

50376
1990
287

50376
1990
287

N° d'ordre 655

THESE

PRESENTEE POUR OBTENIR LE TITRE DE DOCTEUR
DE L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNIQUES
DE LILLE FLANDRES ARTOIS

Spécialité : lasers, molécules, rayonnement atmosphérique

par Frédéric PAROL

COUVERTURE NUAGEUSE ET BILAN RADIATIF : OBSERVATIONS ET PRISE EN COMPTE DE L'INFLUENCE DES HETEROGENEITES

soutenue le 21 Décembre 1990
devant le jury composé de:



M. M. HERMAN,
M. J. C. BURIEZ,
M. M. DESBOIS,
M. R.S. KANDEL,
M. Y. FOUQUART,

Professeur à l'USTL,
Maître de Conférences à l'USTL
Directeur de Recherches, CNRS, LMD,
Directeur de Recherches, CNRS, LMD,
Professeur à l'USTL,

*Président
Rapporteurs*

Membre

U.F.R. DE PHYSIQUE FONDAMENTALE
LABORATOIRE D'OPTIQUE ATMOSPHERIQUE



0 330 5

à Isabelle

Ce travail a été effectué au laboratoire d'Optique Atmosphérique de l'Université des Sciences et Techniques de Lille, dirigé par Monsieur M. HERMAN, Professeur. Je tiens à lui exprimer ma profonde reconnaissance pour m'avoir accueilli dans son laboratoire et fait l'honneur de présider mon jury.

Cette étude a été dirigée par Monsieur Y. FOUQUART, Professeur. Je voudrais lui adresser mes sincères remerciements pour m'avoir fourni le sujet de cette thèse et pour l'aide qu'il m'a apporté à sa réalisation.

Je tiens également à exprimer ma profonde gratitude à Monsieur J.C. BURIEZ, Maître de Conférences. Ses conseils, ses encouragements, mais aussi sa constante disponibilité ont permis l'aboutissement de ce travail. Je le remercie d'avoir accepté de le juger et de participer à mon jury.

Messieurs M. DESBOIS et R.S. KANDEL, Directeurs de Recherches au C.N.R.S., ont eu l'extrême gentillesse de se charger de la tâche fastidieuse de rapporteur, d'apporter leur critique à mon travail et de participer à mon jury; je les en remercie vivement.

La Direction des Recherches, Etudes et Techniques (D.R.E.T.) a non seulement financé la majeure partie de nos travaux mais m'a apporté personnellement son soutien financier; qu'elle soit ici remerciée. Que Madame E. GOZZI de la Division Sciences du Globe de la D.R.E.T., qui m'a accordé sa confiance soit assurée de ma profonde reconnaissance.

Je voudrais remercier D. CRETEL pour sa collaboration précieuse lors de l'élaboration du modèle de Monte Carlo utilisé dans la troisième partie de cette thèse ainsi que B. BONNEL qui a eu la gentillesse de m'apporter une aide technique fort appréciée lors de la réalisation de ce mémoire.

Ce travail n'aurait pu être réalisé sans la collaboration des membres du laboratoire d'Optique Atmosphérique. Je ne voudrais pas dresser ici la liste de ceux qui, à des titres très divers, m'ont aidé dans mon travail. Qu'ils sachent que tous, chercheurs, ingénieurs, techniciens, secrétaires, je les en remercie vivement.

Sommaire

	page
<u>INTRODUCTION</u>	1
<u>CHAPITRE 1</u>	
EFFET POTENTIEL DES HETEROGENEITES SPATIALES DES NUAGES	5
1.1 Introduction	6
1.2 Position du problème	8
1.3 Effet potentiel des hétérogénéités spatiales à grande échelle	11
1.4 Conclusion	37
<u>CHAPITRE 2</u>	
ANALYSE STRUCTURALE D'UN CHAMP DE NUAGES CONVECTIFS OBSERVES DURANT L'EXPERIENCE I.C.E.	53
2.1 Introduction	54
2.2 Données	55
2.3 Analyse structurale du champ de nuages à partir des données de LANDSAT-5 TM	60
2.4 Conclusion	88
<u>CHAPITRE 3</u>	
INFLUENCE SUR LE BILAN RADIATIF DE L'HETEROGENEITE DES NUAGES CONVECTIFS OBSERVEES DURANT L'EXPERIENCE I.C.E.	105
3.1 Introduction	106
3.2 Codes de rayonnement	108
3.3 Ajustement modèle/mesure en réflectance bidirectionnelle à 0.83 μm	112
3.4 Modèles de nuages envisagés pour l'étude de l'influence de la répartition spatiale de l'eau liquide sur le bilan radiatif	118
3.5 Impact des hétérogénéités spatiales dans le domaine des courtes longueurs d'onde	122
3.6 Impact des hétérogénéités spatiales dans l'infrarouge thermique	131
3.7 Conclusion	138

CHAPITRE 4

**DETERMINATION DE LA TAILLE DES CRISTAUX
DE GLACE DANS LES CIRRUS A PARTIR DES
CANAUX 4 ET 5 DU RADIOMETRE AVHRR**

154

CONCLUSION

200

REFERENCES

204

INTRODUCTION

Les nuages sont des éléments essentiels du temps météorologique mais ce n'est que ces dernières années que des études ont été entreprises pour les intégrer de façon réaliste dans les modèles de prévision du temps (Sundqvist, 1978 ; Le Treut et Li, 1988 ; Smith, 1990).

Cette nécessité est née notamment de la prise de conscience des problèmes d'environnement et, en particulier, de l'accroissement des gaz en trace dans l'atmosphère (CO_2 , H_2O , CH_4 , N_2O , les CCF, ...) dû à l'intensification de l'activité humaine. Leur augmentation provoque un échauffement du système terre-atmosphère et induit un éventuel changement climatique. Cependant, les simulations des effets du doublement de la concentration du CO_2 dans l'atmosphère ont montré une forte sensibilité aux effets radiatifs des nuages (Somerville et Remer, 1984 ; Schlesinger et Mitchell, 1986).

Les nuages ont une grande influence sur le bilan radiatif terrestre, comme cela a été observé, par exemple, dans l'expérience ERBE (Earth Radiation Budget Experiment ; Ramanathan et al, 1989). Ils constituent le facteur le plus important dans la détermination de la quantité de rayonnement solaire ($0.25 - 4 \mu m$) absorbé par le système terre-atmosphère (en particulier par la surface), aussi bien que la quantité de rayonnement tellurique ($4 - 100 \mu m$) perdu vers l'espace. Tandis que les nuages contrôlent les transferts d'énergie dans le système terre-atmosphère global, les paramètres inhérents des nuages dépendent eux-mêmes, fortement du champ de rayonnement. Par l'intermédiaire de leurs interactions multiples avec le rayonnement, les nuages ont un effet sur le climat et les prévisions à long terme.

C'est pourquoi de telles prévisions nécessitent une représentation réaliste de la masse nuageuse et de ses interactions avec le rayonnement. Ces dernières dépendent à la fois des propriétés microphysiques des nuages, telles que la taille des gouttes, la phase de l'eau, la forme des cristaux de glace, mais aussi de leurs propriétés macrophysiques, telles que l'étendue horizontale, la distribution verticale

ou la structure géométrique.

Une représentation réaliste de la masse nuageuse dans les modèles climatiques passe impérativement par une spécification correcte des propriétés des nuages, c'est à dire essentiellement le contenu en eau et la nébulosité. Actuellement, dans les modèles climatiques, la couverture nuageuse est encore mal représentée et, en particulier, ses propriétés optiques sont souvent fixées arbitrairement. Dans la plupart des modèles, de simples considérations "empiriques" basées essentiellement sur le taux d'humidité relative (cf Smagorinsky, 1960), le taux d'humidité spécifique (Geleyn, 1981) ou sur la vitesse d'entraînement verticale, l'humidité relative et la température (Sasamori, 1975) permettent de diagnostiquer le taux de couverture nuageuse et le contenu en eau. De plus, dans certains modèles, le taux de couverture nuageuse est limité à des valeurs discrètes dépendant du type de nuage généré. Il s'en suit, par exemple, qu'aux courtes et aux grandes longueurs d'onde, les propriétés radiatives des nuages sont encore parfois ajustées indépendamment.

Aujourd'hui les Modèles de Circulation Générale deviennent suffisamment sophistiqués pour inclure des nuages qui interagissent avec le rayonnement ; ils pourraient ainsi prendre en compte leur effet potentiel de rétroaction sur le climat. L'évolution actuelle de la modélisation tend de plus en plus vers une représentation explicite de l'eau liquide en tant que variable pronostique du modèle (Sundqvist, 1984 ; Le Treut, 1985 ; Roeckner et Schlese, 1985), mais elle est confrontée au problème de la répartition spatiale aux échelles inférieures à celle de la maille des modèles (typiquement quelques centaines de kilomètres de côté). Il est bien connu que les nuages présentent des hétérogénéités à différentes échelles spatiales et la limitation la plus évidente de l'actuelle représentation des nuages dans les modèles climatiques est, sans doute, le formalisme usuel de nuage "plan-parallèle homogène infini". S'il est possible de penser qu'on pourra d'ici peu pronostiquer de façon réaliste le contenu en eau liquide total à l'intérieur d'une maille de modèle, on voit mal, pour l'instant, comment prévoir sa distribution spatiale de sous-échelle, ou du moins, comment la prendre en compte ; or c'est cette distribution qui gouverne les propriétés radiatives (réflectance, émittance, ...) des nuages à grandes échelle.

Ces dernières années, diverses études, essentiellement théoriques, se sont focalisées sur la détermination des propriétés radiatives des couvertures nuageuses hétérogènes. La plupart d'entre elles ont abordé les effets de la forme géométrique des nuages sur le transfert du rayonnement en utilisant la méthode de Monte Carlo (McKee et Cox, 1974; Wendling, 1977; Kite, 1987; ...) ou des méthodes analytiques (Harshvardhan et Weinman, 1982; Duvel et Kandel, 1984; ...). Coakley et Kobayashi (1989) ont mis en évidence l'impact du fractionnement de la couverture nuageuse sur la détermination des flux solaires en utilisant l'approximation plan-parallèle.

On classe souvent les nuages suivant trois types : bas, moyens et hauts. Quels sont les outils nécessaires pour évaluer l'impact de l'hétérogénéité spatiale de ces nuages ?

(i) Pour les nuages bas tels que stratus ou stratocumulus, l'hypothèse "plan-parallèle" semble justifiée et la paramétrisation des flux solaires et telluriques en fonction du contenu en eau condensé est bien avancée pour les études climatiques (Fouquart et al, 1990). On peut donc appréhender l'influence de l'hétérogénéité des nuages bas en comparant un modèle "plan-parallèle" uniforme et une mosaïque de fractions de "plans-parallèles" (en négligeant les interactions entre les différentes colonnes atmosphériques). Dans la première partie de cette étude, cette approximation sera étendue à l'ensemble des systèmes nuageux.

(ii) Les nuages moyens présentent des structures beaucoup plus diversifiées (stratiforme comme les altostratus ou cumuliforme comme les cumulus, altocumulus ou cumulonimbus); pour les nuages cumuliformes l'hypothèse "plan-parallèle" est à priori peu justifiée, même à grande échelle spatiale. Toutefois, les nuages les plus "sphériques" sont de petits nuages tels les cumulus de beau temps qui ont un faible impact sur le climat, alors que les gros nuages convectifs apparaissent beaucoup plus aplatis. Dans la seconde partie de notre étude, une analyse structurale nous a permis de dégager les principales caractéristiques d'un champ de nuages convectifs observé durant l'expérience ICE (International Cirrus Experiment). Dans la troisième partie, nous avons mis en évidence les rôles respectifs

de la forme des cellules nuageuses observées et de la variabilité horizontale du contenu en eau liquide d'une cellule nuageuse à une autre. Pour cela nous avons été amené à introduire des modèles plus complexes que le modèle "plan-parallèle" et notamment à utiliser un code de Monte Carlo spécifique.

(iii) Actuellement, dans le cas des nuages hauts, il n'existe pas de paramétrisation fiable des flux solaires et telluriques en fonction du contenu en glace. La principale difficulté pour le calcul du transfert radiatif dans les cirrus vient moins de la forme des nuages que de la méconnaissance de leurs propriétés optiques et microphysiques. C'est pourquoi ont été mises en place, ces dernières années, des expériences telles que ICE en Europe ou FIRE (First ISCCP Regional Experiment) aux Etats-Unis . C'est dans ce cadre que nous avons cherché à développer, dans la dernière partie de cette étude, une méthode de détermination de la taille des cristaux de glace à partir de données satellitaires.

CHAPITRE 1

EFFET POTENTIEL DES HETEROGENEITES SPATIALES DES NUAGES

1.1 Introduction

Dans la nouvelle génération de modèles numériques de prévision du temps, le contenu en eau liquide d'une maille de modèle sera généralement pronostiqué, c'est-à-dire calculé explicitement au moyen d'une équation dépendante du temps et faisant intervenir les termes de source et de puit (évaporation, advection, précipitation) et non plus simplement diagnostiqué, comme aujourd'hui encore dans la plupart des modèles.

Dans ces conditions, on disposera d'une quantité représentant la moyenne spatiale de l'eau condensée sur un espace typiquement de $(200 \text{ km})^2$. Compte tenu de la variabilité bien connue des nuages, cette information est insuffisante: il faut être à même de préciser l'organisation de sous-échelle de l'eau liquide. Ce problème de distribution de l'eau liquide est liée à deux phénomènes qui sont l'effet de la répartition horizontale de l'eau liquide et l'effet de la forme des nuages, qui peuvent entraîner des écarts par rapport au formalisme usuel de couche plane-parallèle horizontalement homogène.

Dans l'approche du problème que nous abordons dans ce chapitre, l'influence de la forme des nuages est totalement négligée. C'est une des raisons pour lesquelles les effets que nous mettons en évidence doivent être considérés comme des effets "potentiels" et non comme des effets "réels".

Toutefois, même en considérant que l'hypothèse "plan-parallèle homogène" est acceptable, la valeur moyenne des flux solaires ou telluriques dans une maille dont la distribution horizontale d'eau liquide est connue est différente de la valeur du flux correspondant à la quantité d'eau liquide moyenne de la maille. Cette différence, due à la non linéarité des flux avec le contenu en eau liquide, est illustrée de façon simple dans la section 1.2.

Afin appréhender les effets d'hétérogénéités spatiales de façon réaliste il faut utiliser des données satellitaires. Dans la section 1.3, nous utilisons une base de données de contenus en eau (plus exactement d'épaisseurs optiques) dérivée des observations de Météosat pour l'ensemble du champ de vision et pour des

périodes d'observation longues. Nous espérons ainsi que cette base de données est suffisamment représentative.

L'impact potentiel des hétérogénéités est ensuite estimé au moyen d'une modélisation simplifiée : on compare sur des mailles de $(2.5^\circ)^2$, les bilans radiatifs obtenus dans différentes hypothèses de répartition spatiale du contenu en eau liquide moyen tel qu'obtenu à partir des données visible de Météosat à la résolution spatiale de 30 *km*.

1.2 Position du problème

L'influence de la variabilité horizontale de l'eau condensée est liée au fait que les flux solaires et telluriques ne varient pas linéairement avec le contenu en eau des nuages. L'efficacité des nuages à réfléchir le rayonnement solaire et à réduire l'énergie solaire disponible à la surface dépend d'une variété de paramètres inhérents au nuage et d'une variété de conditions externes telles que la direction du faisceau incident, la réflectance de surface, etc... Les paramètres inhérents au nuage sont l'épaisseur optique δ , qui caractérise l'atténuation du flux solaire direct due à l'absorption et à la diffusion, l'albédo pour une diffusion $\tilde{\omega}$, qui représente la probabilité pour qu'un photon soit diffusé lorsqu'il interagit (diffusion ou absorption) avec une particule, et enfin la fonction de phase $p(\theta)$, qui donne la probabilité pour qu'un photon soit diffusé selon l'angle θ par rapport à sa direction d'incidence.

En pratique l'épaisseur optique est le paramètre qui a l'influence maximale sur la réflectance et la transmittance du nuage. Elle dépend de la distribution en taille des particules (gouttes ou cristaux). Cependant, dans le domaine solaire, la taille de ces particules est généralement grande devant la longueur d'onde; dans ces conditions, l'épaisseur optique δ est directement proportionnelle au contenu en eau liquide intégré (Stephens, 1978b),

$$\delta = \frac{3 W}{2 r_e}, \quad (1.1)$$

avec W exprimé en $g m^{-2}$ et r_e en μm .

W est relié à la densité d'eau liquide $w(z)$

$$W = \int_{Z_b}^{Z_t} w(z) dz, \quad (1.2)$$

où Z_b et Z_t sont les altitudes de la base et du sommet du nuage et r_e le rayon effectif de la distribution en taille des particules, $n(r)$:

$$r_e = \int_0^{\infty} n(r) r^3 dr / \int_0^{\infty} n(r) r^2 dr. \quad (1.3)$$

Typiquement, les valeurs du rayon effectif des gouttes des nuages d'eau non précipitants sont de l'ordre de 5 à 10 μm (Stephens, 1978a, 1979). Les cumulonimbus

peuvent néanmoins être composés de gouttes dont la taille est nettement plus importante.

On peut raisonnablement considérer que le contenu en eau liquide est une quantité pronosticable dans les modèles climatiques (Sundqvist, 1984), mais la distribution en taille des gouttes ne l'est probablement pas dans un futur proche.

Dans le domaine des grandes longueurs d'onde, l'approximation usuelle consiste à considérer les particules comme purement absorbantes. Pour déterminer les flux telluriques, on introduit l'émittance diffuse du nuage $\epsilon^{\uparrow\downarrow}$ (Fouquart et al., 1990)

$$\epsilon^{\uparrow\downarrow} \simeq 1 - \exp(-RkW), \quad (1.4)$$

où R est le facteur de diffusivité égal généralement à 1.66 et k est le coefficient d'absorption massique qui dépend normalement de la longueur d'onde. Selon Stephens (1978b), il est possible d'estimer les valeurs d'émittance de façon satisfaisante en prenant $Rk \simeq 0.158 g^{-1} m^2$ et $0.130 g^{-1} m^2$ pour l'émittance descendante ϵ^{\downarrow} et l'émittance montante ϵ^{\uparrow} respectivement.

Les flux s'expriment alors comme

$$F^{LW\uparrow\downarrow} = (1 - \epsilon^{\uparrow\downarrow})F_0^{LW\uparrow\downarrow} + \epsilon^{\uparrow\downarrow}F_1^{LW\uparrow\downarrow} \quad (1.5)$$

où $F_0^{LW\uparrow\downarrow}$ et $F_1^{LW\uparrow\downarrow}$ correspondent respectivement à un ciel clair ($\epsilon^{\uparrow\downarrow} = 0$) et à un ciel obscur ($\epsilon^{\uparrow\downarrow} = 1$). Le symbole LW est utilisé pour indiquer que ce sont des flux déterminés dans le domaine infrarouge thermique du spectre électromagnétique. Afin d'alléger les notations, nous omettrons, par la suite, le symbole $\uparrow\downarrow$, sauf si nécessaire.

A titre d'illustration, nous avons tracé sur la figure 1.1 le flux solaire réfléchi (pour une incidence solaire de 45°) et le flux tellurique montant au sommet de l'atmosphère en fonction du contenu en eau. Ces flux correspondent au cas particulier d'une couverture nuageuse convective observée durant l'expérience ICE 1989; cette situation est étudiée dans le chapitre 3. Les flux ont été calculés à l'aide des modèles radiatifs de Fouquart et Bonnel (1980) et de Morcrette (1984).

Considérons le cas simplifié d'une distribution de contenu en eau liquide intégré limitée à deux valeurs $W_0 = 0$ et $W_1 = 200 \text{ gm}^{-2}$. La figure 1.1 montre que dans ce cas la différence entre la valeur moyenne des flux solaires $[F^{SW}(0) + F^{SW}(W_1)]/2$ et le flux solaire correspondant au contenu en eau liquide moyen $W_1/2$ est de -125 Wm^{-2} . Dans le cas des flux telluriques montant au sommet de l'atmosphère la différence $[F^{LW}(0) + F^{LW}(W_1)]/2 - F^{LW}(W_1/2)$ est $+23 \text{ Wm}^{-2}$. Ces écarts sont tout à fait significatifs lorsqu'ils sont comparés, par exemple, à la précision requise par l'expérience ERBE (Earth Radiation Budget Experiment) qui est de l'ordre de 10 Wm^{-2} (Barkstrom, 1984).

1.3 Effet potentiel des hétérogénéités spatiales à grande échelle

Pour estimer l'impact des hétérogénéités horizontales des nuages à l'échelle d'une maille de modèle climatique, nous utilisons dans cette section les données Météosat au format B2 ($30 \times 30 \text{ km}^2$). Seules sont utilisées les données acquises par le satellite à 11h30 GMT pour bénéficier du maximum d'éclairement solaire. Afin de lisser certains phénomènes journaliers ponctuels qui n'ont pas d'incidence à long terme sur le climat, les résultats présentés dans ce chapitre correspondent à des valeurs moyennes mensuelles. Deux mois de données ont été exploités: Janvier et Juillet 1985 pour lesquels nous avons également les résultats du programme ISCCP (International Satellite Cloud Climatology Project) au format C2 (moyenne mensuelle sur des zones de $2.5^\circ \times 2.5^\circ$).

1.3.1 Données Météosat B2

Le satellite géostationnaire Météosat est placé en orbite à 36820 *km* au dessus de l'équateur, à la longitude du méridien de Greenwich. Il couvre ainsi la partie du demi-globe située entre les latitudes et longitudes de $+70^\circ$ et -70° .

Le radiomètre embarqué à bord du satellite Météosat fournit une mesure de la luminance en compte numérique dans trois canaux différents: un canal dans le spectre solaire entre 0.4 et 1.1 μm , un canal dans la fenêtre atmosphérique infrarouge thermique de 10.5 à 12.5 μm et un canal dans la bande d'absorption de la vapeur d'eau de 5.7 à 7.1 μm . Les canaux visible et vapeur d'eau sont codés uniquement sur 6 bits (64 niveaux) alors que le canal infrarouge thermique est codé sur 8 bits (256 niveaux).

Dans le canal visible, une variation d'un compte numérique correspond à une variation de la luminance intégrée entre 0.4 et 1.1 μm de $2.3 \text{ Wm}^{-2}\text{sr}^{-1}$ d'après la calibration de Köpke (1983). Une telle variation correspond à une vari-

ation de la luminance intégrée sur l'ensemble du spectre solaire de l'ordre de $6.3 \text{ W m}^{-2} \text{ sr}^{-1}$, soit une variation de flux d'environ 20 W m^{-2} . Les canaux infrarouge thermique et vapeur d'eau sont calibrés en utilisant les coefficients fournis par l'ESOC (European Space Operational Center). Dans le canal thermique une variation d'un compte numérique correspond à une variation de luminance d'environ $0.05 \text{ W m}^{-2} \text{ sr}^{-1}$ et dans le canal vapeur d'eau à une variation d'à peu près $0.03 \text{ W m}^{-2} \text{ sr}^{-1}$; de telles variations correspondent typiquement à des variations de température de l'ordre de 0.5 à 1 K.

Les données Météosat sont fournies sous différents formats dont le format B2 créé pour le programme ISCCP dans le but de réduire le volume d'archivage. La résolution temporelle est réduite à 3 heures et la résolution spatiale à 30 km à la verticale du satellite; la résolution du canal visible (2.5 km) est ramenée à celle des deux autres canaux (5 km) par moyennage, puis les trois canaux sont échantillonnés 1 ligne sur 6 et 1 pixel sur 6. Un pixel de $5 \times 5 \text{ km}^2$ est ainsi jugé représentatif d'une zone de $30 \times 30 \text{ km}^2$.

1.3.2 Démarche adoptée

Le demi-globe terrestre vu par Météosat est découpé en mailles de $2.5^\circ \times 2.5^\circ$ entre les latitudes et longitudes de $\pm 50^\circ$. Cette résolution est très similaire à celle de la maille d'un Modèle de Circulation Générale (MCG); c'est également la résolution angulaire qui est adoptée dans les données de ISCCP aux formats C1 et C2 et les données S9 de l'expérience ERBE.

Comme nous l'avons précédemment indiqué, nous supposons, dans ce chapitre, qu'à l'intérieur d'un pixel Météosat de $30 \times 30 \text{ km}^2$ l'hypothèse "plan-parallèle" est acceptable. Si elle semble légitime pour certains types de nuages (stratocumulus, cirrus, ...), elle est moins justifiée dans d'autres cas (nuages convectifs, ...) comme nous le verrons au chapitre 3.

Le principe de la méthode utilisée pour analyser l'influence de la répartition

spatiale de l'eau liquide est relativement simple. Il consiste à comparer la valeur moyenne du bilan radiatif pour les M pixels d'une région de $(2.5^\circ)^2$, $\frac{1}{M} \sum_i B(W_i)$, à la valeur du bilan $B\left(\frac{1}{M} \sum_i W_i\right)$ déterminé en faisant l'hypothèse d'une répartition uniforme de l'eau liquide dans cette région. Pris comme tel, ce problème semble très facile à résoudre, et il l'est effectivement si les caractéristiques de chaque colonne d'atmosphère sondée par le satellite sont bien connues.

Du point de vue pratique, la répartition de l'eau liquide est cependant difficile à estimer. Le satellite mesure des luminances montantes au sommet de l'atmosphère qui dépendent de la bande spectrale considérée; l'extraction des propriétés optiques du nuage à partir de ces valeurs de luminance n'est pas triviale. En effet, même en supposant connues les propriétés de la surface et les caractéristiques de l'atmosphère (profils de température, de pression, d'humidité, d'ozone, ..., propriétés optiques des aérosols), l'inversion du signal satellitaire dépend des caractéristiques microphysiques du nuage (phase de l'eau, distribution en taille des gouttes ou des cristaux, ...) et de sa position dans le profil atmosphérique (altitude de la base et du sommet). Aussi serons-nous amené à faire certaines hypothèses simplificatrices lors de l'inversion du signal satellitaire.

Comme nous l'avons montré dans la section 1.2 de ce chapitre, les propriétés radiatives des nuages sont étroitement liées au contenu en eau liquide intégré. Toutefois, l'émittance du nuage est beaucoup moins sensible aux variations du contenu en eau que la réflectance directionnelle, puisqu'elle sature beaucoup plus rapidement. Une méthode pratique d'inversion des luminances satellitaires en contenu en eau basée sur des mesures dans le canal visible est beaucoup mieux adaptée à notre problème. Une telle méthode doit certainement mésestimer l'influence des cirrus semi-transparents; cependant, l'impact de l'hétérogénéité spatiale de ces nuages dans les courtes longueurs d'onde risque d'être négligeable puisque les faibles valeurs de réflectance varient linéairement avec le contenu en eau, comme le montre la figure 1.1.a.

Il existe aujourd'hui plusieurs méthodes pour relier les propriétés optiques des nuages aux luminances satellitaires (Stephens, 1978b; Arking et Childs, 1985;

Rossow et al., 1985; Kriebel et al., 1989). Dans cette approche simplifiée du problème, nous utilisons la méthode "delta-Eddington" (Joseph et al., 1976) qui fait partie des méthodes dites à deux flux. C'est une procédure approximative de résolution de l'équation de transfert du rayonnement qui offre l'avantage d'être extrêmement rapide. Elle relie la réflectance directionnelle au sommet d'un nuage à son épaisseur optique par une formulation simple qui dépend de l'angle d'incidence solaire et de la réflectance montante à la base du nuage, cette dernière étant étroitement liée aux conditions de surface.

Dans les sections qui suivent nous présentons brièvement la méthode adoptée pour déterminer les conditions en ciel clair, puis le modèle radiatif utilisé pour inverser les données satellitaires visibles en épaisseur optique et enfin la méthode de détection des pixels nuageux basée sur une technique de seuil en épaisseur optique.

1.3.3 Conditions en ciel clair : images de référence

La première étape de l'analyse des propriétés des nuages à partir de satellite est l'obtention des mesures de luminances qui représentent les conditions en ciel clair en chaque pixel de l'image.

La méthode la plus simple et la plus courante (Arking, 1964; Desbois et al., 1982; Arking et Childs, 1985; Sèze et Desbois, 1987) est de supposer que ces conditions sont données par les réflectances les plus faibles et les températures les plus élevées observées durant un laps de temps relativement court ou sur un domaine spatial assez restreint; la présence de nuages augmente en général la réflectance et diminue la température mesurée au sommet de l'atmosphère. Toutefois, ces valeurs extrêmes peuvent introduire dans l'estimation des propriétés de surface des biais systématiques liés à la variation temporelle de ces propriétés, aux ombres de nuages, au bruit radiométrique, etc ... (Sèze et Desbois, 1987; Rossow et al., 1989).

