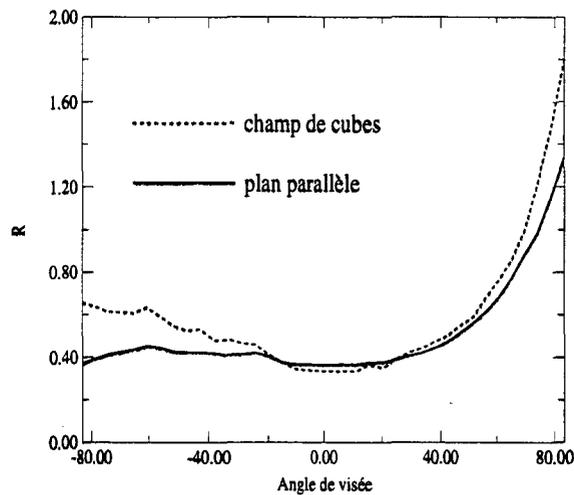


Figure III.14 : Comme dans la figure III.13 mais pour une incidence solaire de 60°.

Chapitre IV

Les modèles nuageux retenus

IV.1. La répartition de l'eau liquide dans les nuages

IV.1.1. L'expérience FIRE

De nombreuses observations ont permis d'accéder à la répartition spatiale de l'eau liquide dans les nuages. La répartition dépend notamment du type de nuage observé. Les propriétés radiatives des nuages à grande échelle dépendent en effet non seulement de la nébulosité et du contenu en eau total, mais aussi de la répartition tridimensionnelle de l'eau liquide, c'est-à-dire d'une information de sous-échelle. C'est donc une information importante pour caractériser les couvertures nuageuses notamment dans les modèles de prévision du temps et du climat. Durant l'expérience FIRE (First ISCCP Regional Experiment; Starr, 1987) les observations issues de mesures en radiométrie micro-ondes ont montré que la distribution en eau liquide, dans le cas des stratocumulus marins au large de la Californie, suivait une loi log-normale (Cahalan et Snider, 1989). Cahalan (1994a) a réussi à restituer cette distribution grâce à un modèle fractal appelé "Bounded Cascade Model" (BCM) que nous pouvons traduire approximativement par un modèle de cascades itératives bornées. Le BCM permet de générer un champ de contenu en eau liquide - ou d'épaisseur optique - en 2 dimensions (x et y).

IV.1.2. Le modèle BCM (Bounded Cascade Model)

IV.1.2.1. Génération d'un champ de nuages

Le BCM est un modèle basé sur une méthode de cascades itératives où la probabilité de transfert horizontal de l'eau liquide approche zéro aux petites échelles spatiales. Pour générer un champ de nuages, on part d'un nuage homogène et uniforme : en tout point (x,y) de la scène, le contenu en eau liquide intégré (W en g/m^2) est le même; il en résulte une épaisseur optique verticale $\bar{\tau}$ constante en faisant l'hypothèse que les gouttes d'eau ont le même rayon effectif dans tout le nuage. Nous faisons aussi l'hypothèse que ce nuage est de dimensions finies. La

distribution uniforme de l'épaisseur optique va devenir non-uniforme par divisions et subdivisions successives du nuage en petits éléments. Successivement, des fractions d'eau liquide vont être transférées d'éléments vers d'autres. L'ensemble des éléments constituant le nuage garde la même épaisseur optique moyenne qu'au début de l'opération mais la distribution de l'épaisseur optique devient fractale.

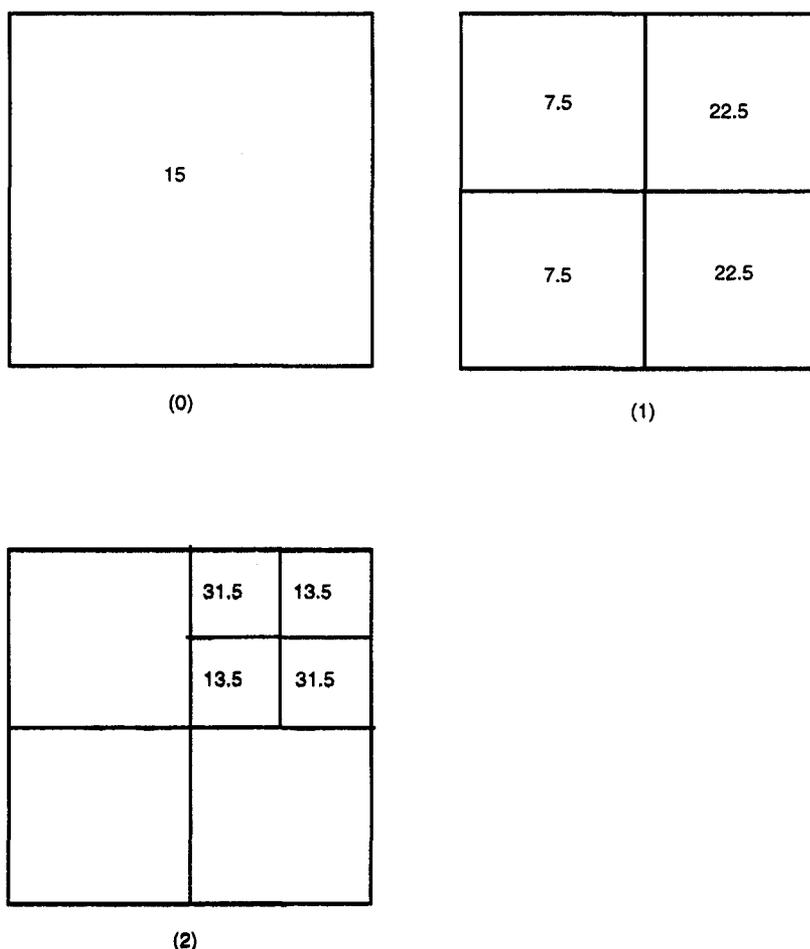


Figure IV.1 : Schéma explicatif du BCM. L'étape (0) est constituée d'un nuage homogène et uniforme d'épaisseur optique 15. A l'étape (1), on divise ce nuage en 4 quartiers. Ici le quartier supérieur gauche est apparié avec le quartier inférieur gauche. Une fraction f de chaque quartier de cette paire est transférée vers chaque quartier de l'autre paire (la paire 1 possède alors une épaisseur optique de $15-15.f=15(1-0.5)=7.5$ alors que l'autre paire possède une épaisseur optique de $15+15.f=15(1+0.5)=22.5$). L'ensemble possède toujours la même épaisseur optique totale. Lors de l'étape (2), on recommence la même démarche. Ici, on ne conserve, pour simplifier, que le quartier supérieur droit d'origine qui est à son tour divisé en 4 quartiers. Une paire reçoit alors de l'autre une fraction $f_i=f.c$ (ici : $c=0.8, f=0.5$).

Nous pouvons illustrer ceci à l'aide d'un exemple (figure IV.1.). Prenons un nuage plan parallèle avec une épaisseur optique verticale de 15, et des dimensions horizontales finies.

Divisons cette scène, de section carrée, en 4 quartiers égaux, par exemple le long d'une ligne nord-sud et d'une ligne est-ouest. Le principe de la méthode est de transférer une partie de l'eau liquide, donc de l'épaisseur optique, d'un quartier vers un autre. Pour ceci, groupons les 4 quartiers en 2 paires, alignées soit est-ouest, soit nord-sud, soit encore diagonalement, avec la même probabilité pour les 3 possibilités d'accouplement. La désignation des paires se fait de manière aléatoire. Une des paires, après tirage au sort, est choisie pour recevoir une fraction f de l'eau liquide de l'autre paire. f est appelé le paramètre de variance. Si on prend arbitrairement $f=0.5$, nous avons ainsi deux quartiers possédant une épaisseur optique $\bar{\tau} - f \bar{\tau} = 7.5$ et les autres quartiers possèdent une épaisseur optique $\bar{\tau} + f \bar{\tau} = 22.5$. Le processus est alors répété en redivisant chacun des quatre quartiers d'origine en quatre nouveaux quartiers (nous avons donc maintenant le nuage divisé en 16 quartiers) et en transférant d'une paire vers l'autre une quantité $f_1=f.c$, c étant le paramètre d'échelle. Et ainsi de suite jusqu'au découpage désiré. Au bout de n itérations, une même épaisseur optique va apparaître 2^n fois. A cette étape, il aura été transféré une fraction $f_n=f.c^n$ d'une paire vers l'autre.

Pour des raisons mathématiques inhérentes au processus des cascades itératives, le paramètre d'échelle c et le paramètre de variance f du BCM doivent remplir 2 conditions (Cahalan et al., 1994a; Marshak et al., 1994a):

$$(1/2)^{1/2} \leq c \leq 1 \quad \text{[IV.1]}$$

$$\text{et } 0 < f < 1 \quad \text{[IV.2]}$$

Pour f égal à zéro nous retrouvons le plan parallèle homogène. Le cas $c=1$ correspond au modèle singulier où la même fraction d'eau liquide (ou d'épaisseur optique) est transférée d'un quartier vers l'autre à chaque étape de la cascade.

IV.1.2.2. Caractéristiques des champs de nuages générés

- Allure des distributions d'épaisseur optique générées

L'hétérogénéité de la couverture nuageuse dépend donc fortement du paramètre de variance f et du paramètre d'échelle c (figures IV.2.a et b). La figure IV.2.a donne la loi de probabilité de l'épaisseur optique pour différentes valeurs de f (0.2, 0.5 et 0.8) alors que c est constant et vaut 0.8. Par contre, pour la figure IV.2.b., f est constant ($=0.5$) et la loi de probabilité est donnée pour deux valeurs de c différentes (0.8 et 0.9). La scène nuageuse est découpée 8 fois ($n=8$) et est donc représentée par 256×256 cellules (ou pixels).

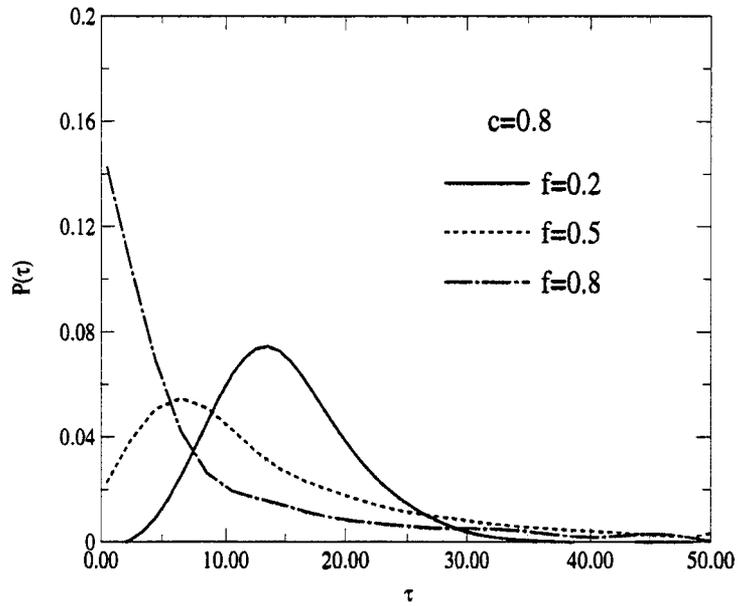


Figure IV.2.a : Distribution de l'épaisseur optique pour différentes valeurs de f (0.2, 0.5 et 0.8). Le paramètre d'échelle c est fixé à 0.8. Les courbes sont tracées pour une épaisseur optique moyenne de 15.

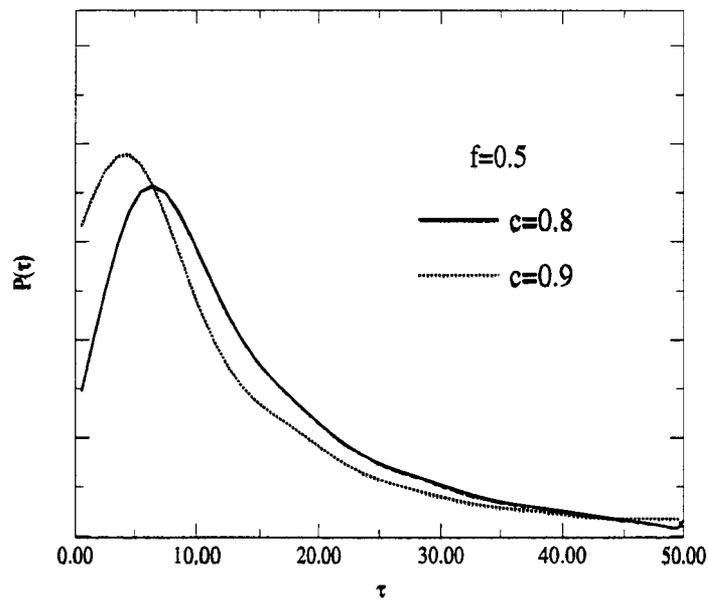


Figure IV.2.b : Distribution de l'épaisseur optique pour deux valeurs de c (0.8 et 0.9). Le paramètre de variance f vaut 0.5 et l'épaisseur optique moyenne 15.

• Variance de la distribution de l'épaisseur optique - Valeurs limites

Soit un BCM obtenu à partir de 8 itérations ($n=8$), la variance relative de l'épaisseur optique, ou moment d'ordre 2 de la distribution, peut s'écrire, de manière approchée en fonction de f , c et du nombre n d'itérations (Cahalan et al., 1994a) :

$$m_2 = \frac{\sigma^2}{(\bar{\tau})^2} = \prod_{k=0}^n (1 + [fc^k]^2) - 1 \quad \text{[IV-3]}$$

où σ^2 est le carré de l'écart-type de la distribution.

Pour une valeur de c fixée, le paramètre m_2 , et donc $\sigma/\bar{\tau}$, augmente avec f (Figure IV.3.).

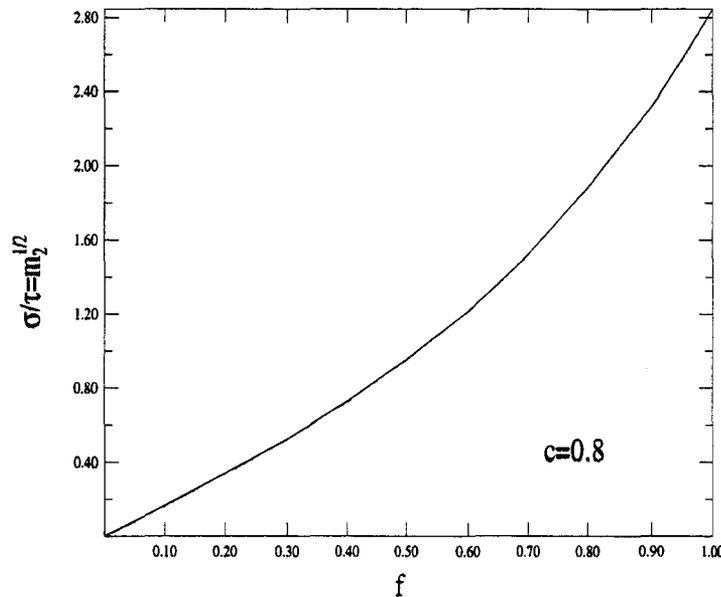


Figure IV.3. : Valeur de l'écart-type de la distribution de l'épaisseur optique sur la valeur moyenne en fonction du paramètre de variance f . Le paramètre d'échelle, c , vaut 0.8. Le nombre d'itérations n est égal à 8.

σ^2 peut aussi se calculer directement à partir des valeurs de l'épaisseur optique. Pour une itération d'ordre n, le nuage est découpé en $2^n \times 2^n$ cellules (soit 2^{2n} cellules). Nous avons donc:

$$m_2 = \frac{\sigma^2}{(\bar{\tau})^2} = \sum_{k=0}^{2^{2n}} \frac{1}{2^{2n}} \left(\frac{\tau(k) - \bar{\tau}}{\bar{\tau}} \right)^2 \quad \text{[IV.4]}$$

Le tableau IV.1. donne les valeurs de $(\sigma / \bar{\tau})$ pour les distributions de la figure IV.2. pour un BCM construit avec un ordre d'itérations n=8.

c	0.8			0.9		
f	0.2	0.5	0.8	0.2	0.5	0.8
$\sigma / \bar{\tau} (n=8) *$	0.336	0.935	1.824	0.430	1.304	3.001
$\sigma / \bar{\tau} (n=8) **$	0.337	0.942	1.846	0.440	1.352	3.193
$\sigma / \bar{\tau} (n=\infty) **$	0.341	0.954	1.884	0.481	1.561	4.162

Tableau IV.1. : Valeurs de l'écart-type par rapport à la moyenne, $\sigma / \bar{\tau}$, selon le mode de calcul.

* selon [IV.4]

** selon [IV-3]

n est le nombre d'itérations du BCM

Pour un nombre n d'itérations de 8, l'accord entre le calcul approché (formule [IV.3]) et le calcul théorique (formule [IV.4]) est satisfaisant : l'erreur relative est inférieure à 2% pour $c=0.8$ et à 7% pour $c=0.9$. Cet écart provient du fait que la formule [IV.3] est une formule approchée pour les grandes valeurs de n (voire l'infini). Bien qu'au bout de 8 itérations le BCM ne possède pas exactement les mêmes propriétés qu'aux très petites échelles spatiales ($n \rightarrow \infty$), ce nombre d'itérations paraît néanmoins suffisant car il permet de restituer des écart-types du même ordre de grandeur quand on fait varier f et c. Le choix d'un nombre d'itérations de 8 peut se justifier de deux façons. D'une part, il permet un découpage suffisamment fin de la scène nuageuse (256 x 256 pixels, soit, à l'échelle du pixel POLDER qui est de l'ordre de 7 km x 7

km, un pixel de BCM de 27 m x 27 m). D'autre part, ce nombre permet de simuler le rayonnement réfléchi avec la méthode de Monte Carlo et des temps de calcul raisonnables.

• Bornes des valeurs d'épaisseur optique

Le BCM a une distribution de l'épaisseur optique bornée ($\tau_{\min} \leq \tau \leq \tau_{\max}$). Selon Cahalan et al (1994a), les valeurs maximum et minimum que peuvent prendre l'épaisseur optique s'expriment simplement en fonction de c , f et du nombre d'itérations n :

$$\tau_{\max} = \bar{\tau} \cdot \prod_{k=1}^n (1 + f_k) \quad \tau_{\min} = \bar{\tau} \cdot \prod_{k=1}^n (1 - f_k) \quad \text{[IV.5]}$$

où $f_k = f \cdot c^k$

Dans l'expression de $\bar{\tau}_{\max}$, on remarque que :

$$(1 + f_k) \leq \exp(f_k) \quad \text{[IV.6]}$$

Soit :

$$\tau_{\max} \leq \bar{\tau} \cdot \exp\left(\sum_{k=0}^n f_k\right) = \bar{\tau} \cdot \exp(1 + fc + fc^2 + \dots + fc^n) \quad \text{[IV.7]}$$

Le terme entre parenthèse n'est autre que le développement limité de $(f/(1-c))$. Nous avons donc finalement :

$$\tau \leq \bar{\tau} \cdot \exp\left(\frac{f}{1-c}\right) \quad \text{[IV.8]}$$

Pour l'exemple de la figure IV.1., où $\bar{\tau}$, c et f valent respectivement 15, 0.8 et 0.5, τ est alors inférieur à 183.

• Compléments sur les caractéristiques d'un BCM - autres notations

Ce paragraphe a pour but de relier les paramètres nécessaires à l'élaboration d'un BCM et certains résultats propres à la théorie fractale.

La distribution de l'épaisseur optique du BCM possède un spectre de puissance $S(k)$ en $k^{-\beta}$ (obtenue par une transformation de Fourier : Lorenz, 1979). La pente spectrale β peut s'exprimer en fonction de c (Cahalan, 1994) :

$$\beta = 1 - \log_2 c^2$$

$$\text{où : } 1 < \beta < 2 \Leftrightarrow 1/2 < c^2 < 1 \quad \text{[IV.9]}$$

On peut aussi trouver les caractéristiques du modèle avec une autre notation que celle utilisée. Afin de donner quelques repères au lecteur, il convient d'énoncer les équivalences avec les différents termes utilisés dans la littérature.

En lieu et place du paramètre f est parfois préféré le paramètre p (en référence aux modèles utilisés dans les processus de turbulence appelés "p-model"; Meneveau et Sreenivasan, 1987), tel que :

$$f = 1 - 2p$$

Dans la même notation, β vaut :

$$\beta = \min\{2H, 1\} + 1 \text{ où } 2H = -\log_2 c^2$$

Soit :

$$\beta = 2H + 1$$

IV.2. Les trois cas nuageux retenus

IV.2.1. Quelques observations de nuages

Il existe peu de documentation sur la répartition de l'eau liquide dans les nuages. Cependant de récents travaux, réalisés à partir d'images LANDSAT ont permis d'accéder pour certains types de nuages à la distribution spatiale de l'eau liquide. A partir de 45 images à haute résolution spatiale LANDSAT, contenant 2048x2048 pixels de 28.5 m de résolution, Harshvardhan et al. (1994) ont déterminé les épaisseurs optiques et les taux de couverture nuageuse. En fonction du taux de couverture nuageuse A_c , ces images ont été triées en 3 catégories nuageuses différentes : les bancs de stratocumulus (A_c proche de 100%), les stratocumulus fractionnés (A_c de l'ordre de 80%), et les cumulus dispersés (A_c proche de 25%). A partir de ces mêmes 45 images LANDSAT, le tableau IV-2. résume les différents paramètres moyens caractérisant la couverture nuageuse pour les trois types de nuages bas définis précédemment.