Dans cette étude, les conditions en ciel clair sont déterminées à partir de séries temporelles d'images visible et infrarouge sur un mois de données. Pour diminuer notablement les biais dont nous venons de parler, les images dites "de référence" sont des images composites construites à partir du deuxième minimum de réflectance bidirectionnelle pour l'image visible et du deuxième maximum de température pour l'image infrarouge. Dans le cas de la réflectance bidirectionnelle, cette valeur est définie comme celle qui est juste supérieure à la valeur minimale extrême.

L'utilisation de séries temporelles de données satellitaires suppose que les propriétés de la surface varient peu durant la période de temps choisie. Elle implique également que les conditions atmosphériques restent stables.

1.3.4 Modèle radiatif

a) Détermination de la réflectance directionnelle au sommet de l'atmosphère

Une fois calibrées, les données du canal visible de Météosat donnent les luminances montantes dans la direction de visée au sommet de l'atmosphère. On en déduit ainsi la réflectance bidirectionnelle $\rho(\theta_0, \theta_v, \phi)$ du système global terre-atmosphère; θ_0 est l'angle d'incidence solaire, θ_v l'angle zénithal d'observation et ϕ l'azimut relatif entre la direction d'observation et celle de l'éclairement solaire.

La réflectance directionnelle au sommet de l'atmosphère, $\rho(\theta_0)$ peut être dérivée de la réflectance bidirectionnelle $\rho(\theta_0, \theta_v, \phi)$ si l'on possède des informations sur l'anisotropie du champ de rayonnement.

Nous avons corrigé les effets induits par l'anisotropie en utilisant les facteurs de conversion $f(\theta_0, \theta_v, \phi)$ calculés à partir des données de Nimbus-7 ERB (Taylor et Stowe, 1984):

$$\rho(\theta_0) = \rho(\theta_0, \theta_v, \phi) / f(\theta_0, \theta_v, \phi) . \quad (1.6)$$

Ces facteurs, déterminés de manière statistique, ont été établis pour différents type de surface (mer, terre, désert, ...) et quatre types de nuages exprimés en pourcentage de couverture nuageuse.

Notre méthode de détection des pixels nuageux est basée sur une technique de seuil en épaisseur optique et nécessite l'inversion (par la méthode delta-Eddington) des données corrigées des effets d'anisotropie. Cependant, dans le cas de pixels totalement nuageux, les facteurs de correction établis à partir des données de Nimbus-7 ERB ne sont valables que pour des valeurs d'épaisseur optique relativement élevées. Lorsque la valeur de réflectance du jour avant correction est proche de la valeur en ciel clair, il faudrait appliquer un facteur de correction mieux adapté; on pourrait, par exemple, supposer que ce facteur varie linéairement avec l'épaisseur optique. Toutefois, cela complique beaucoup l'algorithme d'inversion puisque les valeurs du facteur de conversion et de l'épaisseur optique ne peuvent alors être déterminées que de façon itérative. Afin de contourner ces problèmes de discontinuité nous avons corrigé les réflectances en ciel clair et les réflectances observées chaque jour avec le même facteur de correction, en l'occurrence le facteur correspondant aux conditions de couverture nuageuse totale.

Le fait de corriger les réflectances en ciel clair avec un facteur de correction mal adapté doit avoir peu d'impact dans le cas de faibles valeurs de réflectance, mais peut affecter notablement les résultats lorsqu'elles sont élevées (au dessus des déserts, dans la direction de réflexion spéculaire de la mer, ...).

b) Détermination de la réflectance directionnelle du nuage

Dans une approche simplifiée de l'inversion des données Météosat visible, nous supposons que seul l'ozone, par l'intermédiaire de la bande de Chapuis (0.45 - 0.70 μm), affecte le rayonnement entre la couche de nuage et le sommet de l'atmosphère. Le calcul de la transmittance de l'ozone est basée sur une méthode d'interpolation utilisant les approximants de Padé (Foucart, 1974). Le nuage est supposé découplé totalement du reste de l'atmosphère. La réflectance directionnelle de la couche nuageuse $\rho_n(\theta_0)$ s'exprime alors comme

$$\rho_n(\theta_0) = \rho(\theta_0) / t(u_{O_3}), \quad (1.7)$$

où u_O , est la quantité d'ozone rencontrée sur les trajets montant et descendant et $t(u_O)$ la transmittance correspondante. Les variations saisonnières et latitudinales de la quantité d'ozone sont prises en compte (Handbook of Geophysics and Space Environment, 1985).

c) Détermination de l'épaisseur optique du nuage

Selon Joseph et al. (1976), dans l'hypothèse d'un nuage purement diffusant, la réflectance directionnelle au sommet de la couche nuageuse est liée à son épaisseur optique δ par

$$\rho_n(\theta_0) = 1 - (1 - \rho_a) \frac{2 + 3\mu_0 + (2 - 3\mu_0) \exp(-\delta(1 - g^2)/\mu_0)}{4 + 3(1 - g)(1 - \rho_a)\delta}, \quad (1.8)$$

où ρ_a est la réflectance atmosphérique à la base du nuage, μ_0 est le cosinus de l'angle zénithal solaire et g le facteur d'asymétrie du nuage. Les propriétés radiatives des nuages dépendent faiblement du facteur d'asymétrie et en général une valeur moyenne de 0.85 donne des résultats tout à fait satisfaisant pour les nuages d'eau.

Nous supposons ici que l'absorption dans les nuages est négligeable. Cette hypothèse n'est vérifiée, dans le spectre solaire, que pour des longueurs d'onde inférieures à 0.75 μm .

Inverser l'équation (1.8) est équivalent à annuler la fonction $f(\delta)$ définie par

$$f(\delta) = a\delta + b - \exp(-\delta(1 - g^2)/\mu_0), \quad (1.9)$$

où

$$a = \frac{3(1 - g)(1 - \rho_n(\theta_0))}{2 - 3\mu_0} \quad \text{et} \quad b = \frac{4(1 - \rho_n(\theta_0))}{(1 - \rho_a)(2 - 3\mu_0)} - \frac{2 + 3\mu_0}{2 - 3\mu_0}.$$

En pratique, nous utilisons une procédure itérative basée sur le schéma de Newton qui nécessite une seule donnée initiale δ_0 (fixée arbitrairement à 1 dans notre cas) pour déterminer la valeur de l'épaisseur optique du nuage

$$\delta_{n+1} = \delta_n - \frac{f(\delta_n)}{f'(\delta_n)}$$

soit,

$$\delta_{n+1} = \delta_n - \mu_0 \frac{a\delta_n + b - \exp(-\delta_n(1 - g^2)/\mu_0)}{a\mu_0 + (1 - g^2) \exp(-\delta_n(1 - g^2)/\mu_0)} \quad (1.10)$$

La valeur de ρ_a est estimée à partir des réflectances en ciel clair corrigée de la transmittance de l'ozone.

1.3.5 Détection des pixels nuageux

a) Méthode

Il existe de nombreuses méthodes de détection des scènes nuageuses à partir de données satellitaires (voir Rossow et al., 1989), toutes les méthodes se trouvant confrontées aux problèmes de couverture nuageuse partielle à l'échelle du pixel, de variations d'émissivité et d'altitude des nuages ou encore d'hétérogénéité de surface. Les méthodes les plus simples restent les méthodes de seuil qui déclarent un pixel nuageux si la luminance observée dans le canal visible (ou infrarouge) est supérieure (ou inférieure) à une certaine valeur de référence qui correspond aux conditions en ciel clair extrêmes.

La plus classique de ces méthodes est sans doute la méthode de seuil en réflectance (Rossow et al., 1985). Dans le cas des données Météosat un seuil en réflectance constant n'est pas raisonnable à cause des variations importantes des conditions d'éclairement et des effets atmosphériques. Par exemple, une épaisseur optique de 1 correspond à une variation de réflectance directionnelle de 0.04 et 0.02 lorsque la réflectance en ciel clair ρ_a est égale respectivement à 0.06 (mer) et 0.2 (terre) pour une incidence normale, alors que, pour un angle d'incidence solaire de 80° , ces valeurs s'élèvent à 0.30 et 0.26. C'est pourquoi, nous avons préféré utiliser une méthode de seuil en épaisseur optique qui tient davantage compte de ces variations.

Une fois les conditions de référence en ciel clair définies, le modèle de transfert radiatif est appliqué à chaque image Météosat pour déterminer l'épaisseur optique des nuages à partir de la réflectance visible observée en chaque pixel. La différence entre cette réflectance et la réflectance en ciel clair est interprétée dans un premier temps comme une variation des propriétés optiques des nuages.

Les pixels nuageux sont ensuite identifiés par un seuil en épaisseur optique. Cette valeur de seuil doit être supérieure à la valeur induite par les variations des réflectances de surface ou des propriétés de l'atmosphère durant le mois. En pratique, la valeur de seuil a été déterminée en comparant, sur quelques jours de données, les images initiales en luminance visible et infrarouge à l'image synthétique en épaisseur optique construite en utilisant notre algorithme d'inversion. La valeur du seuil en épaisseur optique qui permet de retrouver visuellement tous les systèmes nuageux présents sur les images a été fixée à 1. Cette valeur est en accord avec la méthode bispectrale de Rossow et al. (1989) qui introduisent un double seuil en épaisseur optique $\delta = 1.2$ et en altitude de sommet des nuages $Z_t = 1.4 \text{ km}$.

b) Application

Notre méthode de détection des pixels nuageux a été appliquée aux données Météosat B2 acquises à 11h30 GMT durant le mois de Janvier et Juillet 1985. La couverture nuageuse a été déterminée jour par jour dans chaque région de $2.5^\circ \times 2.5^\circ$. Les figures 1.2.a et 1.3.a présentent la répartition géographique de la valeur moyenne mensuelle de la nébulosité, notée N , ainsi obtenue respectivement pour Janvier et Juillet. Sur les figures 1.2.b et 1.3.b nous avons reporté ces mêmes valeurs, calculées par l'algorithme de ISCCP pour le même mois (à partir des données toutes les trois heures).

Les figures 1.2.c, 1.2.d, 1.3.c et 1.3.d montrent également les valeurs moyennes mensuelles d'épaisseur optique des nuages déterminées respectivement avec notre algorithme d'inversion et celui du programme ISCCP pour les mêmes mois.

La variabilité spatiale des champs de couverture nuageuse et d'épaisseur optique obtenus par notre algorithme est très similaires à celle des champs déterminés dans le cadre du programme ISCCP. On retrouve nettement les caractéristiques des principaux systèmes nuageux (bancs de stratocumulus au large de l'Angola, nuages convectifs de la zone de convergence inter-tropicale (ZCIT), ...).

En général, la couverture nuageuse est légèrement sous-estimée par notre algorithme. En Janvier, deux zones présentent toutefois d'importantes différences de nébulosité, la zone saharienne et toute la partie nord-ouest de la carte. Sur la région saharienne la couverture nuageuse moyenne de ISCCP est beaucoup plus faible que la nôtre (10 à 20% d'écart). Ces biais sont très probablement dûs aux variations temporelles des réflectances en ciel clair qui ne sont nullement prises en compte dans notre modèle et qui apparaissent importantes sur le Sahara. Dans le cadre du programme ISCCP, des tests sur les variabilités spatiale et temporelle des conditions en ciel clair permettent une meilleure décontamination des nuages. Au Nord-ouest de la carte, les nébulosités estimées par notre algorithme sont inférieures de 30 à 80% à celles de ISCCP. Ces différences considérables sont dues essentiellement à une mauvaise détermination des conditions en ciel clair dans cette région, due à la présence permanente de nuages épais.

En Juillet (figures 1.3.a et 1.3.b), on retrouve un biais similaire aux latitudes inférieures à $-30^{\circ}S$. Notre algorithme sous-estime la couverture nuageuse d'environ 20%, faute d'une meilleure définition des conditions en ciel clair mais aussi d'une meilleure prise en compte des effets directionnels; l'angle d'incidence solaire est supérieur en moyenne à 80° .

En Janvier les champs d'épaisseur optique moyenne (figures 1.2.c et 1.2.d) présentent des différences notables sur le désert saharien où notre algorithme sous-estime les valeurs d'environ 3 ou 4. La présence fréquente de cirrus semi-transparents dans cette région peut en partie expliquer ces écarts, puisque notre méthode est mal adaptée à la détection de ces nuages.

En Juillet (figures 1.3.c et 1.3.d) les différences les plus importantes se produisent sur toute la partie équatoriale de l'Afrique, où nous sous-estimons les valeurs d'épaisseur optique d'environ 4 à 5. De telles erreurs sont, en fait, liées à une mauvaise définition des conditions en ciel clair dans cette région due à la présence quasi-persistente d'importantes masses nuageuses.

Globalement les champs d'épaisseur optique moyenne que nous déterminons sont inférieurs à ceux de ISCCP. Toutefois, en Janvier comme en Juillet, la différence absolue entre les deux champs reste raisonnable, de l'ordre de 1 à 2 environ.

Les valeurs d'épaisseur optique et de couverture nuageuse déterminées aux latitudes et longitudes extrêmes de la zone étudiée restent relativement incertaines puisque les angles zénithaux de visée et d'incidence solaire sont élevés. D'autre part, nous n'avons utilisé que les données Météosat acquises à 11h30 GMT. L'évolution diurne de la masse nuageuse, prise en compte dans les résultats de ISCCP, peut expliquer certains désaccords. Les valeurs instantanées des grandeurs déterminées ne sont pas toujours représentatives des moyennes diurnes. Cette représentativité paraît raisonnable dans le cas du banc de stratocumulus au large des côtes de l'Angola; elle l'est beaucoup moins dans le cas des nuages hauts sur le Sahara ou des systèmes nuageux sur l'Atlantique Nord (Duvel et Kandel, 1985). En outre, 11h30 GMT correspond à une heure de minimum de nébulosité convective sur le continent Africain (Desbois et al, 1988; Schmetz et Liu, 1988; Desbois et al, 1989).

Malgré les approximations de notre modèle d'inversion les champs d'épaisseur optique et de couverture nuageuse sont en bon accord avec les résultats de ISCCP, eux-mêmes issus de l'inversion de données satellitaires. Nous considérerons que la variabilité spatiale de l'épaisseur optique des nuages à l'échelle inférieure à la maille de $(2.5^\circ)^2$ est suffisamment réaliste pour envisager une approche des effets d'hétérogénéité sur les flux solaires et telluriques, au sommet de l'atmosphère et à la surface.

1.3.6 Impact de l'hétérogénéité des nuages dans le domaine solaire

Un des principaux effets des nuages est d'affecter les échanges d'énergie au sommet de l'atmosphère. Les nuages réfléchissent une grande partie du rayonnement solaire incident, ce qui entraîne une valeur de l'albédo de la planète environ deux fois supérieure à ce qu'elle serait en l'absence de nuages (Cess, 1976). Ils réduisent également l'énergie solaire disponible à la surface et affectent ainsi l'activité dans la couche limite ou la convection profonde.

a) Au sommet de l'atmosphère :

★ Forçage radiatif solaire des nuages

La quantité représentative de l'énergie solaire absorbée par le système terre-atmosphère est le bilan radiatif de courtes longueurs d'onde au sommet de l'atmosphère,

$$B_{TOA}^{SW} = E_0 \cos \theta_0 - F_{TOA}^{SW}. \quad (1.11)$$

Dans cette expression, E_0 est la constante solaire, θ_0 l'angle zénithal solaire et F_{TOA}^{SW} le flux solaire réfléchi au sommet de l'atmosphère.

Les fluctuations annuelles de E_0 (de l'ordre de $\pm 7\%$) sont négligées ici et sa valeur est fixée à 1365 Wm^{-2} (ERBE Science Team, 1985).

Le flux solaire réfléchi F_{TOA}^{SW} peut être écrit

$$F_{TOA}^{SW} = E_0 \cos \theta_0 \rho^{SW}(\theta_0), \quad (1.12)$$

où $\rho^{SW}(\theta_0)$ est la réflectance directionnelle observée au sommet de l'atmosphère.

L'expression (1.11) s'exprime ainsi simplement comme

$$B_{TOA}^{SW} = E_0 \cos \theta_0 (1 - \rho^{SW}(\theta_0)). \quad (1.13)$$

Pour une maille de $(2.5^\circ)^2$, le forçage radiatif des nuages (Charlock et Ramanathan, 1985) correspond à la variation du bilan radiatif causée par la présence de nuages. Il est obtenu en faisant la différence entre le bilan radiatif observé dans toutes les conditions et le bilan radiatif observé par conditions de ciel clair:

$$CF_{TOA}^{SW} = \langle B_{TOA}^{SW} \rangle - \langle B_{TOA,0}^{SW} \rangle, \quad (1.14)$$

où $\langle X \rangle$ représente la valeur de X moyennée sur une maille de $(2.5^\circ)^2$. En tenant compte de l'équation (1.13), l'équation (1.14) peut être re-écrite:

$$CF_{TOA}^{SW} = E_0 \cos \theta_0 (\langle \rho_0^{SW}(\theta_0) \rangle - \langle \rho^{SW}(\theta_0) \rangle), \quad (1.15)$$

$\langle \rho_0^{SW}(\theta_0) \rangle$ est la réflectance directionnelle en ciel clair intégrée sur l'ensemble du spectre solaire et $\langle \rho^{SW}(\theta_0) \rangle$ la réflectance intégrée correspondant à la situation observée.

Dans cette étude, nous simulons l'impact des hétérogénéités spatiales des nuages sur le forçage radiatif plutôt que sur le bilan radiatif ou les flux. Quoiqu'il

en soit, en valeur absolue les erreurs introduites dans l'estimation de ces grandeurs lorsqu'on néglige la répartition spatiale sont égales. Dans le cas particulier de l'impact à la surface dans le domaine tellurique, les différences relatives sont plus faciles à quantifier sur le forçage radiatif que sur le bilan ou les flux puisqu'elles ne nécessitent pas une connaissance précise des flux telluriques descendants.

★ Estimation des réflectances directionnelles intégrées entre 0.25 et 4 μm

A ce stade de l'étude nous faisons l'hypothèse que la réflectance en ciel clair est homogène à l'échelle d'une maille de $(2.5^\circ \times 2.5^\circ)$ et égale à la valeur moyenne des réflectances mesurées. Cette dernière hypothèse permet de s'affranchir de l'influence de la variabilité des réflectances de surface sur le flux radiatif moyen au sommet de l'atmosphère, pour ne tenir compte que de l'effet de répartition spatiale de l'eau liquide.

L'influence radiative de la distribution de l'eau condensée est estimée pour chaque maille en calculant le forçage radiatif correspondant aux différentes répartitions d'eau liquide. On a donc besoin pour cela de connaître la réflectance moyenne en ciel clair pour chaque maille.

Pour chaque pixel i de la maille, la valeur minimale de réflectance $\rho_{m,i}$ déterminée section 1.3.3 représente une valeur extrême de la réflectance en ciel clair. Pratiquement, d'un jour à l'autre, les réflectances en ciel clair varient du fait de l'évolution des conditions de surface, de la concentration en aérosols, etc; les pixels clairs présentent donc des valeurs de réflectances $\rho_i \geq \rho_{m,i}$. Les variations dans les conditions atmosphériques s'appliquent également aux pixels nuageux pour lesquels $\rho_{m,i}$ est la seule quantité connue; nous supposons donc que la réflectance par temps clair de ces pixels varie comme la moyenne de celle des pixels déclarés clairs, c'est-à-dire des pixels dont l'épaisseur optique est inférieure à 1.

Soit E la valeur moyenne des écarts de réflectance sur les pixels clairs d'une maille de $(2.5^\circ)^2$,

$$E = \frac{1}{M_0} \sum_{i=1}^{M_0} (\rho_i - \rho_{m,i}), \quad (1.16)$$

où M_0 est le nombre de pixels d'épaisseur optique inférieure à 1.

La valeur moyenne de réflectance en ciel clair $\langle \rho_0(\theta_0) \rangle$ s'exprime ainsi comme

$$\langle \rho_0(\theta_0) \rangle = \langle \rho_m \rangle + E, \quad (1.17)$$

où $\langle \rho_m \rangle$ est la valeur moyenne sur la maille des réflectances minimales de référence.

La réflectance atmosphérique à la base du nuage ρ_a est supposée égale à la valeur de réflectance en ciel clair $\langle \rho_0(\theta_0) \rangle$ corrigée des effets induits par la couche d'ozone; on découple le nuage du reste de l'atmosphère. La réflectance directionnelle au sommet de la couche nuageuse dans le canal Météosat est déterminée ensuite en appliquant l'équation (1.8) de façon directe. En utilisant la même expression pour inverser les données satellitaires et redéterminer les valeurs de réflectance directionnelle dans le canal Météosat, les écarts obtenus entre les valeurs de réflectances mesurées et les valeurs recalculées sont faibles et dues essentiellement au moyennage des réflectances en ciel clair.

Nous faisons enfin l'hypothèse que le canal visible de Météosat ($0.4 - 1.1 \mu m$) est représentatif de l'ensemble du spectre solaire ($0.2 - 4 \mu m$) (cf Courel et al, 1984).

★ Estimation du forçage radiatif des nuages dans le domaine solaire

Les figures 1.4.a et 1.4.b représentent les valeurs calculées à 11h30 GMT du forçage radiatif des nuages dans le domaine solaire au sommet de l'atmosphère, pour les mois de Janvier et Juillet 1985. Ces valeurs moyennes de CF_{TOA}^{SW} ont été obtenues en appliquant l'équation (1.15) à la résolution du pixel de $(30km)^2$ et en moyennant ensuite sur les mailles de $(2.5^\circ \times 2.5^\circ)$.

Le forçage radiatif solaire des nuages présente d'importantes valeurs négatives au delà de $30^\circ N$ sur l'océan Atlantique en Juillet; cette réduction du rayonnement solaire absorbé est due aux systèmes nuageux associés aux perturbations des latitudes moyennes et aux bancs de stratus étendus. De fortes valeurs négatives sont également observées aux latitudes moyennes sur l'Atlantique Sud en Janvier. Du fait de la persistance de cyclones, cette région est d'ailleurs connue sous le nom des "40^{ème} rugissants".

La forçage radiatif solaire des nuages présente aussi des valeurs négatives élevées dans la région de moussons d'Afrique Centrale, sur la ZCIT et la région de convection profonde au Nord de l'Amérique du Sud.

Le forçage solaire des nuages est fortement corrélé à la couverture nuageuse (comparer les figures 1.4.a et 1.4.b avec les figures 1.2.a et 1.3.a).

★ Influence de la répartition horizontale sur le forçage radiatif des nuages

Considérons une maille de ($2.5^\circ \times 2.5^\circ$) dont la couverture nuageuse est N et l'épaisseur optique moyennée sur la totalité des pixels, $\langle \delta \rangle$. Le forçage radiatif des nuages au sommet de l'atmosphère qui a été estimée dans la section précédente tient compte d'un certain degré d'hétérogénéité des nuages à l'échelle de la maille, l'épaisseur optique variant d'un pixel (en fait d'une colonne d'atmosphère) à l'autre.

Dans l'hypothèse où un modèle climatique est capable de pronostiquer la quantité d'eau liquide dans chaque maille, la répartition spatiale de l'eau liquide reste un problème encore non résolu qui a, comme nous l'avons vu dans la section 1.2, des implications directes sur l'estimation des flux radiatifs à l'échelle de la maille. Pour déterminer les biais alors introduits dans un tel modèle, nous envisageons successivement deux répartitions homogènes possibles de la quantité totale d'eau liquide.

Nous considérons d'abord le cas extrême où le modèle n'a aucune information sur la répartition du nuage dans la maille; la quantité d'eau liquide pronostiquée est répartie uniformément sur toute la maille. On notera que notre algorithme d'inversion des données satellitaires détermine l'épaisseur optique moyenne $\langle \delta \rangle$ et non le contenu en eau liquide moyen $\langle W \rangle$. Nous faisons ici l'hypothèse que le rayon effectif des gouttes d'eau du nuage peut varier d'une maille à l'autre, mais reste constant dans chacune d'elle.

Dans cette première approche, le forçage radiatif des nuages est déterminé en supposant que la maille est totalement couverte par un nuage d'épaisseur optique $\langle \delta \rangle$.

La figure 1.5 montre les différences de forçage radiatif solaire entre une répartition

homogène de la masse nuageuse sur toute la maille et la répartition initiale (que nous noterons parfois, par abus de langage, "vraie") pour les mois de Janvier et Juillet 1985.

Les différences absolues présentent de larges valeurs négatives dans la zone de convergence intertropicale (région de convection profonde au Nord de l'Amérique du Sud, région de moussons d'Afrique Centrale) et également dans les zones de passage de cyclones et de perturbations aux latitudes moyennes.

Les différences relatives, fortement corrélées aux différences absolues, présentent des écarts maximum de l'ordre de 50% aux latitudes moyennes. Sur la ZCIT ces différences restent relativement élevées, atteignant 20 à 30%.

Ces figures montrent que les valeurs de forçage radiatif des nuages au sommet de l'atmosphère peuvent être fortement surestimées si l'on ne connaît pas du tout la valeur de la nébulosité à l'échelle de la maille du modèle.

Les résultats obtenus sont néanmoins extrêmes et nous envisageons maintenant le cas plus réaliste où la quantité d'eau liquide est répartie uniformément sur la partie couverte de la maille. Chaque maille est ainsi partiellement couverte par un nuage plan-parallèle homogène d'épaisseur optique $\langle \delta \rangle / N$, $\langle \delta \rangle$ étant la valeur de l'épaisseur optique moyennée sur toute la maille et N la couverture nuageuse "vraie".

La figure 1.6 montre les différences de forçage radiatif solaire au sommet de l'atmosphère obtenues entre des répartitions homogène et hétérogène de la masse nuageuse sur la partie couverte de la maille. Les différences absolues sont encore largement négatives sur les régions de convection profonde et de mousson, atteignant -20 à -30 Wm^{-2} . Les différences relatives restent importantes sur les mêmes zones (de l'ordre de 15 à 20%). Partout ailleurs, et notamment sur le banc de stratocumulus au large de l'Angola, les différences sont faibles, inférieures à 5 Wm^{-2} .

Lorsque l'on néglige la distribution d'épaisseur optique dans un modèle climatique, il apparaît que le biais introduit dans l'estimation du forçage radiatif des nuages au sommet de l'atmosphère dans le domaine solaire est potentiellement

important même si la nébulosité est correctement estimée. Du fait de la non-linéarité entre la réflectance des nuages et leur contenu en eau intégré, répartir uniformément l'eau liquide dans la maille induit une erreur dans la détermination des flux solaires réfléchis qui est maximale dans les régions de convection profonde.

b) A la surface:

Soit a^{SW} l'absorptance atmosphérique, le bilan radiatif de courtes longueurs d'onde à la surface peut s'exprimer en fonction du bilan radiatif estimé au sommet de l'atmosphère

$$B_{SURF}^{SW} = B_{TOA}^{SW} - a^{SW} E_0 \cos(\theta_0) . \quad (1.18)$$

On peut considérer que l'absorptance atmosphérique augmente presque linéairement avec la réflectance ρ^{SW} (Buriez et al, 1986 ; Schmetz, 1989), soit:

$$a^{SW} = a_0^{SW} + \zeta (\rho^{SW} - \rho_0^{SW}) , \quad (1.19)$$

où a_0^{SW} représente l'absorptance atmosphérique en ciel clair.

Le forçage radiatif des nuages à la surface dans les courtes longueurs d'onde est donc relié au forçage radiatif au sommet de l'atmosphère. En combinant les équations (1.14), (1.18) et (1.19), on obtient

$$CF_{SURF}^{SW} \simeq CF_{TOA}^{SW} (1 + \zeta) . \quad (1.20)$$

Le coefficient ζ qui dépend du type de nuage, du type d'atmosphère et de l'angle zénithal solaire est de l'ordre de 0.1. L'impact de la répartition tridimensionnelle de l'eau liquide à la surface est donc comparable à celui qui a été déterminé au sommet de l'atmosphère, avec une légère amplification.

c) Couverture nuageuse effective:

A l'heure actuelle, dans les modèles climatiques, le bilan radiatif d'un champ de nuages ne peut être calculé que de façon simple, c'est-à-dire en pratique en assimilant les nuages à une portion de couche nuageuse plane-parallèle homogène. Soit N la couverture nuageuse et $\langle \delta \rangle$ l'épaisseur optique moyenne d'une maille

du modèle. Dans l'hypothèse d'une répartition homogène sur la partie nuageuse de la maille, le forçage radiatif au sommet de l'atmosphère dans le domaine solaire peut s'exprimer d'après l'équation (1.15) comme

$$CF_{TOA}^{SW} = E_0 \cos(\theta_0) N \left(\langle \rho_0^{SW}(\theta_0) \rangle - \rho^{SW} \left(\frac{\langle \delta \rangle}{N}, \theta_0 \right) \right) \quad (1.21)$$

où $\rho^{SW} \left(\frac{\langle \delta \rangle}{N}, \theta_0 \right)$ est la réflectance correspondant à l'épaisseur optique moyennée sur la partie nuageuse de la maille. Dans le cas d'une répartition homogène sur toute la maille CF_{TOA}^{SW} est donné par l'expression (1.21) dans laquelle $N = 1$. Si l'on suppose que le modèle est capable de pronostiquer correctement le contenu en eau total de la maille, les erreurs introduites lorsque l'on néglige l'hétérogénéité des nuages peuvent être corrigées en remplaçant dans l'expression (1.21) la couverture nuageuse observée N par une couverture nuageuse effective N_e . Ainsi le modèle est capable d'obtenir des valeurs de flux correctes en conservant le concept usuel de nuage "plan-parallèle homogène".

La figure 1.7 présente les valeurs de couverture nuageuse effective dans le domaine solaire déterminées pour les mois de Janvier et Juillet 1985. Globalement il apparaît que ces valeurs sont nettement inférieures à celle de la couverture nuageuse observée N (cf. figures 1.2.a et 1.3.a). Le forçage radiatif des nuages étant au premier ordre proportionnel à la couverture nuageuse (cf équation 1.21), l'écart $N_e - N$ est d'autant plus important que la différence absolue de forçage radiatif des nuages est grande. Sur les régions de convection profonde, cet écart est environ de -20 à -40% .

1.3.7 Impact de l'hétérogénéité des nuages dans le domaine tellurique

Dans l'infrarouge thermique ($4 \mu m - 100 \mu m$) les nuages augmentent de façon significative l'opacité de l'atmosphère. Ils absorbent le rayonnement de grandes longueurs d'onde émis par la surface terrestre plus chaude et réémettent de l'énergie vers l'espace à des températures plus froides de sommet de nuages. De même que l'absorption gazeuse, ils réduisent le rayonnement émis vers l'espace. Ainsi, alors que l'effet d'albédo des nuages dans le solaire refroidit l'atmosphère, l'effet de serre

des nuages dans l'infrarouge thermique réchauffe la planète.

a) Détermination de l'émittance des nuages :

Dans le cas des nuages d'eau, le flux tellurique est lié à l'émittance du nuage ε qui dépend du contenu en eau W suivant l'équation (1.4). Dans cette étude W est estimé à partir de l'épaisseur optique visible (cf. équation (1.1)).

Dans le cas des cirrus les relations établies dans la section 1.2 ne sont plus valables. Notamment le facteur d'asymétrie et le coefficient d'absorption massique sont très différents des valeurs retenues pour les nuages d'eau. De façon générale, les propriétés optiques de ces nuages sont encore mal connues (cf. chapitre 4).

Platt et Harshvardhan (1988) ont proposé une paramétrisation très simple des propriétés des cirrus qui peut être introduite dans un modèle climatique. Suivant leur approche, la réflectance directionnelle du nuage est calculée en terme d'épaisseur optique visible δ en utilisant l'approximation delta-Eddington et une valeur du facteur d'asymétrie de 0.85. L'épaisseur optique est ensuite reliée à l'émittance infrarouge par l'expression

$$\varepsilon \simeq 1 - \exp(0.75\delta) . \quad (1.22)$$

Cette paramétrisation est basée sur les travaux de Platt et al. (1980) et Platt (1983) et représente une valeur moyenne sur les directions montantes et descendantes.

En combinant les équations (1.1), (1.4) et (1.22), l'émittance ε peut être écrite

$$\varepsilon \simeq 1 - \exp(-a\delta) \quad (1.23)$$

avec

$$\begin{cases} a = \frac{2}{3} Rk\tau_e & \text{(eau)} \\ a = 0.75 & \text{(glace)} \end{cases} \quad (1.24)$$

En prenant $Rk = 0.144$ (moyenne des valeurs de Stephens (1978b)), on con-

state que $a = 0.75 = (2K r_e)/3$ correspond à un rayon effectif des gouttes d'eau d'environ $7.8 \mu m$. L'ordre de grandeur de r_e ainsi obtenu est tout à fait raisonnable dans le cadre d'une modélisation globale et simplifiée des nuages d'eau, sauf éventuellement pour les cumulonimbus.

En résumé, les étapes de la paramétrisation envisagée des propriétés optiques des nuages sont les suivantes. Etant donnée la valeur de réflectance directionnelle du nuage déduite de la mesure dans le canal visible, l'épaisseur optique est obtenue à partir de l'équation (1.8) de façon itérative. L'émittance du nuage est déterminée en utilisant la relation (1.23) en prenant $a = 0.75$ pour tous les types de nuage.

Pour appréhender la sensibilité de notre paramétrisation à la valeur de r_e , on pourra envisager une valeur quatre fois plus grande (correspondant à des gouttes d'eau de rayon effectif $r_e \simeq 30 \mu m$) et simuler ainsi les effets d'hétérogénéités des cumulonimbus dans l'infrarouge de manière plus réaliste.

b) Au sommet de l'atmosphère :

★ Forçage radiatif des nuages dans l'infrarouge thermique

Soit $\langle F_{TOA}^{LW} \rangle$ la valeur moyenne du flux tellurique émis vers l'espace par une maille de $(2.5^\circ)^2$. Le bilan radiatif tellurique au sommet de l'atmosphère est simplement égal à $-\langle F_{TOA}^{LW} \rangle$ et le forçage radiatif des nuages peut s'écrire

$$CF_{TOA}^{LW} = \langle F_{TOA,0}^{LW} \rangle - \langle F_{TOA}^{LW} \rangle \quad (1.25)$$

où $\langle F_{TOA,0}^{LW} \rangle$ est le flux tellurique moyen en ciel clair.

Nous supposerons ici que tous les nuages sont situés à la même altitude à l'intérieur d'une maille. La variabilité de l'altitude des nuages n'est pas prise en compte dans ce chapitre où l'on se contente d'étudier l'impact de la répartition "horizontale" du contenu en eau liquide. Dans ces conditions, les équations (1.25) et (1.5) permettent d'écrire

$$CF_{TOA}^{LW} = \langle \epsilon \rangle \left(\langle F_{TOA,0}^{LW} \rangle - \langle F_{TOA,1}^{LW} \rangle \right) \quad (1.26)$$

où $\langle \epsilon \rangle$ est la valeur de l'émittance moyennée sur l'ensemble de la maille de $(2.5^\circ)^2$ (obtenue à partir de l'équation (1.23) et $\langle F_{TOA,1}^{LW} \rangle$ est la valeur moyenne

du flux correspondant à une émittance du nuage égale à 1. En pratique, les valeurs de $\langle F_{TOA,0}^{LW} \rangle$ et $\langle F_{TOA,1}^{LW} \rangle$ ont été calculées en moyennant les valeurs de flux correspondant respectivement à $\varepsilon = 0$ et $\varepsilon > 0.99$; ces valeurs de flux ont elles-même été obtenues à partir des luminances mesurées dans les canaux “fenêtre atmosphérique” et “vapeur d’eau” de Météosat à l’aide d’une régression établie par Cheruy (1990) à partir des données ERBE et Météosat.

La figure 1.8 présente les valeurs du forçage radiatif des nuages dans l’infrarouge estimées au sommet de l’atmosphère pour les mois de Janvier et Juillet 1985. Ces valeurs sont fortement corrélées au taux de couverture nuageuse (cf. figures 1.2.a et 1.3.a).

En Janvier elles sont maximales sur la région de moussons de l’Afrique Equatoriale et les régions de convection profonde au Nord de l’Amérique du Sud. En Juillet, les maxima de forçage radiatif tellurique apparaissent aussi sur les régions de convection profonde de la zone de convergence intertropicale.

Comme dans le domaine solaire, le forçage radiatif des nuages au sommet de l’atmosphère dans l’infrarouge thermique présente d’importantes valeurs aux latitudes moyennes; elles correspondent aux bancs étendus de cirrus associés aux perturbations cycloniques sur l’Atlantique.

★ Influence de la répartition horizontale sur le forçage radiatif des nuages

Comme nous l’avons fait précédemment dans le domaine des courtes longueurs d’onde, nous envisageons successivement deux répartitions homogènes de la masse nuageuse dans la maille d’un modèle climatique.

La figure 1.9 présente d’abord les différences de forçage radiatif des nuages dans le domaine tellurique au sommet de l’atmosphère entre une répartition homogène de la masse nuageuse sur toute la maille et la répartition hétérogène déduite des observations (cf. figure 1.8). Les maxima de différence absolue, de l’ordre de 15 Wm^{-2} , sont corrélés aux maxima de forçage radiatif des nuages dans l’infrarouge thermique. Ils sont localisés essentiellement dans les régions de convection profonde. Partout ailleurs, les différences sont inférieures à 10 Wm^{-2} ; sur le banc de

stratocumulus au large de l'Angola, elles sont inférieures à 5 Wm^{-2} .

Toutefois ces faibles différences affectent des valeurs de forçage radiatif qui sont du même ordre de grandeur (entre 5 et 10 Wm^{-2} pour le banc de stratocumulus). Les différences relatives de forçage radiatif des nuages dans le domaine tellurique sont, en conséquence, très élevées sur les régions où la couverture nuageuse est faible; elles sont d'environ 30 à 40% sur les régions de mousson et de convection profonde.

La figure 1.10 présente les différences de forçage radiatif des nuages entre une répartition homogène de la masse nuageuse sur la partie couverte de la maille et la répartition hétérogène déduite des observations, pour les mois de Janvier et Juillet 1985. Les cartes de différence présentent les mêmes distributions géographiques que celles de la figure 1.9 précédemment commentée. Toutefois, l'ordre de grandeur maximum du biais estimé est nettement plus faible (de l'ordre de 1.8 Wm^{-2}) sur les zones de convection profonde; sur le banc de stratocumulus il est quasiment nul. Les différences relatives sont également beaucoup plus faibles, globalement d'environ 4%.

Cependant, on peut remarquer que dans le cas d'une répartition homogène sur la partie couverte de la maille, l'émittance des nuages est en général voisine de 1 du fait de la saturation rapide avec le contenu en eau ou l'épaisseur optique; les faibles différences de forçage radiatif obtenues sont liées aux faibles variations de l'émittance des nuages dans l'infrarouge thermique.

Afin de simuler de manière plus appropriée l'impact de l'hétérogénéité des cumulonimbus sur les flux telluriques, nous avons envisagé une valeur du rayon effectif des gouttes $r_e \simeq 30 \mu\text{m}$. Néanmoins, les biais ainsi déterminés dans la zone de convergence intertropicale sont tout à fait similaires, aussi bien en différences absolues que relatives.

c) A la surface:

* Forçage radiatif des nuages dans l'infrarouge thermique

Dans le domaine tellurique, la détermination du flux descendant à la surface est

plus difficile que dans le domaine solaire, car les champs radiatifs au sommet de l'atmosphère et à la surface sont entièrement découplés en conditions nuageuses (Schmetz, 1989).

Le bilan radiatif à la surface, dans le domaine des grandes longueurs d'onde, peut s'écrire

$$B_{SURF}^{LW} = \varepsilon_{SURF} \left[(1 - \varepsilon) F_{SURF,0}^{LW} + \varepsilon F_{SURF,1}^{LW} - \sigma T_{SURF}^4 \right] \quad (1.27)$$

où $F_{SURF,0}^{LW}$ et $F_{SURF,1}^{LW}$ sont les flux descendants respectivement par ciel clair ($\varepsilon = 0$) et par ciel obscur ($\varepsilon = 1$), T_{SURF} est la température de surface et ε_{SURF} l'émissivité de la surface. Typiquement $\varepsilon_{SURF} \sim 0.99$ pour la mer et ~ 0.95 pour le sol. Pour simplifier, on prendra $\varepsilon_{SURF} = 1$.

Dans ces conditions, pourvu que l'on néglige des interactions entre le nuage et la surface qui peuvent faire varier la température de surface en fonction de la nébulosité, le forçage radiatif s'écrit

$$C_{SURF}^{LW} = \langle \varepsilon (F_{SURF,1}^{LW} - F_{SURF,0}^{LW}) \rangle . \quad (1.28)$$

La différence ($F_{SURF,1}^{LW} - F_{SURF,0}^{LW}$) (que nous noterons $\Delta F_{1,0}$) dépend essentiellement des profils d'humidité et de température au voisinage de la surface ainsi que de l'altitude de la base du nuage. Frouin et al. (1988) ont calculé les valeurs du flux descendant à la surface pour les profils atmosphériques de Mc Clatchey et al. (1971). Ils rapportent que l'effet d'un nuage dense dont l'altitude de la base est $Z_b = 1 \text{ km}$ est d'environ 50 W m^{-2} aux tropiques et 80 W m^{-2} en hiver subarctique; ces valeurs se réduisent à 35 W m^{-2} et 45 W m^{-2} lorsque $Z_b = 5 \text{ km}$.

Dans sa revue, Schmetz (1989) note que les méthodes actuelles de détermination des flux de surface dans l'infrarouge thermique, qu'elles soient statistiques (Meerkötter et Grassl, 1984; Morcrette et Deschamps, 1986) ou physiques (Darnell et al, 1983; Schmetz et al, 1986) conduisent à des incertitudes d'environ 10 à 25 W m^{-2} . Frouin et al, (1988) examinèrent plusieurs méthodes pour déterminer à partir des données satellitaires le flux descendant à la surface de l'océan. Dans leur méthode la plus raffinée, l'altitude de la base du nuage est déduite de l'altitude de son sommet et du contenu en eau liquide (obtenus par une méthode assez proche de la nôtre), en supposant une distribution verticale d'eau liquide établie de manière statistique par Feigelson (1978). Dans leur méthode la plus simple, la

différence $\Delta F_{1,0}$ est fixée égale à une valeur moyenne de 62 Wm^{-2} , représentative de l'ensemble des situations nuageuses. Lorsque les valeurs de flux de surface dérivées des données satellitaires sont comparées aux mesures in situ, les différentes méthodes ont des performances similaires, avec des écarts standards respectivement de 23 et 25 Wm^{-2} . Ces écarts importants soulignent la difficulté actuelle d'obtenir une détermination précise des flux de surface infrarouge à partir de satellite à cause notamment des difficultés rencontrées pour obtenir les profils de température et d'humidité et pour caractériser les nuages.

Dans ce travail, toutefois, nous ne sommes pas intéressés par une valeur précise du bilan radiatif à la surface mais par l'impact de la distribution spatiale du contenu en eau sur ce bilan radiatif. Nous nous contenterons donc de fixer la valeur de $\Delta F_{1,0}$ à 62 Wm^{-2} dans l'équation (1.28).

Pour faciliter la comparaison avec les cas de répartition homogène abordés ensuite, l'équation (1.28) peut alors être re-écrite

$$CF_{SURF}^{LW} = \langle \varepsilon \rangle \Delta F_{1,0} . \quad (1.29)$$

La valeur de l'émissivité $\langle \varepsilon \rangle$ moyennée sur l'ensemble de la maille est égale à la couverture nuageuse dans le cas particulier où les pixels nuageux ont tous une émissivité égale à 1.

La figure 1.11 présente les valeurs moyennes du forçage radiatif des nuages à la surface dans le domaine tellurique, établies à partir de l'équation (1.28). La répartition géographique du forçage à la surface est très proche de celle que nous avons observée au sommet de l'atmosphère (figure 1.8). Globalement, l'impact des nuages sur le flux tellurique à la surface est légèrement plus fort que l'impact obtenu au sommet de l'atmosphère. Toutefois, la figure 1.11 est à considérer avec précaution puisque le forçage radiatif est estimé de façon très approximative.

* Influence de la répartition horizontale sur le forçage radiatif des nuages

Si l'on suppose une répartition homogène de l'eau condensée sur la totalité de la maille de $(2.5^\circ)^2$, le forçage radiatif des nuages s'exprime comme

$$CF_{SURF}^{LW} = \varepsilon \langle W \rangle \Delta F_{1,0} , \quad (1.30)$$

où $\langle W \rangle$ est la valeur moyenne du contenu en eau liquide pour la maille.

La figure 1.12 présente des différences de forçage radiatif des nuages dans le domaine tellurique à la surface entre une répartition homogène de la masse nuageuse sur toute la maille et la répartition hétérogène déduite des observations (cf. figure 1.11).

Globalement les différences absolues (figures (a) et (b)) sont d'environ 15 Wm^{-2} et présentent des maxima aux latitudes moyennes. Les différences relatives (figures (c) et (d)) sont évidemment maximales dans les régions où le forçage radiatif est faible. Dans les régions de convection profonde, elles restent tout de même de l'ordre de 30%.

Dans le cas plus réaliste où la masse nuageuse est répartie uniformément sur la partie nuageuse N de la maille, le forçage radiatif des nuages à la surface s'exprime selon

$$C_{F_{SURF}}^{LW} = N \varepsilon \left(\frac{\langle W \rangle}{N} \right) \Delta F_{1,0} . \quad (1.31)$$

La figure 1.13 montre les biais ainsi obtenus sur le forçage tellurique à la surface lorsqu'il est estimé à partir de l'équation (1.31). Ici encore les différences sont du même ordre de grandeur que celles qui ont été déterminées au sommet de l'atmosphère (figure 1.10). La répartition géographique des biais est tout à fait similaire; toutefois, les écarts observés sur les différences absolues aux latitudes moyennes sont deux fois plus importants.

d) Couverture nuageuse effective dans le domaine tellurique :

Comme dans le domaine des courtes longueurs d'onde, des erreurs induites dans l'estimation des flux infrarouges lorsque l'on néglige l'hétérogénéité horizontale des nuages peuvent être corrigées en introduisant une couverture nuageuse effective. Par analogie avec l'équation (1.31), elle est définie par:

$$N_e = \frac{\langle \varepsilon \rangle}{\varepsilon \left(\frac{\langle W \rangle}{N_e} \right)} \quad (1.32)$$

où $\langle \varepsilon \rangle$ et $\langle W \rangle$ sont respectivement l'émittance et le contenu en eau liquide

moyennés sur l'ensemble de la maille de $(2.5^\circ)^2$. La figure 1.7 présente les valeurs de couverture nuageuse effective dans l'infrarouge thermique déterminées pour les mois de Janvier et Juillet 1985. Ces valeurs très peu différentes des valeurs de couverture nuageuse observée (voir figures 1.2.a et 1.3.a) sont néanmoins légèrement plus faibles.

1.4 Conclusion

A partir de données Météosat B2, nous avons mis en évidence les biais qui peuvent être introduits lors du calcul des bilans radiatifs dans les domaines solaire et tellurique lorsqu'on assimile les nuages à une couche plane-parallèle homogène à l'échelle d'une maille de $2.5^\circ \times 2.5^\circ$, proche de la taille d'une maille de modèle climatique.

L'approche du problème des hétérogénéités spatiales des nuages telle que nous l'avons abordée est toutefois très simplifiée. L'hypothèse certainement la plus restrictive que nous avons envisagée est de supposer que l'influence de la forme des nuages est négligeable. Nous avons également été amené à faire un certain nombre d'hypothèses simplificatrices lors de l'inversion des données satellitaires ou lors de la détermination des bilans radiatifs; tous les nuages ont été découplés de l'atmosphère, l'absorption des gouttes d'eau dans le domaine solaire et les variations de température de sommet des nuages à l'intérieur d'une maille de $(2.5^\circ)^2$ ont été négligées; nous avons également fait l'hypothèse que toutes les particules nuageuses (gouttes ou cristaux) ont le même rayon effectif.

Lorsqu'on néglige la variabilité spatiale de l'eau liquide dans une maille de modèle climatique, la différence de forçage radiatif dans le domaine solaire estimée à la surface entre la répartition initiale (hétérogène) et la répartition homogène alors obtenue est du même ordre de grandeur que la différence de forçage radiatif déterminée au sommet de l'atmosphère.

Dans les grandes longueurs d'onde, le biais dans l'estimation du forçage radiatif des nuages à la surface est globalement plus important qu'au sommet de l'atmosphère.

Nous avons montré qu'il était essentiel de connaître au moins le taux de couverture nuageuse de la maille pour éviter des erreurs conséquentes dans la détermination du forçage radiatif.

Si on répartit l'eau liquide uniformément sur toute la maille, les biais introduits dans le domaine solaire sont, en moyenne, de -15 à -20 W m^{-2} à 11h30 GMT. Dans l'infrarouge thermique, elles sont de 5 à 10 W m^{-2} au sommet de l'atmosphère et

de 15 W m^{-2} environ à la surface. Dans les deux domaines spectraux, les erreurs les plus importantes affectent les régions de convection profonde.

Si l'on se place dans la situation moins extrême où l'on suppose que le modèle climatique est capable de diagnostiquer correctement la couverture nuageuse, l'hypothèse d'une répartition uniforme de l'eau liquide sur la partie nuageuse de la maille induit des erreurs largement plus faibles que dans le cas précédent. Elles sont de l'ordre de -5 à -10 W m^{-2} dans le domaine solaire et de 1 W m^{-2} dans l'infrarouge thermique. Les maxima se produisent, là encore, dans la zone de convergence intertropicale.

De façon générale, les erreurs relatives sont de l'ordre de 10% dans les courtes longueurs d'onde et de 4 à 5% dans l'infrarouge thermique.

Quoiqu'il en soit, il n'est pas nécessaire de calculer explicitement le champ de rayonnement obtenu avec une répartition hétérogène des nuages. Les erreurs obtenues dans l'estimation des flux peuvent être corrigées en remplaçant la couverture nuageuse observée N par une couverture nuageuse effective N_e inférieure à N .

Il semble que l'impact de l'hétérogénéité spatiale des nuages soit plus important dans le domaine solaire que dans le domaine tellurique. Cependant, puisque dans ce dernier les erreurs affectent la totalité du cycle diurne, elle pourraient éventuellement compenser les erreurs estimées dans le domaine solaire.

Il apparaît aussi que les nuages bas (stratocumulus, stratus) ne présentent pas de différences de forçage radiatif notables.

Cette première approche du problème montre que négliger ou mésestimer la répartition spatiale de l'eau liquide peut conduire à des erreurs potentiellement élevées dans l'estimation du bilan radiatif ou du forçage radiatif des nuages.

Cependant, avant de tenter d'établir une (ou des) relation(s) liant N_e à N en fonction de certains paramètres à définir (type de nuage, activité convective, ...), il est nécessaire d'aborder le problème de manière beaucoup plus fine, notamment en prenant en compte la forme des nuages qui peut avoir un impact non négligeable sur l'estimation des flux.

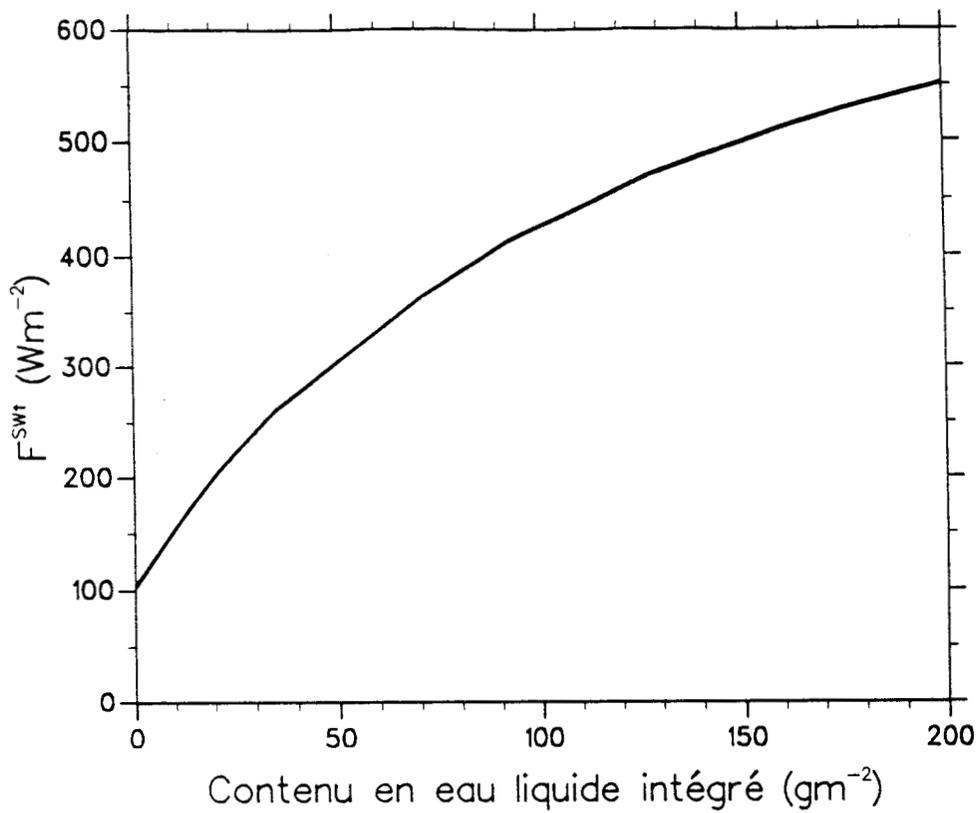


Figure 1.1.a : Variation du flux solaire réfléchi au sommet de l'atmosphère en fonction du contenu en eau liquide intégré, pour une situation nuageuse observée durant l'expérience ICE 89. L'angle zénithal solaire est de 45° .

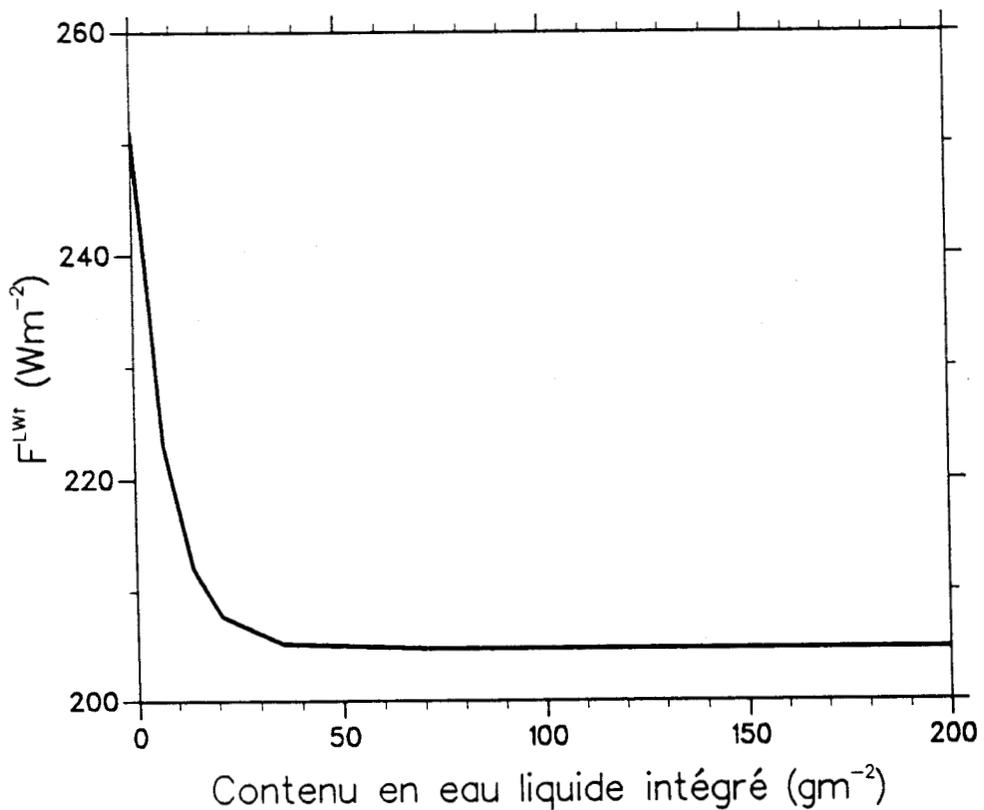


Figure 1.1.b : Comme pour la figure 1.1.a mais pour le flux tellurique sortant au sommet de l'atmosphère.