	Banc de stratocumulus	Stratocumulus fractionnés	Cumulus dispersés
Nombre d'images	18	13	14
$\langle Ac \rangle$	$0.99^{+0.010}_{-0.145}$	$0.780^{+0.194}_{-0.371}$	$0.250^{+0.122}_{-0.133}$
$\langle \bar{\tau} \rangle$	$13.28^{+7.16}_{-7.74}$	$5.83^{+8.35}_{-4.6}$	$1.23^{+3.26}_{-1.11}$
$\langle \sigma / \bar{\tau}_{nua} \rangle$	$0.44^{+0.38}_{-0.23}$	$0.99^{+0.68}_{-0.39}$	$1.37^{+0.93}_{-0.65}$

Tableau IV-2 : Taux de couverture nuageuse moyen, épaisseur optique moyenne et écart-type moyen en fonction de la catégorie nuageuse à partir des 45 images LANDSAT (Harshvardhan et al., 1994; Barker et al., 1996). $\bar{\tau}$ est l'épaisseur optique moyenne de la scène (les pixels de ciel clair sont pris en compte) et $\bar{\tau}_{nua}$ est l'épaisseur optique moyenne nuageuse (les pixels de ciel clair ne sont pas pris en compte). Les nombres en exposant (et en indice) indique la quantité qu'il faut ajouter (ou soustraire) à la valeur moyenne pour atteindre la valeur maximale (ou minimale). Ainsi, par exemple, pour le cas du banc de stratocumulus, l'épaisseur optique moyenne est de 13.28 alors que l'épaisseur optique maximale vaut 20.44 (13.28+7.16) et l'épaisseur optique minimale vaut 5.54 (13.28-7.74)

A partir de ces données, Barker et al (1996) ont approximé les distributions en épaisseur optique obtenues par une fonction de probabilité $p_{\Gamma}(\tau)$ qui dépend de l'épaisseur optique moyenne nuageuse de la scène (de l'image) et de l'écart-type de la distribution :

$$p_{\Gamma}(\tau) = \frac{1}{\Gamma(v)} \left(\frac{v}{\tau} \right)^v \tau^{v-1} \exp\left(-\frac{v\tau}{\bar{\tau}_{nua}} \right); \{\tau > 0; v > 0\} \quad [IV.10]$$

où $v = (\bar{\tau}_{nua}/\sigma)^2$ et $\Gamma(v)$ est la fonction gamma.

Cette loi de probabilité, associée au taux de couverture nuageuse, nous donne une statistique sur la valeur de l'épaisseur optique de chaque pixel. Cependant elle est insuffisante pour caractériser complètement la scène nuageuse. En effet, aucune indication n'est donnée quant à la position (x,y) d'un pixel d'épaisseur optique donnée. Quelle est alors l'épaisseur optique des pixels avoisinants ? Une solution pour constituer une scène nuageuse avec cette loi de probabilité serait alors de tirer au sort, pixel après pixel, l'épaisseur optique de chaque pixel.

Cette méthode semble trop aléatoire pour être réaliste. Cependant, nous avons vu au paragraphe précédent une méthode permettant de caractériser géographiquement les variations de l'épaisseur optique : le BCM. Finalement, une question se pose : "Est-il possible de générer avec des paramètres f et c appropriés d'un BCM des distributions en épaisseur optique comparables à celles déduites des images LANDSAT ?".

IV.2.2. Confrontation entre les BCM et les nuages observés par l'imageur LANDSAT

Pour cette confrontation, nous choisissons 3 nuages types parmi les 3 catégories décrites dans le tableau IV.2 :

- Banc de stratocumulus : $A_c=100\%$, $\bar{\tau}=15$
- Stratocumulus fractionnés : $A_c=80\%$, $\bar{\tau}=5.6$ ($\bar{\tau}_{\text{nuage}}=7$)
- Cumulus dispersés : $A_c=25\%$, $\bar{\tau}=1.25$ (soit $\bar{\tau}_{\text{nuage}}=5$)

Le taux de couverture nuageuse et l'épaisseur optique moyenne étant fixés, il reste à déterminer les paramètres f et c pour caractériser complètement le champ d'épaisseur optique du nuage. Quelque soit le type de nuages, nous prendrons pour le paramètre d'échelle c la valeur 0.8 qui correspond à une pente β de $-5/3$ et que l'on retrouve fréquemment dans de nombreux travaux : Cahalan (1989), Cahalan et Snider (1989), Davis et al (1994), Marshak et al. (1994), Chambers et al (1997), etc ... Il reste désormais à trouver les valeurs adéquates de f . Pour cela nous avons calculé $\sigma / \bar{\tau}_{\text{nuage}}$ en fonction de f pour les 3 couvertures nuageuses (Tableau IV.3.).

Comme f est strictement compris entre 0 et 1 ([IV.2]), nous avons choisi pour limite minimale la valeur 0.01 et pour limite maximale la valeur 0.99. Pour chaque cas nuageux, il existe plusieurs valeurs de f possibles pour restituer une valeur de l'écart-type compris entre les valeurs minimales et maximales définies dans le tableau IV.2 (0.2, 0.3 et 0.4 pour le banc de stratocumulus, 0.4, 0.5, 0.6, 0.7 et 0.8 pour les stratocumulus fractionnées et 0.8, 0.9 et 0.99 pour les cumulus dispersés). Bien que l'écart-type obtenu ne soit pas toujours le plus proche de l'écart-type moyen, parmi les valeurs de f possibles, nous choisissons de garder la valeur médiane.

f	Banc de stratocumulus (Ac=100%)	Stratocumulus fractionnés (Ac=80%)	Cumulus dispersés (Ac=25%)
0.01	0.02	0.01	0.01
0.1	0.17	0.13	0.07
0.2	0.34	0.27	0.15
0.3	0.52	0.43	0.24
0.4	0.71	0.60	0.33
0.5	0.93	0.79	0.43
0.6	1.19	1.02	0.55
0.7	1.48	1.28	0.68
0.8	1.82	1.59	0.83
0.9	2.23	1.96	0.99
0.99	2.72	2.40	1.17

Tableau IV.3 : Ecart-type par rapport à la moyenne ($\sigma / \bar{\tau}_{nuage}$) du BCM en fonction de f pour chaque cas nuageux. c vaut 0.8 . Le BCM contient 256x256 pixels. Les valeurs de $\sigma / \bar{\tau}_{nuage}$ qui sont comprises entre les valeurs minimales et maximales définies dans le tableau IV.2 sont notées en gras.

Ainsi, pour générer nos nuages types, nous utilisons un BCM où $c=0.8$ et :

- $f=0.3$ pour le banc de stratocumulus
- $f=0.6$ pour les stratocumulus fractionnés
- $f=0.9$ pour les cumulus dispersés.

Notre choix est assez proche de celui que préconise Chambers et al. (1997) qui utilise des BCM ayant les mêmes valeurs de c et f pour les 2 cas de stratocumulus et qui, pour les cumulus dispersés utilise un BCM où le paramètre d'échelle c vaut 0.8 et le paramètre de variance f vaut 0.8.

• Remarque :

Le taux de couverture nuageuse, issu des images LANDSAT, est calculé à partir du nombre de pixels d'épaisseur optique nulle (pixel de ciel clair). Le fait d'avoir des pixels de ciel clair devrait poser problème lors de la génération du BCM par la méthode des cascades itératives. En effet, la distribution d'épaisseur optique du BCM est bornée : il existe une valeur minimale de l'épaisseur optique (τ_{min}) qui est non nulle (§ IV.1.2.2). En pratique ce problème

est résolu, voire escamoté, à l'aide d'une méthode de seuil sur le champ d'épaisseur optique. Il suffit pour cela de "mettre à zéro" tous les pixels dont l'épaisseur optique est inférieure à une valeur seuil, τ_{seuil} , de manière à restituer le taux de couverture nuageuse A_c voulu. Ensuite, pour retrouver la même épaisseur optique moyenne, il suffit de pondérer l'épaisseur optique de chaque pixel.

IV.3. L'altitude des nuages

Il existe peu de résultats sur les variations spatiales de l'altitude du sommet et de la base d'un nuage. On peut néanmoins s'inspirer des travaux de Minnis (1992). A partir des données GOES (Geostationary Operational Environmental Satellite) obtenues lors de la campagne de mesures FIRE, Minnis a relié l'épaisseur optique à l'épaisseur géométrique du nuage et en a déduit la formule suivante :

$$\Delta Z = Z_{\text{sommet}} - Z_{\text{base}} \approx 0.08 \times \sqrt{\tau} - 0.04 \quad (\text{en km}) \quad [\text{IV.11}]$$

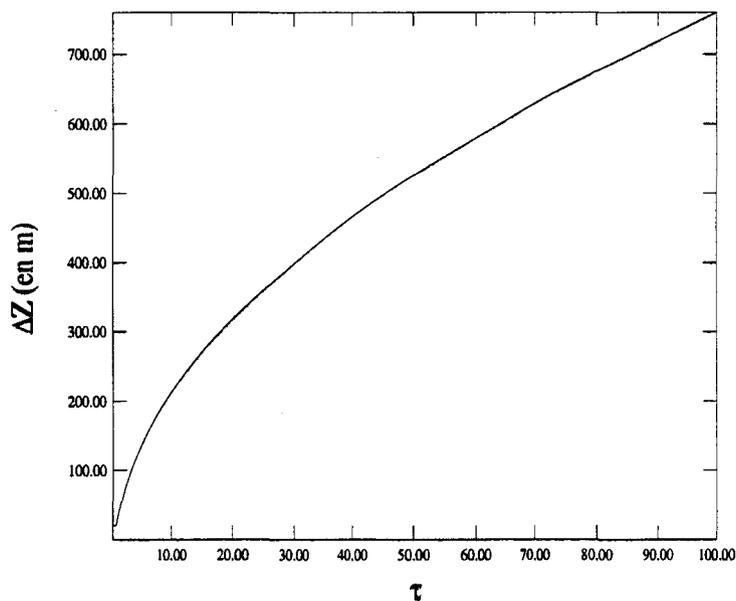


Figure IV.4. Variation de l'épaisseur géométrique du nuage (ΔZ) en fonction de son épaisseur optique τ en utilisant la formule de Minnis (1992).

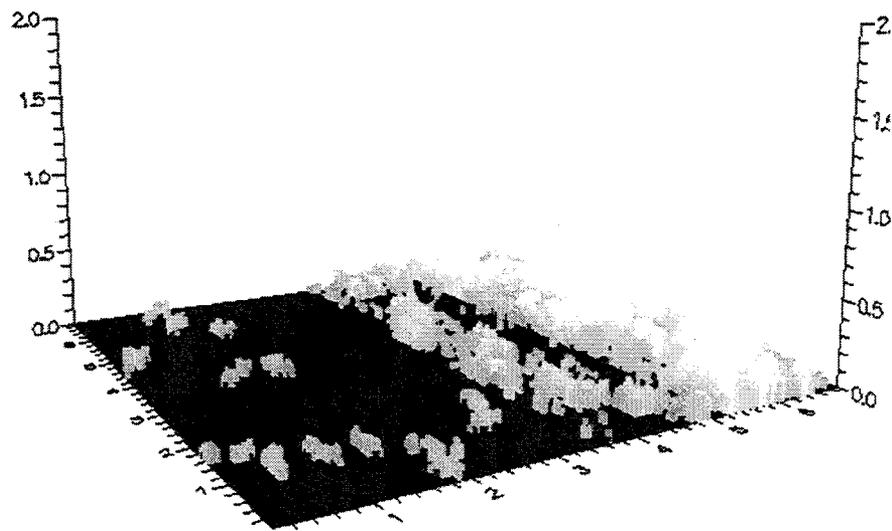
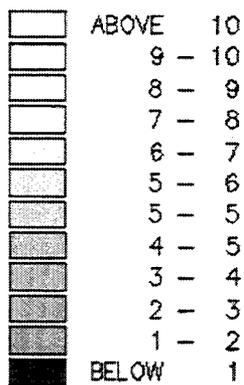
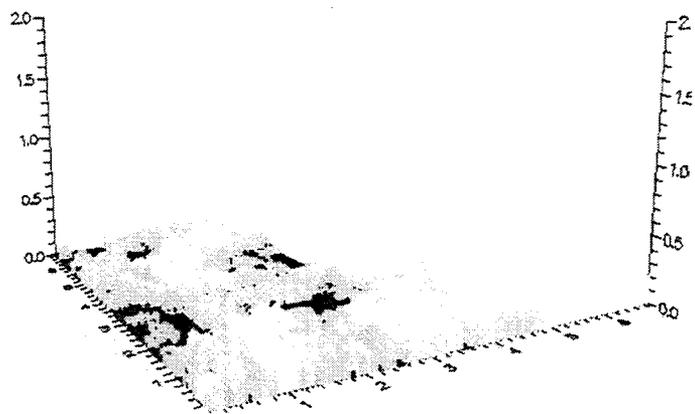
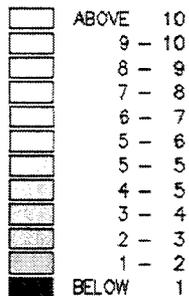
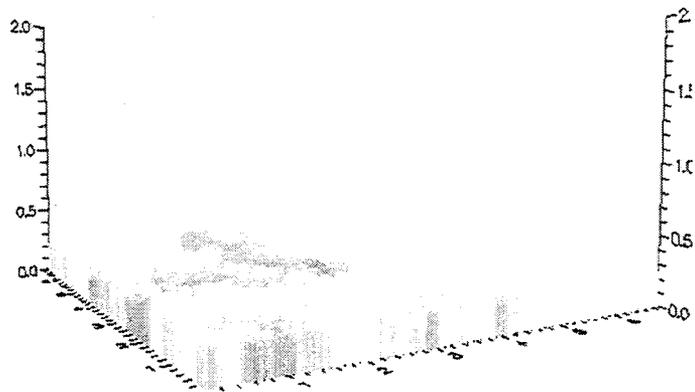
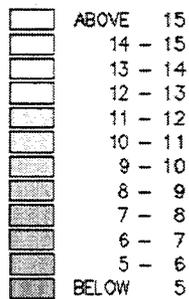
Ce résultat vient du fait que l'épaisseur optique est proportionnelle au contenu en eau liquide intégré (en g/m^2) qui lui même, en utilisant l'hypothèse adiabatique ($\tau \propto H^{5/3}$ que l'on peut approcher sans incidences majeures par H^2), est proportionnel à l'épaisseur géométrique H de la couche pour les couches nuageuses peu profondes (Albrecht et al., 1990). La validité de l'hypothèse adiabatique pour déterminer l'épaisseur d'un stratocumulus est par ailleurs confirmée par Brenguier et al. (1999) pour les nuages observés durant ACE II. Pour éviter des valeurs négatives de l'épaisseur géométrique des nuages, il est nécessaire de la seuiller. L'épaisseur minimum est ainsi fixée à 20 m. La figure IV.4. montre comment l'épaisseur géométrique des nuages varie en fonction de leur épaisseur optique d'après la formule [IV.11].

Il est intéressant de se livrer à une petite application numérique. Pour des stratocumulus typiques, nous pouvons raisonnablement prendre une épaisseur optique de 15 et un rayon effectif des gouttes d'eau, r_e , de $10 \mu\text{m}$ (Hansen et Travis, 1974). La formule de Minnis [IV.9] donne pour une épaisseur optique de 15, une épaisseur géométrique ΔZ d'environ 270 mètres. Par ailleurs, on peut aussi déduire de l'épaisseur optique le contenu en eau liquide intégré qui vaut ainsi : $W = 100 \text{ g}\cdot\text{m}^{-2}$. Or comme $W = w \cdot \Delta Z$, nous avons donc : $w = 0.37 \text{ g}\cdot\text{m}^{-3}$. L'ensemble des valeurs présentées dans ce simple calcul (W , w , τ , r_e) étant somme toute représentatives d'un stratocumulus, l'application de la formule de Minnis aux nuages bas semble réaliste pour générer nos nuages.

Enfin, dans le cadre de notre étude, nous faisons l'hypothèse que l'altitude de la base du nuage est constante et que c'est l'altitude du sommet qui varie (Brenguier, communication personnelle). Compte tenu que nous connaissons la répartition horizontale de l'épaisseur optique du nuage ainsi que son altitude, nous pouvons désormais représenter l'allure tridimensionnelle des 3 nuages types (figure IV.5).

IV.4. La microphysique du nuage

Les deux paragraphes précédents ont présenté comment l'eau est répartie à l'intérieur du nuage. En faisant l'hypothèse que le rayon effectif des gouttes d'eau est identique en n'importe quel point du nuage, nous avons donc accès à une distribution spatiale en 2 dimensions (x et y) de l'épaisseur optique et de l'altitude des nuages. Il reste maintenant à spécifier la distribution en taille des gouttes d'eau afin de caractériser complètement le nuage.



Figures IV.5 : Représentation tridimensionnelle des 3 cas nuageux : banc de stratocumulus, stratocumulus fractionnés et cumulus dispersés (respectivement de haut en bas). La taille horizontale de la scène est de 7kmx7km. Les niveaux de gris dépendent de l'épaisseur optique (donc de l'altitude).

Pour cette étude, nous faisons l'hypothèse que les gouttes d'eau ont un rayon effectif de $10 \mu\text{m}$ avec une variance effective de 0.15 (Hansen et Travis, 1974). Cette distribution en taille des gouttes (figure IV.6) est la même que celle utilisée dans les algorithmes d'inversion des données spatiales POLDER (Buriez et al, 1997).

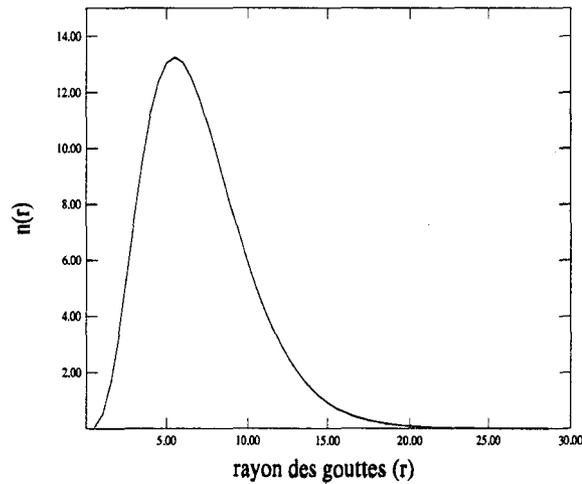


Figure IV.6 : Distribution en taille des gouttes d'eau pour $r_e=10 \mu\text{m}$ et $V_e=0.15$

La figure IV.7. représente la fonction de phase $P(\Theta)$, à 670 nm, résultant de cette distribution.

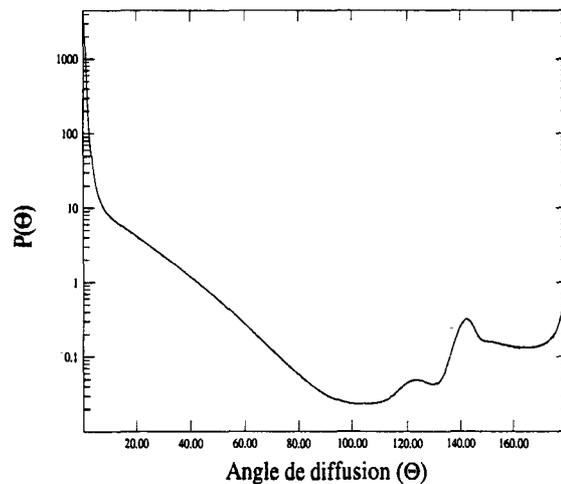


Figure IV.7. : fonction de phase pour une distribution gamma-standard de la taille des gouttelettes d'eau où $r_e=10 \mu\text{m}$ et $V_e=0.15$ à la longueur d'onde de 670 nm

Chapitre V

Apport de la multidirectionnalité pour l'étude des nuages hétérogènes

V.1. Les cas de référence

Le but de cette étude n'est pas de créer un code de transfert radiatif prenant en compte la totalité des composants de l'atmosphère mais de prospecter et d'identifier l'influence des nuages et de leur hétérogénéité sur la répartition du rayonnement solaire réfléchi vers l'espace. Dans cette optique, nous avons décidé de nous concentrer entièrement sur les nuages et de ne pas prendre en compte dans nos simulations les gaz atmosphériques, les aérosols et la surface. Seules les gouttelettes d'eau qui composent le nuage interagissent avec le rayonnement solaire. De surcroît nous supposons connaître aussi la distribution dimensionnelle des gouttes d'eau. Le tableau V.1. résume les conditions retenues et les hypothèses effectuées dans le cadre des simulations.

Descriptif	
Les nuages	Générés par un BCM (nombre d'itérations : 8 ; 256 x 256 pixels élémentaires)
	(1) Banc de stratocumulus ($A_c=100\%$, $\bar{\tau}=15$)
	(2) Stratocumulus fractionnés ($A_c=80\%$, $\bar{\tau}=5.6$)
	(3) Cumulus dispersés ($A_c=25\%$, $\bar{\tau}=1.25$)
	Constitués de gouttelettes d'eau dont la distribution en taille est caractérisée par : $r_e=10 \mu\text{m}$ et $V_e=0.15$
Taille de la scène nuageuse	Approximativement l'échelle du pixel POLDER (7 x 7 km soit une taille du pixel élémentaire du BCM : 27 x 27 m)
Composants atmosphériques	Ni gaz, ni aérosols
Surface	Sol noir (absorbant la totalité du rayonnement reçu)
longueur d'onde	670 nm
Incidence solaire	0° , 30° , 60°

Tableau V.1. : Cadre général des simulations effectuées dans ce chapitre

Dans ces conditions, notre modèle nuageux prendra donc simultanément en compte la forme des nuages (via la variation de l'altitude du sommet et les nébulosités partielles) et la distribution horizontale de l'épaisseur optique dans le nuage. Les influences du sol et d'une granulométrie différente seront discutées dans le chapitre VI.