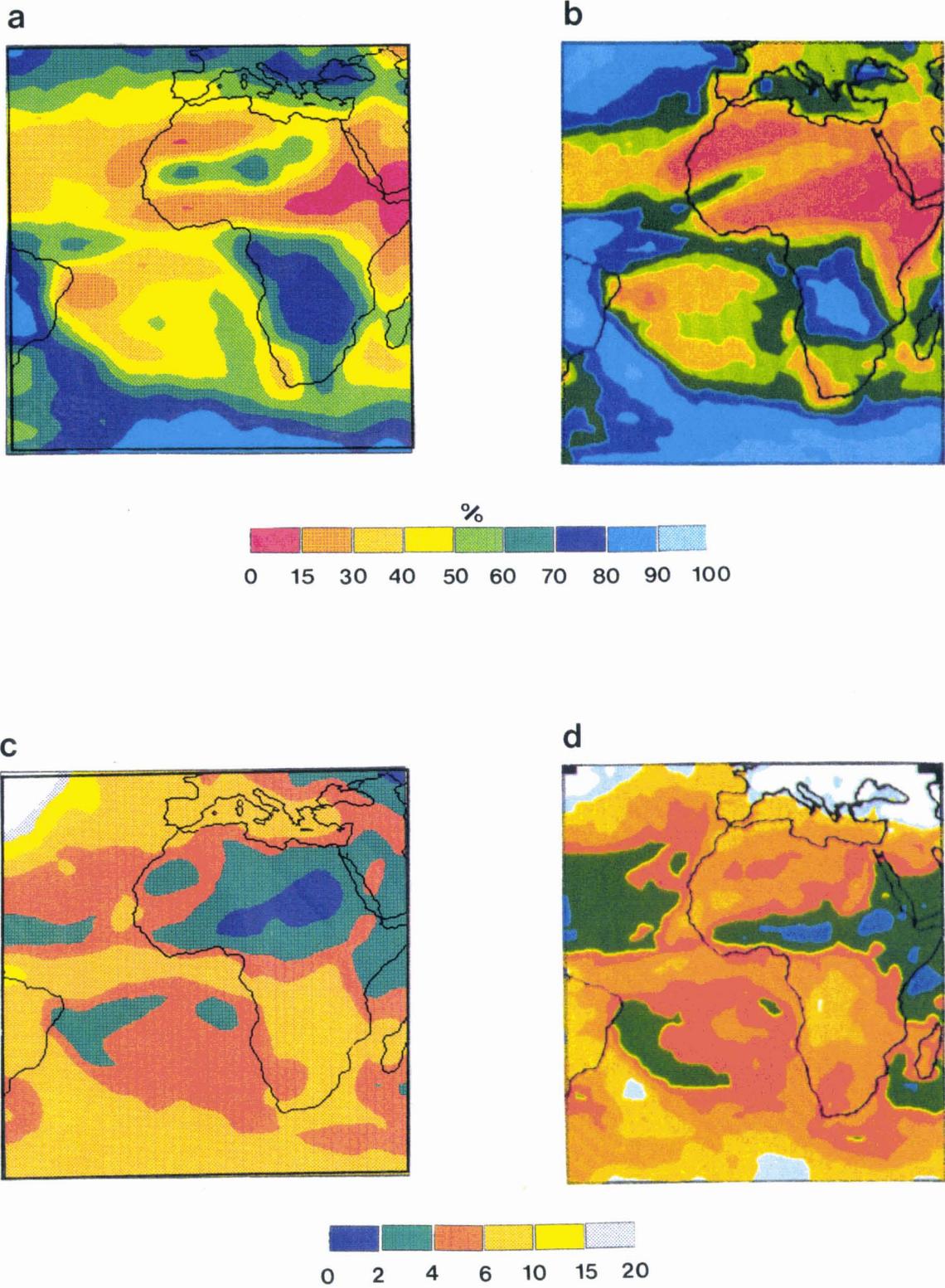


Figure 1.2 : Couverture nuageuse et épaisseur optique moyennes déterminées par notre algorithme ((a) et (c) respectivement), et données par ISCCP ((b) et (d)) pour le mois de Janvier 1985.

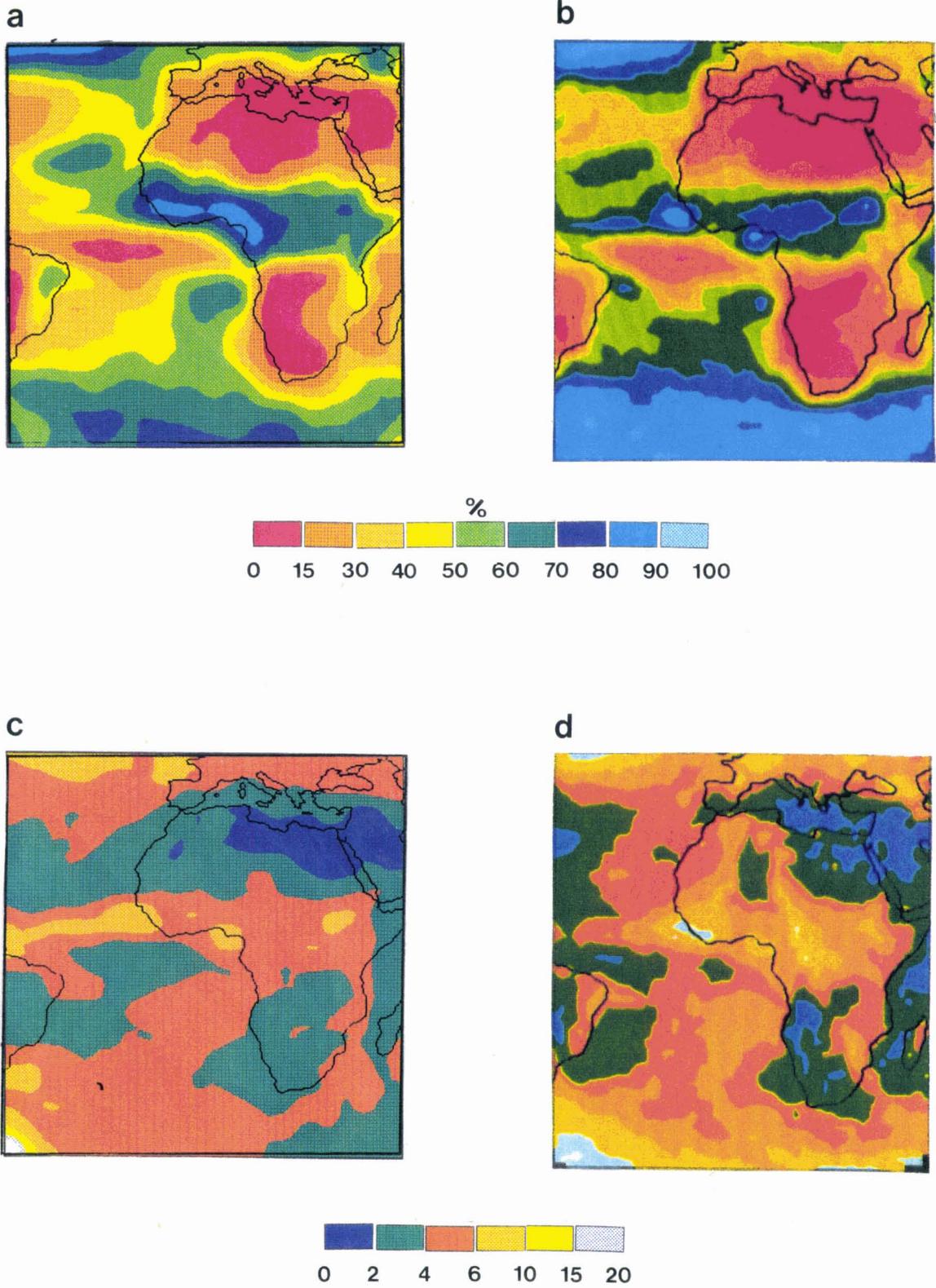


Figure 1.3 : Comme pour la figure 1.2 mais pour le mois de Juillet 1985.

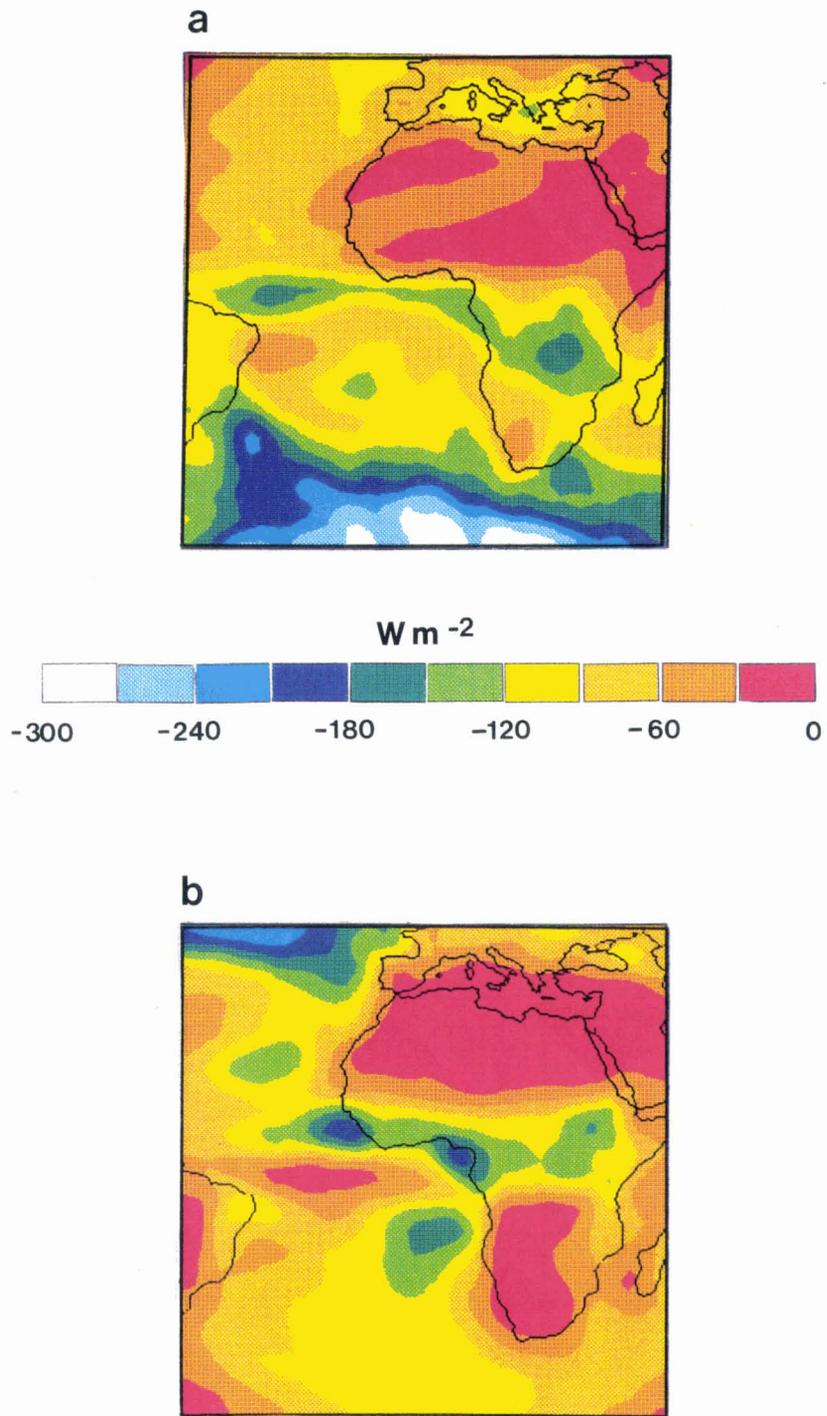


Figure 1.4 : Forçage radiatif des nuages dans le domaine solaire au sommet de l'atmosphère. Moyennes mensuelles pour les mois de Janvier (a) et Juillet 1985 (b).

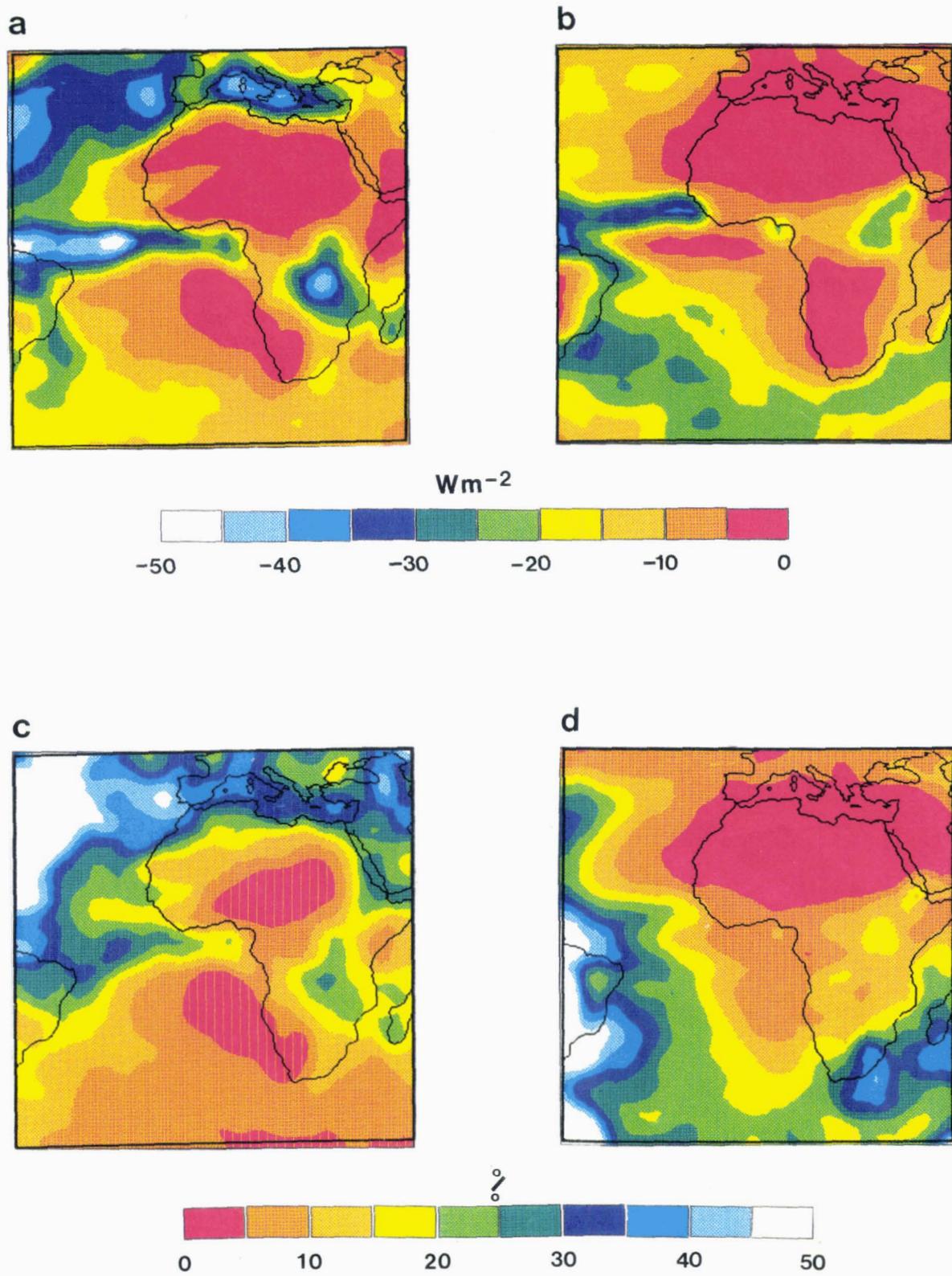


Figure 1.5 : Différences de forçage radiatif des nuages dans le domaine solaire au sommet de l'atmosphère entre une répartition homogène de la masse nuageuse sur toute la maille et une répartition hétérogène déduite des observations.

En haut : différences absolues, en bas : différences relatives.

A gauche : Janvier 1985, à droite : Juillet 1985.

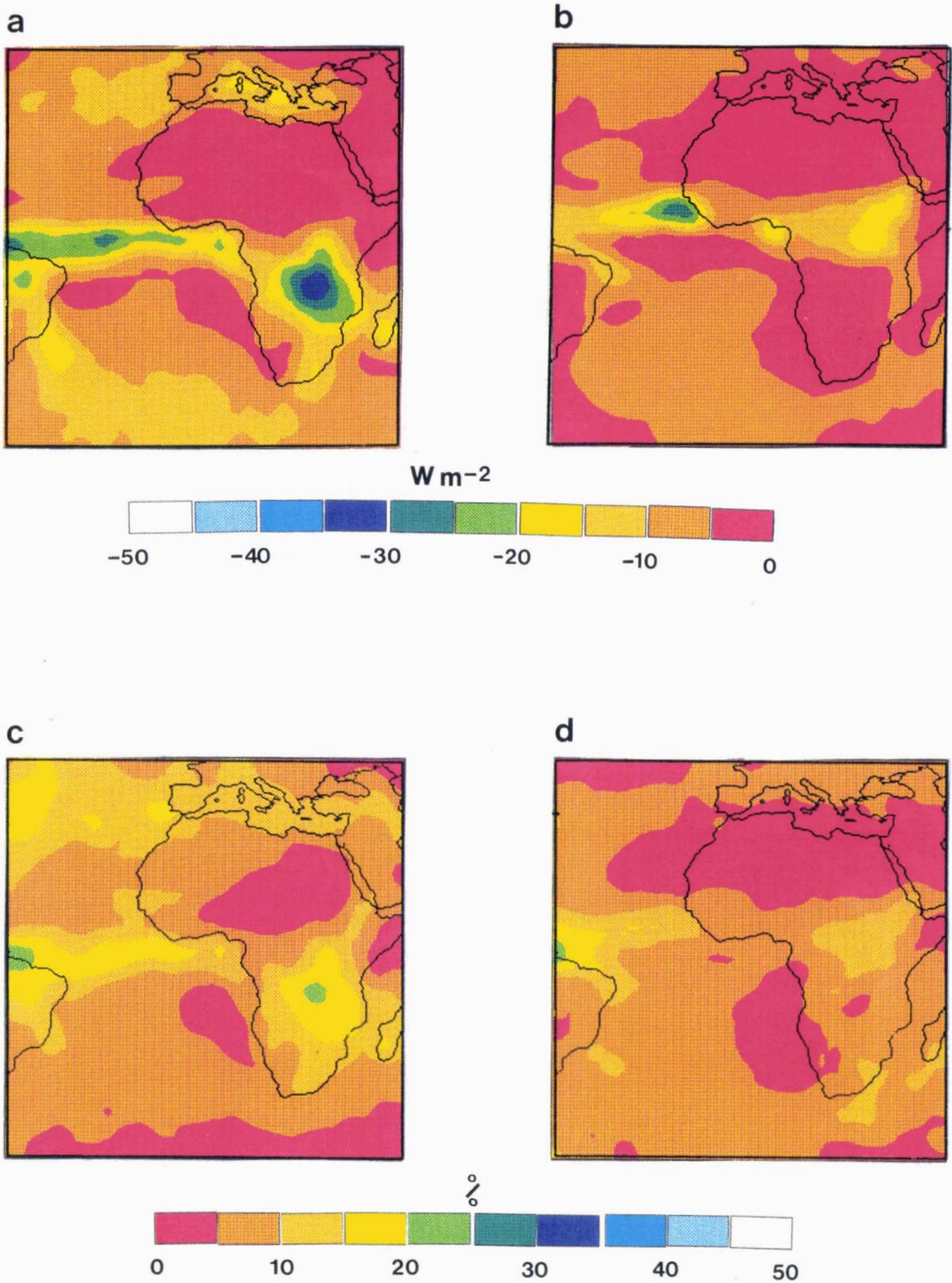


Figure 1.6 : Différences de forçage radiatif des nuages dans le domaine solaire au sommet de l'atmosphère entre une répartition homogène de la masse nuageuse sur la partie couverte de la maille et une répartition hétérogène déduite des observations.

En haut : différences absolues, en bas : différences relatives.

A gauche : Janvier 1985, à droite : Juillet 1985.

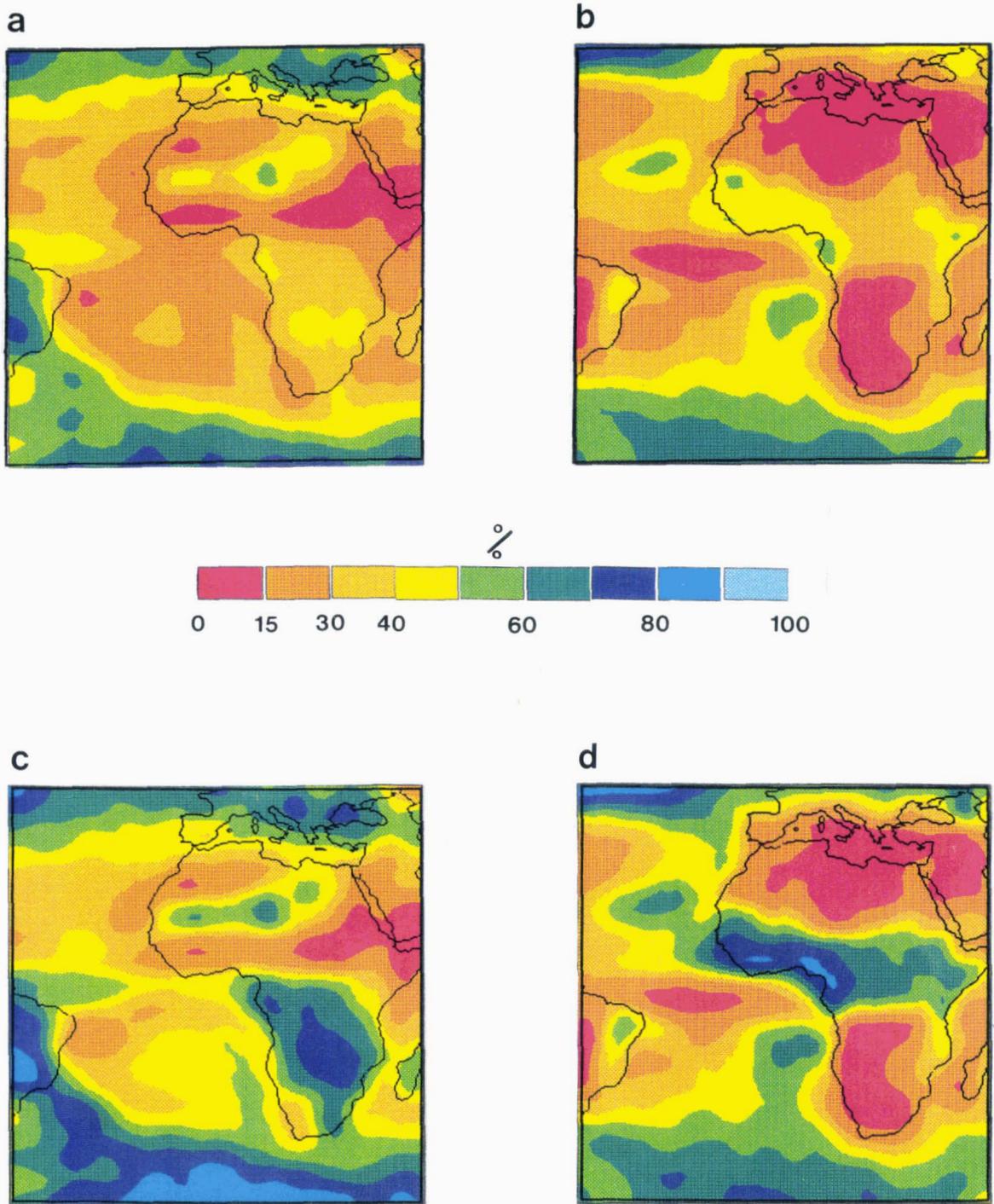


Figure 1.7 : Couverture nuageuse effective dans le domaine solaire (en haut) et dans le domaine tellurique (en bas).
 A gauche : Janvier 1985, à droite : Juillet 1985.

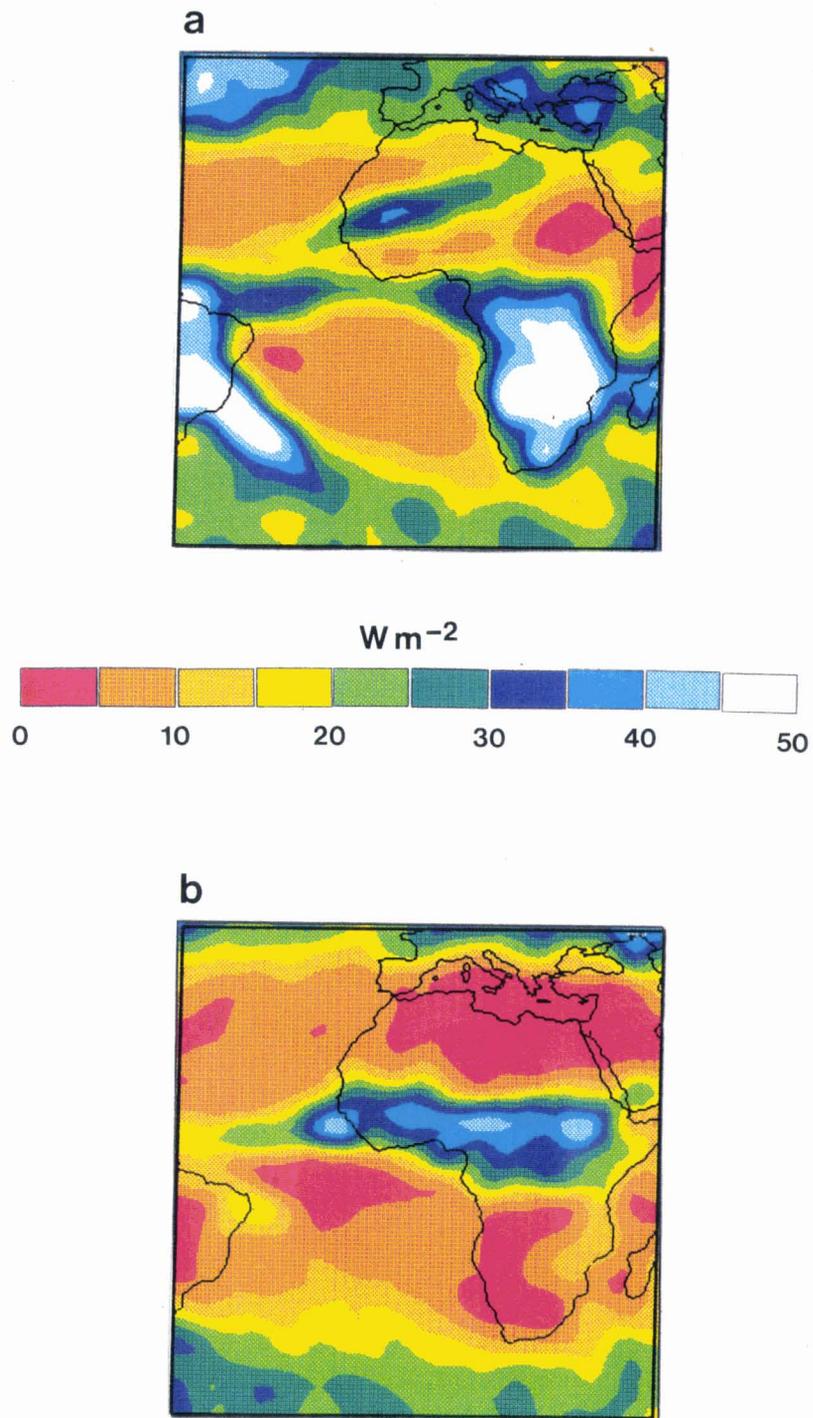


Figure 1.8 : Forçage radiatif des nuages dans le domaine tellurique au sommet de l'atmosphère. Moyennes mensuelles pour les mois de Janvier (a) et Juillet 1985 (b).