V.2. Notre approche méthodologique

Nous présentons dans ce paragraphe une méthode permettant de mettre en évidence l'influence de l'hétérogénéité des nuages sur le rayonnement réfléchi, adaptée à l'observation satellitale : elle consiste à comparer les propriétés optiques obtenues par l'inversion des réflectances bidirectionnelles. Cette méthode s'appuie pour cela sur un exemple concret : celui de POLDER. Le radiomètre POLDER est capable d'acquérir une douzaine de mesures d'une même scène dans différentes directions de visée. La taille de la scène est donc le pixel POLDER ($7 \times 7 \text{ km}^2$). Pour chaque direction de visée, nous disposons donc d'une valeur de la réflectance bidirectionnelle de la scène. Dans "l'algorithme opérationnel", extraire les propriétés des nuages, telles l'épaisseur optique τ ou l'albédo α , revient à inverser les réflectances bidirectionnelles en faisant l'hypothèse que le nuage est plan parallèle homogène et que nous connaissons la microphysique. Si le nuage est effectivement plan parallèle homogène et que l'on ne se trompe pas sur la microphysique, la dizaine de mesures, prises pour des angles de visée différents, conduit à une seule valeur de l'épaisseur optique et de l'albédo. Si, par contre, le nuage présente des hétérogénéités, il est alors peu probable que l'inversion des mesures délivre un résultat unique.

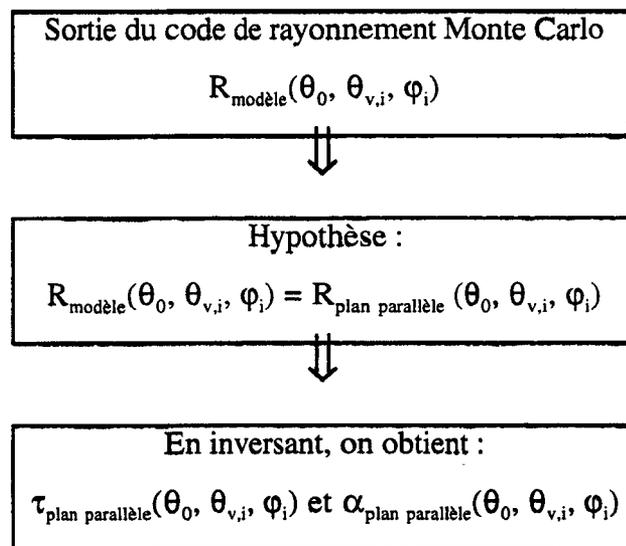


Figure V.1. : Méthodologie

En ce qui concerne notre étude, le champ de rayonnement est simulé à l'aide du code de Monte Carlo appliqué aux modèles nuageux décrits dans le chapitre précédent. Ce champ de rayonnement est alors inversé en utilisant le modèle du plan parallèle pour extraire, angle de visée par angle de visée, l'épaisseur optique et l'albédo correspondant (figure V.1).

Contrairement aux vraies valeurs de l'épaisseur optique $\bar{\tau}$ et de l'albédo $\bar{\alpha}$ (albédo obtenu directement par notre code de transfert radiatif de Monte Carlo), les valeurs de l'épaisseur optique et de l'albédo (respectivement $\tau_{pp}(\theta, \varphi)$ et $\alpha_{pp}(\theta, \varphi)$), restituées par l'inversion des réflectances bidirectionnelles, dépendent a priori de la direction de visée. Les différences entre les valeurs déterminées à partir d'une direction de visée et les vraies valeurs sont un indice du degré de validité de l'hypothèse plane parallèle. Cependant, les vraies valeurs, $\bar{\tau}$ et $\bar{\alpha}$, sont accessibles dans la simulation mais évidemment inaccessibles expérimentalement. Néanmoins, la variation angulaire de l'épaisseur optique $\tau_{pp}(\theta, \varphi)$ (ou celle de l'albédo $\alpha_{pp}(\theta, \varphi)$) obtenue grâce à l'aspect multidirectionnel des mesures peut nous renseigner aussi sur la validité de l'hypothèse plan parallèle. Pour caractériser cette variabilité, nous utiliserons les écart-types $\sigma(\tau_{pp})$ et $\sigma(\alpha_{pp})$ définis par :

$$\sigma(x_{pp}) = \sqrt{\frac{\iint_{\Omega} (x_{pp}(\theta, \varphi) - \bar{x}_{pp})^2 \cos \theta \sin \theta d\theta d\varphi}{\iint_{\Omega} \cos \theta \sin \theta d\theta d\varphi}} \quad [V-1]$$

où \bar{x}_{pp} est la valeur moyenne angulaire définie par :

$$\bar{x}_{pp} = \frac{\iint_{\Omega} x_{pp}(\theta, \varphi) \cos \theta \sin \theta d\theta d\varphi}{\iint_{\Omega} \cos \theta \sin \theta d\theta d\varphi} \quad [V-2]$$

L'intégration est effectuée sur l'angle solide Ω limité à 3.0 stéradians, ce qui correspond à un angle de visée maximal, θ_{max} , de 58.5° . Le champ angulaire délimité ici correspond approximativement au champ de vue de l'instrument POLDER. Dans le cadre de nos simulations, nous bénéficierons, dans ces conditions, de 190 valeurs de réflectance bidirectionnelle (190 boîtes d'angle solide de 0.016 stéradian chacune).

Par ailleurs, bien que les différences entre les valeurs déduites des mesures et les vraies valeurs soient inaccessibles expérimentalement, il est intéressant dans le cadre théorique des simulations de comparer celles-ci avec les variabilités angulaires définies ci-dessus. Pour cela nous introduisons les erreurs quadratiques $RMS(\tau_{pp})$ et $RMS(\alpha_{pp})$ définies par :

$$RMS(x_{pp}) = \sqrt{\frac{\iint_{\Omega} (x_{pp}(\theta, \varphi) - \bar{x})^2 \cos \theta \sin \theta d\theta d\varphi}{\iint_{\Omega} \cos \theta \sin \theta d\theta d\varphi}} \quad [V-3]$$

où \bar{x} représente la "vraie" valeur simulée par le code de Monte Carlo.

ainsi que les biais $BIAIS(\tau_{pp})$ et $BIAIS(\alpha_{pp})$ définis par :

$$BIAIS(x_{pp}) = \frac{\iint_{\Omega} (x_{pp} - \bar{x}) \cos \theta \sin \theta d\theta d\varphi}{\iint_{\Omega} \cos \theta \sin \theta d\theta d\varphi} \quad [V-4]$$

Finalement, ces deux types de formules permettent de répondre à deux questions concernant l'influence des nuages hétérogènes et la validité de l'approximation de la couche plane-parallèle : (1) Dans quelle mesure le champ de rayonnement réfléchi par des nuages "réalistes" diffère-t-il de celui réfléchi par la couche plane-parallèle ? Et, (2), dans quelle mesure peut-on mesurer ces différences à partir de l'observation spatiale, et plus particulièrement de POLDER ? En pratique, le calcul de l'erreur $BIAIS(\tau_{pp})$ par rapport à la valeur vraie devrait nous permettre de répondre à la première question tandis que le calcul de la variabilité angulaire, $\sigma(x_{pp})$ devrait nous permettre de répondre à la seconde.

V.3. Présentation des résultats pour les trois cas types nuageux.

Pour présenter les informations relatives à l'ensemble des directions de visées, le diagramme polaire (figure V.2) sera utilisé dans ce chapitre. Un point à l'intérieur du diagramme est repéré par un rayon r et un angle u . Dans notre représentation polaire, $r=\theta$ et $u=\varphi$, où θ et φ sont respectivement l'angle zénithal et l'angle azimutal de visée. Trois cercles permettent de simplifier le repérage : le petit correspond à $\theta = 30^\circ$, le moyen à $\theta = 60^\circ$ et le

grand à $\theta = 80^\circ$. L'azimut φ parcourt les cercles de 0 à 360 degrés; dans nos simulations l'angle azimutal du soleil est toujours fixé à 180° . Certaines directions de visée sont en dehors du champ de vue de POLDER (pour lequel nous avons fixé, pour nos calculs, la valeur maximale de l'angle zénithal de visée à 58.5°). Les angles zénithaux de visée supérieurs à 80° ne sont pas présentés parce que ce sont des angles trop rasants et que la précision de la méthode de Monte Carlo pour ces directions est insuffisante.

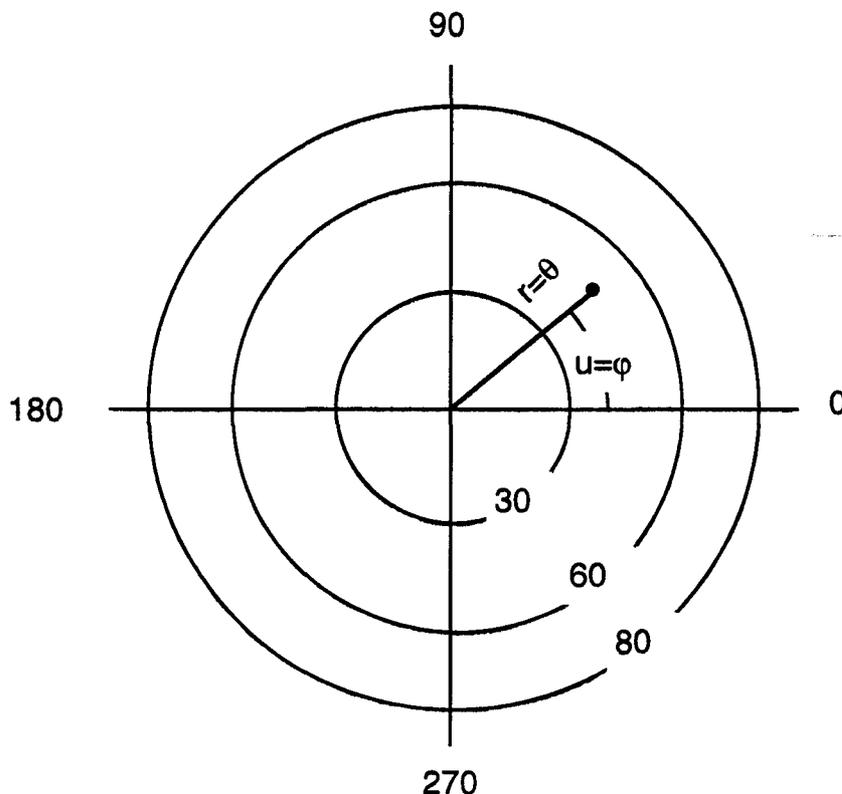


Figure V.2. : Schéma explicatif décrivant le repérage des angles sur un diagramme polaire.

V.3.1. Le banc de stratocumulus

Le banc de stratocumulus occupe totalement la scène ($A_c=100\%$) et possède une épaisseur optique moyenne $\bar{\tau}$ de 15 (moyenne spatiale). Les valeurs moyennes (sur les angles) des épaisseurs optiques $\bar{\tau}_{pp}$ et des albédos $\bar{\alpha}_{pp}$ retrouvés en utilisant l'hypothèse du plan parallèle homogène diminuent lorsque f augmente, c'est-à-dire lorsque la scène devient de plus en plus hétérogène. Les valeurs de $\bar{\tau}_{pp}$ et $\bar{\alpha}_{pp}$ sont reportées sur les figures V.3,4 et 5 pour les angles d'incidence solaire de 0° , 30° et 60° . Pour ce cas de couverture nuageuse totale, le cas

$f=0$ est possible et représente le nuage plan parallèle homogène. Sur ces mêmes figures nous pouvons remarquer que nous avons conservé la même valeur d'épaisseur optique "vraie" $\bar{\tau}$ quelque soit la répartition de l'eau liquide dans le nuage (quelque soit f). Par contre, l'albédo calculé à l'aide de la méthode de Monte Carlo dépend de l'hétérogénéité de la scène nuageuse.

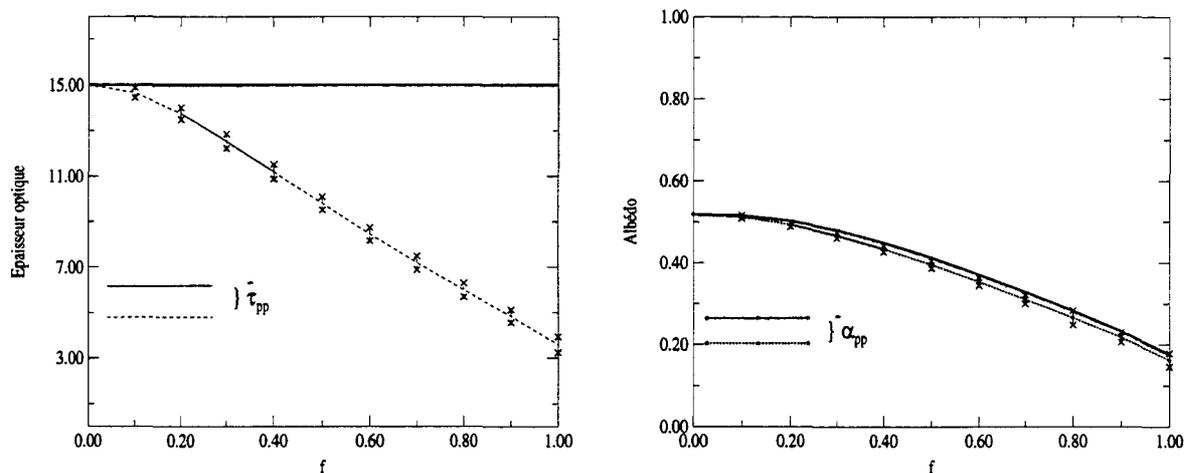


Figure V.3. : Moyennes angulaires de l'épaisseur optique retrouvée ($\bar{\tau}_{pp}$, à gauche) et de l'albédo retrouvés ($\bar{\alpha}_{pp}$, à droite) en fonction du paramètre de variance f pour le banc de stratocumulus ($Ac=100\%$) pour une incidence solaire de 0° . Les barres d'erreurs représentent l'écart type ($\sigma(\tau_{pp})$ ou $\sigma(\alpha_{pp})$). La courbe en pointillé est tracée en trait plein lorsqu'elle correspond aux valeurs possibles de f déterminés au chapitre précédent ($f=0.2, 0.3$ et 0.4). A titre de comparaison, le tracé en trait gras (sans barres d'erreurs) indique la vraie valeur de l'épaisseur optique ou de l'albédo.

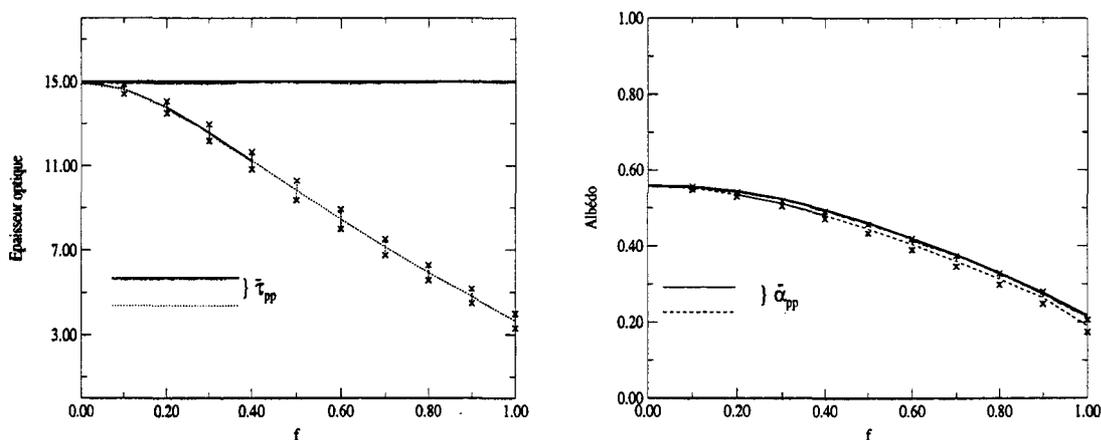


Figure V.4. : Comme dans la figure V.3 mais pour une incidence solaire de 30° .

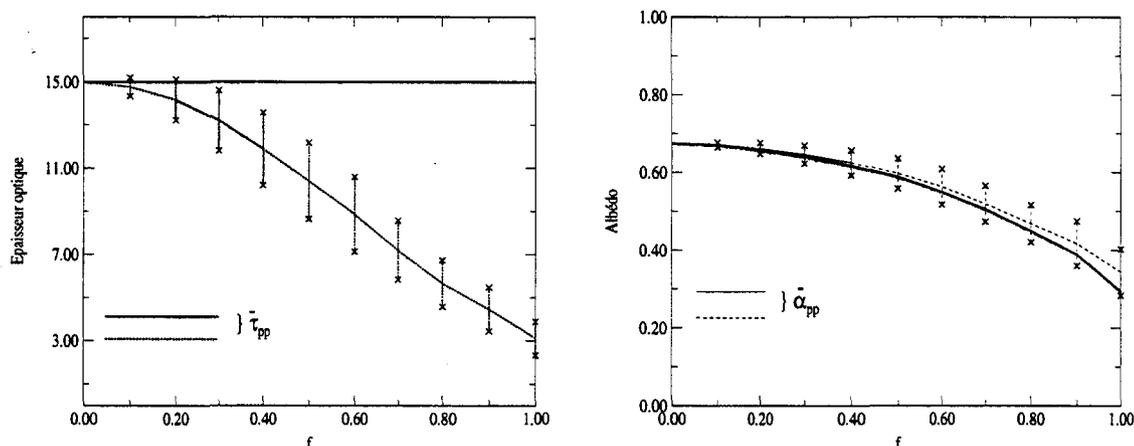


Figure V.5. : Comme dans la figure V.3 mais pour une incidence solaire de 60° .

Si on s'intéresse plus particulièrement au cas typique du banc de stratocumulus correspondant à $f=0.3$, on remarque que l'inversion du champ de réflectances bidirectionnelles donne des épaisseurs optiques moyennes $\bar{\tau}_{pp}$ de 12.54, 12.58 et 13.20 pour respectivement les angles d'incidence solaire de 0° , 30° et 60° (alors que la vraie épaisseur optique $\bar{\tau}$ vaut 15.00). La moyenne angulaire de l'épaisseur optique restituée est inférieure à la vraie valeur parce que la relation entre la réflectance bidirectionnelle et l'épaisseur optique n'est pas linéaire (cf. II.2 : la réflectance bidirectionnelle de l'épaisseur optique moyenne est toujours supérieure à la moyenne des réflectances bidirectionnelles). Bien qu'inférieure à la vraie valeur, $\bar{\tau}_{pp}$ s'en rapproche au fur et à mesure que l'angle d'incidence solaire devient oblique, c'est-à-dire au fur et à mesure que les parties proches du sommet sont les seules éclairées : elles correspondent aux valeurs d'épaisseur optique les plus élevées (Equation [IV.11]). Ce phénomène explique aussi pourquoi on sur-estime l'albédo pour une incidence de 60° ($\bar{\alpha}_{pp}$ vaut 0.647 alors que $\bar{\alpha}$ est égal à 0.641) et qu'on le sous-estime pour les incidences solaires de 0° et 30° ($\bar{\alpha}_{pp}$ vaut respectivement 0.467 et 0.511 au lieu de 0.480 et 0.523).

Après avoir rendu compte de la différence entre les vraies valeurs et les valeurs retrouvées pour le cas typique, il est nécessaire maintenant, afin de mieux juger des "performances" de l'hypothèse plan parallèle, de se pencher sur la dispersion des valeurs restituées.

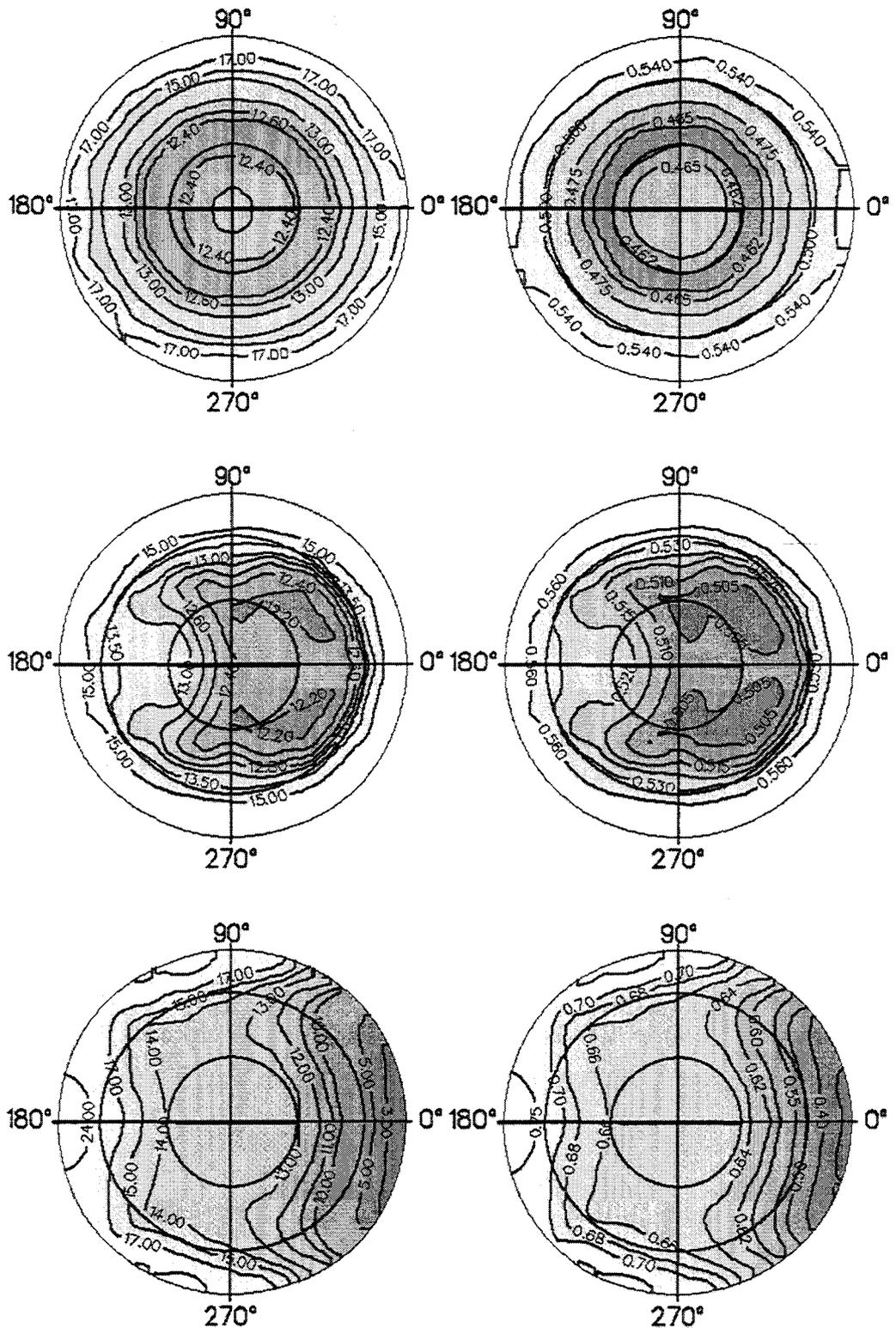


Figure V.6 : Epaisseurs optiques retrouvées $\tau_{pp}(\theta, \varphi)$, à gauche, et albédos retrouvés $\alpha_{pp}(\theta, \varphi)$, à droite, pour le cas type du banc de stratocumulus ($A_c=1.0$, $\bar{\tau}=15$ et $f=0.3$) en utilisant l'hypothèse de la couche plane parallèle. Les résultats sont présentés pour 3 incidences solaires : 0° (haut), 30° (milieu) et 60° (bas).