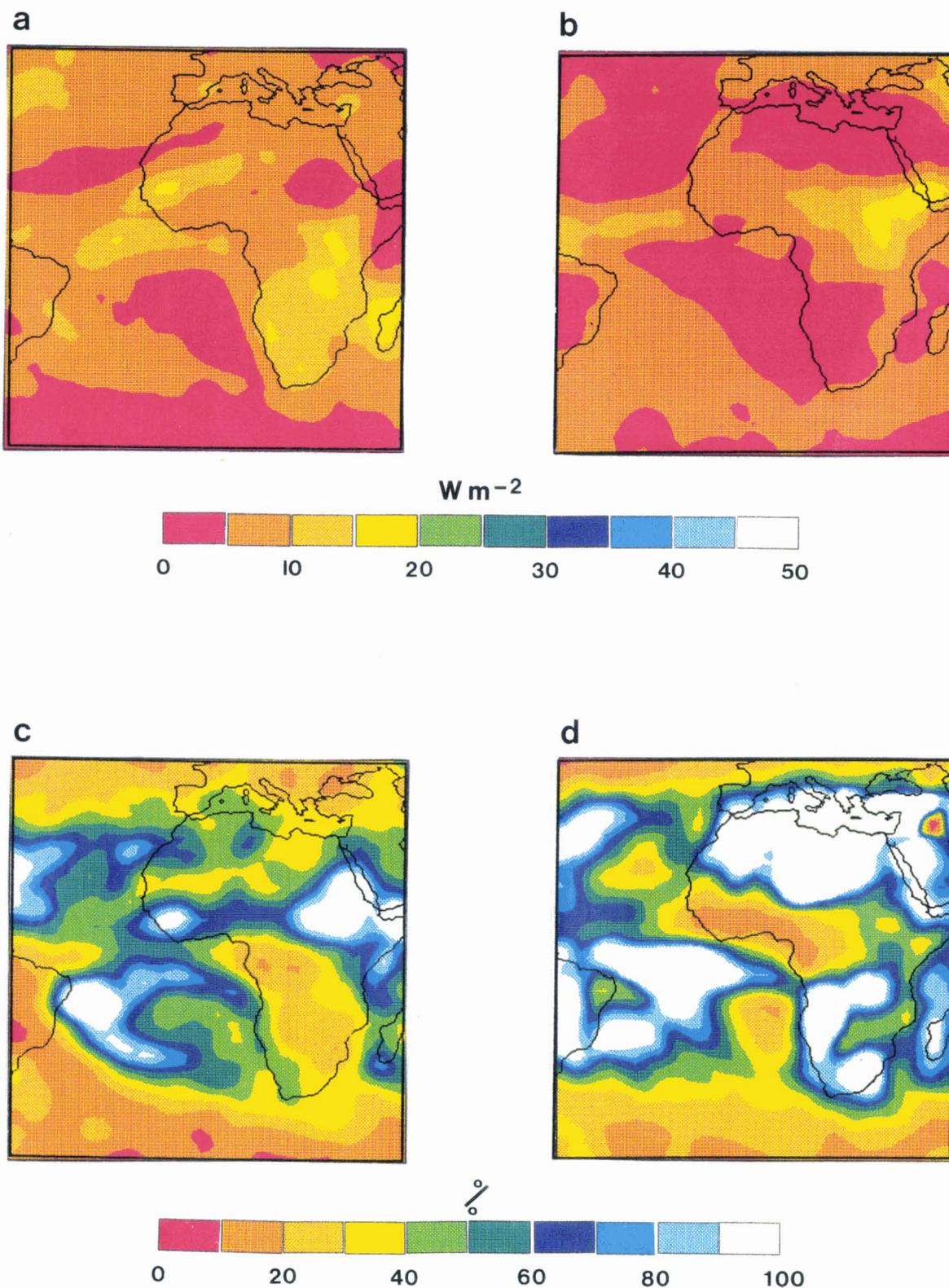


Figure 1.9 : Différences de forçage radiatif des nuages dans le domaine tellurique au sommet de l'atmosphère entre une répartition homogène de la masse nuageuse sur toute la maille et une répartition hétérogène déduite des observations.

En haut : différences absolues, en bas : différences relatives.

A gauche : Janvier 1985, à droite : Juillet 1985.

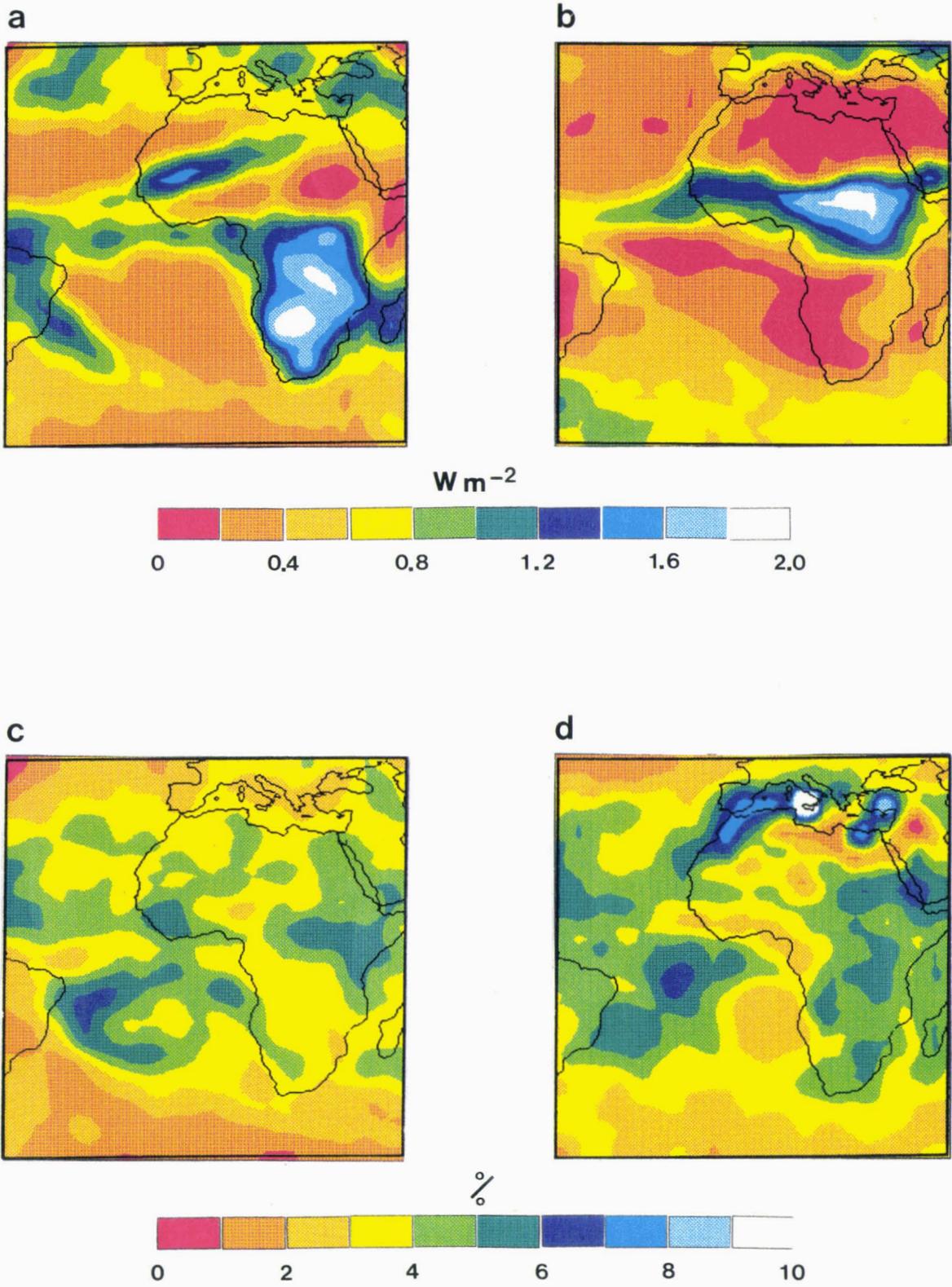


Figure 1.10 : Différences de forçage radiatif des nuages dans le domaine tellurique au sommet de l'atmosphère entre une répartition homogène de la masse nuageuse sur la partie couverte de la maille et une répartition hétérogène déduite des observations.

En haut : différences absolues, en bas : différences relatives.
 A gauche : Janvier 1985, à droite : Juillet 1985.

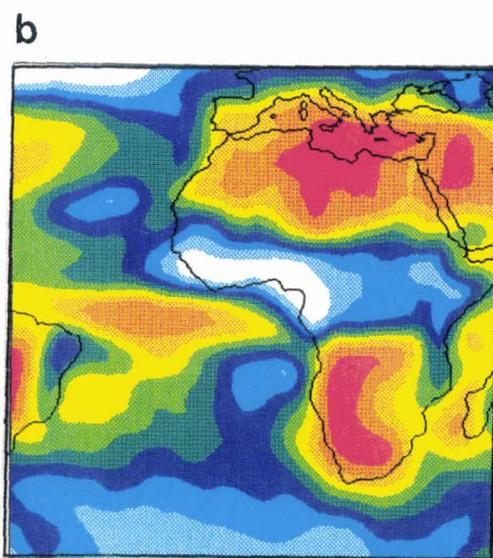
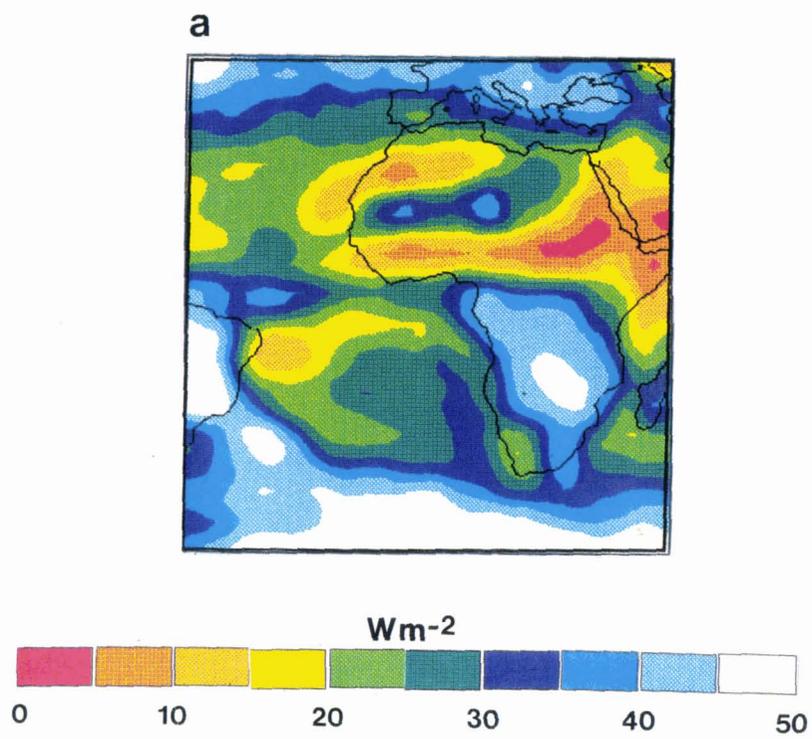


Figure 1.11 : Forçage radiatif des nuages à la surface dans le domaine tellurique. Moyennes mensuelles pour les mois de Janvier (a) et Juillet 1985 (b).

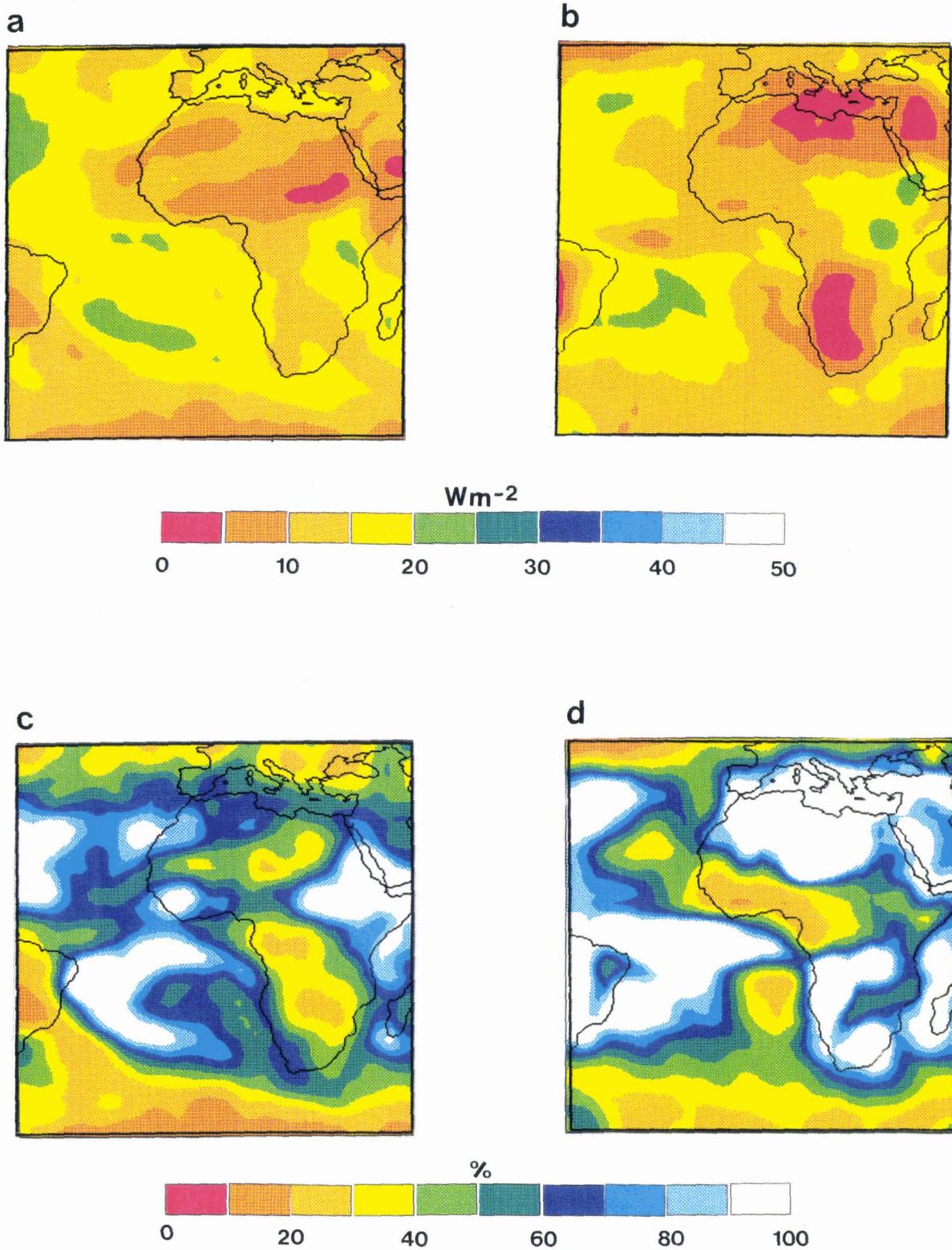


Figure 1.12 : Différences de forçage radiatif des nuages à la surface dans le domaine tellurique entre une répartition homogène de la masse nuageuse sur toute la maille et une répartition hétérogène déduite des observations.

En haut : différences absolues, en bas : différences relatives.

A gauche : Janvier 1985, à droite : Juillet 1985.

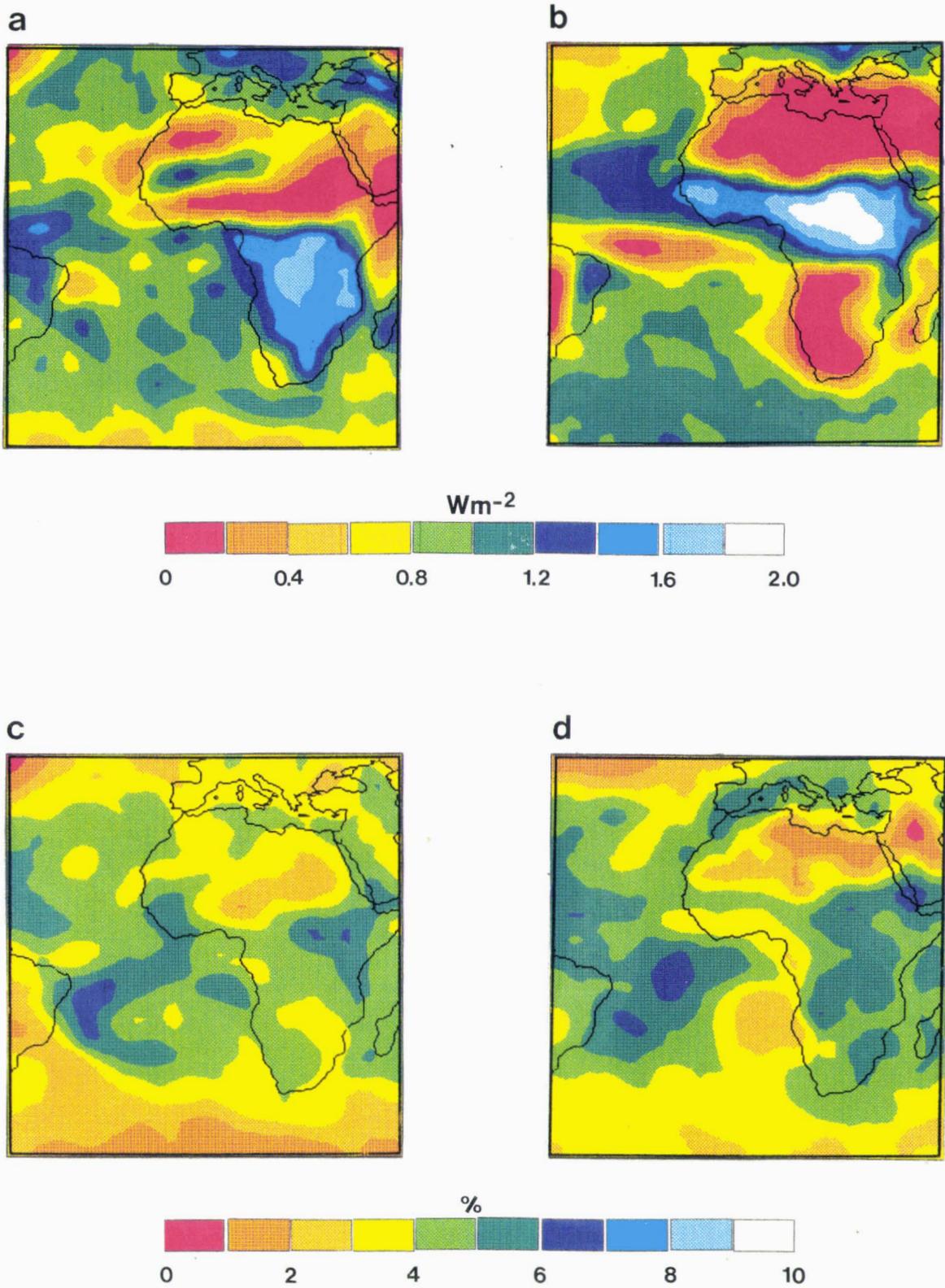


Figure 1.13 : Différences de forçage radiatif des nuages à la surface dans le domaine tellurique entre une répartition homogène de la masse nuageuse sur la partie couverte de la maille et une répartition hétérogène déduite des observations.

En haut : différences absolues, en bas : différences relatives.

A gauche : Janvier 1985, à droite : Juillet 1985.

CHAPITRE 2

ANALYSE STRUCTURALE D'UN CHAMP DE NUAGES CONVECTIFS OBSERVES DURANT L'EXPERIENCE ICE

2.1 Introduction

Le précédent chapitre a permis de montrer que la répartition horizontale de l'eau liquide dans la maille d'un modèle de circulation générale pouvait avoir un impact notable sur le bilan radiatif du système terre-atmosphère. Toutefois, cette première étude a été menée en négligeant totalement la structure réelle des champs de nuages et, en particulier, la forme géométrique des nuages. Pourtant de nombreuses études théoriques ont montré la sensibilité des propriétés radiatives et dynamiques des nuages à leur structure spatiale (Mc Kee et Cox, 1974; Aïda, 1977; Davies, 1978; Welch et Zdunkowski, 1981; Harshvardhan et Weinman, 1982; Kite, 1987). La taille et la forme des nuages sont autant de paramètres qui peuvent influencer grandement sur ces propriétés, comparées à celles des nuages théoriques plan-parallèles qui sont utilisés dans les modèles de prévision du temps. Joseph (1986), puis Welch et al. (1988) et Kuo et al. (1988) ont tenté d'identifier à partir de données satellitaires, les principales caractéristiques de la morphologie des champs de nuages réels (cumulus de beau temps, stratocumulus et cirrus).

Notre objectif est, à terme, de quantifier l'impact des hétérogénéités spatiales d'un champ de nuages réels sur le bilan radiatif terrestre. Cependant, les méthodes de calcul du transfert du rayonnement dans le cas de couverture nuageuse fractionnée, type Monte Carlo, sont limitées à des formes géométriques de nuages simplifiées (cube, sphère, cylindre, ...). Dans ce contexte, l'analyse que nous abordons ici et qui suit la démarche de Joseph (1986) tente de définir des caractéristiques structurales d'une scène de nuages convectifs observés durant l'expérience ICE (International Cirrus Experiment).

La première partie de ce chapitre présentent les données du satellite LANDSAT utilisées. Dans la seconde partie, consacrée à l'étude structurale du champs de nuages, nous examinons d'abord diverses méthodes de détection des nuages; nous déterminons ensuite les paramètres qui permettent de schématiser leur forme et leur distribution dans la scène.

2.2 Données

Dans le cadre de la campagne intensive de l'expérience ICE (International Cirrus Experiment) qui s'est déroulée en Mer du Nord du 18 Septembre au 20 Octobre 1989, trois scènes LANDSAT-5 TM ont été acquises, traitées géométriquement et radiométriquement par l'Agence Spatiale Européenne.

Dans ce chapitre, nous nous focalisons sur l'étude des données acquises le 14 Octobre 1989, cas pour lequel nous avons également les données du radiomètre AVHRR (Advanced Very High Resolution Radiometer) embarqué sur NOAA-11. Les heures d'acquisition des deux jeux de données sont environ 10:00 GMT pour LANDSAT-5 et 13:00 GMT pour NOAA-11. La localisation précise du centre de la scène LANDSAT-5 est ($54.4^{\circ}N, 6.3^{\circ}E$), ce qui donne un angle zénithal solaire d'environ 65° .

La figure 2.1 représente le système nuageux à grande échelle tel qu'il est vu par le radiomètre AVHRR. Les canaux 2 ($0.7 - 1.1 \mu m$) et 4 ($10.3 - 11.3 \mu m$) révèlent un système composé d'un très grand nombre de cellules convectives rangées en "rues" qui s'orientent parallèlement à la direction du vent. Ces cellules ont des dimensions relativement variables, allant de quelques kilomètres à quelques dizaines de kilomètres mais présentent une certaine uniformité sur une largeur de plusieurs "rues". Au nord de la scène, apparaissent de larges cellules ouvertes limitées par des cumulus de beaucoup plus petites dimensions. La zone encadrée d'un rectangle dans les deux images indique approximativement la région vue par le satellite LANDSAT-5 trois heures auparavant: la taille des nuages convectifs qui s'y trouvent est de l'ordre d'une dizaine de kilomètres.

LANDSAT-5 TM

L'image TM a une dimension voisine de celle d'une maille de Modèle de Circulation Générale, puisqu'elle est environ de $185 \times 185 km^2$. Sa résolution spatiale est de $30 m$ dans les canaux visibles et proche infrarouges et de $120 m$ dans le canal infrarouge. En cela les données TM sont un outil essentiel pour

Tableau 2.1: Longueurs d'ondes nominales et réflectances maximales observées dans les canaux de LANDSAT-5 TM

canal	longueurs d'onde (μm)	R_{sat}
1	0.45 - 0.52	0.61
2	0.52 - 0.60	1.30
3	0.63 - 0.69	1.17
4	0.76 - 0.90	1.63
5	1.55 - 1.75	1.07
6	10.4 - 12.5	
7	2.08 - 2.35	1.68

l'étude des structures nuageuses de sous-échelle qui peuvent affecter le champ de rayonnement à grande échelle.

Comme le montre la figure 2.2, l'image TM fait apparaître dans les zones intercellulaires un nombre conséquent de petits cumulus qui ont une taille bien inférieure à la résolution du radiomètre AVHRR. De plus, l'angle d'incidence solaire rasant met en évidence des structures spatiales très variées (voir figure 2.2.a), encore une fois non résolues par AVHRR. Ces structures apparaissent également dans le canal thermique de TM (voir figure 2.2.b) qui révèle une variation de la température du sommet des nuages très importante. L'image présentée a été corrigée radiométriquement, afin d'éliminer le lignage dans la direction de balayage du radiomètre, lié aux erreurs instrumentales importantes inhérentes au canal infrarouge de TM.

Les longueurs d'onde nominales des bandes de TM ainsi que les valeurs maximales de réflectances des canaux visibles et proche infrarouges pour un angle d'incidence solaire de 65° sont données dans la table 1.

Une grande partie des pixels nuageux sont saturés dans les canaux 1, 3 et 5

affichant des valeurs de réflectances bidirectionnelles bien au delà de 1. Dans les canaux 2, 4 et 7, pour lesquels la réflectance maximale mesurable est supérieure à 1.3, le pourcentage de pixels saturés est très faible. Parmi ces trois canaux, nous avons choisi d'utiliser le canal 4 de TM pour étudier la structure des nuages car sa longueur d'onde centrale est beaucoup plus représentative du domaine des courtes longueurs d'onde que celle du canal 7 et que ce canal offre plus de dynamique que le canal 2. De plus, dans le canal 4 la diffusion Rayleigh est nettement plus faible qu'aux longueurs d'onde plus courtes.

Les figures 2.3.a et 2.3.b montrent respectivement l'histogramme de la réflectance visible dans le canal 4 et celui de la température de brillance infrarouge dans le canal 6 pour une région de 120 km de côté située à peu près au centre de l'image globale.

2.2.1 Réflectances à 0.76 – 0.90 μm

L'histogramme de la réflectance visible (figure 2.3.a) présente un pic important à environ 0.03 qui correspond à la mer. Au delà d'une valeur de réflectance de 0.10 l'histogramme décroît de façon très lente jusqu'à atteindre la valeur de saturation du canal. Si le modèle intuitif usuel des nuages, qui conçoit ceux-ci comme des morceaux de papier blanc uniformes sur un fond noir (Shenk et Salomonson, 1972), était approprié, l'histogramme devrait présenter un pic pour la réflectance des nuages et également une fréquence d'occurrence relativement élevée aux réflectances intermédiaires entre celle de la surface et celle des nuages, indiquant la présence de pixels partiellement couverts (pixels de bords des nuages). De toute évidence ce modèle est trop simpliste dans notre cas, puisque les pixels "nuageux" ne présentent aucune valeur de réflectance bidirectionnelle privilégiée. En général la réflectance à l'intérieur même d'une cellule nuageuse unique est hautement variable et comme cela a été observé pour d'autres nuages (brouillard: Welch et Wielicki, 1986; cumulus: Wielicki et Welch, 1986; cirrus: Kuo et al., 1988; stratocumulus: Welch et al., 1988), les variations de réflectance près des bords de nuages ne sont pas brutales mais plutôt lentes. Notons également que

le pic en réflectance en bout d'histogramme correspond simplement à des valeurs de réflectances supérieures à 1.63 (valeur de saturation); environ 0.3 % des pixels sont dans ce cas de figure.

En résumé, l'histogramme présenté indique que la distribution de la réflectance des nuages est remarquablement uniforme, ce qui nous laisse à penser que le champ de nuages convectifs observé devrait être modélisé plus justement par une distribution continue de la réflectance du nuage plutôt que par une simple valeur moyenne, puisque les propriétés radiatives des nuages ne sont pas des fonctions linéaires du contenu en eau. Cette distribution de la réflectance suggère, en outre, qu'à basse résolution spatiale, la notion de "couverture nuageuse" peut ne représenter qu'une division artificielle des nuages optiquement variables en zones claires et nuageuses.

2.2.2 Températures de brillance à 10.4 – 12.5 μm

L'histogramme en température de brillance pour la même scène (figure 2.3.b) montre un pic "mer" très important à environ 282 K et un large pic "nuage" présentant un maximum à environ 255 K . Malgré la présence de ce deuxième pic, la dispersion autour du maximum d'occurrence est relativement élevée : les valeurs de températures apparentes des nuages varient de 220 K à 280 K . Cette dispersion indique soit une variation de l'altitude du sommet des nuages sur près de 8 km (en supposant que le gradient de température est de 6.5 K/km), soit que de nombreux pixels nuageux sont partiellement couverts, présentant ainsi des valeurs de températures apparentes intermédiaires entre celle de la surface et celle du nuage. Elle est, plus vraisemblablement, liée à un mélange des deux causes.

La méthode la mieux appropriée pour faire la distinction entre ces deux possibilités est celle de Coakley et Bretherton (1982) dite méthode de Cohérence Spatiale puisqu'elle utilise la structure spatiale du champ de luminance infrarouge pour identifier les luminances associées aux pixels qui sont soit complètement clairs, soit complètement couverts par le nuage. Nous reviendrons sur cette méthode dans la section suivante où nous développons plus en détail sa mise en œuvre et son

utilisation dans une partie consacrée à la détection des pixels nuageux.

2.3 Analyse structurale du champ de nuages à partir des données de LANDSAT-5 TM

L'étude de structure des nuages que nous développons dans cette partie passe par quatre étapes:

La première est la classification des pixels de l'image en régions claires ou nuageuses. Quelque soit la méthode, cette classification nécessite de définir la valeur de la grandeur (ou des grandeurs) utilisée(s) pour détecter les pixels nuageux: la sélection du (des) seuil(s) ciel clair/nuage.

Il faut ensuite regrouper les pixels nuageux en cellules individuelles.

Nous déterminons alors des propriétés de structure des cellules telles que leur surface, leur diamètre équivalent, leur centre de gravité, le rapport de leurs dimensions horizontales et leur orientation (toutes ces grandeurs seront définies plus en détail par la suite).

Enfin, nous proposons une description statistique du champ de nuages en regroupant les cellules par classe de diamètre.

2.3.1 Détection des pixels nuageux : détermination du seuil ciel clair/nuage

Il existe aujourd'hui de nombreux algorithmes de détection de nuages développés dans le but d'établir une climatologie de nuages et/ou d'analyser la couverture nuageuse à partir de données satellitaires. Une liste quasi-exhaustive de ces algorithmes est donnée par Rossow et al. (1989) et ils sont caractérisés, en général, soit par une méthode de seuil soit par une méthode statistique.

Avec une méthode statistique (Coakley et Bretherton, 1982; Desbois et al., 1982; Phulpin et al., 1983; Arking et Childs, 1985) certains amas de points dans l'espace réflectance et/ou température de brillance sont supposés être composés

de pixels totalement couverts ou totalement clairs. Il est alors possible de calculer la réflectance et/ou la température de brillance du nuage ainsi que la couverture nuageuse totale de la scène, comme nous le verrons dans le cas de la méthode de Cohérence Spatiale infrarouge. La principale difficulté liée à ces méthodes de détection est que les amas de points ne sont pas toujours vraiment représentatifs puisque certains peuvent être formés par des pixels partiellement couverts. Il arrive également, que certains nuages ne soient pas identifiés du tout par ce type de méthode.

Dans les méthodes de seuil (Arking, 1964; Rossow et al, 1983; Minnis et Harrison, 1984; Saunders, 1985) chaque pixel est classifié comme clair ou couvert suivant que la luminance mesurée dans un ou plusieurs canaux est supérieure ou inférieure à la valeur du seuil. L'application de ces méthodes est d'autant plus compliquée, du point de vue de la classification automatique, que les seuils produisant des couvertures nuageuses correctes varient d'une situation à une autre, comme le fait remarquer Rossow (1989).

Les couvertures nuageuses dérivées de différentes méthodes ont été comparées dans une étude initiatrice au projet ISCCP (International Satellite Cloud Climatology Project) qui regroupait une dizaine d'équipes de recherche (Rossow et al., 1985). Malgré les difficultés mentionnées précédemment, cette étude a démontré que les deux types de techniques sont utiles bien que des améliorations soient encore possibles, notamment en ce qui concerne les méthodes de seuil. Récemment, Wielicki et Parker (1989) ont également comparé six algorithmes, parmi lesquels l'algorithme bispectral de ISCCP, résultat de l'étude citée ci-dessus, pour étudier l'influence de la résolution spatiale sur la détermination de la couverture nuageuse à partir de données LANDSAT TM. Leur étude montre qu'il existe des biais d'au plus 10% dans l'estimation de la couverture nuageuse même à faible résolution spatiale et que des méthodes utilisant exclusivement des canaux infrarouges sous-estiment systématiquement la couverture nuageuse. Dans ce cas, néanmoins, l'estimation obtenue est peu dépendante de la résolution spatiale. Aucun algorithme n'est cependant suffisant en lui-même et ne peut être considéré comme une référence.

Nous comparons ici trois techniques de classification des pixels nuageux , la première étant basée sur la méthode de Cohérence Spatiale de Coakley et Bretherton (1982), la seconde sur une méthode de seuil en réflectance (Welch et al., 1988) et la dernière sur une méthode d'incrémentes développée par Joseph (1986).

a) Méthode de Cohérence Spatiale

Cette méthode statistique utilise la structure spatiale locale du champ de rayonnement infrarouge pour déterminer les luminances (ou températures) associées aux pixels clairs ou complètement couverts par les nuages et déduire les luminances (ou températures) associées aux champs de vue partiellement couverts ainsi que la couverture nuageuse effective de la scène.

Nous avons reporté sur la figure 2.4.a le diagramme bidimensionnel correspondant qui donne l'écart-type en température (calculé sur 3×3 pixels) en fonction de la valeur moyenne de température. Cette figure est une parfaite illustration d'une des faiblesses de la méthode de Cohérence Spatiale; la dispersion des valeurs de température de sommet de nuage est telle qu'on ne peut distinguer les deux pieds de l'"arche" inhérente à la méthode. Cette figure montre que la variation de la température de brillance des nuages observée dans l'histogramme unidimensionnel de la figure 2.3.b est d'abord liée à une variation de l'altitude du sommet des nuages. On observe un écart-type de température faible pour des températures radiatives comprises entre 220 K et 280 K. Par ailleurs, des valeurs élevées d'écart-type montrent que même à la haute résolution spatiale du satellite LANDSAT certains pixels (un peu moins de 10%) peuvent être partiellement couverts. Ces valeurs peuvent s'expliquer également par une émissivité infrarouge différente de 1: chacune de ces hypothèses semble vraisemblable puisque les pixels concernés sont essentiellement localisés dans les plus petits nuages et aux interfaces ciel clair/nuage.

Comme nous venons de le voir et comme le soulignent eux-même Coakley et Bretherton (1982), la méthode de Cohérence Spatiale a naturellement cer-

taines limitations. Elle détecte l'existence d'une couche nuageuse et détermine sa température radiative uniquement lorsque des pixels adjacents sont complètement couverts : ainsi, le nuage doit être relativement uniforme sur des régions dont la surface est supérieure à la résolution spatiale de l'analyse (ici $360 \times 360 \text{ m}^2$) pour être identifié comme une couche unique. Si cette condition est satisfaite, cette méthode permet non seulement de déterminer la température de brillance de la surface et des nuages mais également d'obtenir la couverture nuageuse effective de la scène: effective au sens où elle donne, à partir des luminances observées, la portion de surface qui serait couverte par le nuage si celui-ci était un corps noir.

Etant donné l'importance des variations observées de la température radiative du sommet des nuages, il est clair que la couverture nuageuse effective ne peut être déterminée sans une certaine ambiguïté liée au choix de la température supposée pour la couche nuageuse.

Du fait des problèmes que nous venons de soulever l'application de la méthode a été restreinte à une petite zone ($30 \times 30 \text{ km}^2$) de l'image. Les résultats sont reportés sur la figure 2.4.b qui montre bien une "arche" reliant le pied de variance faible et de température élevée, correspondant aux pixels complètement clairs, au pied de variance faible et de température basse, correspondant aux pixels complètement couverts.

On notera sur cette figure que les valeurs d'écart-type ne sont pas aussi faibles pour les pixels "couverts" que pour les pixels "clairs"; à l'intérieur même d'une maille de 3×3 pixels (c'est à dire en fait $360 \times 360 \text{ m}^2$ puisque nous utilisons les données du canal thermique) il existe des variations locales relativement importantes de la température de sommet des nuages, de l'ordre de 2 K en moyenne.

La valeur de couverture nuageuse effective de cette portion de scène a été estimée: elle permet ensuite de déterminer une température et une réflectance de seuil correspondantes que nous comparerons aux valeurs obtenues par les méthodes de Welch et al. (1988) et Joseph (1986).

Dans le cas d'une seule couche de nuage, la couverture nuageuse effective de la $i^{\text{ème}}$ maille de 3×3 pixels peut être estimée à partir de la luminance en ciel clair L_c , la luminance en ciel nuageux L_n et la luminance moyenne de la maille $L(i)$. L'approche de la méthode de Cohérence Spatiale suppose que la luminance moyenne s'écrit comme une combinaison linéaire des deux autres:

$$L(i) = (1 - N_e(i)) L_c + N_e(i) L_n \quad (2.1)$$

où $N_e(i)$ est la couverture nuageuse effective de la $i^{\text{ème}}$ maille. $N_e(i)$ est en fait le produit du pourcentage de surface couvert par le nuage et de son émissivité. C'est pourquoi si le nuage n'est pas un corps noir parfait (émissivité $\neq 1$), $N_e(i)$ dépend de façon générale de la longueur d'onde du canal d'observation. Par contre dans le cas d'un corps noir, $N_e(i)$ est la fraction de la scène complètement couverte. Dans l'équation ci-dessus nous avons négligé le terme issu de la réflectance du nuage, c'est à dire que nous avons supposé qu'à la longueur d'onde considérée, l'influence de la diffusion est négligeable, comme c'est souvent le cas dans l'infrarouge thermique.

Sur la gamme de températures considérées (de 200 K à 300 K environ), la luminance est approximativement linéaire en température de brillance. Ainsi, en moyennant l'équation (2.1) sur toutes les mailles, nous pouvons écrire la couverture nuageuse effective de la scène, N_e , en termes de température moyenne:

$$N_e = \frac{T - T_c}{T_n - T_c} \quad (2.2)$$

où T_c et T_n sont respectivement la température radiative moyenne de la surface et du sommet des nuages et où T est la température radiative moyenne de la scène. A partir de la figure 2.4.b, nous obtenons $T_c = 281 \pm 1K$ et $T_n = 237 \pm 10K$. En négligeant l'incertitude sur T liée au bruit de la mesure, l'incertitude sur N_e est donnée par

$$\Delta N_e = \left\{ \left(\frac{N_e \Delta T_n}{T_n - T_c} \right)^2 + \left(\frac{(1 - N_e) \Delta T_c}{T_n - T_c} \right)^2 \right\}^{\frac{1}{2}} \quad (2.3)$$

et nous obtenons une couverture nuageuse effective de $(79 \pm 18)\%$ pour cette portion de scène.

Comme nous l'avons fait remarquer précédemment, l'incertitude sur la valeur de N_e est très importante. Par conséquent l'approche qui consiste à déterminer

le seuil ciel clair/nuage à partir de N_e semble peu fiable. La figure 2.5.a montre la fréquence cumulée des réflectances à $0.83 \mu m$ pour la même sous-zone de l'image. La distribution présentée donne la portion de pixels qui ont une réflectance inférieure à une valeur donnée. Ce graphique indique que la valeur moyenne de N_e correspond à une réflectance de 0.05 et que les 18% d'incertitude sur la couverture nuageuse conduisent à des valeurs de réflectance de seuil qui sont comprises entre 0.025 et 0.50. De même, la figure 2.5.b, qui montre la fréquence cumulée des températures de brillance à $11.5 \mu m$, donne une température de seuil moyenne de $277 K$ avec des valeurs minimale et maximale respectivement de $241 K$ et $281 K$.

b) Méthode de Seuil en Réflectance

La seconde méthode utilisée pour déterminer le seuil ciel clair/nuage est une méthode de seuil en réflectance (Welch et al., 1988). Dans cette méthode la réflectance correspondant au premier maximum d'occurrence rencontré dans l'histogramme unidimensionnel de la figure 2.3.a est choisi comme réflectance en ciel clair R_c . Welch et al. ont fixé la valeur du seuil ciel clair/nuage à $R_c + 0.03$ pour les champs de nuages sur mer. Tous les pixels dont la réflectance est supérieure à ce seuil sont supposés être complètement nuageux et les autres complètement clairs. Le choix de 0.03 est bien sûr tout à fait empirique et dépend du canal satellitaire considéré.

Dans notre cas, le premier pic de l'histogramme en réflectance correspond à un compte numérique de 6, ce qui donne une valeur de réflectance en ciel clair de 0.025. Le compte numérique correspondant à la réflectance de seuil $R_c + 0.03$ est compris entre 10 et 11, ce qui conduit à une couverture nuageuse respectivement de 71% et 69%.

c) Méthode des Incréments

Cette méthode développée par Joseph (1986) est à la fois originale et plus difficile à mettre en œuvre que les précédentes puisqu'elle nécessite de calculer le nombre de cellules nuageuses détectées dans l'image.

Le principe de la méthode est de faire décroître le seuil en compte numérique à partir d'une valeur relativement élevée et, à chaque pas de décroissance, de calculer les trois grandeurs suivantes:

- le nombre total de cellules nuageuses dans l'image
- le nombre de cellules dont la taille est inférieure à 4 pixels.
- la couverture nuageuse.

La valeur du seuil ciel clair/nuage est atteinte lorsqu'une ou plusieurs des conditions suivantes est vérifiée:

- le nombre de petites cellules croît brutalement, indiquant alors que du bruit de fond a été ajouté au pixels "nuageux",
- le nombre de grosses cellules décroît de façon significative, c'est-à-dire que du bruit connecte les cellules entre elles,
- la couverture nuageuse croît rapidement.

Comme le précise Joseph (1986), il est difficile d'appliquer cette technique de détection des pixels couverts de manière automatique puisque le taux de croissance des petites cellules ou de décroissance des grosses est assez arbitraire et varie d'une image à l'autre. Par contre la méthode donne de bons résultats lorsqu'elle est utilisée de façon interactive comme le montre la figure 2.6 qui représente la variation du nombre de cellules en fonction du seuil dans le canal 4 de TM. Les courbes représentées montrent qu'une variation très nette du nombre total de cellules et du nombre de petites cellules se produit pour une valeur de seuil de 10, alors qu'aucune décroissance importante n'est observée sur le nombre de grosses cellules. De même la couverture nuageuse ne présente pas de variation significative

avec le seuil et nous n'avons pas jugé utile de la présenter ici.

Ainsi les deux dernières méthodes de détermination du seuil ciel clair/nuage nous permettent de fixer sans équivoque cette valeur à 10 comptes numériques dans le canal de TM centré à $0.83 \mu m$, ce qui correspond à une réflectance de 0.052. La couverture nuageuse déterminée simplement en comptant les pixels dont la réflectance est supérieure au seuil est de 71%. Notons que, malgré les faiblesses de la méthode de Cohérence Spatiale dans notre cas, la réflectance de seuil obtenue alors (0.05) est pratiquement égale à la valeur choisie.

La valeur du seuil dans le canal thermique de TM est déduite de la fréquence cumulée des luminances infrarouge à $11.5 \mu m$. Cette distribution donne un taux de nébulosité identique à celle du canal 4 pour une température apparente de seuil de 278.7 K. Cette valeur est, une fois encore, très voisine de la température de seuil (277 K) déduite de la méthode de Coakley et Bretherton (1982).

2.3.2 Calcul des paramètres de structure

L'état de l'art actuel dans la modélisation de la couverture nuageuse fractionnée se résume à des nuages uniformes, de formes géométriques simples (cube, sphère, cylindre, etc...), rangés généralement de façon régulière sur un échiquier infini. Face à la complexité de la couverture nuageuse réelle, ces modèles paraissent rudimentaires, mais permettent néanmoins d'appréhender de manière semi-quantitative les principales caractéristiques radiatives des champs de nuages fins.

Welch et Zdunkowski (1981) ont montré, cependant, que l'accord entre les propriétés radiatives des différentes formes de nuages est relativement pauvre, excepté aux angles solaires zénithaux élevés, et qu'en général les caractéristiques radiatives des gros nuages diffèrent notablement de celles des petits. On peut en conclure que la géométrie des nuages doit être prise en compte de façon correcte pour modéliser avec précision leurs propriétés radiatives et que la distribution en taille est certainement un facteur non négligeable dans la représentation des

situations nuageuses réelles. Dans cette optique, notre approche vise d'abord à modéliser la champ de nuages observé en tenant compte au mieux de la forme complexe des cellules nuageuses et de leur répartition dans la scène. C'est la raison de l'analyse structurale qui est présentée dans cette section.

Le seuil ciel clair/nuage étant maintenant fixé (0.052 dans le canal 4 de TM et 278.7 K dans le canal 6), nous pouvons regrouper les pixels "nuageux" en cellules nuageuses : ces pixels sont ceux pour lesquels la valeur de réflectance à $0.83 \mu m$ (ou celle de température de brillance à $11.5 \mu m$) est supérieure (ou inférieure) à la valeur de seuil déterminée dans le paragraphe précédent. Cette analyse est faite séparément dans les deux canaux.

Le regroupement des pixels en cellules se fait de la façon suivante. Lorsqu'un pixel "nuageux" a un ou plusieurs pixels adjacents clairs, il est déclaré pixel de "bord de nuage". Ensuite ces pixels ainsi que les autres pixels "nuageux" sont regroupés en cellules individuelles en s'assurant qu'il n'y a aucun pixel d'une cellule qui ne soit adjacent à une autre. Cette analyse de l'image est effectuée de façon automatique en une seule lecture des données satellitaires.

Une fois ces pixels regroupés en cellules, chacune d'elles est caractérisée par un certain nombre de paramètres telles que la surface, la position du centre de gravité, les moments d'inertie dans les axes principaux, le rapport des dimensions horizontales et l'orientation, la réflectance et la température moyenne.

Cet algorithme mis au point pour déterminer les caractéristiques structurales d'un champ de nuages s'inspire des travaux de Joseph (1986) et a également été décrit en détail par Wielicki et Welch (1986).

Par la suite nous exploitons les paramètres cités ci-dessus, ainsi que leur fonction de distribution pour caractériser le champ de nuages observé sur la figure 2.2. Les distributions sont obtenues en regroupant les cellules par taille selon la valeur de leur diamètre équivalent. Celui-ci est défini comme le diamètre d'une cellule circulaire ayant la même surface que la cellule observée. Puisque les cel-

lules très étendues sont beaucoup moins nombreuses, il est légitime d'utiliser des intervalles de diamètres de plus en plus large. Ainsi la limite supérieure d'une classe de diamètres est déduite de la limite supérieure de la précédente, en multipliant celle-ci par un facteur 1.5 en échelle linéaire (voir Welch et al., 1988; Kuo et al., 1988). Ce découpage permet, à priori, d'avoir, dans chacune des classes, un nombre suffisamment grand de cellules, condition nécessaire pour une étude statistique correcte. Pour éviter d'introduire des biais liés au bruit radiométrique, nous excluons de l'étude les cellules dont la taille est inférieure à 4 pixels.

a) Distribution de la couverture nuageuse et distribution en taille des nuages

La figure 2.7 présente les distributions de la couverture nuageuse fractionnaire en fonction de la taille des nuages obtenues dans le canal 4 et le canal 6 de TM. La couverture nuageuse fractionnaire est déterminée pour chacune des classes de diamètre précédemment définies et la figure 2.7 présente sa distribution par intervalle unité de taille de nuage, c'est à dire qu'elle est exprimée en km^{-1} .

Si $n(D)$ est la densité de cellules nuageuses, c'est à dire le nombre de cellules par unité de surface et de diamètre, la couverture nuageuse correspondant aux cellules dont le diamètre est compris entre D et $D + dD$ est donnée par

$$dN(D) = n(D) \frac{\pi D^2}{4} dD \quad (2.4)$$

Il est évident que plus la surface d'un nuage est grande, plus la probabilité que le rayonnement intercepté par le capteur satellitaire soit émis ou réfléchi par ce nuage est élevée. En d'autres termes, $dN(D)/dD$, reportée sur la figure 2.7 est proportionnelle à la *fonction densité* de la variable D et la probabilité de trouver des nuages de diamètre compris entre $D1$ et $D2$ dans la scène est alors définie par:

$$Pr(D1 < D < D2) \propto \int_{D1}^{D2} \frac{dN(D)}{dD} dD \quad (2.5)$$

La couverture nuageuse totale est donnée par l'intégrale suivante :

$$N = \int_{D_{min}}^{D_{max}} n(D) \frac{\pi D^2}{4} dD \quad (2.6)$$

où D_{min} et D_{max} sont respectivement les diamètres minimum et maximum des cellules rencontrées dans la scène. Ainsi, si l'axe des abscisses de la figure 2.7 était en échelle linéaire, la couverture nuageuse totale de la scène serait donnée directement par l'aire qui se trouve sous la courbe de la distribution.

Pour chacune des bandes spectrales, nous avons tracé la distribution de la couverture nuageuse fractionnaire pour deux valeurs de seuil. La première valeur correspond, dans chacun des canaux, à la valeur de seuil ciel clair/nuage déterminée dans le paragraphe précédent: par abus de langage nous dirons que les distributions obtenues à ce niveau correspondent à la "base" du nuage. La deuxième valeur de seuil a été choisie de telle manière que la surface occupée par les cellules alors définies soit égale à 25% de la couverture nuageuse totale: ce niveau des cellules est appelé "sommet" des nuages. (nous reprenons ici la terminologie utilisée par Cahalan et Joseph, 1989).

Les courbes obtenues à la "base" des nuages dans les deux canaux sont très similaires affichant une décroissance importante lorsque le diamètre varie de 500 m à 7 km. Au delà de 7 km chacune des classes de diamètres est vide ou ne contient qu'une seule cellule. Si ce nombre est non significatif pour une étude statistique, il faut néanmoins noter que les deux dernières classes non vides ont un poids énorme dans la couverture nuageuse totale, puisqu'elles représentent à peu près 90% de celle-ci.

Ces deux classes sont d'autant moins significatives pour l'étude structurale elle-même, qu'elles ne contiennent pas de cellule au sens propre du terme, mais plutôt plusieurs cellules de dimensions moyennes connectées entre elles: ceci est lié au fait qu'à la "base" des nuages, l'algorithme de classification des pixels en cellules nuageuses est incapable de séparer de façon automatique les grosses cellules les unes des autres. Si l'analyse visuelle des images visible et infrarouge (voir figure 2.2) montre clairement la présence de cellules nuageuses convectives de 20 à 30 km de diamètre équivalent, l'image binaire de la scène LANDSAT (1 pour les pixels "nuageux" et 0 pour les pixels "clairs") construite à partir de la valeur du seuil ciel clair/nuage ne montre qu'un énorme amas nuageux sur la quasi-totalité de l'image,

ceci dans les deux canaux: dans sa détermination des cellules indépendantes, l'œil est avant tout guidé par la présence d'aggrégats de pixels froids ou brillants, c'est-à-dire qu'il est très dépendant de la gamme de contraste utilisée. Le problème de la séparation des cellules a de nombreuses conséquences pour la suite de l'étude et nous y reviendrons à plusieurs reprises.

Quoiqu'il en soit, même si la couverture nuageuse fractionnaire semble être le paramètre essentiel pour caractériser la distribution des nuages dans la scène, de nombreuses études, aussi bien expérimentales que théoriques, se sont davantage focalisées sur la détermination de la distribution en taille des nuages. Comme l'indique l'équation (2.4), les deux distributions sont étroitement liées puisque l'allure de la distribution de la couverture nuageuse dépend de la loi qui régit la distribution en taille des nuages.

Plank (1969) et plus tard Hozumi et al. (1982) ont montré, à partir de l'étude de photographies aériennes de cumulus de beau temps, que le nombre de nuage décroît de façon exponentielle lorsque le diamètre augmente. Cette analyse a été confirmée par Wielicki et Welch (1986) qui trouvent également le même comportement en utilisant des données satellitaires à haute résolution spatiale.

Cependant, plusieurs études (Joseph, 1986; Welch et Wielicki, 1986; Welch et al., 1988; Kuo et al., 1988; Cahalan et Joseph, 1989) ont montré que, dans d'autres situations ou pour des types de nuages différents, la forme de la distribution en taille des nuages est bien mieux représentée par une loi en puissance du diamètre.

La figure 2.8 présente les distributions en taille obtenues à la "base" des nuages dans le canal 4 et le canal 6 de TM pour l'image du 14 octobre 1989. Les distributions en taille, $n(D)$, sont données par le nombre de cellules nuageuses par unité de surface et par intervalle de diamètres, c'est à dire en km^{-3} .

Si on exclut de chacune des distributions les classes de diamètre non significatives, c'est-à-dire les classes ne contenant qu'une seule cellule nuageuse (elles correspondent aux plus grandes valeurs de diamètre, $D > 10km$), ces distributions

sont effectivement bien représentées par une loi en puissance de la forme:

$$n(D) = n_0 D^{-\alpha} \quad (2.7)$$

Nous avons reporté sur la figures 2.8, la droite de régression calculée, dans chacun des cas, par méthode de moindres carrés. La pente de la distribution en taille des nuages ainsi obtenue est égale à -2.94 dans le canal 4 et à -2.76 dans le canal 6 de TM.

D'autre part, en combinant les équations (2.4) et (2.7) nous obtenons l'expression suivante :

$$\frac{dN(D)}{dD} = \frac{\pi n_0}{4} D^{2-\alpha} \quad (2.8)$$

qui montre que l'allure de la distribution de la couverture nuageuse est déterminée localement par les variations de la pente de la distribution en taille des nuages; si α est égal à 2, la fraction de couverture nuageuse est constante dans l'intervalle $[D, D + dD]$ et égale à $(\pi n_0)/4$; elle augmente (ou diminue) avec le diamètre si α est inférieur (ou supérieur) à 2. De plus, on constate, à partir des équations (2.6) et (2.7), que la valeur de la couverture nuageuse totale, N , dépend, dans cette configuration, de quatre paramètres: n_0 , α , D_{min} et D_{max} .

Nous avons exclu de l'étude les cellules dont la surface est inférieure à 4 pixels, soit $(240 m)^2$, puisque nous travaillons à la résolution spatiale du canal thermique. Ceci implique que D_{min} est inférieur ou égal à 240 m; En pratique cette valeur de D_{min} n'est pas critique. Nous avons donc à déterminer trois inconnues, n_0 , α et D_{max} pour caractériser la distribution en taille des nuages dans la scène.

Comme nous l'avons fait remarquer plus haut, les deux dernières classes de diamètres non vides ont un poids énorme dans la couverture nuageuse totale mais sont le résultat de l'agglomération de plusieurs cellules de taille inférieure. Leur présence fausse à la fois les valeurs de la pente de la distribution en taille et du diamètre maximum. En outre, plusieurs classes de diamètres intermédiaires sont vides. C'est pourquoi, il est raisonnable de penser que si l'algorithme de regroupement des pixels nuageux en cellules était plus proche d'une analyse visuelle, l'unique cellule de la dernière classe de diamètres ferait place à plusieurs autres

de taille inférieure, ce qui augmenterait notablement la valeur de la pente de la distribution et diminuerait celle du diamètre maximum.

Nous en sommes au stade où nous possédons les distributions en taille de nuages "vraies" mais difficilement modélisables, puisque, comme nous l'avons souligné à plusieurs reprises, certaines classes de diamètres ne sont pas réellement représentatives de la structure du champ de nuages observé. A ces distributions expérimentales, nous voulons substituer une distribution, disons théorique, qui soit à la fois simple et réaliste.

Etant donné la part d'arbitraire qui réside dans la répartition des différentes sous-cellules qui composent la cellule nuageuse unique de gros diamètre, nous n'avons pas opté pour une loi bimodale de distribution en taille des nuages, bien que plusieurs études expérimentales semblent montrer que ce comportement soit très courant dans la nature (Welch et al., 1988; Kuo et al., 1988; Cahalan et Joseph, 1989). Nous envisageons, à priori, une loi de distribution à une seule pente, ce qui implique, notamment, que les nuages convectifs que nous allons modéliser satisfont au principe d'invariance d'échelle (Falconer, 1985).

Nous envisageons alors deux approches pour déterminer les valeurs des paramètres n_0 , α et D_{max} .

La première est basée sur la sensibilité de ces paramètres à la valeur de seuil. Welch et al. (1988) ainsi que Kuo et al. (1988) ont étudié, dans le cas des champs de stratocumulus et de cirrus, l'influence du seuil sur différents paramètres structuraux, dont la distribution en taille des nuages. Ils aboutissent à la conclusion que, pour ces types de nuages, l'allure générale des distributions n'est que peu sensible au choix du seuil. C'est pourquoi il nous a semblé judicieux de déterminer les distributions en taille des nuages pour différents niveaux de seuils dans l'espoir d'observer une éventuelle invariance de la pente au delà d'une certaine valeur de seuil. Ces niveaux, exprimés en terme de couverture nuageuse, ont été choisis de façon à ce que la fraction de pixels nuageux alors définie soit égale à 100%, 75%, 50% ou 25% de la nébulosité totale. La motivation de cette approche est

Tableau 2.2: Valeurs du coefficient n_0 et de la pente α pour les distributions en taille des nuages

seuil (%)	canal 4		canal 6	
	n_0 ($\times 10^3$) (en km^{-3})	α	n_0 ($\times 10^3$) (en km^{-3})	α
100	7.54	2.94	7.10	2.76
75	7.92	2.49	4.41	2.12
50	8.25	2.12	4.06	2.02
25	10.04	2.12	3.65	1.83

essentiellement liée au fait qu'une variation du niveau de seuil peut permettre de séparer objectivement, contrairement à une analyse visuelle, les cellules nuageuses qui sont connectées les unes aux autres.