Les écarts types ($\sigma(\alpha_{pp})$ et $\sigma(\tau_{pp})$) augmentent avec l'angle d'incidence solaire. $\sigma(\alpha_{pp})$ vaut respectivement 0.007, 0.008 et 0.023 pour des angles d'incidence solaire de 0° , 30° et 60° (soit en valeur relative : 1.5%, 1.6% et 3.6%). $\sigma(\tau_{pp})$ vaut 0.311, 0.388 et 1.402 pour les angles d'incidence respectifs de 0° , 30° et 60° (soit en valeur relative : 2.5%, 3.1% et 10.6%). Ces écart-types sont donc du même ordre de grandeur pour les incidences solaires de 0 et 30° mais sont 3 à 4 fois plus grands pour l'incidence de 60° . On observe donc que plus l'angle d'incidence solaire s'élève, plus la variabilité angulaire de $\tau_{pp}(\theta, \varphi)$ et de $\alpha_{pp}(\theta, \varphi)$ est grande : l'effet d'éclairement des faces latérales et l'effet d'ombre (voir chapitre III) deviennent importants pour des incidences solaires supérieures à 45° ; on s'éloigne alors fortement du modèle plan parallèle. Les valeurs de l'albédo et de l'épaisseur optique retrouvées, $\alpha_{pp}(\theta, \varphi)$ et $\tau_{pp}(\theta, \varphi)$, dépendent fortement de la direction de visée (figure V.6). Ainsi pour une incidence solaire de 60° , on s'aperçoit que les plus fortes valeurs de l'albédo (et de l'épaisseur optique) sont obtenues pour les directions arrière ($\alpha_{pp}(\theta, 180^\circ)$ augmente avec θ par effet d'éclairement des faces latérales) alors que les plus faibles valeurs le sont pour les directions avant ($\alpha_{pp}(\theta, 0^\circ)$ diminue lorsque θ augmente à cause des effets d'ombre). Pour l'ensemble des incidences solaires, les plus grandes valeurs de l'albédo et de l'épaisseur optique sont obtenues pour les angles zénithaux de visée en dehors du champ de vue POLDER ($\theta > 60^\circ$).

V.3.2. Les stratocumulus fractionnés

Contrairement au banc de stratocumulus ($Ac=100\%$), les stratocumulus fractionnés ($Ac=80\%$) que nous étudions ici permettent d'aborder le cas des couvertures nuageuses partielles. L'épaisseur optique moyenne de la scène vaut 5.6, soit une épaisseur optique moyenne nuageuse de 7. Pour inverser les réflectances bidirectionnelles des stratocumulus fractionnés nous utilisons le modèle de la couche plane parallèle occupant l'intégralité de la scène ($Ac=100\%$). C'est aussi l'hypothèse qui est faite dans l'algorithme opérationnel de traitement des données POLDER (Buriez et al, 1997). Les valeurs moyennes retrouvées ainsi que leur écart type sont présentés en fonction de la valeur de f dans les figures V.7, V.8 et V.9. Le cas où f est strictement égal à 0 (qui correspond à un nuage homogène occupant l'intégralité de la scène) n'est pas possible dans le cas des couvertures nuageuses partielles. Pour contourner ce problème, nous avons pris 0.01 comme valeur limite de f . Les conclusions sont quasiment les mêmes que pour le banc de stratocumulus. Plus la distribution de l'épaisseur optique est hétérogène plus l'albédo vrai est faible. L'épaisseur optique moyenne retrouvée $\bar{\tau}_{pp}$

s'écarte de plus en plus de la vraie valeur au fur et à mesure que f augmente et reste toujours inférieure à la vraie valeur. La moyenne angulaire de l'albédo retrouvée ($\bar{\alpha}_{pp}$) est inférieure à la vraie valeur pour 0 et 30°, alors qu'elle lui est supérieure pour 60°.

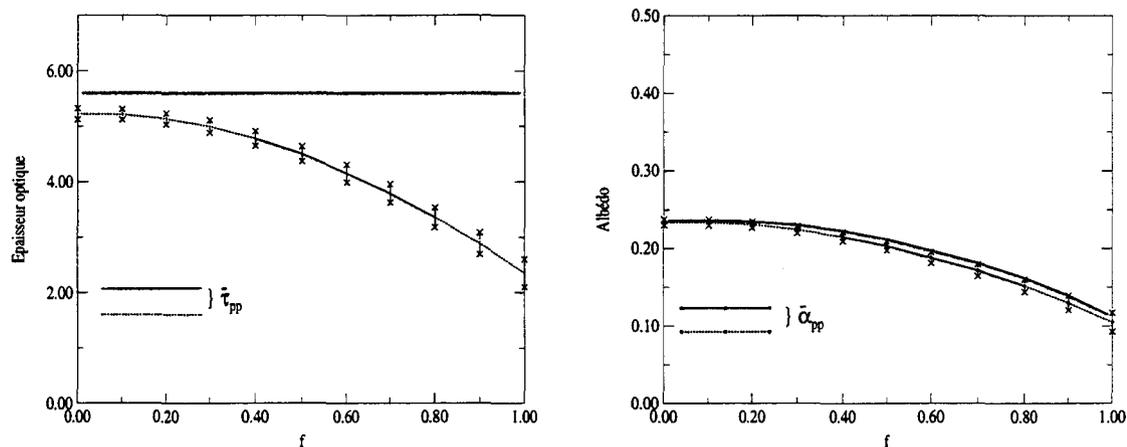


Figure V.7. : Moyennes angulaires de l'épaisseur optique retrouvée ($\bar{\tau}_{pp}$ à gauche) et de l'albédo retrouvé ($\bar{\alpha}_{pp}$ à droite) en fonction du paramètre de variance f pour les stratocumulus fractionnés ($Ac=80\%$) pour une incidence solaire de 0°. Les barres d'erreurs représentent l'écart type ($\sigma(\tau_{pp})$ ou $\sigma(\alpha_{pp})$). La courbe en pointillé est tracée en trait plein lorsqu'elle correspond aux valeurs possibles de f déterminées au chapitre précédent (c'est-à-dire, $f=0.4, 0.5, 0.6, 0.7$ et 0.8). A titre de comparaison. Le tracé en trait gras (sans barres d'erreurs) indique la vraie valeur de l'épaisseur optique ou de l'albédo.

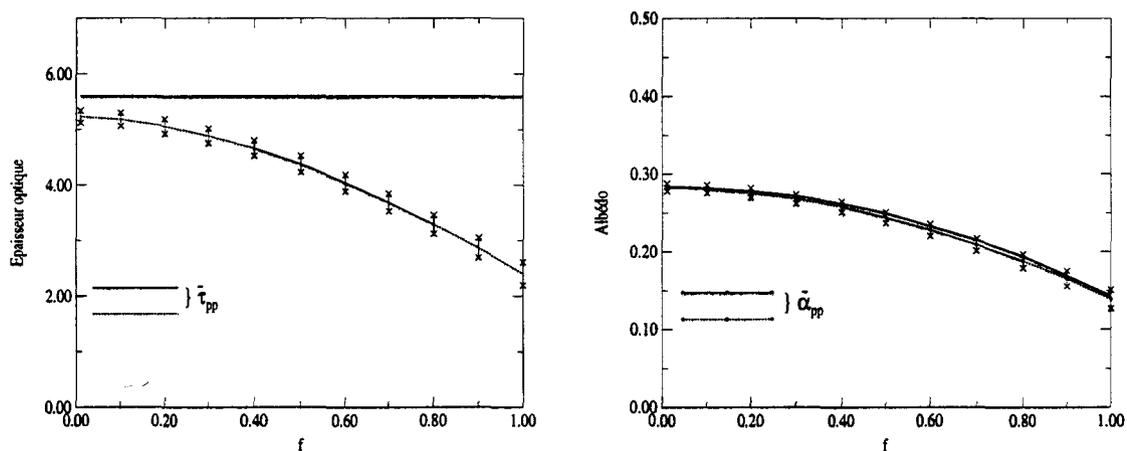


Figure V.8. : Comme dans la figure V.7 mais pour une incidence solaire de 30°.

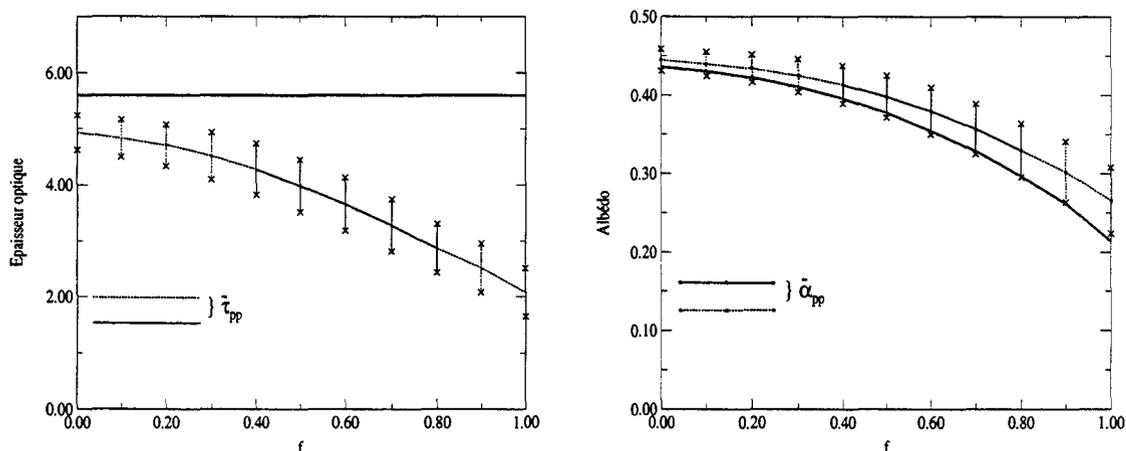


Figure V.9. : Comme dans la figure V.7 mais pour une incidence solaire de 60° .

Le cas type de stratocumulus fractionné correspond à $f = 0.6$. L'albédo vrai vaut respectivement 0.197, 0.233 et 0.355 pour les angles d'incidence solaire de 0° , 30° et 60° alors que la moyenne angulaire des albédos retrouvées, $\bar{\alpha}_{pp}$ vaut 0.188, 0.228 et 0.380 (pour des angles d'incidence solaire respectifs de 0° , 30° et 60°). Pour les épaisseurs optiques, les moyennes angulaires valent 4.15, 4.04 et 3.66 (pour $\theta_0=0^\circ$, 30° et 60°) alors que la vraie valeur est 5.6. Comme dans le cas du banc de stratocumulus, on remarque qu'il est toujours possible, quelque soit l'angle d'incidence solaire, de trouver des directions de visée qui permettent de restituer le bon albédo. De façon nettement plus marquée que dans le cas du banc de stratocumulus, l'utilisation du modèle plan parallèle conduit à des valeurs d'épaisseur optique immanquablement inférieures à la vraie valeur. Autrement dit, nous sommes sûr de nous tromper dans la détermination de l'épaisseur optique de la scène.

Les écarts-types, $\sigma(\tau_{pp})$ et $\sigma(\alpha_{pp})$, sont très voisins pour les angles d'incidence solaire de 0° et 30° mais sont nettement inférieurs à ceux obtenus pour 60° (de l'ordre d'un facteur 3 pour l'écart type sur l'épaisseur optique et de l'ordre d'un facteur 4 pour l'écart-type sur l'albédo) :

- pour l'épaisseur optique, $\sigma(\tau_{pp})$ vaut respectivement 0.16, 0.15 et 0.48 pour des angles d'incidence $\theta_0 = 0^\circ$, 30° et 60° ($\sigma(\tau_{pp})/\bar{\tau}_{pp}$ vaut 3.8%, 3.7% et 13.0%)

- pour l'albédo, $\sigma(\alpha_{pp})$ vaut respectivement 0.007, 0.008 et 0.030 pour des angles d'incidences, θ_0 , valant 0, 30 et 60° ($\sigma(\alpha_{pp})/\bar{\alpha}_{pp}$ vaut 3.7%, 3.5% et 7.9%)

Ainsi, comme pour le banc de stratocumulus, c'est pour l'angle solaire le plus oblique que l'hypothèse plan parallèle apparaît la moins valide. Pour l'incidence solaire la plus oblique, les effets d'ombre et d'éclairement des faces latérales ont tendance à être plus importants (les écart-types sont en effet plus élevés) à cause de la présence de "trous" de ciel clair.

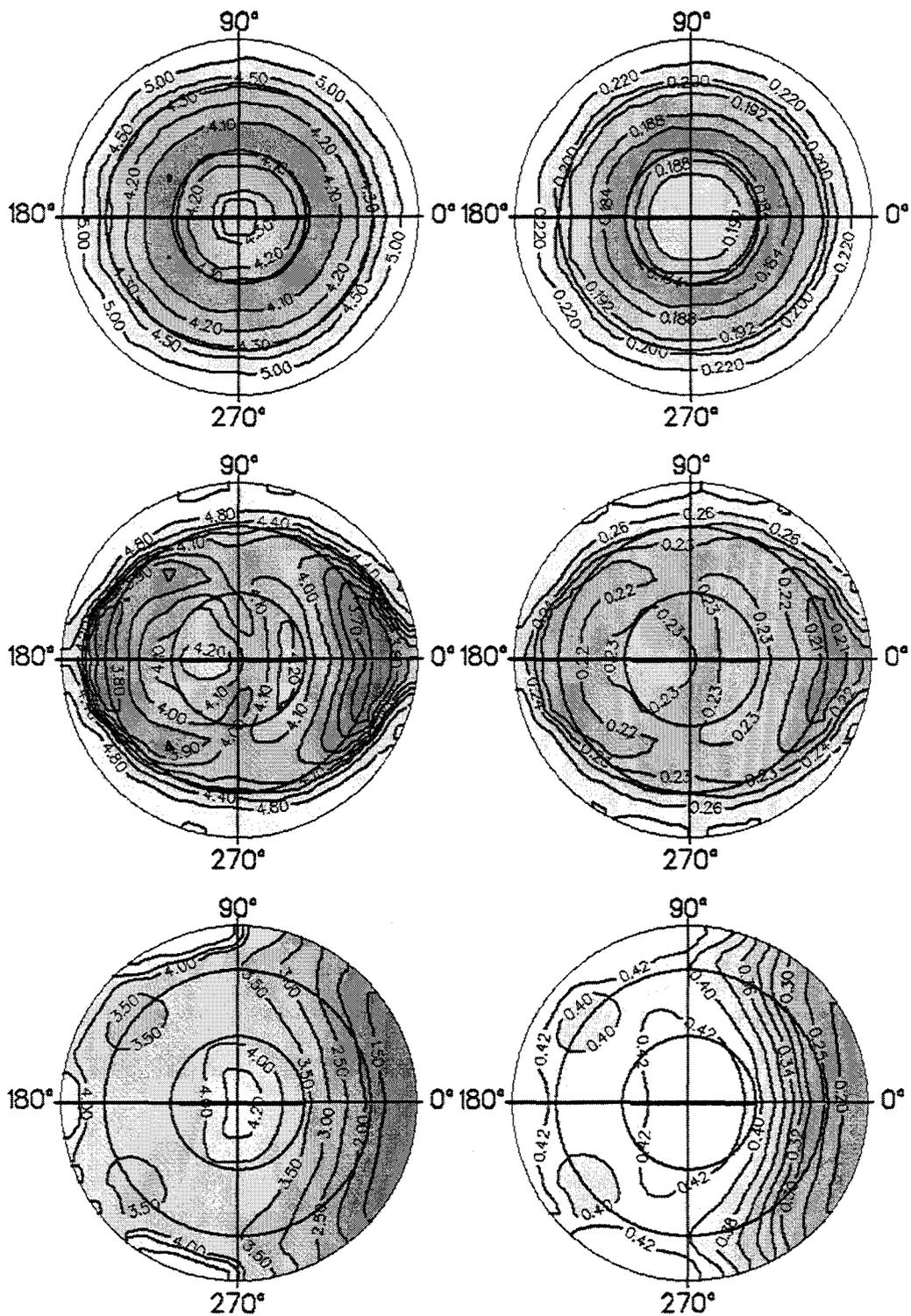


Figure V.10 : Epaisseurs optiques - à gauche - et albédos - à droite - retrouvés (τ_{pp} et α_{pp}) pour le cas type des stratocumulus fractionnés ($A_c=0.8$, $\bar{\tau}=5.6$ et $f=0.6$) en utilisant l'hypothèse de la couche plane parallèle. Les résultats sont présentés pour 3 incidences solaires : 0° (haut), 30° (milieu) et 60° (bas).

Comme les écart-types $\sigma(\tau_{pp})$ (et $\sigma(\alpha_{pp})$) ne sont pas négligeables, il est évident que, de façon analogue au cas du banc de stratocumulus, les valeurs de l'épaisseur optique retrouvées τ_{pp} (et de l'albédo retrouvé α_{pp}) varient fortement en fonction de l'angle de visée (figure V.10). L'allure des diagrammes polaires est cependant différente de celle obtenue pour les bancs de stratocumulus pour les incidences solaires de 30° et 60° . Plusieurs phénomènes, combinés les uns aux autres, font que les signatures du banc de stratocumulus et des stratocumulus soient différentes : l'apparition de "trous" de ciel clair permettent à une plus importante quantité de photons de s'échapper par les bords du nuage et modifie l'influence des interactions nuages-nuages et les effets d'ombre sur le rayonnement. Les valeurs les plus élevées de $\tau_{pp}(\theta, \varphi)$ et de $\alpha_{pp}(\theta, \varphi)$ sont toujours obtenues pour les directions de visée en dehors du champ de vue de POLDER. Mais, pour les incidences solaires obliques il existe des maxima relatifs non négligeables pour les directions de visée accessibles par POLDER. Pour $\theta_0=30^\circ$, de fortes valeurs de $\tau_{pp}(\theta, \varphi)$ et $\alpha_{pp}(\theta, \varphi)$ sont obtenus pour les directions de visée où l'angle zénithal θ est proche de 30° et pour les angles azimutaux φ autour de 0 et 180° . Pour $\theta_0=30^\circ$, $\tau_{pp}(\theta, \varphi)$ et $\alpha_{pp}(\theta, \varphi)$ sont très élevés pour les directions de visée proche du nadir.

V.3.3. Les cumulus dispersés

Le troisième cas nuageux est très différent des deux premiers. La nébulosité est très faible ($A_c=25\%$); il ne s'agit plus de stratocumulus mais de cumulus. L'épaisseur optique nuageuse moyenne, sans prendre en compte les pixels de ciel clair, est de 5, soit une épaisseur optique moyenne $\bar{\tau}$ de la scène de 1.25. Néanmoins, les commentaires sur les valeurs de l'épaisseur optique et de l'albédo retrouvées après l'inversion des réflectances bidirectionnelles par le modèle plan parallèle ($A_c=100\%$) restent globalement identiques à ceux énoncés pour les deux cas nuageux précédents.

Les variations de l'épaisseur optique et de l'albédo retrouvés (figure V.11, 12 et 13) en fonction du paramètre de variance f montrent encore une fois que la moyenne angulaire de l'épaisseur optique retrouvée est inférieure à la vraie valeur (en raison toujours de la non-linéarité entre réflectance bidirectionnelle et épaisseur optique) et qu'elle diminue lorsque f augmente. Contrairement aux deux cas nuageux précédents, le taux de couverture nuageuse du cas de cumulus dispersés est suffisamment faible pour que l'éclairage des faces latérales du

nuage soit important et que, ainsi, la moyenne angulaire de l'albédo $\bar{\alpha}_{pp}$ soit supérieure au "vrai" albédo $\bar{\alpha}$ pour des incidences solaires supérieures à 30° .

Le cas type de cumulus dispersés retenu correspond à un BCM où f est égal à 0.9. La moyenne angulaire des épaisseurs optiques retrouvées, $\bar{\tau}_{pp}$, vaut respectivement 0.97, 1.08 et 0.93 pour 0° , 30° et 60° , alors que la vraie valeur $\bar{\tau}$ est de 1.25. La moyenne angulaire des albédos retrouvés, $\bar{\alpha}_{pp}$, vaut 0.041, 0.068 et 0.139 tandis que le vrai albédo $\bar{\alpha}$, vaut respectivement 0.045, 0.059 et 0.100.

En ce qui concerne la variabilité des valeurs retrouvées, comme dans le cas des stratocumulus étudiés précédemment, elle est quasiment la même pour 0° et 30° et beaucoup plus forte pour l'angle d'incidence solaire de 60° :

- $\sigma(\bar{\tau}_{pp})$ vaut respectivement 0.17, 0.19 et 0.21 pour les angles d'incidences solaires de 0° , 30° et 60° , soit en valeur relative ($\sigma(\bar{\tau}_{pp})/\bar{\tau}_{pp}$) : 17.5%, 17.6% et 22.6%.