Les résultats sont présentés dans le tableau 2.2 qui donne les valeurs des constantes n_0 et α obtenues dans chacun des cas. Ces résultats suggèrent quelques remarques et commentaires.

Comme on pouvait s'y attendre, dans les deux canaux, la valeur du paramètre α diminue lorsque le seuil passe de 100% à 25%. Ceci est lié au fait que les grosses cellules se subdivisent rapidement, accroissant alors le nombre des cellules de dimensions moyennes. Cette explication est soutenue par le fait que l'analyse visuelle des images proche infrarouge et thermique (voir figure 2.2) dévoile des amas nuageux multicellulaires, composés de plusieurs sous-cellules caractérisées par un maximum de réflectance ou un minimum de température de brillance et reliées entre elles par les portions de nuage de réflectance beaucoup plus faible. Comme cela a déjà été souligné, au niveau de seuil le plus bas, 100%, la couverture nuageuse est formée presque exclusivement par une cellule de grand diamètre équivalent. Cette cellule, en se subdivisant, accroît brusquement le nombre des cellules de

taille moyenne, entre 5 et 20 *km*, et ainsi contribue pour une grande part à la variation de la pente de la distribution en taille des nuages.

La deuxième remarque qui s'impose est que la valeur de la constante α est toujours plus faible dans le canal thermique que dans le canal proche infrarouge. De plus, les valeurs de n_0 augmentent avec le niveau de seuil dans le thermique alors qu'elles diminuent dans le proche infrarouge. Ce comportement est éventuellement dû aux bruits radiométriques beaucoup plus élevés dans le canal thermique que dans le canal proche infrarouge. Toutefois, l'explication physique la plus probable est que l'allure des distributions en taille est dépendante de la bande spectrale utilisée: il est très vraisemblable que les effets bidirectionnels importants observés dans les données à 0.83 μm (voir figure 2.2.a) introduisent des biais significatifs dans l'étude structurale, notamment à cause des effets d'ombre portée. Ces biais sont d'ailleurs nettement mis en évidence sur les distributions de la couverture nuageuse au "sommet" des nuages (voir figure 2.7). Contrairement à ce qui a été observé à la "base" des nuages, les deux distributions du "sommet" sont très différentes. Dans le canal 4, la distribution est sensiblement constante pour des diamètres compris entre 350 *m* et 10 *km* alors que dans le canal thermique, elle décroît très rapidement lorsque le diamètre est inférieur à 600 *m*, varie peu jusqu'à 7 *km* puis augmente à nouveau. Au delà de 10 *km* les deux distributions sont très similaires mais le nombre de cellules nuageuses par classe de diamètre est trop petit pour être réellement significatif.

La figure 2.9 permet d'appréhender très simplement le pourquoi de cette différence dans l'allure des courbes. Elle représente les variations de la température de brillance et de la réflectance bidirectionnelle le long d'une radiale représentative de l'ensemble de l'image. Cette radiale dans le plan azimuthal solaire a été choisie de manière à passer par un maximum de réflectance (une zone saturée dans l'image à 0.83 μm). En supposant que l'émissivité infrarouge des pixels "nuageux" est égale à 1, sauf éventuellement sur les bords des nuages, les variations de la température de brillance sont corrélées aux variations d'altitude du sommet du nuage: ainsi la courbe de température nous donne une idée de la topologie de sommet du nuage le long de la radiale (ce n'est pas une représentation réaliste du nuage en deux

dimensions, puisque l'échelle des ordonnées est différente de l'échelle des abscisses). Il apparaît clairement sur cette figure que la portion la plus froide du nuage, donc la plus élevée, ne correspond pas du tout à la zone la plus réfléchissante: le maximum de réflectance est décalé du minimum de température vers la direction du soleil. Comme on peut le vérifier sur l'image globale (voir figure 2.2), du fait de l'importance de l'angle zénithal solaire, les maxima de réflectance se trouvent toujours très loin du sommet des nuages.

Dans le cas d'une couche nuageuse plane-parallèle, les variations de réflectance sont principalement liées aux fluctuations du contenu en eau liquide. Dans les conditions de visée et d'éclairement de nos données LANDSAT, on ne peut s'attendre à des valeurs de réflectances bidirectionnelles très supérieures à 0.8 (Stuhlmann et al., 1980). Par contre, dans le cas d'un nuage fini, il est envisageable que certaines zones du nuage présentent des orientations privilégiées (comme le montre la figure 2.9) et, par suite, des valeurs de réflectances bidirectionnelles beaucoup plus importantes.

D'une façon générale (comparer les figures 2.2.a et 2.2.b), un maximum de réflectance se situe toujours au sud du sommet (minimum de température) des cellules nuageuses. Les pixels se trouvant au nord du sommet présentent souvent des valeurs de réflectances faibles, indiquant une zone d'ombre du nuage sur lui-même. Au "sommet", bien que les seuils choisis dans les deux bandes spectrales définissent le même nombre de pixels couverts, ils ne sélectionnent pas les mêmes zones de l'image. Il faut, à ce stade, souligner qu'une étude structurale du "sommet" des cellules effectuée avec un canal thermique est beaucoup plus proche d'une étude du sommet physique des nuages, qu'une étude faite avec un canal visible ou proche infrarouge qui privilégie les zones de forte concentration en eau liquide et/ou d'orientation particulière vis à vis du soleil. Si les deux approches sont différentes, en particulier lorsque le soleil est rasant et que le champ de nuages est très hétérogène, elles sont néanmoins complémentaires.

L'approche qui vient d'être développée ici pour déterminer les paramètres qui définissent la distribution en taille des nuages dans la scène tend à indiquer

que la valeur de la constante α est certainement plus proche de 2 que des valeurs obtenues à la "base" des nuages, surestimées du fait de l'absence de vraies cellules supérieures à 10 *km*. Néanmoins, elle ne permet pas d'en fixer la valeur avec certitude et celle de la constante n_0 reste tout à fait arbitraire.

C'est pourquoi nous envisageons une seconde approche du problème qui consiste à supposer que la densité de cellules nuageuses dans la scène $n(D)$ est d'autant moins perturbée que D est petit. Cette démarche peut se justifier a priori par le fait que l'unique cellule qui se trouve dans la dernière classe de diamètres non vide semble être davantage le résultat de la fusion de plusieurs cellules de taille moyenne que celle de toutes petites cellules. C'est pourquoi, on peut penser que, si nous étions capable de séparer les cellules les unes des autres sans ambiguïté, le nombre de cellules ajoutées dans chaque classe serait proportionnellement plus important dans les classes de diamètres moyens que dans celles de petits diamètres. Partant de cette remarque, nous essayons de déterminer pour les deux distributions en taille observée à la "base" des nuages, les valeurs "limites" de n_0 et α lorsque D tend vers D_{min} . Le tableau 2.3 présente les valeurs de ces paramètres obtenus en retirant de la distribution en taille initiale, la dernière classe de diamètre, puis l'avant-dernière et ainsi de suite.

Dans les deux bandes spectrales, α diminue avec le nombre de classes prises en compte dans la distribution, alors que la valeur de la constante n_0 augmente. La valeur "limite" de α est égale ou sensiblement égale à 2. Ces valeurs sont en tout cas très voisines de celles qui ont été déterminées au "sommet" des nuages (niveau de seuil à 25%).

Les deux approches envisagées pour déterminer les constantes qui régissent la distribution en taille des nuages et par suite celle de la couverture nuageuse nous permettent raisonnablement de fixer la valeur de la pente de la distribution à -2. D'autre part, la densité de nuages de diamètre inférieur à 1 *km*, est en toute rigueur au moins égale à celle qui a été obtenue à la "base" des nuages.

Par conséquent, le diamètre maximum qui se déduit de l'expression de la

Tableau 2.3: Variations du coefficient n_0 et de la pente α avec le nombre de classes de diamètres utilisées dans la régression

nombre de classes	canal 4		canal 6	
	n_0 ($\times 10^3$) (en km^{-3})	α	n_0 ($\times 10^3$) (en km^{-3})	α
8	7.10	2.76	7.54	2.94
7	7.17	2.65	7.54	2.95
6	7.56	2.40	8.21	2.51
5	7.73	2.34	8.65	2.37
4	8.18	2.24	8.09	2.49
3	7.36	2.39	8.98	2.33
2	10.10	2.00	12.60	1.91

couverture nuageuse totale

$$D_{max} = \frac{4N}{n_0 \pi} + D_{min} \quad (2.9)$$

est au plus égal à 90 km (ou 72 km) si n_0 vaut $1.01 \cdot 10^{-2} km^{-3}$ (ou $1.26 \cdot 10^{-2} km^{-3}$), valeur "limite" obtenue dans les canaux 4 et 6 de TM. Ces valeurs sont, somme toute, un peu élevées comparées à la taille des cellules nuageuses que l'on peut observer sur l'image. En effet, nous avons estimé que la dimension moyenne des différentes cellules qui forment la plus grande partie de la couverture nuageuse est d'environ 25 km . Ce n'est, bien sûr, qu'un ordre de grandeur approximatif, puisque nous ne possédons aucun critère objectif qui nous permette de fixer cette valeur sans ambiguïté. Néanmoins, la valeur du diamètre maximum qui en découle est d'environ 50 km , ce qui semble tout à fait cohérent avec les observations. L'équation (2.9) permet alors de fixer la valeur de la constante n_0 qui représente la densité des nuages de diamètre 1 km à environ $1.8 \cdot 10^{-2} km^{-3}$.

Notons qu'avec la distribution en taille qui vient d'être définie dans cette

section ($\alpha = 2$; $n_0 = 1.8 \cdot 10^{-2} \text{ km}^{-3}$; $D_{\text{max}} = 50 \text{ km}$; $D_{\text{min}} \ll D_{\text{max}}$), il y a environ 15 cellules nuageuses supérieures à une vingtaine de kilomètres de diamètre dans la scène. Cette quantité paraît en accord avec ce que nous observons sur les figures 2.2.a et 2.2.b. De plus, la contribution des cellules de petit diamètre à la couverture nuageuse totale est vraiment minime; en effet, la masse nuageuse est formée pour environ 90% par des nuages de diamètres équivalents supérieurs à 5 km. Dès lors on peut penser que le rôle de ces petits nuages sur le bilan radiatif n'est pas prépondérant.

b) Rapport des dimensions horizontales et orientation des cellules nuageuses

Le but des deux paragraphes qui suivent est de proposer un modèle géométrique de nuage qui soit à la fois simple et compatible avec les mesures radiométriques des canaux 4 et 6 de TM du 14 Octobre 1989.

Comme nous l'avons dit plus haut, les deux grandeurs que sont la densité de nuages par unité de surface et la couverture nuageuse fractionnaire caractérisent le champ de nuages dans sa globalité et sont, par suite, indispensables à sa modélisation en vue d'une étude radiative. Parallèlement, le rapport des dimensions horizontales des nuages et leur orientation sont attachés davantage à la notion de cellule individuelle qu'à celle de champ de nuages. Associés au rapport dimension verticale/dimension horizontale, ces deux paramètres sont essentiels d'une part pour schématiser la forme des nuages et d'autre part déterminer leur direction privilégiée, s'il en est une.

Dans l'esprit de la modélisation de la forme des nuages, le rapport des dimensions horizontales tel que nous le définissons et tel qu'il sera utilisé par la suite, est le rapport entre la longueur et la largeur, noté A/B , d'une cellule nuageuse allongée. Pour un nuage cubique, sphérique ou cylindrique, ce rapport est égal à 1, alors qu'il est égal au rapport *Longueur/Largeur* dans le cas d'un nuage à base rectangulaire, ou au rapport *Grand axe/Petit axe* dans le cas d'un nuage de base elliptique, ces formes géométriques simples étant les plus communément adoptées

(McKee et Cox, 1974; Aida, 1977; Davies, 1978; Welch et Wielicki, 1984; Kite, 1987).

Dans leurs études de la structure des champs de nuages, Welch et al. (1988) et Kuo et al. (1988) définissent le rapport des dimensions horizontales d'une cellule nuageuse par le rapport des moments d'inertie de la cellule dans ses axes principaux, L/W . L est le moment d'inertie suivant l'axe long de la cellule et W le moment d'inertie suivant l'axe court. Dans l'optique d'une représentation explicite simple de la forme des nuages, la grandeur importante est non pas L/W mais le rapport A/B . Ces deux paramètres sont néanmoins étroitement liées puisque, dans le cas des formes simples de nuage citées ci-dessus:

$$\frac{A}{B} = \sqrt{\frac{L}{W}} \quad (2.10)$$

En pratique, nous calculons pour chaque cellule nuageuse de l'image, les moments d'inertie dans le repère (O, \vec{x}, \vec{y}) , O étant le pixel de coordonnées $(0,0)$, \vec{x} et \vec{y} les vecteurs directeurs suivant les lignes et colonnes de l'image. Pour une cellule de forme quelconque formée de M pixels, les composantes de la matrice d'inertie I s'expriment comme:

$$I_{xx} = \sum_{i=1}^M p_i (y_i - y_G)^2 \quad (2.11)$$

$$I_{yy} = \sum_{i=1}^M p_i (x_i - x_G)^2 \quad (2.12)$$

$$I_{xy} = I_{yx} = \sum_{i=1}^M p_i (x_i - x_G) (y_i - y_G) \quad (2.13)$$

où x_G et y_G sont les coordonnées du centre de gravité de la cellule et p_i une propriété locale du nuage. Dans le cas où le poids p_i est égal à 1, le centre de gravité et les moments d'inertie sont "géométriques" puisqu'ils ne dépendent que de la forme de la cellule. Ce poids peut, cependant, représenter une propriété physique de la cellule nuageuse, comme sa réflectance ou sa température: prenant en compte la variabilité spatiale de la propriété en question, le centre de gravité et les moments d'inertie sont alors dits "physiques". Les résultats présentés et utilisés dans la suite de l'étude ont été obtenus en pondérant par 1, l'objet du

présent calcul étant d'abord d'acquérir une information sur la forme des nuages à travers le rapport de leurs dimensions horizontales, c'est-à-dire leur élongation. Néanmoins, une pondération "physique" peut fournir, par exemple, des indications sur la localisation des zones de fortes concentration en eau.

Les moments d'inertie dans les axes principaux, obtenus en diagonalisant la matrice d'inertie I , sont :

$$L = \frac{S + \sqrt{Q^2 + P^2}}{2} \quad (2.14)$$

$$W = \frac{S - \sqrt{Q^2 + P^2}}{2}, \quad (2.15)$$

avec

$$S = I_{xx} + I_{yy} \quad (2.16)$$

$$Q = I_{xx} - I_{yy} \quad (2.17)$$

$$P = 2 I_{xy} \quad (2.18)$$

L'angle d'orientation de la cellule par rapport aux lignes de l'image est donné par :

$$\psi = \frac{\arctan(-P/Q)}{2}, \quad (2.19)$$

les valeurs de ψ étant comprises entre $-\pi/2$ et $\pi/2$.

Comme les autres paramètres structuraux, le rapport des dimensions horizontales des cellules nuageuses a été déterminé aux différents niveaux de seuil définis précédemment, puisqu'à la "base" des nuages notre étude statistique est faussée par la présence d'une cellule de grand diamètre. La variation du seuil permet d'une part, de contourner ce problème afin d'obtenir le rapport des dimensions horizontales de toutes les sous-cellules de l'image, d'autre part d'appréhender la sensibilité de ce paramètre au choix du niveau de seuil.

La figure 2.10 montre le rapport des dimensions horizontales défini par l'équation (2.10) en fonction de la taille moyenne des nuages, exprimée en terme de diamètre équivalent (ce diamètre est défini comme celui d'un disque de même surface que le nuage étudié). Nous avons reporté sur cette figure, les valeurs pour

chaque niveau de seuil en utilisant différents symboles. Seuls sont présentés les résultats obtenus dans le canal 4 de TM, ceux du canal 6 étant, par ailleurs, très similaires. Pour les cellules de diamètre compris entre 350 *m* et 5 *km*, le rapport des dimensions horizontales A/B est sensiblement égal à 2 quelque soit le niveau de seuil. Ceci signifie que les nuages sont environ deux fois plus longs que larges. Au-delà de 5 *km*, les fluctuations anarchiques avec le seuil sont davantage liées au bruit (il y a peu de cellules dans chacune des classes), qu'à une réelle déformation de la section apparente du nuage avec l'altitude.

L'orientation des cellules, avant tout liée aux champs dynamiques à l'échelle synoptique, est un paramètre important pour la modélisation des nuages puisqu'il peut affecter de façon conséquente le champ de rayonnement tridimensionnel. Les effets bidirectionnels observés à la surface des nuages sont liés, bien sûr, à leur forme, mais aussi à leur orientation par rapport à la direction du soleil. Par conséquent, l'orientation des cellules est déterminée en terme d'angle efficace $\psi_e = |\psi - \gamma|$ où ψ est donné par l'équation (2.19) et γ est l'angle d'orientation du faisceau solaire incident par rapport aux lignes de l'image.

L'angle efficace a été calculé pour chaque cellule et moyenné par classes de diamètre. Les valeurs moyennes n'apportent aucune information intéressante si ce n'est que les cellules de petit diamètre semblent orientées aléatoirement, et ce quelque soit le niveau de seuil. Néanmoins, pour les grosses cellules, qui ont une influence prépondérante sur le rayonnement, l'angle ψ_e est, en général, compris entre 0° et 20° , comme on peut le voir directement sur les figures 2.2.a et 2.2.b, même si certaines cellules présentent une orientation quelque peu différente. Les valeurs obtenues ne peuvent être considérées comme générales et sont uniquement propres à la scène de nuages convectifs que nous étudions.

c) Rapport hauteur moyenne/diamètre équivalent des cellules nuageuses

Les nombreuses études théoriques qui mettent en évidence l'influence de la forme des nuages sur leurs propriétés radiatives, se sont principalement focalisées sur le

rôle du rapport entre l'épaisseur des nuages et leur dimension horizontale (Davies, 1978; Welch et Zdunkowski, 1981; Harshvardhan et Weinman, 1982; Welch et Wielicki, 1984). Dans toutes ces études, ce rapport est défini comme celui de l'épaisseur géométrique maximale du nuage sur sa dimension horizontale caractéristique (le diamètre pour une sphère ou un cylindre, le côté pour un cube ou un parallélépipède). Cette définition peut conduire, cependant, à certaines incohérences lorsqu'on compare l'effet de différentes formes de nuage sur le rayonnement. Nous choisissons ici de définir ce rapport plutôt par celui de la hauteur moyenne du nuage sur son diamètre équivalent.

Nous examinons, dans cette section, une méthode permettant de relier l'épaisseur géométrique d'une cellule nuageuse à sa dimension horizontale. Elle s'appuie essentiellement sur les mesures de températures apparentes obtenues dans le canal 6 de TM et les résultats du radiondage de la station d'Helgoland ($54.1^{\circ}N, 7.5^{\circ}E$) effectué à 10:20 GMT.

La figure 2.11 présente les variations de la température radiative moyenne des cellules nuageuses avec leur diamètre équivalent. Nous avons choisi de reporter les valeurs moyennes par classe de diamètres plutôt que la valeur de température de chaque cellule afin de ne pas surcharger la figure. En effet, la dispersion des valeurs de température des cellules autour des moyennes par classe est de l'ordre de $\pm 2 K$. L'allure de la courbe indique nettement une décroissance de la température radiative moyenne avec l'augmentation de la taille des nuages. Pour les plus petits nuages, la température moyenne diffère peu de la température de seuil, $278.7 K$, déterminée dans la section 2.1. Si on fait l'hypothèse que tous les nuages ont leur base à la même altitude, ce qui semble légitime dans le cas d'un champ de nuages convectifs, la figure 2.11 montre que l'épaisseur géométrique des cellules nuageuses croît avec leur dimension horizontale.

Notre modélisation se voulant réaliste mais simple, nous supposons que l'épaisseur moyenne d'un nuage, noté \bar{H} , est donnée par une loi puissance de la forme :

$$\bar{H} = \nu D^{\beta} \quad (2.20)$$

où ν et β sont deux constantes positives.

Le profil de température du radiosondage d'Helgoland présenté sur la figure 2.12 montre que, pour les altitudes Z comprises approximativement entre 1.5 km et 8.5 km, la décroissance de température est bien représentée par

$$T(K) = 283.4 - 6.82 Z(km). \quad (2.21)$$

Nous faisons l'hypothèse que la température radiative de la base des nuages diffère très peu de la température de seuil, ce qui se justifie assez bien à partir de la figure 2.11. Si l'influence de l'atmosphère au dessus des nuages est négligée, l'équation (2.21) permet alors de fixer l'altitude de la base des nuages à environ 700 m : cette valeur est cohérente à la fois avec celle que nous avons estimée à partir du profil d'humidité obtenu à Helgoland (600 m) et avec celles données par les observateurs au sol des différentes stations météorologiques qui fixent l'altitude de la base des nuages entre 800 m et 1 km.

A partir de l'équation (2.21), nous obtenons alors :

$$\bar{H} = \bar{Z} - Z_{base} = (\bar{T} - T_{base}) \left(\frac{\partial T}{\partial Z} \right)^{-1} \quad (2.22)$$

avec $T_{base} = 278.7 K$ et $\partial T / \partial Z = -6.82 K km^{-1}$. \bar{Z} et \bar{T} représentent respectivement l'altitude moyenne et la température radiative moyenne de la cellule nuageuse.

En intégrant sur la surface de la scène couverte par les nuages, nous obtenons à partir de l'équation (2.20):

$$\langle H \rangle = \int_{D_{min}}^{D_{max}} \nu D^\beta dD \Big/ \int_{D_{min}}^{D_{max}} dD \quad (2.23)$$

ce qui donne

$$\langle H \rangle \simeq \nu \frac{D_{max}^\beta}{\beta + 1} = (\langle T \rangle - T_{base}) \left(\frac{\partial T}{\partial Z} \right)^{-1} \quad (2.24)$$

où \bar{X} représente la valeur moyenne de la variable X pour une cellule nuageuse et $\langle X \rangle$ la valeur moyennée sur toutes les cellules de la scène.

En supposant que la température radiative moyenne correspond à la température vraie, nous obtenons $\langle T \rangle = 256.3 K$. Nous pouvons en déduire alors

$$\nu \frac{50^\beta}{\beta + 1} = 3.28 (km). \quad (2.25)$$

Nous avons vu dans la section précédente que le rapport des dimensions horizontales des cellules est approximativement égal à 2. En présentant l'histogramme de réflectance à $0.83 \mu m$ dans la section 2.2.1, nous avons également souligné le fait que les réflectances de bords de nuages sont, en général, plus faibles qu'au centre et que les variations de réflectance y sont relativement lentes. Ces constatations nous conduisent à assimiler les cellules nuageuses à des héli-ellipsoïdes, une forme géométrique déjà introduite par d'autres auteurs (Kite, 1987 et Rawlings, 1988) et qui a l'avantage d'être en accord avec l'idée que l'on se fait habituellement d'un nuage de type convectif. Dans ce cas, l'épaisseur maximale d'une cellule nuageuse, C , est liée à son épaisseur moyenne par

$$\bar{H} = \frac{2}{3} C. \quad (2.26)$$

L'altitude extrême du sommet des nuages convectifs de type cumulonimbus est limitée, en général, par celle de la tropopause. D'après le radiosondage effectué à Helgoland, l'altitude de la tropopause se situe aux alentours de $8.5 km$ et la température correspondante est d'environ $225 K$. De telles températures sont effectivement observées localement sur l'image TM (voir figure 2.2.b). C'est pourquoi nous imposons que l'altitude du sommet de la plus grande cellule nuageuse de la distribution soit limitée à $8.5 km$, ce qui donne, d'après les équations (2.20) et (2.26) :

$$C_{max} = \frac{3}{2} \nu (50)^\beta = 8.5 - 0.7 = 7.8 (km) \quad (2.27)$$

La valeur de la constante β déduite des équations (2.25) et (2.27) est égale à environ 0.6. La valeur de ν correspondante est alors égale à 0.5. L'expression algébrique du rapport hauteur moyenne/diamètre équivalent est ainsi donnée dans le système SI par

$$\frac{\bar{H}}{D} = \frac{0.5}{D^{0.4}}. \quad (2.28)$$

Cette expression montre que le rapport \bar{H}/D diminue lorsque la taille du nuage augmente. Pour des diamètres variant entre la valeur du diamètre minimum, 240 m, et 3 km, le rapport \bar{H}/D passe de 0.9 à 0.3, ces valeurs étant en bon accord avec celles qui sont données par Plank (1969) et Hozumi et al. (1982). Pour des cellules dont le diamètre est supérieur à 3 km, ce rapport est relativement faible et atteint sa valeur minimale, $\simeq 0.1$, lorsque D est égal à D_{max} .

A partir des équations (2.22) et (2.28), nous pouvons déterminer la relation qui lie la température moyenne d'une cellule nuageuse à son diamètre équivalent (exprimé en km):

$$\bar{T} = 278.7 - 3.41 D^{0.6}. \quad (2.29)$$

La courbe correspondante est reportée sur la figure 2.11. L'accord entre les points de mesure précédemment commentés et la courbe théorique est plus que satisfaisant (l'erreur quadratique estimée est de l'ordre de 0.2 K), mis à part pour les nuages de petit diamètre. Cependant, pour ces derniers, l'hypothèse d'une température radiative des cellules égale à leur température vraie peut être mise en doute. Cette hypothèse est d'autant plus acceptable que l'altitude du sommet de la cellule nuageuse est élevée. Pour les petites cellules, deux effets opposés peuvent affecter cette relation : (i) la correction atmosphérique (la quantité d'eau précipitable est égale à 1.6 cm, ce qui laisse prévoir, en se basant sur les travaux de Schmetz (1986), une correction ≤ 1 K pour les nuages extrêmement bas et une correction négligeable pour les nuages hauts), (ii) une émissivité différente de 1 pour les nuages très petits (donc très bas). Compte tenu de ces effets, le modèle mis en place semble simuler correctement les variations de température observées sur l'image satellitaire.

Nous avons été amené à choisir une forme géométrique de nuage hémipellipsoïdal. Pour nous convaincre de la représentativité de cette forme, nous avons reporté sur la figure 2.13 les variations d'altitude du sommet (déduite de la relation (2.21)) de plusieurs cellules nuageuses la long d'une radiale de l'image : bien d'autres courbes de ce type ont été tracées, qui présentent toutes la même allure générale. Globalement, cette forme géométrique semble bien adaptée à la

schématisation de la forme réelle des nuages présents dans la scène. De plus, le rapport hauteur sur dimension horizontale du nuage diminue lorsque cette dernière augmente comme l'indique l'équation (2.28). Pour quelques cellules nuageuses, nous avons également tracé, superposée à l'allure réelle de la coupe verticale du nuage, la forme de l'hémi-ellipsoïde théorique définie par la relation (2.20). Compte tenu du fait que la dimension horizontale des cellules n'est pas tout à fait égale à leur diamètre équivalent sur ces tracés, la comparaison entre la forme réelle et la forme théorique est tout à fait satisfaisante.

2.4 Conclusion

Nous avons tenté, dans ce chapitre, de cerner au mieux, d'un point de vue purement structural, le type de nuage auquel nous sommes confrontés afin de mettre en place un modèle de nuage théorique simple qui nous permette, par la suite, de calculer l'impact de l'hétérogénéité spatiale sur le bilan radiatif au sommet de l'atmosphère et à la surface.

La distribution en taille des nuages fixe la probabilité de présence d'un nuage de diamètre donné dans la scène et est ainsi une grandeur essentielle à la représentation du champ de nuages dans sa globalité. Nous avons vérifié qu'elle est bien représentée par une loi en puissance du diamètre et ce quel que soit le niveau de seuil ou la bande spectrale. Cette distribution a été déterminée de manière à respecter les observations, compte tenu des problèmes rencontrés pour séparer les cellules nuageuses les unes des autres. Elle est donnée par

$$n(D) = n_0 D^{-\alpha}, \quad (2.30)$$

avec $n_0 = 1.8 \cdot 10^{-2} \text{ km}^{-3}$ et $\alpha = 2$, $n(D)$ étant la densité de nuages de diamètre équivalent compris entre D et $D + dD$. Cette distribution donne une couverture nuageuse égale à celle de la scène pour un diamètre équivalent maximal, D_{max} , limité à 50 km , une valeur en accord avec les observations. La valeur du diamètre minimum, D_{min} , qui joue un rôle tout à fait négligeable puisque très inférieure à D_{max} , a été fixée à 240 m , limitée par la résolution spatiale utilisée pour l'étude de structure.