- $\sigma(\bar{\alpha}_{pp})$ vaut respectivement 0.007, 0.012 et 0.029 pour les angles d'incidence solaire de 0° , 30° et 60° (soit 15.6%, 20.3% et 29.0%).

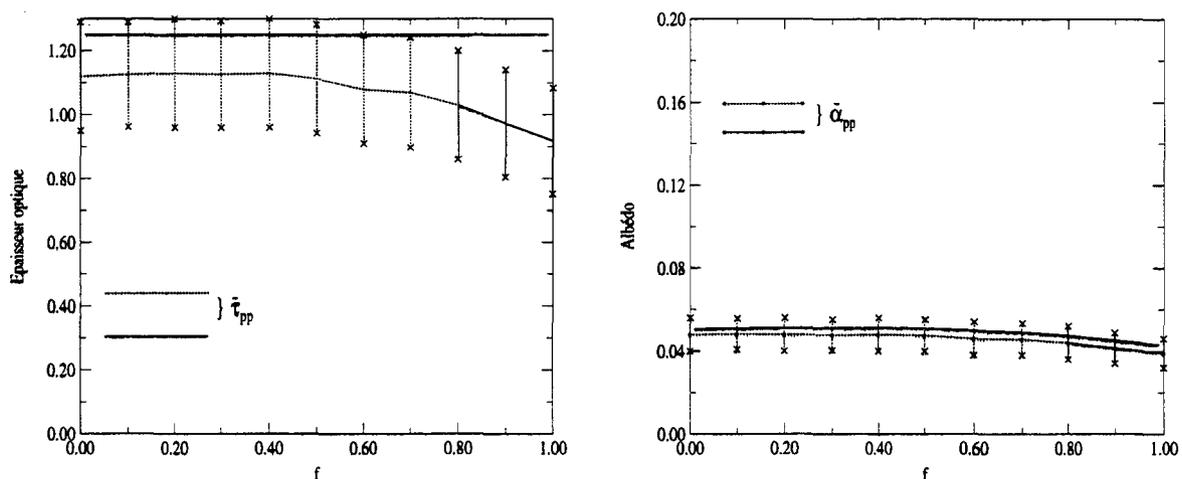


Figure V.11. : Moyennes angulaires de l'épaisseur optique retrouvée ($\bar{\tau}_{pp}$, à gauche) et de l'albédo retrouvé ($\bar{\alpha}_{pp}$, à droite) en fonction du paramètre de variance f pour les cumulus dispersés ($Ac=25\%$) pour une incidence solaire de 0° . Les barres d'erreurs représentent l'écart type ($\sigma(\tau_{pp})$ ou $\sigma(\alpha_{pp})$). La courbe en pointillé est tracée en trait plein lorsqu'elle correspond aux valeurs de f déterminées au chapitre précédent ($f=0.8, 0.9$ et 0.99). A titre de comparaison, le tracé en trait gras (sans barres d'erreurs) indique la vraie valeur de l'épaisseur optique ou de l'albédo.

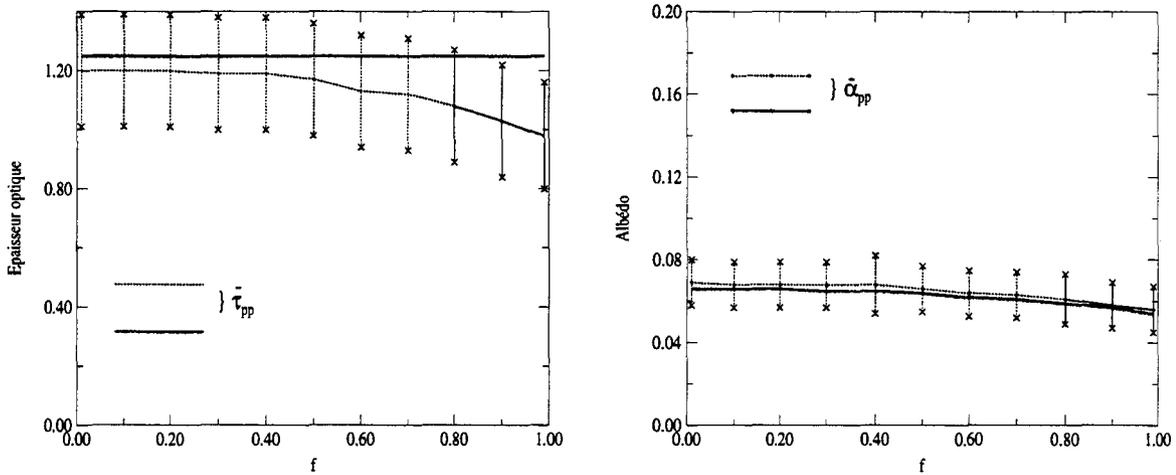


Figure V.12. : Comme dans la figure V.11 mais pour une incidence solaire de 30° .

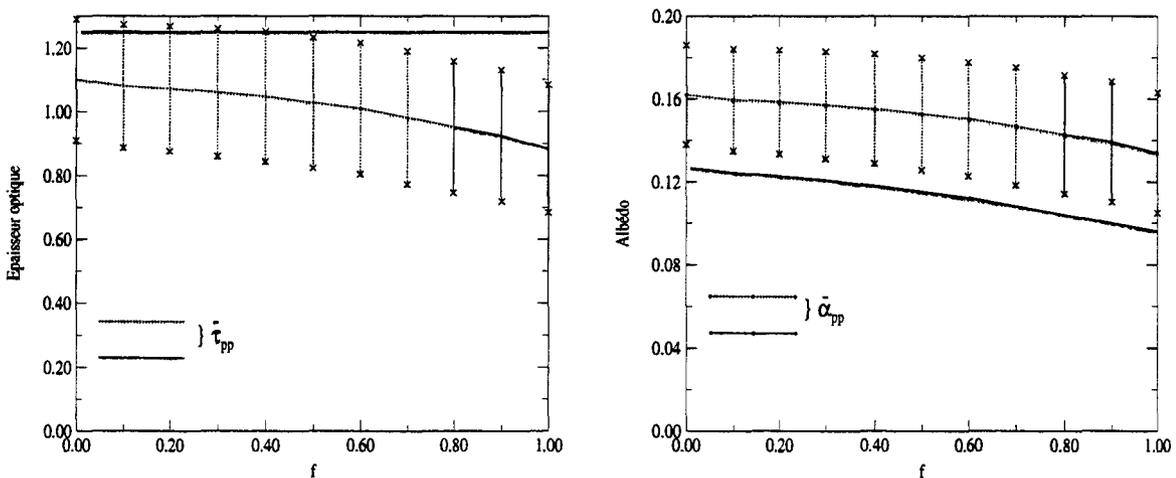


Figure V.13. : Comme pour la figure V.11 mais pour une incidence solaire de 60° .

Les signatures des variations angulaires de $\tau_{pp}(\theta, \varphi)$ et de $\alpha_{pp}(\theta, \varphi)$ pour les cumulus dispersés sont assez différentes de celles obtenues pour les deux cas de stratocumulus (figure V.14) pour les incidences solaires de 30° et 60° . Les différents effets dus à l'hétérogénéité des nuages (effet d'ombre, éclaircissement des faces latérales, effet de bord, ombres mutuelles et interactions nuage-nuage) ont des importances différentes selon la configuration géométrique du champ de nuages mais la plus grande différence entre les différents cas nuageux étudiés reste avant tout le taux de couverture nuageuse.

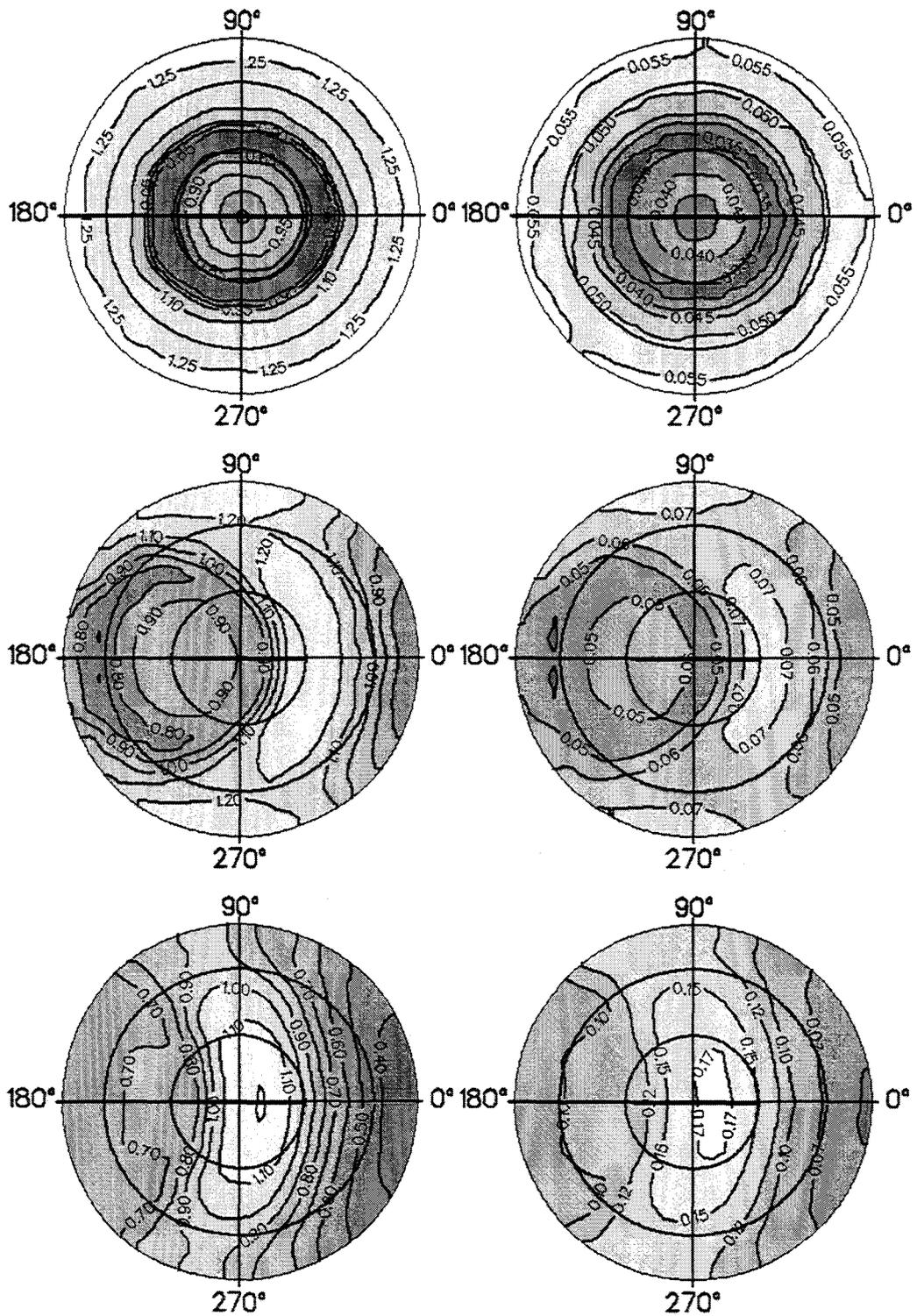


Figure V.14 : Epaisseurs optiques et albédos retrouvés (τ_{pp} et α_{pp}) pour le cas type de cumulus dispersés ($A_c=0.25$, $\bar{\tau}=1.25$ et $f=0.9$) en utilisant l'hypothèse de la couche plane parallèle. Les résultats sont présentés pour 3 incidences solaires : 0° (haut), 30° (milieu) et 60° (bas).

V.4. Synthèse

Le paragraphe V.3 nous a permis d'avoir une idée sur les valeurs de l'épaisseur optique et de l'albédo que nous retrouvons à partir des réflectances bidirectionnelles, en utilisant l'hypothèse du nuage plan parallèle homogène, pour :

- trois types de nuages définis par leur taux de couverture nuageuse et leur épaisseur optique moyenne. Il s'agissait d'un banc de stratocumulus ($A_c=100\%$, $\bar{\tau}=15$), de stratocumulus fractionnés ($A_c=80\%$, $\bar{\tau}=5.6$) et de cumulus dispersés ($A_c=25\%$, $\bar{\tau}=1.25$)

- une répartition plus ou moins hétérogène de l'eau liquide pour ces trois cas nuageux.

Il convient donc maintenant de recentrer le problème et de savoir si dans le cadre de POLDER pour lequel nous disposons de plusieurs mesures prises sous différents angles, nous sommes capables, théoriquement, de détecter l'hétérogénéité des nuages. Plus précisément nous cherchons à savoir si POLDER nous permettra de différencier une couche de nuage hétérogène du nuage idéal plan parallèle. Pour ceci nous avons reporté dans le tableau V.2 l'écart-type de l'albédo $\sigma(\alpha_{pp})$ (et de l'épaisseur optique $\sigma(\tau_{pp})$), ainsi que les biais BIAIS(α_{pp}) (et BIAIS(τ_{pp})), en fonction de l'angle d'incidence solaire et du nuage typique retenu dans chaque catégorie.

	Nuage typique	$\sigma(\alpha_{pp})$	$\sigma(\tau_{pp})$	BIAIS(α_{pp})	BIAIS(τ_{pp})
$\theta_0=0^\circ$	Banc de Sc	0.007 (1.5%)	0.31 (2.5%)	-0.013 (-2.7%)	-2.46 (-19.6%)
	Sc fractionnés	0.007 (3.7%)	0.16 (3.9%)	-0.009 (-4.8%)	-1.45 (-34.9%)
	Cu dispersés	0.007 (21.2%)	0.17 (17.5%)	-0.004 (-8.9%)	-0.28 (-28.8%)
$\theta_0=30^\circ$	Banc de Sc	0.007 (1.4%)	0.39 (3.1%)	-0.012 (-2.3%)	-2.42 (-19.2%)
	Sc fractionnés	0.008 (3.5%)	0.15 (3.7%)	-0.006 (-2.5%)	-1.56 (-38.6%)
	Cu dispersés	0.010 (19.6%)	0.19 (17.6%)	0.008 (12.1%)	-0.17 (-15.5%)
$\theta_0=60^\circ$	Banc de Sc	0.023 (3.6%)	1.40 (10.6%)	0.006 (0.9%)	-1.80 (-13.6%)
	Sc fractionnés	0.030 (7.9%)	0.48 (10.6%)	0.025 (6.7%)	-1.95 (-53.2%)
	Cu dispersés	0.029 (20.9%)	0.21 (22.3%)	0.039 (28.3%)	-0.33 (-35.7%)

Tableau V.2. : écart-type de l'albédo (et de l'épaisseur optique) et biais entre la valeur retrouvée et la vraie valeur pour différents types de nuage et pour 3 valeurs de l'angle d'incidence solaire.

Les écart-types de albédo retrouvé dépendent fortement de l'angle d'incidence solaire. Ainsi, nous pouvons remarquer que pour les angles d'incidence solaire de 0° et 30° ils sont de l'ordre de 0.01 quelque soit le type de nuages, alors qu'ils sont à peu près trois fois plus grands pour l'incidence solaire de 60° . Dans le cas de POLDER, le bruit radiométrique, NeDR, défini pour un soleil au zénith ($\theta_0=0^\circ$), vaut au maximum 0.001 : ce n'est donc pas une limitation pour détecter l'effet des hétérogénéités. Néanmoins, au bruit radiométrique il convient d'ajouter l'incertitude due à l'étalonnage multi-angulaire (c'est-à-dire l'incertitude relative entre deux mesures d'un même pixel géographique pris sous des angles de visée différents) qui est de l'ordre de $\pm 1\%$. Cette incertitude sur les mesures pourra nous empêcher de détecter les effets des hétérogénéités dans certains cas, en particulier pour les bancs de stratocumulus éclairés sous une incidence assez proche de la normale ($0 - 30^\circ$). Il sera alors très difficile d'invalider l'hypothèse plan-parallèle : cependant, dans ce cas, l'inversion des mesures restituera de fausses valeurs de l'épaisseur optique et de l'albédo (Tableau V.2.). Pour le banc de stratocumulus éclairé par un soleil au zénith, l'hypothèse plan parallèle "semble" valable mais elle restitue une épaisseur optique de 12.54 alors que la vraie valeur est 15 (soit 19.6% d'erreur) et un albédo de 0.467 alors que la vraie valeur est 0.480 (soit 2.7% d'erreur). Pour ce même banc de stratocumulus, mais avec un angle d'incidence solaire de 30° , l'hypothèse plan parallèle qui "semble" aussi valable nous restitue une épaisseur optique, en moyenne, de 4.04 au lieu de 5.6 (19.2%) et un albédo de 0.188 au lieu de 0.197 (2.3%). Néanmoins, le choix de certains angles de visée particuliers (tels ceux pour lesquels sont obtenus les valeurs minimale et maximale de l'albédo), ou bien encore la possibilité d'accéder aux grands angles de visée ($\theta > 60^\circ$), peut permettre de mieux mettre en évidence l'invalidité de l'hypothèse plan parallèle. Cette dernière possibilité est toutefois au delà des capacités offertes actuellement par POLDER.

En conclusion, le modèle plan parallèle "semble" valide pour restituer le champ de réflectances pour le cas nuageux le moins hétérogène et le plus proche de la couche plane parallèle ($A_c=100\%$ et $f=0.3$), c'est-à-dire un banc de stratocumulus typique, et ce, pour des incidences solaires assez faibles. Son utilisation entraîne alors des erreurs significatives sur la détermination de l'épaisseur optique et de l'albédo.

Pour stratocumulus fractionnés et les cumulus dispersés, ainsi que pour le banc de stratocumulus pour l'incidence solaire de 60° , la variabilité des résultats obtenus montre que POLDER est capable, compte-tenu du bruit radiométrique NeDR et de la calibration multi-angulaire, de détecter la non-validité de l'hypothèse plan parallèle. Ceci suppose évidemment que les autres hypothèses du modèle concernant la microphysique du nuage, la réflectivité de la surface, etc..., n'induisent pas des erreurs encore plus importantes que celles dues aux hétérogénéités de la couverture nuageuse lorsqu'on inverse les réflectances bidirectionnelles à l'aide d'un modèle plan parallèle homogène.

Chapitre VI

Sensibilité à l'environnement

Tous les résultats et les conclusions du chapitre précédent, ont été énoncés pour une situation nuageuse "quasi-idéale". La lumière ne pouvait interagir qu'avec les gouttelettes d'eau constituant le nuage : nous n'avons pas pris en compte les aérosols et les gaz atmosphériques avoisinant le nuage. L'influence du sol sur le rayonnement a été négligé et nous avons supposé que la microphysique était parfaitement connue (gouttes d'eau dont la distribution dimensionnelle est caractérisé par $r_e = 10 \mu\text{m}$ et $V_e = 0.15$). Il s'agit d'autant d'éléments pouvant affecter le rayonnement et faire que l'on s'écarte plus ou moins du modèle de nuage plan parallèle choisi. Le but de ce chapitre est donc d'estimer les écarts au modèle inhérents à l'environnement et sa méconnaissance pour les comparer aux écarts induits par les hétérogénéités nuageuses.

VI.1. Les effets microphysiques

Au lieu d'avoir des gouttes d'eau dont la distribution est caractérisée par un rayon effectif r_e de $10 \mu\text{m}$ et une variance effective V_e de 0.15 (modèle $10 \mu\text{m}$), nous considérons maintenant un nuage constitué de gouttes d'eau dont la distribution en taille est caractérisée par un rayon effectif de $5 \mu\text{m}$ et une variance effective de 0.15 (modèle $5 \mu\text{m}$). Un rayon effectif de $5 \mu\text{m}$ est, au même titre qu'un rayon de $10 \mu\text{m}$, représentatif des nuages bas.

Afin de caractériser l'effet dû uniquement à l'utilisation d'une granulométrie mal adaptée pour déterminer l'albédo et l'épaisseur optique à partir des réflectances bidirectionnelles, nous allons dans un premier temps considérer que le nuage (modèle 5 μm) est plan parallèle. Les résultats retrouvés en inversant les réflectances bidirectionnelles à l'aide du modèle 10 μm sont présentés dans le tableau VI.1. pour deux épaisseurs optiques (1 et 15) représentant approximativement les épaisseurs optiques moyennes maximale et minimale utilisées dans le chapitre précédent.

	Nuage plan parallèle homogène	$\sigma(\alpha_{pp})$	$\sigma(\tau_{pp})$	BIAIS(α_{pp})	BIAIS(τ_{pp})
$\theta_0=0^\circ$	$\tau=1$	0.005 (10.2%)	0.11 (9.6%)	-0.000 (-0.0%)	0.14 (12.3%)
	$\tau=15$	0.009 (1.6%)	0.51 (3.1%)	-0.001 (-0.2%)	1.66 (10.0%)
$\theta_0=30^\circ$	$\tau=1$	0.005 (7.8%)	0.09 (8.0%)	-0.001 (-1.6%)	0.13 (11.5%)
	$\tau=15$	0.007 (1.2%)	0.48 (2.9%)	-0.001 (-0.2%)	1.68 (10.1%)
$\theta_0=60^\circ$	$\tau=1$	0.007 (4.2%)	0.06 (5.4%)	0.002 (1.2%)	0.12 (10.7%)
	$\tau=15$	0.011 (1.6%)	1.02 (6.0%)	0.001 (0.1%)	1.86 (11.0%)

Tableau VI.1. : Ecart-type de l'albédo retrouvé (et de l'épaisseur optique), biais entre la vraie valeur et la valeur retrouvée pour l'albédo et l'épaisseur optique pour un nuage plan parallèle homogène (modèle 5 μm) pour trois valeurs de l'angle d'incidence solaire pour deux valeurs d'épaisseur optique. Les pourcentages entre parenthèses représentent les valeurs relatives (écart-type, ou biais, divisé par la valeur moyenne).

La dispersion des valeurs de l'albédo retrouvées est pratiquement du même ordre de grandeur que celle déterminée au chapitre précédent (tableaux V.2 et V.3) pour les incidences solaires de 0° et 30° alors qu'ils sont trois fois moindre pour 60° . La même remarque n'est pas valable pour la dispersion des valeurs de l'épaisseur optique : $\sigma(\tau_{pp})$ est à peu près du même ordre de grandeur pour les fortes épaisseurs optiques mais est nettement plus faible pour les petites épaisseurs optiques. L'erreur induite par l'utilisation d'une mauvaise granulométrie pour inverser les réflectances bidirectionnelles peut prêter à confusion et laisser croire que

l'hypothèse de la couche plane parallèle est invalide. Pour les angles d'incidence solaire de 0° et 30° , nous sommes obligés d'admettre que nous ne pouvons pas faire la différence, si l'on se contente de regarder les valeurs de l'écart-type $\sigma(\alpha_{pp})$, entre un nuage plan parallèle dont les gouttelettes d'eau ont un rayon effectif de $5 \mu\text{m}$ (au lieu de $10 \mu\text{m}$) et des nuages hétérogènes tels un banc de stratocumulus, des stratocumulus fractionnés ou encore des cumulus dispersés. Cette deuxième conclusion pourrait être sans préjudice si à un même $\sigma(\alpha_{pp})$ correspondait un même biais sur l'albédo et l'épaisseur optique, ce qui n'est malheureusement pas le cas. A titre d'exemples :

- pour les nuages hétérogènes, nous avons plutôt tendance à sous-estimer la valeur de l'épaisseur optique; c'est le contraire pour les nuages plan parallèle du modèle $5 \mu\text{m}$: plus la taille des gouttes dont le nuage est composé est petite, plus le nuage diffuse.

- l'erreur commise pour l'albédo vrai est nettement plus faible pour le modèle à $5 \mu\text{m}$ que pour les nuages hétérogènes (en moyenne il s'agit d'un ordre 10).

Bien que les écart-types $\sigma(\alpha_{pp})$ soient du même ordre de grandeur, pour une incidence solaire de 0° et 30° , que les écart-types obtenus au chapitre précédent, il existe cependant des différences dans la variabilité angulaire des épaisseurs optiques restituées (Figure VI.1.). Nous ne montrons pas la variabilité angulaire des albédos retrouvés parce qu'elle suit le même comportement que l'épaisseur optique. L'utilisation d'une fausse granulométrie (rayon effectif de $10 \mu\text{m}$ au lieu de $5 \mu\text{m}$) se caractérise par des écarts significatifs dans l'arc en ciel (où on obtient les valeurs minimales de l'épaisseur optique $\tau_{pp}(\theta, \varphi)$) et dans les directions de visée proches de la direction de rétrodiffusion . Une analyse fine de la variabilité angulaire de l'épaisseur optique retrouvée devrait permettre alors de savoir si l'écart au modèle est plutôt dû aux hétérogénéités ou à la microphysique.

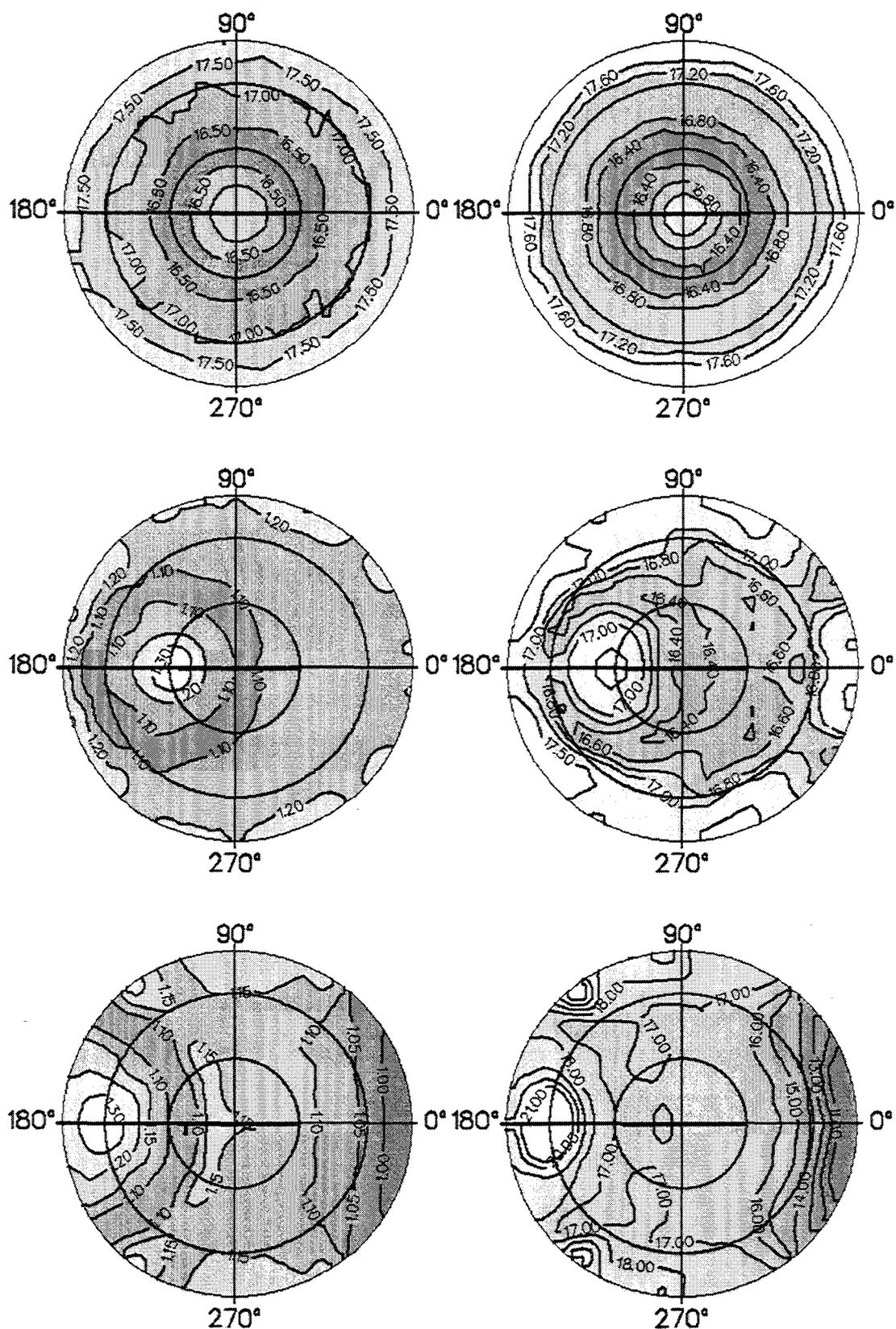


Figure VI.1 : Epaisseur optique retrouvée ($\tau_{pp}(\theta, \varphi)$) pour deux épaisseurs optiques (1 - à gauche - et 15 - à droite -) et pour trois incidences solaires : 0° , 30° et 60° (respectivement de haut en bas).

Pour vérifier que l'on peut bien séparer les deux effets (microphysique et hétérogénéité), nous considérons des nuages hétérogènes composés de gouttes d'eau de rayon effectif $r_e=5 \mu\text{m}$ que nous inversons à l'aide du modèle plan parallèle (avec $r_e=10 \mu\text{m}$).

	Nuage typique	$\sigma(\alpha_{pp})$	$\sigma(\tau_{pp})$	BIAIS(α_{pp})	BIAIS(τ_{pp})
$\theta_0=0^\circ$	Banc de Sc	0.012 (2.4%)	0.56 (4.1%)	-0.014 (-2.8%)	-1.21 (-8.8%)
	Sc fractionnés	0.012 (5.9%)	0.26 (5.8%)	-0.010 (-4.9%)	-1.08 (-23.9%)
	Cu dispersés	0.009 (20.0%)	0.20 (18.9%)	-0.004 (8.9%)	-0.19 (-17.9%)
$\theta_0=30^\circ$	Banc de Sc	0.013 (2.4%)	0.65 (4.7%)	-0.013 (-2.4%)	-1.12 (-8.1%)
	Sc fractionnés	0.011 (4.5%)	0.23 (5.2%)	-0.006 (-2.5%)	-1.21 (-27.6%)
	Cu dispersés	0.012 (19.0%)	0.20 (18.0%)	0.002 (3.2%)	-0.14 (-12.6%)
$\theta_0=60^\circ$	Banc de Sc	0.030 (4.5%)	2.19 (14.9%)	0.007 (10.5%)	-0.26 (-1.8%)
	Sc fractionnés	0.037 (8.6%)	0.58 (14.6%)	0.061 (14.1%)	-1.63 (-41.0%)
	Cu dispersés	0.031 (21.1%)	0.23 (23.2%)	0.042 (28.6%)	-0.26 (-26.33%)

Tableau VI.2. : *Ecart-type de l'albédo ($\sigma(\alpha_{pp})$) retrouvé (et de l'épaisseur optique), biais entre la valeur retrouvée et la vraie valeur (BIAIS(α_{pp}) et BIAIS(τ_{pp})) pour différents nuages (modèle $5\mu\text{m}$) et pour trois valeurs de l'angle d'incidence solaire. Les pourcentages entre parenthèses représentent la division de ces valeurs par la moyenne angulaire de la valeur retrouvée.*

De façon non surprenante, la dispersion des valeurs retrouvées de l'albédo $\sigma(\alpha_{pp})$ est un peu plus élevée - d'un facteur 1.1 à 1.7 - selon les situations - que pour le cas des nuages hétérogènes dont on connaît la granulométrie (Tableaux V.2).

Dans le cas typique de stratocumulus fractionnés ($Ac=80\%$, $\bar{\tau} = 5.6$ et $f = 0.6$, soit une valeur de $\sigma/\bar{\tau}_{\text{nuu}} \approx 1$.) la moyenne angulaire de l'épaisseur optique retrouvée est plus élevée lorsque l'on surestime la taille des gouttes d'eau. Nous trouvons que $\bar{\tau}_{pp}$ vaut respectivement 4.52, 4.29 et 3.97 pour une incidence solaire de 0° , 30° et 60° (au lieu de respectivement 4.15, 4.04 et 3.97 quand on ne se "trompe" pas de granulométrie). La même remarque s'applique à l'albédo. $\bar{\alpha}_{pp}$ vaut respectivement 0.204, 0.244 et 0.432 pour un angle d'incidence solaire de

0° , 30° et 60° (à comparer à 0.188, 0.228 et 0.380). On retrouve bien le phénomène du nuage qui réfléchit d'autant plus que la taille des gouttelettes d'eau qui le composent est petite (pour un même contenu en eau). L'effet serait inverse si le nuage était constitué de gouttes d'eau ayant un rayon effectif de $20\ \mu\text{m}$ au lieu de $5\ \mu\text{m}$ et que l'on inverse les réflectances bidirectionnelles à l'aide de la couche plane parallèle homogène composée de gouttes d'eau ayant un rayon effectif de $10\ \mu\text{m}$.

La variation angulaire de l'épaisseur optique retrouvée $\tau_{pp}(\theta, \varphi)$ est reportée sur la figure VI.2. (diagrammes polaires de gauche - que nous pouvons comparer à la figure V.6). La différence entre l'épaisseur optique retrouvée en surestimant la taille des gouttes et celle retrouvée sans se tromper sur la granulométrie est reportée sur la même figure VI.2 (diagrammes polaires de droite); elle correspond à l'effet purement microphysique qui apparaît particulièrement dans les directions de l'arc en ciel et la direction de rétrodiffusion.

En pratique, la signature des hétérogénéités se mêle à la signature microphysique dans la distribution des épaisseurs optiques retrouvées (figure VI.2 à gauche). Ces deux effets apparaissent de façon bien distincte pour un angle d'incidence solaire $\theta_0=30^\circ$, mais beaucoup moins nettement dans le cas $\theta_0=0^\circ$ où il n'y a pas de dépendance azimutale et pour le cas $\theta_0=60^\circ$ où la direction de rétrodiffusion est à la limite du champ de vue de POLDER.

Par ailleurs, il est important de souligner que l'instrument POLDER permet d'accéder à la mesure de la luminance polarisée qui est beaucoup plus sensible à la microphysique (Bréon et Goloub, 1998). On peut donc espérer obtenir ainsi une information qui correspond réellement à l'hétérogénéité de la scène nuageuse en sachant pertinemment que la polarisation est surtout sensible à la microphysique de la partie supérieure du nuage et que celle-ci peut être variable dans le nuage.

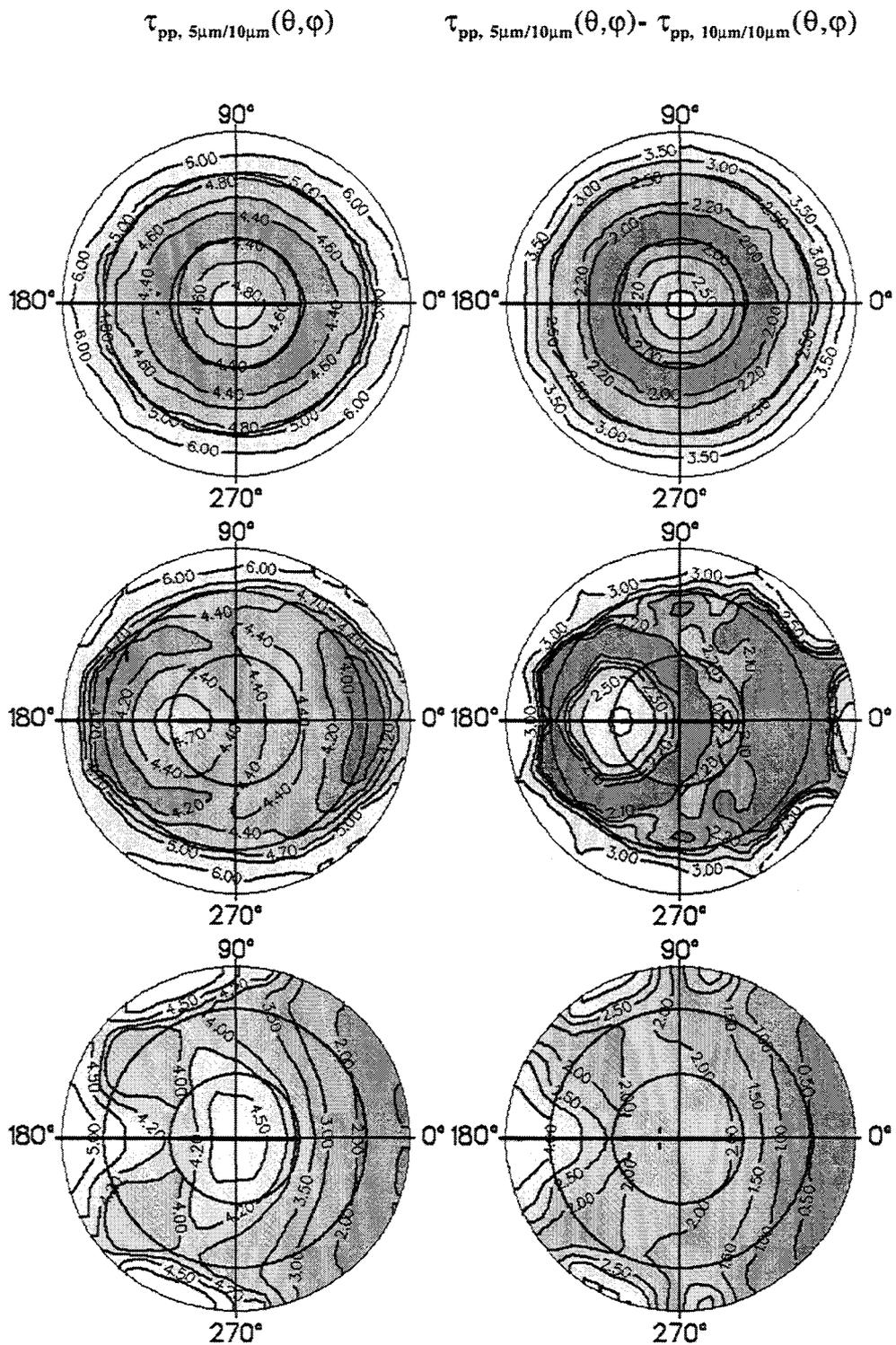


Figure VI.2 : Épaisseur optique retrouvée $\tau_{pp}(\theta, \varphi)$ pour le cas typique de stratocumulus fractionnés composés de gouttes d'eau de rayon effectif $5 \mu m$ lorsque l'on inverse à l'aide de la couche plane parallèle composée de gouttes d'eau de rayon effectif de $10 \mu m$ (à gauche) et différence entre cette dernière et l'épaisseur optique retrouvée quand on ne se trompe pas de granulométrie (à droite). Les résultats sont présentés pour trois incidences solaires : 0° , 30° et 60° (respectivement de haut en bas).

VI.2. L'influence du sol

Toutes les simulations effectuées jusqu'à présent supposaient que le sol était noir. Nous faisons donc l'hypothèse que tous les photons arrivant au sol étaient absorbés; aucun photon ne pouvait être réfléchi vers le haut, en l'occurrence vers le nuage. Le but de ce paragraphe n'est pas d'estimer l'influence de l'ensemble des surfaces possibles sur le rayonnement et sur l'inversion des réflectances bidirectionnelles mais de jauger en quelque sorte l'influence d'une surface réfléchissante. Pour illustrer notre propos, nous avons choisi de prendre en compte la surface de la mer dans nos simulations, et ce pour deux raisons : la première est qu'un tel type de surface est facilement modélisable avec la méthode de Monte Carlo (Annexe A); et la deuxième raison réside dans le fait que c'est une situation fréquemment rencontrée en télédétection puisque les océans recouvrent près de 70% du globe terrestre.

Pour les simulations qui vont suivre, nous prenons dans un premier temps un vent de 5 m.s^{-1} (soit 18km/h). Pour retrouver les valeurs de l'albédo et de l'épaisseur optique à partir du champ de réflectances bidirectionnelles, nous allons faire l'hypothèse qu'il s'agit d'un nuage plan parallèle homogène, constitué de gouttes d'eau dont le rayon effectif vaut $10 \mu\text{m}$, et situé au dessus de la mer. Le champ de rayonnement et l'albédo de la scène nuageuse hétérogène sont calculés par la méthode de Monte Carlo. Aussi bien pour le calcul direct (champ de rayonnement réfléchi par les nuages hétérogènes) que pour l'inversion (champ de rayonnement de la couche plane parallèle) nous utilisons le modèle de réflectivité de la mer de Cox et Munk (1954). Pour le modèle de la couche plane parallèle homogène, nous pouvons noter qu'il ne s'agit pas tout à fait de la méthode utilisée dans les algorithmes d'inversions de POLDER où l'influence de la réflectivité de la mer est calculée de façon approchée (Buriez et al, 1997).

Nuage typique	$\sigma(\alpha_{pp})$	$\sigma(\tau_{pp})$
Banc de Stratocumulus	0.023 (3.5%)	1.41 (10.4%)
Stratocumulus fractionnés	0.024 (6.0%)	0.44 (11.3%)
Cumulus dispersés	0.042 (24.0%)	0.54 (50.0%)

Tableau VI.2 : Ecart-type de l'albédo retrouvé (et de l'épaisseur optique) pour les trois nuages typiques pour un angle d'incidence solaire de 60° . Le pourcentage indiqué entre parenthèses correspond au rapport de l'écart-type sur la moyenne angulaire de l'albédo ($\sigma(\alpha_{pp})/\bar{\alpha}_{pp}$).

Pour une incidence solaire de 60° , les dispersions des valeurs de l'albédo retrouvé $\sigma(\alpha_{pp})$ (tableau VI.3) sont quasiment du même ordre de grandeur que celles déterminées au chapitre précédent où seule la répartition horizontale des épaisseurs optiques et l'effet de forme des nuages intervenaient (pour rappel, $\sigma(\alpha_{pp})$ valait 0.023 pour le banc de stratocumulus, 0.030 pour les stratocumulus fractionnés et 0.029 pour les cumulus dispersés). Le plus grand écart entre les deux modèles, qui correspond aussi à la plus forte valeur de l'écart-type, est observé pour le cas de cumulus dispersés. Ceci peut s'expliquer aisément : plus le taux de couverture nuageuse devient faible, plus une partie importante du rayonnement incident parvient à être réfléchi directement par la surface sans interagir avec les portions nuageuses, ce qui est bien sûr impossible dans le cas d'une couche nuageuse plane parallèle homogène occupant l'intégralité de la scène. Ce phénomène d'amplification des effets de la surface au fur et à mesure que la nébulosité décroît peut être aussi appréhendé par l'examen de la variation angulaire des valeurs de l'épaisseur optique et de l'albédo retrouvés pour les trois nuages types (figure VI.3).

Pour le banc de stratocumulus, la distribution angulaire des valeurs retrouvées de l'épaisseur optique possède quasiment la même allure que celle obtenue dans le cas d'un sol noir (figure V.6). En ce qui concerne l'épaisseur optique $\tau_{pp}(\theta, \varphi)$, la différence entre les deux modèles est, en valeur absolue, inférieure à 0.2 (de l'ordre de 1%) quelque soit l'angle de visée. Comme pour le banc de stratocumulus au dessus d'un sol noir, les plus faibles valeurs de l'épaisseur optique et de l'albédo sont obtenues pour les directions de visée avant ($\tau_{pp}(\theta, 0^\circ)$ diminue quand θ augmente) alors que les valeurs les plus élevées correspondent aux directions arrière ($\tau_{pp}(\theta, 180^\circ)$ augmente quand θ augmente).

Les effets de la surface commencent à être identifiables pour la situation nuageuse typique de stratocumulus fractionnés (on peut comparer à la figure V.10 pour un sol noir). La variabilité angulaire des épaisseurs optiques retrouvées possède en effet approximativement la même signature que celle obtenue dans le cas d'un sol noir sauf pour les directions correspondant à la tâche de réflexion spéculaire.

Les effets de la surface apparaissent nettement pour les cumulus dispersés. Les diagrammes polaires représentant la variabilité angulaire des épaisseurs optiques retrouvées n'ont plus que très peu de ressemblances avec ceux issus des cas où la surface est totalement absorbante (figure V.14).

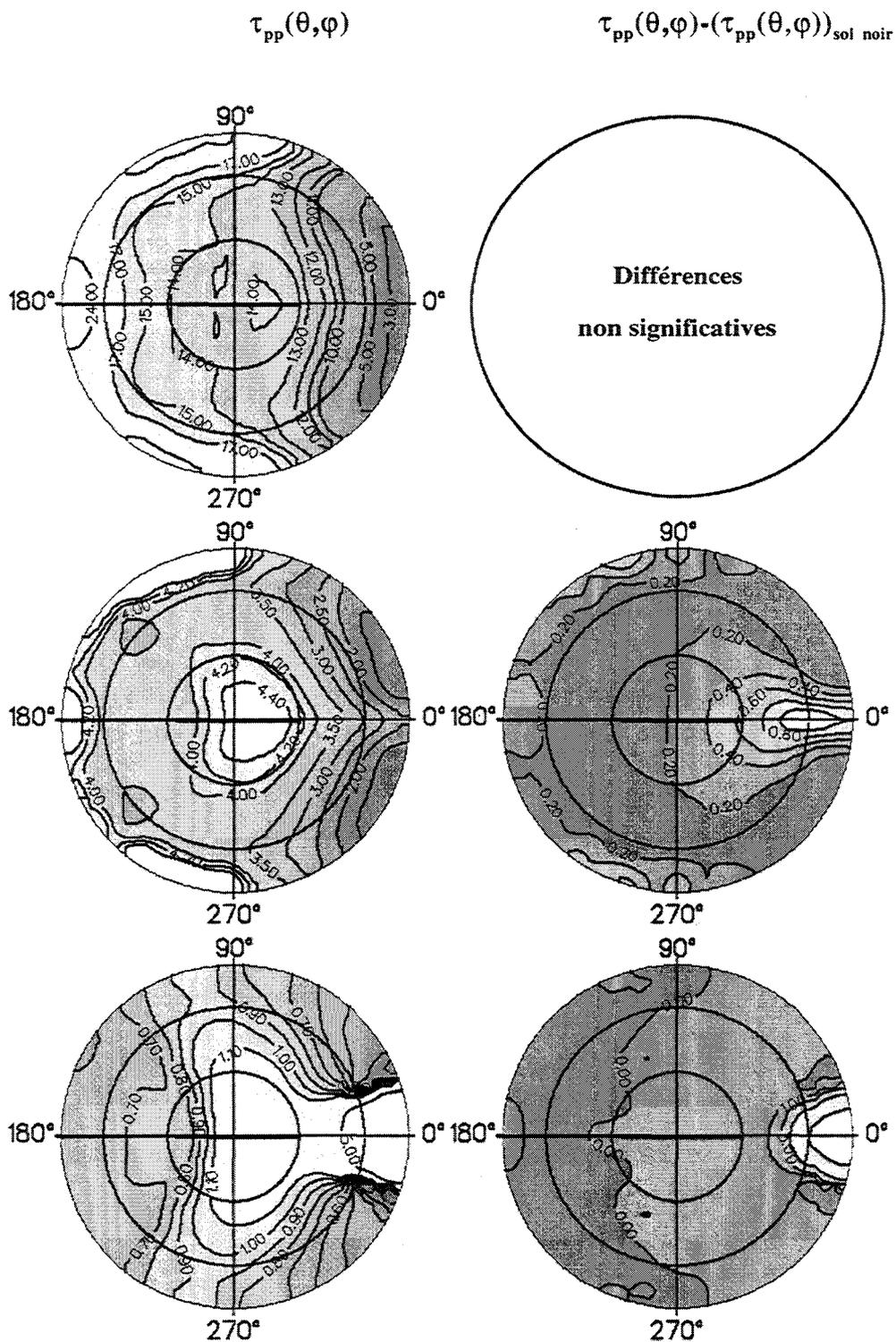


Figure VI.3 : Epaisseur optique retrouvée ($\tau_{pp}(\theta, \varphi)$, à gauche) dans le cas où le nuage est au dessus de la mer et valeur de la différence entre cette dernière et celle retrouvée dans le cas d'un sol noir ($\tau_{pp}(\theta, \varphi) - \tau_{pp}(\theta, \varphi)_{sol\ noir}$ à droite). Ces résultats sont présentés pour une incidence solaire de 60° et pour les cas nuages typiques : le banc de stratocumulus, les stratocumulus fractionnés et les cumulus dispersés (respectivement de haut en bas).

Dans la région délimitée par la tâche de réflexion spéculaire, les valeurs restituées sont parmi les plus élevées. Ceci confirme donc bien l'explication relative à la valeur élevée de l'écart-type sur l'albédo ($\sigma(\alpha_{pp})$) : pour les faibles couvertures nuageuses, le rayonnement en provenance de la surface peut être très important lorsqu'il n'est pas atténué par les parties nuageuses. Et c'est ce rayonnement qui est à l'origine d'une part importante des différences de réflectance entre la scène hétérogène et la couche plane parallèle.

A partir de ces simulations du rayonnement réfléchi par des nuages hétérogènes au dessus de la mer nous pouvons tirer deux enseignements. Le premier enseignement est que l'effet de réflexion spéculaire de la mer peut nous permettre de mettre plus facilement en évidence l'hétérogénéité de la scène nuageuse. En effet, l'importance de la signature angulaire de la réflectivité de la mer dépend fortement du taux de couverture nuageuse. Plus celui-ci sera faible, plus les écarts par rapport au nuage plan parallèle seront élevés dans les directions de la tâche de réflexion spéculaire. Par contre, ces directions de visée, et c'est le second enseignement, sont inutilisables pour déterminer l'albédo ou l'épaisseur optique du nuage. En pratique, ceci est d'autant plus vrai que la valeur de la vitesse du vent est connue avec peu de précision.

CONCLUSION

Il est nécessaire de bien connaître les propriétés des nuages pour pouvoir les modéliser correctement dans les modèles de prévision du climat. Dans le domaine de la télédétection, où l'hypothèse de la couche plane parallèle homogène est utilisée pour simuler les nuages et déterminer des grandeurs géophysiques et radiatives, le fait de négliger l'influence des hétérogénéités spatiales des nuages sur le rayonnement peut aboutir à des résultats très erronés. Dans les situations où nous ne disposons que d'une seule mesure de luminance pour une scène nuageuse donnée, il n'y a bien sûr aucun moyen de vérifier si l'hypothèse du "plan parallèle" est valable ou non. Par contre, si nous disposons de plusieurs mesures prises sous des angles de visée différents au dessus d'une même scène nuageuse, il devient alors possible de vérifier la validité ou l'invalidité de l'hypothèse du "plan parallèle" si la précision des mesures est suffisante. Deux cas de figure peuvent alors se présenter. Dans le premier cas l'hypothèse de la couche plane parallèle homogène est invalidée : aucun modèle plan parallèle ne restitue l'ensemble des luminances observées. Dans le deuxième cas, il est possible de trouver une couche plane parallèle d'épaisseur optique τ_{pp} permettant de restituer l'ensemble des luminances compte tenu de la précision des mesures : dans cette situation, l'hypothèse de la couche plane parallèle peut apparaître valide bien que la valeur de τ_{pp} déduite de ces observations ne représente pas nécessairement la vraie valeur de l'épaisseur optique de la scène nuageuse observée.

Le but de cette thèse était de simuler de façon réaliste les possibilités de validation ou d'invalidation de la couche nuageuse plane parallèle à partir de données multidirectionnelles comme c'est le cas dans l'expérience POLDER. Pour parvenir à nos fins, nous avons élaboré un code de calcul de transfert radiatif basé sur la méthode de Monte Carlo. Ce code permet d'accéder à la distribution angulaire du rayonnement réfléchi par une scène nuageuse hétérogène. Environ 200 valeurs de réflectances bidirectionnelles sont ainsi calculées, correspondant à des angles solides régulièrement répartis dans le champ de vue de POLDER, c'est-à-dire pour les angles zénithaux de visée inférieurs à environ 60° . Nous faisons ensuite l'hypothèse que le nuage est plan parallèle et nous déterminons ainsi une valeur d'épaisseur optique (et une valeur d'albédo) pour chaque direction de visée. Nous avons adopté cette méthode pour des modèles représentatifs des nuages bas. Il s'agit plus particulièrement de trois situations nuageuses types : des bancs de stratocumulus occupant la totalité de la scène, des stratocumulus fractionnés dont le taux de couverture nuageuse est de 80% et des cumulus dispersés dont le taux de couverture nuageuse est de 25%. Pour représenter ces différents types

de nuages la méthode des cascades itératives bornées est utilisée. Les systèmes nuageux générés sont invariants d'échelle, et par conséquent fractals. Ils sont constitués de 256x256 pixels élémentaires. Le degré d'hétérogénéité de la distribution de l'épaisseur optique est relié à un paramètre de variance f . L'altitude de la base du nuage est supposée constante et l'altitude du sommet varie comme la racine carrée de l'épaisseur optique en accord avec l'approximation adiabatique.

Nous avons tout d'abord considéré le cas idéal où seule l'hétérogénéité de la scène nuageuse est mal prise en compte lorsque l'on inverse les réflectances bidirectionnelles à l'aide du modèle "plan parallèle". Dans ce cas, la microphysique du nuage est supposée connue : le rayon effectif des gouttes a été choisi égal à 10 μm . De même la réflectance de surface est supposée connue : nous l'avons choisie nulle. Dans ces conditions, quel que soit le type de nébulosité (totale ou partielle) et quelle que soit l'incidence solaire, l'utilisation de l'hypothèse du "plan parallèle" induit un biais (négatif) sur la détermination de l'épaisseur optique : nous avons toujours tendance à sous-estimer l'épaisseur optique. Ce biais augmente (en valeur relative) avec le degré d'hétérogénéité de la scène. Il ne dépend que faiblement de l'angle d'incidence solaire.

Dans le cas d'une nébulosité totale et pour un angle d'incidence assez faible (disons inférieur à 45°), la dispersion des valeurs d'albédo retrouvées est à peine supérieure à 1%. Compte-tenu du bruit radiométrique et de l'incertitude due à l'étalonnage multiangulaire (incertitude entre deux mesures d'une même scène géographique prise sous deux angles de vue différents) l'écart au modèle "plan parallèle" serait difficilement détectable par POLDER. Cependant, même pour des scènes nuageuses relativement homogènes, les valeurs d'épaisseur optique retrouvées à l'aide du modèle plan parallèle ne sont pas pour autant les "vraies" valeurs. Typiquement, nous obtenons ainsi un biais de 20% sur la valeur moyenne de l'épaisseur optique de la scène. Grâce à des compensations d'erreurs, cette erreur n'est que de 2-3% pour la valeur de l'albédo de la scène.

Dans le cas de nébulosité partielle et/ou d'incidence solaire élevée, la dispersion des valeurs d'albédo retrouvées est suffisamment élevée pour être détectée par POLDER, sous réserve que les valeurs d'albédo ne soient bien sûr pas trop faibles (cas des très faibles nébulosités et/ou des très faibles élévations solaires).

Les résultats précédents ont été établis pour une microphysique donnée et dans le cas d'un sol noir. En pratique, la granulométrie utilisée pour l'inversion des mesures peut être notablement différente de la granulométrie réelle qui est très mal connue (on peut facilement

faire une erreur d'un facteur 2 sur la valeur du rayon effectif lorsqu'on ne dispose pas de mesures in-situ). Nous avons donc supposé que le nuage était constitué de gouttes d'eau dont le rayon effectif différait de celui utilisé pour inverser les mesures simulées (5 μm au lieu de 10 μm). Les simulations montrent que dans ce cas, on peut distinguer les deux effets (effet microphysique et effet de l'hétérogénéité) car l'utilisation d'une mauvaise granulométrie pour inverser les réflectances bidirectionnelles n'affecte de façon significative la distribution angulaire des valeurs d'épaisseur optique retrouvées que dans les directions de l'arc en ciel et de la rétrodiffusion.

L'influence de la surface a été abordée via la modélisation de la surface de la mer qui réfléchit le rayonnement de façon fortement anisotrope. Par rapport au cas du sol noir, la dispersion des valeurs d'épaisseur optique retrouvées est pratiquement la même dans le cas d'une couverture nuageuse totale. Par contre, elle augmente au fur et à mesure que le taux de couverture nuageuse diminue. Dans ce cas, la contribution du rayonnement directement réfléchi par la mer est mal prise en compte dans le modèle de la couche plane parallèle homogène qui par définition occupe la totalité de la scène. En pratique, les directions de visée correspondant à la tâche de réflexion spéculaire de la mer peuvent ainsi permettre de détecter si la couverture nuageuse est totale ou partielle, mais les mesures correspondant à ces directions doivent être éliminées si nous voulons estimer l'albédo et l'épaisseur optique du nuage.

Cette étude a montré que l'aspect multidirectionnel et la précision des mesures de POLDER permettraient théoriquement de détecter les écarts au modèle plan parallèle. Parallèlement à ce travail théorique, les premières observations de POLDER/ADEOS ont été dépouillées (Parol et al, 1998). En particulier, la dispersion angulaire des valeurs d'albédos retrouvés dans le cas des nuages d'eau liquide dont le taux de couverture nuageuse est de 100% à l'échelle du "super-pixel" POLDER (environ 60 km x 60 km) est tout à fait comparable au résultat de nos simulations : les écart-types varient entre 0 et 0.03 avec une valeur moyenne de 0.01. La dispersion angulaire observée dans le cas des couvertures nuageuses partielles est plus importante mais est en cours d'analyse.

Utiliser l'hypothèse du "plan parallèle" revient à accepter des erreurs sur la détermination des paramètres physiques désirés. Cette solution ne serait satisfaisante que si, par exemple, à une certaine valeur moyenne (de l'épaisseur optique et de l'albédo) et à une certaine valeur de l'écart-type correspondait un seul et unique biais. Il suffirait alors de corriger la valeur retrouvée. Nous pourrions aussi remplacer le modèle de la couche plane parallèle par un autre modèle pour inverser les mesures mais ce modèle dépendrait du type de nuage. Dans le cas particulier des nuages hauts, comme les cirrus, qui sont constitués de cristaux de glace, le travail est encore plus ardu. Aux formes macrophysiques et à la distribution du contenu en glace

s'ajoutent plusieurs caractéristiques pouvant affecter le rayonnement : la forme des cristaux constituant le nuage, leur taille ainsi que leur éventuelle orientation peuvent invalider le type de modèle retenu pour inverser les mesures.

Outre POLDER, il existe d'autres observations qui doivent permettre de conforter ou d'invalider les résultats de l'inversion plan parallèle. Les données micro-ondes permettent d'accéder à la répartition horizontale du contenu en eau liquide intégré du nuage. Cette information, primordiale pour caractériser l'hétérogénéité des nuages, est toutefois encore peu précise à cause des problèmes de résolution et de sensibilité inhérents aux instruments utilisés dans cette gamme de longueur d'onde. Par ailleurs, l'utilisation combinée de mesures radiométriques et de mesures lidar devrait permettre de mieux étudier la distribution verticale des nuages et d'améliorer la restitution de l'altitude du sommet des nuages (Feijt et van Lammeren, 1996; Doutriaux-Boucher et al, 1998).

Annexe A : Modélisation de la surface

Dans le cadre de ce travail deux types de surface sont envisagés : un sol noir et une surface maritime. Un sol noir est un sol qui absorbe tous les photons incidents et n'en réémet aucun. Afin d'estimer l'influence d'une surface réfléchissante sur le champ de rayonnement nous abordons dans un premier temps le cas d'une surface lambertienne, c'est-à-dire une surface qui réfléchit le rayonnement de manière isotrope et ce quelque soit la direction d'incidence de ce rayonnement. Cette hypothèse est bien sûr très restrictive et très simple mais est peu réaliste. Un champ de blé, une forêt, une prairie, la mer réfléchissent plus ou moins la lumière incidente avec des directions privilégiées. La réflectivité de telles surfaces dépendra donc de la direction d'incidence et de la direction de visée. Le programme numérique de Monte Carlo que nous développons ne peut pas intégrer tous les résultats sur les propriétés radiatives des surfaces. Un type de surface qui s'adapte bien à un code de type Monte Carlo est la mer (ou l'océan). C'est cette surface que nous avons choisi de modéliser.

I. Modélisation d'une surface lambertienne par la méthode de Monte Carlo

I.1. Cas général pour une surface réfléchissante

- Convention et définition de l'albédo de surface

Considérons un faisceau de photons incidents sur une surface avec un angle θ_0 (ou $\mu_0 = \cos\theta_0$). Prenons, par convention, $\mu_0 = -\cos\theta_0$ négatif (car descendant). Considérons que le paquet de photons correspond à un flux unité. Alors, par unité de surface horizontale, la puissance radiative incidente est $|\mu_0|$.

Si la luminance réfléchié dans la direction (θ, φ) dans un angle solide unité est $L(\mu, \varphi, \mu_0, \varphi_0)$, alors la contribution au flux par unité d'angle solide et par unité de surface est $\mu L(\mu, \varphi, \mu_0, \varphi_0)$. L'albédo de surface sera défini par :

$$\alpha_s(\mu_0, \varphi_0) = \frac{1}{\mu_0} \int_0^1 \int_0^{2\pi} \mu L(\mu, \varphi, \mu_0, \varphi_0) d\mu d\varphi \quad [1]$$

• Méthodologie

La méthode utilisée comprend trois étapes :

- le photon incident est-il absorbé ou réfléchi ?
- en cas de réflexion : - quel est l'angle zénithal de réflexion θ_{ref} ?
- quel est l'angle azimutal de réflexion φ_{ref} ?

a) le photon est-il absorbé ?

Soit RAN un nombre aléatoire (tiré au hasard entre 0 et 1).

Si $\alpha_s(\mu_0, \varphi_0) \leq \text{RAN}$ alors il est absorbé, sinon il est réfléchi.

exemple : prenons le sol noir qui absorbe tout le rayonnement : $\alpha_s(\mu_0, \varphi_0) = 0$ quelque soit (μ_0, φ_0) . RAN sera toujours supérieur à $\alpha_s(\mu_0, \varphi_0)$, donc tous les photons seront absorbés.

b) Le photon est réfléchi

Il faut alors définir sa nouvelle direction de propagation.

On définit :

$$\hat{L}(\mu, \mu_0, \varphi_0) = \int_0^{2\pi} L(\mu, \varphi, \mu_0, \varphi_0) d\varphi \quad [2]$$

qui représente la luminance réfléchié intégrée sur φ .

Dans ce cas :

$$P(\mu_{ref}, \mu_0, \varphi_0) = \frac{\int_0^{\mu_{ref}} \mu' \hat{L}(\mu', \mu_0, \varphi_0) d\mu'}{\int_0^1 \mu' \hat{L}(\mu', \mu_0, \varphi_0) d\mu'} \quad [3]$$

représente la probabilité que le photon soit réfléchi dans une direction μ telle que $0 < \mu < \mu_{ref}$. C'est une fonction de probabilité cumulée continue et croissante sur $[\mu=0, \mu=1[$.

Pour avoir μ_{ref} , il suffit alors de résoudre $P(\mu_{ref}, \mu_0, \varphi_0) = RAN$.

L'angle θ_{ref} de réflexion est alors obtenu en prenant l'arc cosinus de μ_{ref} .

La direction zénithale de réflexion étant maintenant connue, il nous reste à connaître l'angle azimutal φ_{ref} . De la même manière que précédemment, on obtient cet angle en résolvant :

$$\int_0^{\varphi_{ref}} L(\mu_{ref}, \varphi', \mu_0, \varphi_0) d\varphi' = RAN \cdot \int_0^{2\pi} L(\mu_{ref}, \varphi', \mu_0, \varphi_0) d\varphi' \quad [4]$$

I.2. Cas d'une surface lambertienne :

Par définition, si une surface est illuminée par un faisceau de photons et que le champ réfléchi est isotrope, et ce quelle que soit la direction d'incidence, alors la surface est dite lambertienne (elle suit la loi de Lambert).

Dans ce cas nous disposons d'hypothèses simplificatrices. Ainsi, comme le rayonnement réfléchi doit être le même quelle que soit la direction :

$$L(\mu, \varphi, \mu_0, \varphi_0) = L_L = \text{constante, et}$$

$$\hat{L}_L(\mu, \mu_0, \varphi_0) = \hat{L}_L = 2\pi L_L$$

En appliquant [3], nous obtenons :

$$RAN = \frac{\int_0^{\mu_{ref}} \mu' \hat{L}_L d\mu'}{\int_0^1 \mu' \hat{L}_L d\mu'} = \mu_{ref}^2$$

soit, finalement :

$$\mu_{ref} = \sqrt{RAN} \text{ donc, } \theta_{ref} = \arccos(\sqrt{RAN}).$$

Pour trouver, φ_{ref} il suffit de résoudre [4], soit :

$$\varphi_{ref} = 2 \cdot RAN \cdot \pi$$

N.B. : La notion de surface lambertienne implique que le rayonnement réfléchi est le même quelle que soit la direction. Une erreur que l'on peut commettre facilement consiste à en déduire que pour un photon donné l'angle zénithal et l'angle azimutal de réflexion sont équiprobables, soit :

$$\theta_{\text{ref}} = \frac{\pi}{2} \cdot \text{RAN}$$

et

$$\varphi_{\text{ref}} = 2 \cdot \pi \cdot \text{RAN}$$

Cette distribution des angles de réflexion est fautive car elle n'implique pas obligatoirement un champ radiatif où les luminances sont égales (Welch and Wielicki (1989) et Barker and Davies(1992)).

II. Modélisation d'une surface océanique : la tâche de réflexion spéculaire

La tâche de réflexion spéculaire est le fruit de la réflexion du rayonnement solaire direct sur la surface de l'océan. De spéculaire dans le cas d'une surface plane, cette réflexion devient partiellement diffuse dans le cas d'une surface rugueuse. L'étendue de la tâche de réflexion spéculaire dépend de l'état de surface, donc de la vitesse du vent dans le cas de l'océan.

• *Modélisation :*

D'après les résultats de Cox et Munk (1956), l'océan peut être représenté comme un milieu à facettes (vagues). Chaque facette a une probabilité $P(\tan(\theta_n))$ d'avoir une pente dont la normale fait un angle θ_n avec la verticale. En première approximation, et pour des vitesses de vent $V < 14 \text{ m/s}$ (50 km/h), cette fonction de probabilité est isotrope et gaussienne d'écart type σ :

$$P(\theta_n) = \frac{1}{\pi \cdot \sigma} \times \exp\left(-\frac{\tan^2 \theta_n}{\sigma^2}\right)$$

avec

$$\sigma^2 = 0.003 + 0.00512 \times V$$

où V est la vitesse du vent en m/s.

La facette de vague est caractérisée par le couple (θ_n, φ_n) où θ_n caractérise son inclinaison et φ_n son angle azimutal. Du point de vue de la simulation de type Monte Carlo, il convient donc:

- de tirer au sort θ_n et φ_n
- d'appliquer les lois de Snell-Descartes pour savoir dans quelle direction le photon est réfléchi.
- d'appliquer les lois de Fresnel sur la réflexion entre deux milieux d'indices différents (l'indice de l'eau de mer et celui de l'air) pour savoir si le photon incident à la surface de l'eau est réfléchi ou absorbé.

• *Remarque :*

Il existe bien sûr un modèle de calcul analytique pour calculer le rayonnement solaire réfléchi par la mer. Cependant, ce modèle ne s'applique que si le rayonnement incident provient d'une seule direction. Ce modèle n'est donc pas utilisable pour modéliser les effets de la mer en dessous d'une couverture nuageuse car lors du transfert du rayonnement entre le soleil et la surface, une partie de ce rayonnement peut être diffusée par le nuage : le rayonnement incident à la surface est donc diffus et provient de différentes directions. La méthode de Monte Carlo, qui traite le rayonnement solaire comme un ensemble de photons permet de suivre les photons un à un, indépendamment les uns des autres.

• *Validation*

Pour cela, nous simulons la réflexion du rayonnement solaire incident directement (pas d'obstacle entre l'océan et le soleil, pas de nuages) pour deux vitesses de vent (5 et 10 m/s) et pour une incidence solaire de 30° . Les résultats entre le modèle analytique et la méthode de Monte Carlo donnent de bons accords (figures 1 et 2). Sur l'ensemble des simulations effectuées, l'écart relatif moyen entre les deux méthodes est de 1.0 %, et l'écart relatif pour une direction de visée particulière n'excède pas 3 % (pour les conditions standard d'utilisation du code de Monte Carlo : 1 million de photons et distribution en igloo sur 400 boîtes).

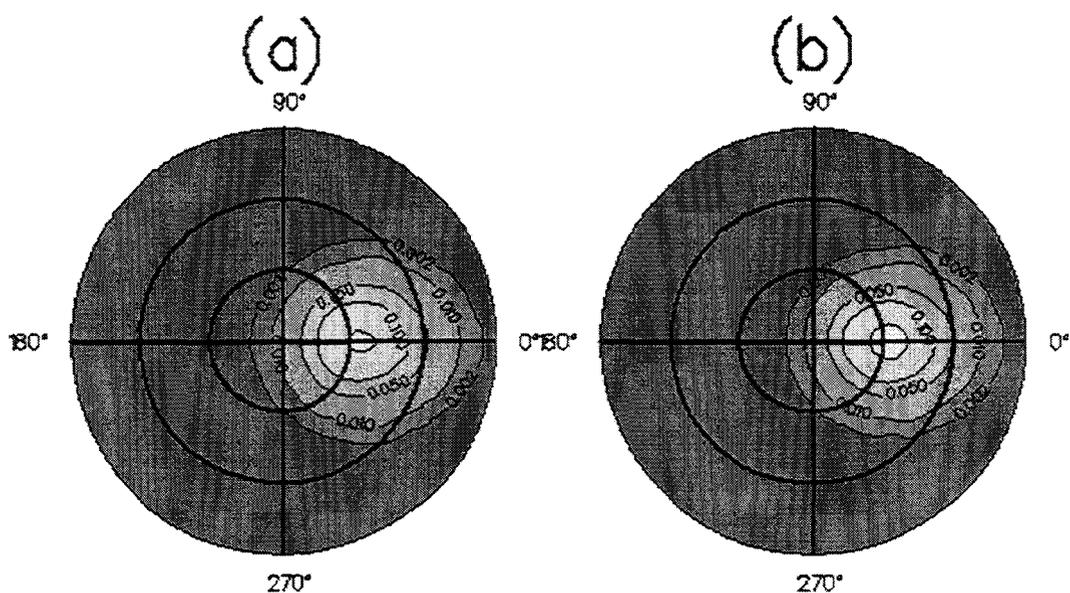


Figure 1. : Réflectances bidirectionnelles pour un angle solaire d'incidence de 30° . La vitesse du vent est de 5 m/s. Le cas (a) a été simulé par notre code numérique de Monte Carlo. Le cas (b) est le résultat d'un modèle analytique communément utilisé.

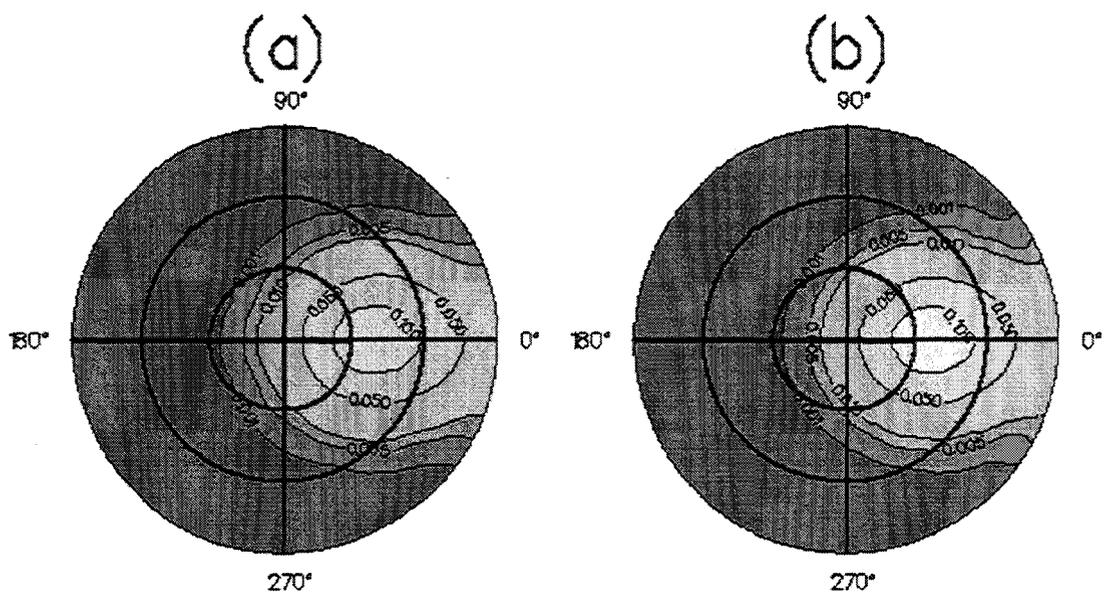


Figure 2. : Comme dans la figure 1 mais pour une vitesse du vent de 10 m/s.

Bibliographie

- Aida M., 1976 : Scattering of solar radiation as a function of cloud dimension and orientation. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, **17**, 303-310.
- Albrecht, B. A., C. W. Fairall, D. W. Thomson, A. B. White and J. B. Snider, 1990 : Surface-based remote sensing of the observed and the adiabatic liquid water content of stratocumulus clouds. *Geophys. Res. Letters*, **17**, 89-92.
- Barker, H., 1994 : Solar radiative transfer for wind-sheared cumulus cloud fields. *J. Atmos. Sci.*, **51**, 1141-1156.
- Barker, H. W. and J. A. Davies, 1992 : Solar radiative fluxes for broken cloud fields above reflecting surfaces. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **49**, 749-761.
- Barker, H. W., B. A. Wielicki and L. Parker, 1996 : A parameterization for computing grid-average solar fluxes for inhomogeneous marine boundary layer clouds, II, Validation using satellite data. *J. Atmos. Sci.*, **53**, 2304-2316.
- Barkstrom, B. R., 1984 : The Earth Radiation Budget Experiment (ERBE). *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **65**, 1170-1185.
- Borde R., 1994 : Etude du transfert radiatif dans des nuages multifractals. Thèse de doctorat. Université Blaise Pascal (Clermont-Ferrand II). 134pp.
- Bréon, F. M., 1992 : reflectance of broken cloud fields : simulation and parameterization. *J. Atmos. Sci.*, **49**, 1221-1232.
- Bréon, F. M., and P. Goloub, 1998 : Cloud droplet effective radius from spaceborn polarization measurements. *Geophys. Research Letters*, **25**, 1879-1882.

- Brenguier, J.-L., H. Pawlowska, L. Schueller, R. Preusker, J. Fisher and Y. Fouquart, 1999 : Radiative properties of boundary layer clouds : Optical thickness and effective radius versus geometrical thickness and droplet concentration. *Soumis à J. Atmos. Sci.*
- Buriez, J.-C., C. Vanbauce, F. Parol, P. Goloub, M. Herman, B. Bonnel, Y. Fouquart, P. Couvert and G. Sèze, 1997 : Cloud detection and derivation of cloud properties from POLDER. *International Journal of Remote Sensing*, **18**, 2785-2813.
- Cahalan, R. F., 1989 : Overview of fractal clouds. *Advances in Remote Sensing (RSRM 87)*, A. Deepak et al., Eds. A. Deepak, 371-389.
- Cahalan R. F., 1994 : Bounded cascade clouds : Albedo and effective thickness. *Nonlin. Proc. Geophys.*, **1**, 156-167.
- Cahalan, R. F., and J. B. Snider, 1989 : Marine stratocumulus structure. *Remote Sens. Environ.*, **28**, 95-107.
- Cahalan, R. F., W. Ridgway, W. J. Wiscombe and T. L. Bell, 1994a : The albedo of fractal stratocumulus clouds. *J. Atmos. Sci.*, **51**, 2434-2455.
- Cahalan, R. F., W. Ridgway, W. J. Wiscombe, S. Gollmer, and Harshvardhan, 1994b : Independent pixel and Monte Carlo estimates of stratocumulus albedo. *J. Atmos. Sci.*, **51**, 3776-3790.
- Cashwell, E. D., and C. J. Everett, 1959 : A practical manual on the Monte Carlo method for random walk problems. Pergamon Press, New York, 153 pp.
- Chambers, L. H., B. A. Wielicki, and K. F. Evans, 1997 : Accuracy of the independent pixel approximation for satellite estimates of oceanic boundary layer cloud optical depth. *J. of Geophys. Res.*, **102**, 1779-1794.
- Chepfer, H., G. Brogniez, and Y. Fouquart, 1997 : Cirrus clouds microphysical properties deduced from POLDER observations. *Submitted to J. Quant. Spectros. Radiat. Transfer.*
- Cox, C., and W. Munk, 1956 : Slopes of the sea surface deduced from photographs of sun glitter. *Bull. Scipps Int. Oceanogr. Univer. Calif.*, **6**, 401-488.

- Cretel, D., M. Herman et D. Tanré, 1989 : Fluxes and bidirectional effects of broken clouds. *IRS's 1988*. Lenoble and Geleyn (Eds.), 95-98.
- Davies R., 1984 : Reflected solar radiances from broken cloud scenes and the ointerpretation of scanner measurements. *J. Geophys. Res.*, **89**, 1259-1266.
- Davis, A., P. Gabriel, S. Lovejoy, D. Schertzer and G. Austin, 1990 : Discrete angle radiative transfer III : numerical results and meteorological applications. *J. Geophys. Res.*, **95**, 11729-11742.
- Deschamps, P.Y., F.M., Bréon, M. Leroy, A. Podaire, A. Bricaud, J.C. Buriez, and G. Sèze, 1994 : The POLDER mission : instrument characteristics and scientific objectives. *IEEE Trans. Geosci. remote Sensing*, **32**, 598-615.
- Doutriaux-Boucher, M., 1997 : La couverture nuageuse globale : comparaison d'observations, validation de modèles de circulation générale et simulation de nouvelles technologies d'observations. Thèse de doctorat de l'université de Paris 6, 179 pp.
- Doutriaux-Boucher, M., J. Pelon, V. Trouillet, G. Sèze, H. Le Treut, P. Flamant and M. Desbois, 1998 : Simulation of satellite lidar and radiometer retrievals of a general circulation model three-dimensional cloud data set. *J. Geophys. Res.*, **103**, 26025-26039.
- Duroure, C. and B. Guillemet, 1990 : Analyse des hétérogénéités spatiales des stratocumulus et cumulus. *Atmos. Research*, **25**, 331-350.
- Evans, K. F., 1998 : The spherical harmonic discrete ordinate method for three-dimensional atmospheric radiative transfer. *J. Atmos. Sci.*, **55**, 429-446.
- Feijt, A., and A. van Lammeren, 1996 : Ground-based and satellite observations of cloud fields in Netherlands. *Mon. Weather Rev.*, **124**, 1914-1923.
- Fenn, R. W., S. A. Clough, W. O. Gallery, R. E. Good, F. X. Kneizys, J. D. Mill, L. S. Rothman, E. P. Shettle, F. E. Volz, 1985 : Optical and infrared properties of the atmosphere. Handbook of Geophysics and the Space Environment, Adolph S. Jursa, Ed., Air Force Geophysics Laboratory.

- Fouquart, Y., J. C. Buriez, M. Herman, and R. S. Kandel, 1990 : The influence of clouds on radiation : a climate modelling perspective. *Rev. Geophys.*, **28**, 145-166.
- Gabriel, P., S. Lovejoy, A. Davis, D. Schertzer and G. Austin, 1990 : Discrete angle radiative transfer II : renormalization approach for homogeneous and fractal clouds. *J. Geophys. Res.*, **95**, 11717-11728.
- Gube, M., J. Schmetz and E. Raschke, 1980 : Solar radiative transfer in a cloud field. *Contrib. Atmos. Phys.*, **53**, 24-34.
- Hansen, J. E., 1971 : Multiple scattering of polarized light in planetary atmosphere. Part II. Sunlight reflected by terrestrial water clouds. *J. Atm. Sci.*, **28**, 1400-1426.
- Hansen, J. E. and J. W. Hovenier, 1974 : Interpretation of the polarization of Venus. *J. Atmos. Sci.*, **31**, 1137-1160.
- Hansen, J. E., and L. D. Travis, 1974 : Light scattering in planetary atmospheres. *Space Sci. Rev.*, **16**, 527-610.
- Harshvardhan, B., A. Wielicki and K. M. Ginger, 1994 : The interpretation of remotely sensed cloud properties from a model parameterization perspective, *J. Clim.*, **7**, 1987-1998.
- Kitte, A., 1987 : The albedo of broken cloud fields. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **113**, 517-531.
- Kobayashi, T., 1988 : Parameterization of reflectivity for broken cloud fields. *J. Atmos. Sci.*, **45**, 3034-3045.
- Kobayashi, T., 1993 : Effects due to cloud geometry on biases in the albedo derived from radiance measurements. *J. Clim.*, **6**, 120-136.
- Krupp, C., 1991 : Holographic measurements of ice crystals in cirrus clouds during ICE 89. Rep. of the 4th ICE/EUCREX Workshop.
- Lenoble, J., 1985 : Radiative transfer in scattering and absorbing atmospheres : Standard computational procedures. A Deepak Publishing, Hampton, Virginia, 300 pp.
- Lorenz, E. N., 1979 : Forced and free variations of weather and climate. *J. Atmos. Sci.*, **36**, 1367-1376.

- Lovejoy, S., 1982 : Area-perimeter relation for rain and cloud area. *Sciences*, **216**, 185-187.
- Lovejoy, S., A. Davis, P. Gabriel, D. Schertzer and G. Austin, 1990 : Discrete angle radiative transfer I : scaling and similarity, universality and diffusion. *J. Geophys. Res.*, **95**, 11699-11715.
- Macke, A., 1994 : Modellierung der optischen Eigenschaften von Cirruswolken. *Rep. GKSS 94/E/64*, 98 pp.
- Marshak, A., A. Davis, W. Wiscombe and R. Cahalan, 1994 : Bounded cascade models as non-stationary multifractals. *Physical Review E*, **49**, 55-69.
- Menneveau, C. and K. R. Sreenivasan, 1987 : The multifractal spectrum of the dissipation field in turbulent flows. *Nuclear Physics B*, **2**, 49-76.
- Mc Kee T. and Cox S. K., 1974 : Scattering of visible radiation by finite clouds. *J. Atmos. Sci.*, **31**, 1885-1892.
- Mc Kee T. and Cox S. K., 1976 : Simulated radiance patterns for finite cubic clouds. *J. Atmos. Sci.*, **33**, 2014-2020.
- Minnis, P., P. W. Heck, D. F. Young, C. W. Fairall and B. J. Snider, 1992 : Stratocumulus cloud properties derived from satellite and island-based instrumentation during FIRE. *J. Appl. Meteorol.*, **31**, 317-339.
- Mishchenko, M. I., W. B. Rossow, A. Macke, and A. A. Lacis, 1996 : Sensitivity of cirrus cloud albedo, bidirectional reflectances and optical thickness retrieval accuracy to ice particle shape. *J. Geophys. Res.*, **101**, 16973-16985.
- Parol, F., J.-C. Buriez, D. Créteil and Y. Fouquart, 1994 : The impact of cloud inhomogeneities on the Earth radiation budget : the 14 October 1989 ICE cloud case study. *Annales Geophys.*, **12**, 240-253
- Ramanathan, V., R. D. Cess, E. F. Harrison, P. Minnis, B. R. Barkstrom, E. Ahmad, and D. Hartmann, 1989 : Cloud radiative forcing and climate : results of the Earth Radiation Budget Experiment. *Science*, **243**, 57-63

- Raschke, E., and K. D. Rockwitz, 1988 : The International Cirrus Experiment : some preliminary results from the first field phase. Proceedings of the International Radiation Symposium, edited by J. Lenoble and J.F. Geleyn, A. Deepak Publishing, Hampton, Virginia, 6-9.
- Rasche, E., P. Flamant, Y. Fouquart, P. Hignett, H. Isaka, P. R. Jonas, H. Sundquist and P. Wendling, 1998 : Cloud-radiation studies during the European Cloud and Radiation Experiment (EUCREX). *Surveys in Geophysics*, **19**, 89-138.
- Rossow, W. B., and R. A. Schiffer, 1991 : ISCCP cloud data products. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **72**, 2-20
- Schertzer, D. and S. Lovejoy, 1987 : Physical modeling and analysis of rain clouds by anisotropic scaling multiplicative processes. *J. Geophys. Res.*, **92**, 9693-9714.
- Stamnes , K., S. C. Tsay, W. Wiscombe, and K. Jayaweera, 1988 : Numerically stable algorithm for discrete-ordinate-method radiative transfer in multiple scattering and emitting layered media. *Appl. Opt.*, **27**, 2502-2509.
- Starr, D. O'C., 1987 : A cirrus-cloud experiment. Intensive field observations planned for FIRE. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **64**, 119-124.
- Stephens, G. L., G. W. Paltridge, and C. M. R. Platt, 1978 : Radiation profiles in extended water clouds. III. Observations. *J. Atm. Sci.*, **35**, 2133-2141.
- Stephens, G. L., 1986 : Radiative transfer in spatially heterogeneous two-dimensional anisotropically scattering media. *J. Quant. Spectros. Rad. Transfer*, **36**, 51-67.
- Takano, Y., and K. N. Liou, 1989 : Solar radiative transfer in Cirrus clouds. Part I : Single scattering and optical properties of hexagonal ice crystals. *J. Atm. Sci.*, **46**, 3-19.
- Van Berklo, D. J., 1971 : Diffuse reflection from clouds with horizontal inhomogeneities. *Astrophys. J.*, **166**, 235-242.
- Warren, S. G., C. J. Hahn and J. London, 1985 : Simultaneous occurrence of different cloud types. *J. Clim. and Appl. Meteor.*, **24**, 658-667.

- Warrick, R. A., C. Le Provost, M. F. Meier, J. Oerlemans and P. L. Woodworth, 1995 : Changes in sea level. *Climate change 1995 : the science of climate change*. Published by IPCC. Cambridge, University Press, 572 pp.
- Weinman, J. A., and P. N. Swarztrauber, 1968 : Albedo of a striated medium of isotropically scattering particles. *J. Atm. Sci.*, **25**, 497-501
- Weinman J. A., and Harshvardhan, 1982 : Solar reflection from a regular array of horizontally finite clouds. *Appl. Opt.*, **21**, 2941-2944.
- Welch, R. M., and B. A. Wielicki, 1984 : Stratocumulus cloud field reflected fluxes : the effects of cloud shape. *J. Atmos. Sci.*, **41**, 3085-3103.
- Welch, R. M., and B. A. Wielicki, 1985 : A radiative parameterization of stratocumulus cloud fields. *J. Atmos. Sci.*, **42**, 2888-2897.
- Welch, R. M. and B. A. Wielicki, 1989 : Reflected fluxes for broken clouds over a Lambertian surface. *J. Atmos. Sci.*, **46**, 1384-1395.
- Welch, R. M. and W. G. Zdunkowski, 1981 : The effect of cloud shape on radiative characteristics. *Beitr. Phys. Atmos.*, **4**, 482-491.
- Wendling, P., 1977 : Albedo and reflected radiance of horizontally inhomogeneous clouds. *J. Atm. Sci.*, **34**, 642-650.
- Zuev, V. E., and G. A. Titov, 1995 : Radiative transfer in cloud fields with random geometry. *J. Atm. Sci.*, **52**, 176-190.