La couverture nuageuse correspondant à des diamètres compris entre D_{min} et D_{max} , que nous noterons $N(D_{max})$, se déduit de l'expression de la distribution en taille des nuages

$$N(D_{max}) = \int_{D_{min}}^{D_{max}} \frac{n_0 \pi}{4} dD = \frac{n_0 \pi}{4} (D_{max} - D_{min}), \quad (2.31)$$

ce qui indique une variation linéaire de la couverture nuageuse avec le diamètre équivalent moyen des nuages. Cet accroissement de la taille des nuages avec la

couverture nuageuse est une caractéristique des champ de nuages réels entre autres observée par Planck (1969).

Nous possédons, à ce stade, peu d'information exploitable sur l'organisation spatiale des nuages dans la scène. Nous verrons, dans le chapitre 3, comment cela peut affecter les résultats que nous présentons lors de l'estimation de l'impact des nuages sur le bilan radiatif.

D'autres paramètres, comme le rapport des dimensions horizontales ou le rapport hauteur sur diamètre équivalent, nécessaires à la modélisation de la forme des nuages proprement dite, ont également été déterminés à partir des données satellitaires. Nous avons été amené à choisir une forme de nuage héli-ellipsoïdale dont les dimensions sont définies par les relations suivantes :

$$\frac{A}{B} = 2 \quad (2.32)$$

$$\overline{H} = \frac{2}{3} C = \nu D^\beta \quad , \quad (2.33)$$

avec $\nu = 0.5$ (unités SI) et $\beta = 0.6$ et où D est le diamètre équivalent de la cellule nuageuse, $D = \sqrt{AB}$, A est le grand axe de l'ellipse de base, B son petit axe, C la hauteur maximale de l'héli-ellipsoïde et \overline{H} sa hauteur moyenne.

On notera que toutes les lois qui viennent d'être introduites afin de modéliser la structure fine de la nébulosité à l'échelle d'une scène de $(200 \text{ km})^2$ environ ne peuvent être considérer comme des lois générales, puisqu'elles ne sont déduites que pour un type de nuage particulier et un cas d'observation unique. Cependant, de telles analyses structurales, relativement faciles à mettre en œuvre, peuvent être envisagée sur bien d'autres situations météorologiques.

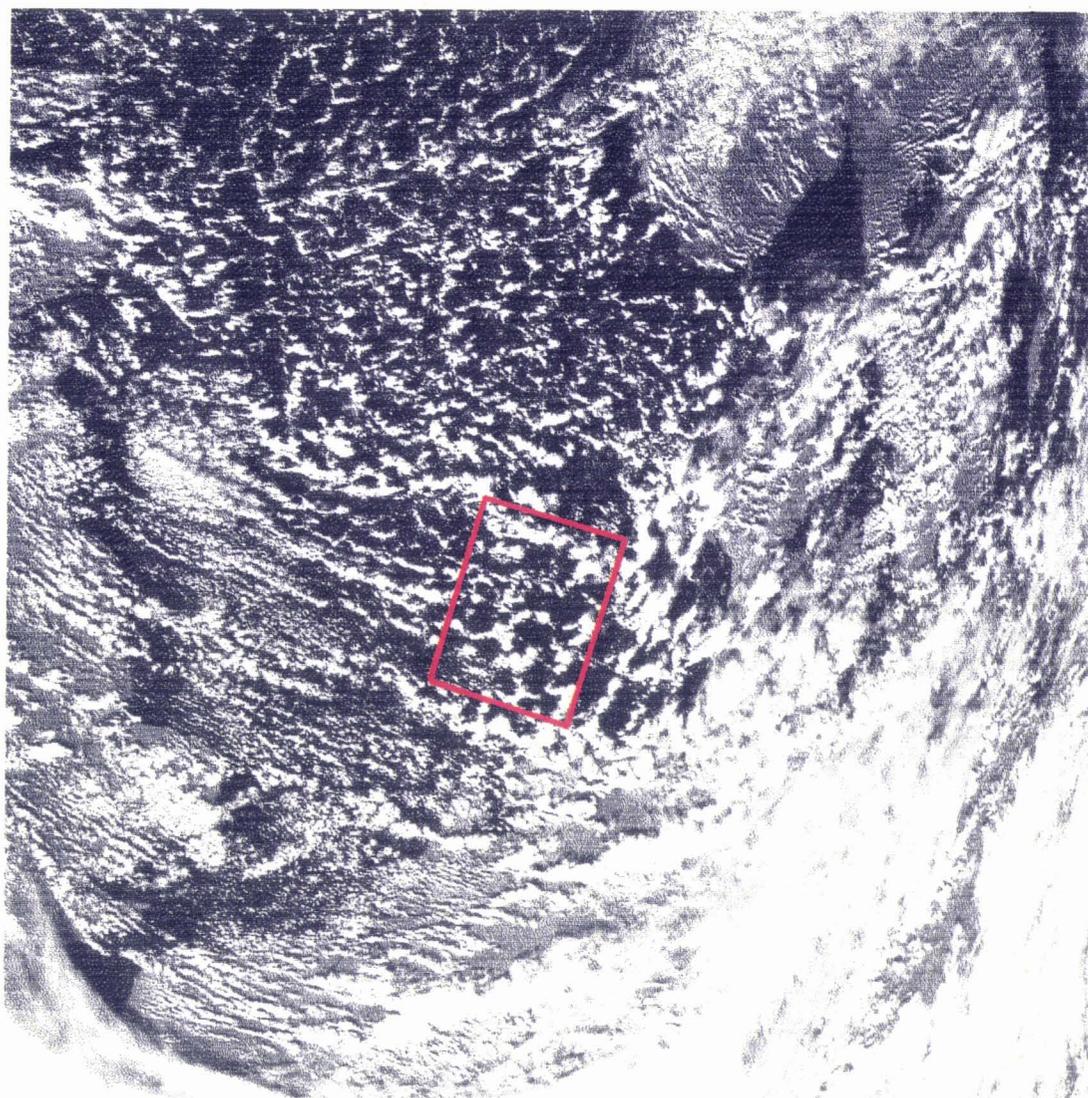


Figure 2.1.a : Réflectance observée dans le canal 2 de AVHRR NOAA-11 pour la scène du 14 Octobre 1989. Les nuages apparaissent en blanc. La zone encadrée d'un rectangle rouge indique approximativement la région vue par LANDSAT-5 trois heures auparavant.

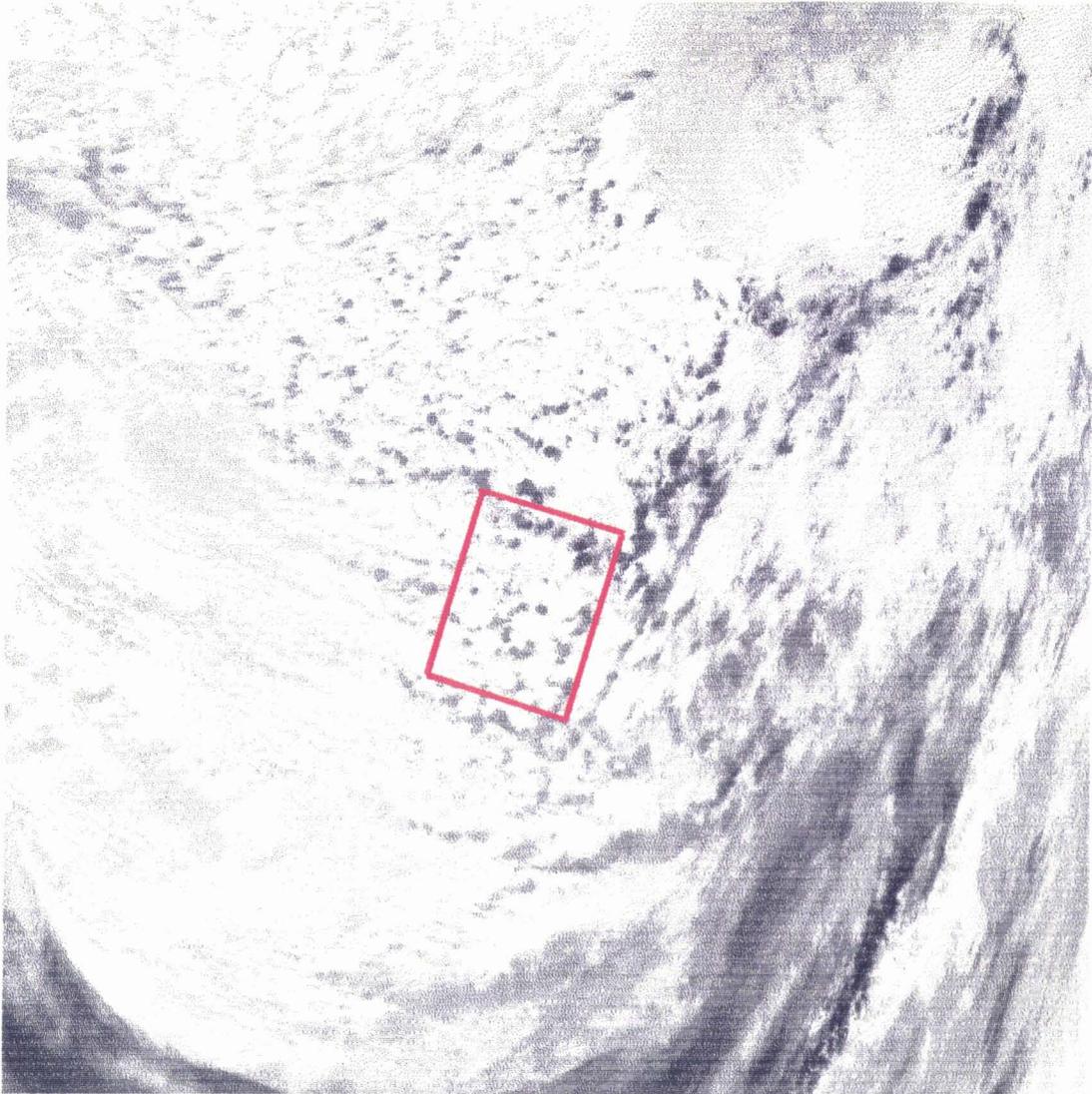


Figure 2.1.b : Température de brillance observée dans le canal 4 de AVHRR NOAA-11 pour la scène du 14 Octobre 1989. Les nuages apparaissent en noir. Comme dans la figure 2.1.a, le rectangle rouge indique la région vue par LANDSAT-5.

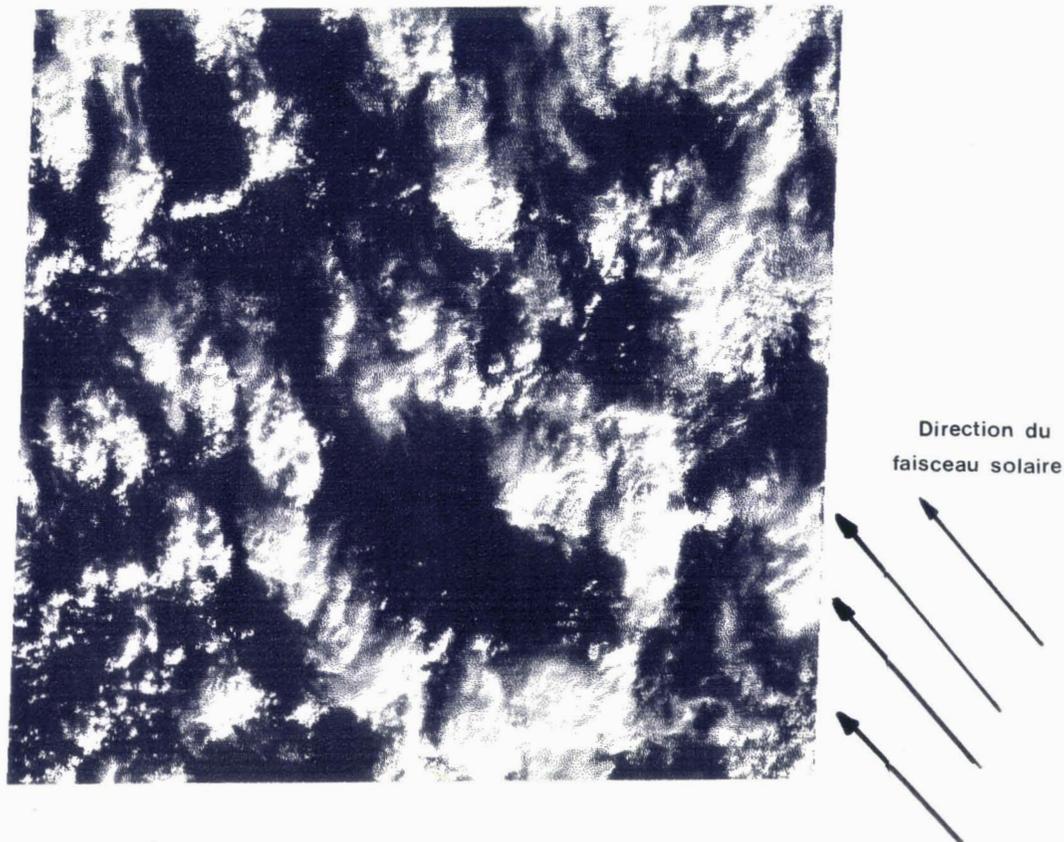


Figure 2.2.a : Réflectance observée dans le canal 4 de TM LANDSAT-5 pour la scène du 14 Octobre 1989. Les nuages apparaissent en blanc.

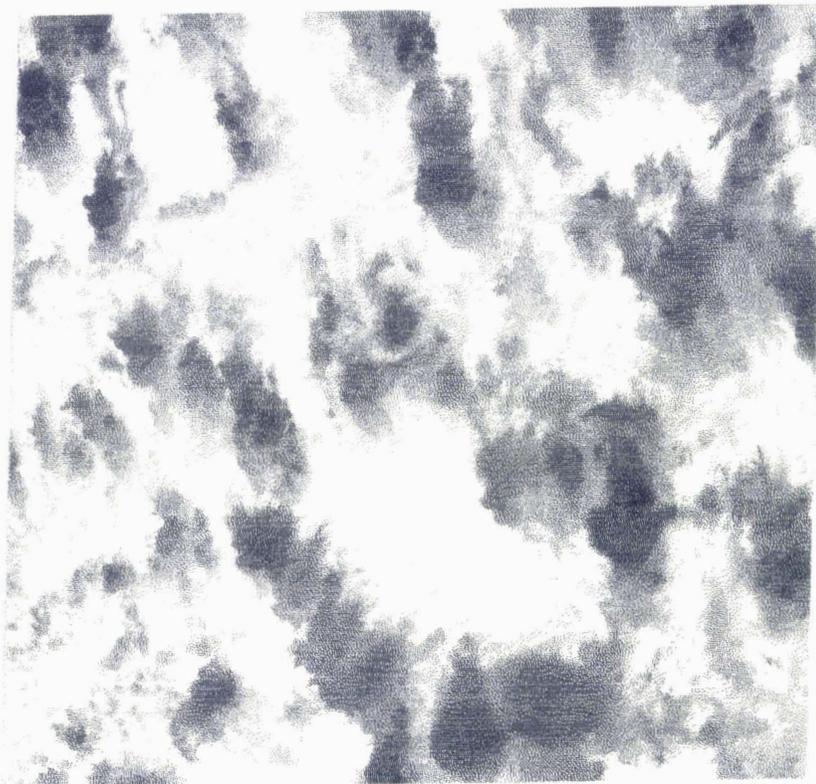


Figure 2.2.b : Température de brillance observée dans le canal 4 de TM LANDSAT-5 pour la scène du 14 Octobre 1989. Les nuages apparaissent en noir.

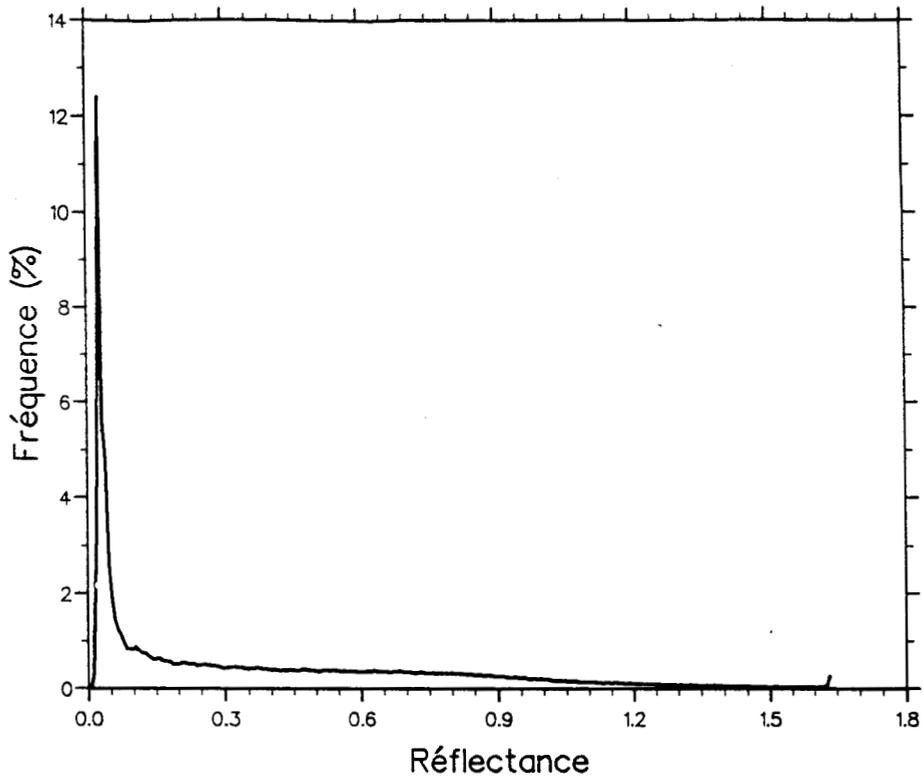


Figure 2.3.a : Histogramme des réflectances bidirectionnelles mesurées dans la bande 4 de TM (0.76 - 0.90 μm) pour l'image LANDSAT-5 du 14 Octobre 1989.

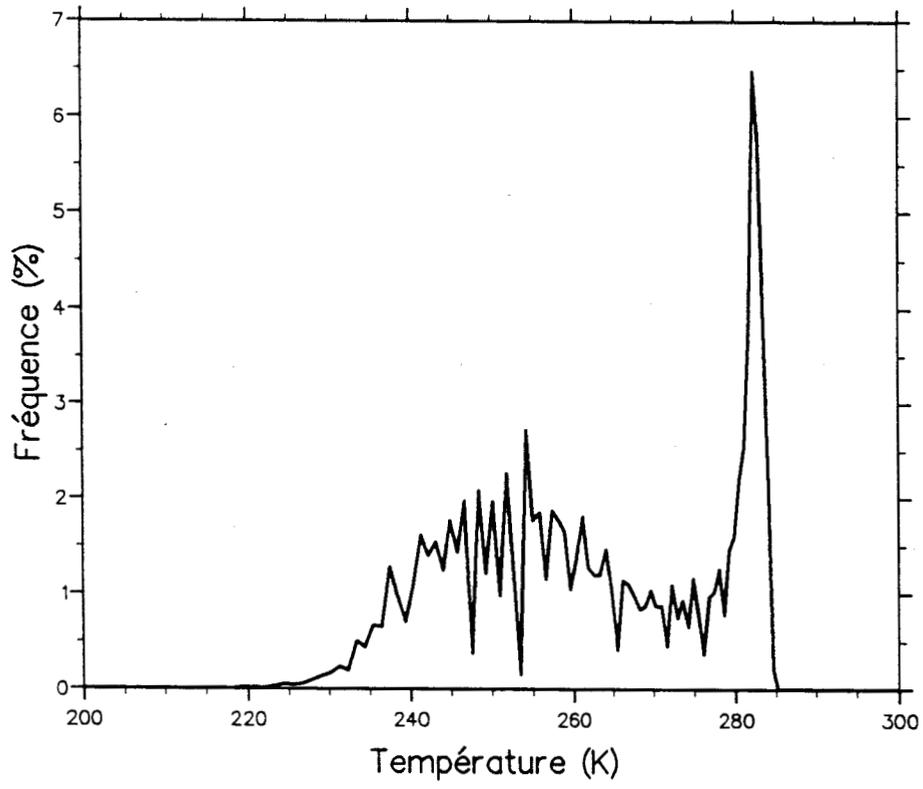


Figure 2.3.b : Histogramme de la bande thermique de TM (10.4 - 12.5 μm) pour l'image LANDSAT-5 du 14 Octobre 1989.

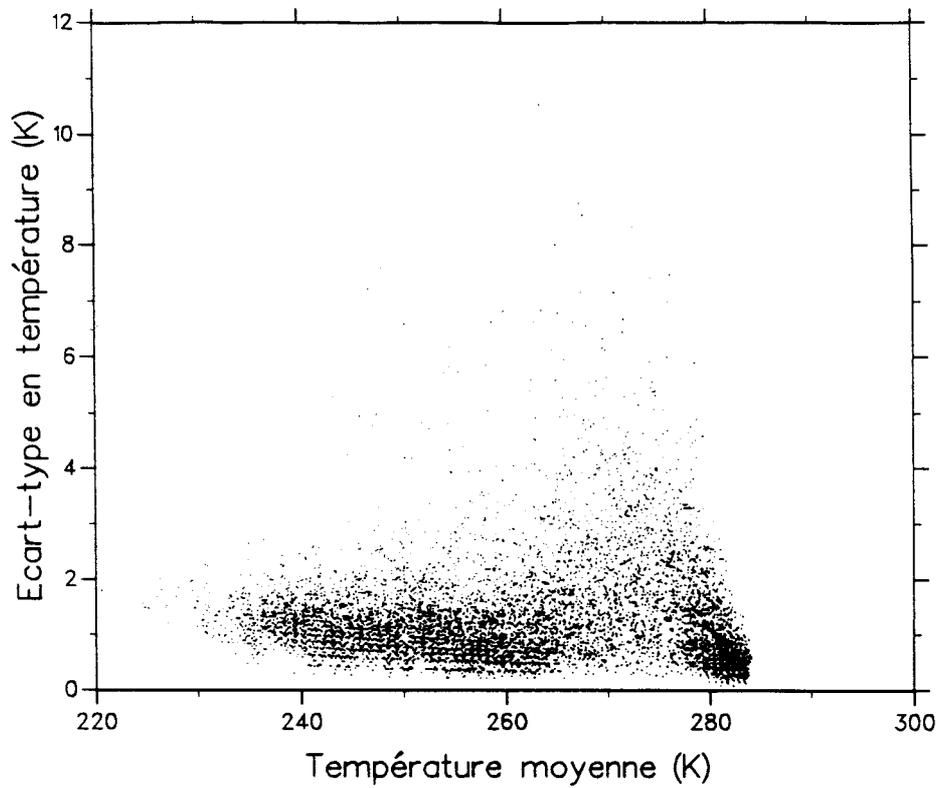


Figure 2.4.a : Diagramme de cohérence spatiale de la scène LANDSAT de la figure 2.2. Chaque point donne la moyenne et l'écart-type des températures radiatives d'une maille de (3 x 3) pixels.

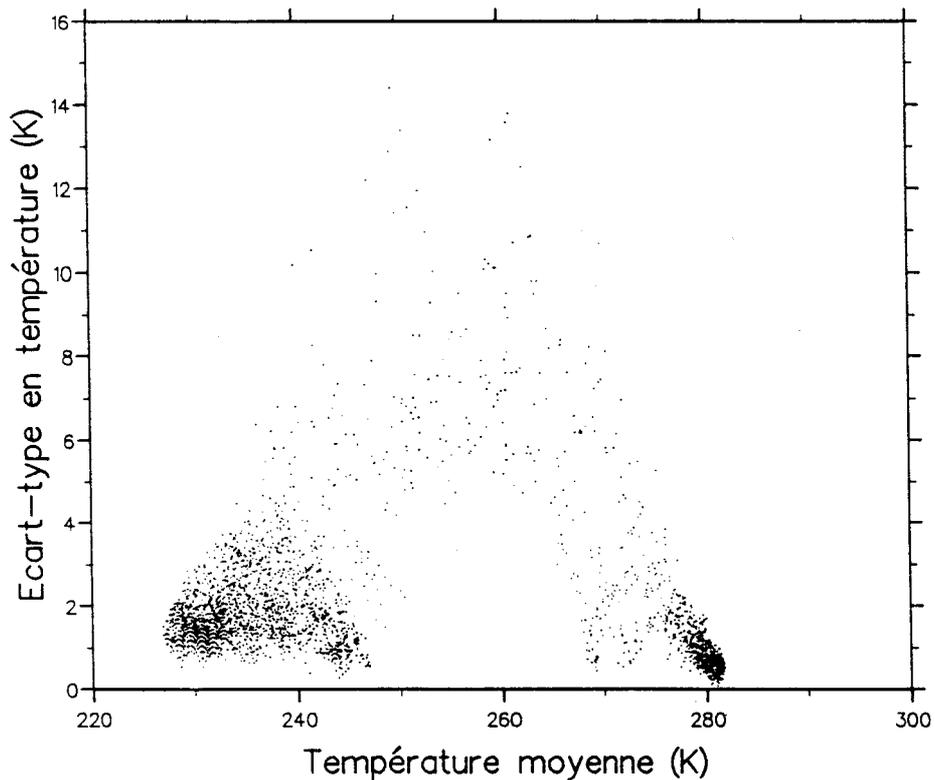


Figure 2.4.b : Comme pour la figure 2.4.a mais pour une petite zone (30 x 30 km²) de l'image. Les deux amas de points qui présentent un écart-type faible déterminent la température de sommet des nuages $T_n = 237 \pm 10 K$ et la température de surface $T_c = 281 \pm 1 K$.

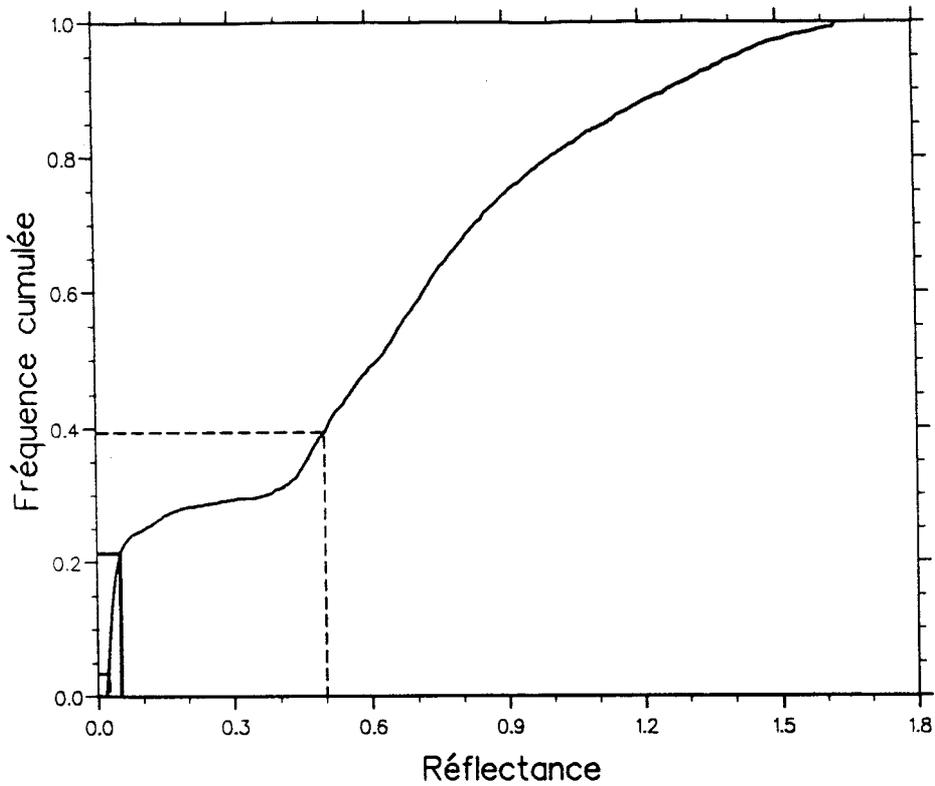


Figure 2.5.a : Distribution cumulée des réflectances bidirectionnelles pour la sous-scène utilisée en figure 2.4.b. Elle donne la fraction de pixels plus sombres qu'une valeur de réflectance donnée. En choisissant une valeur égale à $1 - N_e$ (déterminée à partir de la figure 2.4.b) on obtient la réflectance associée à l'interface ciel clair-nuage.

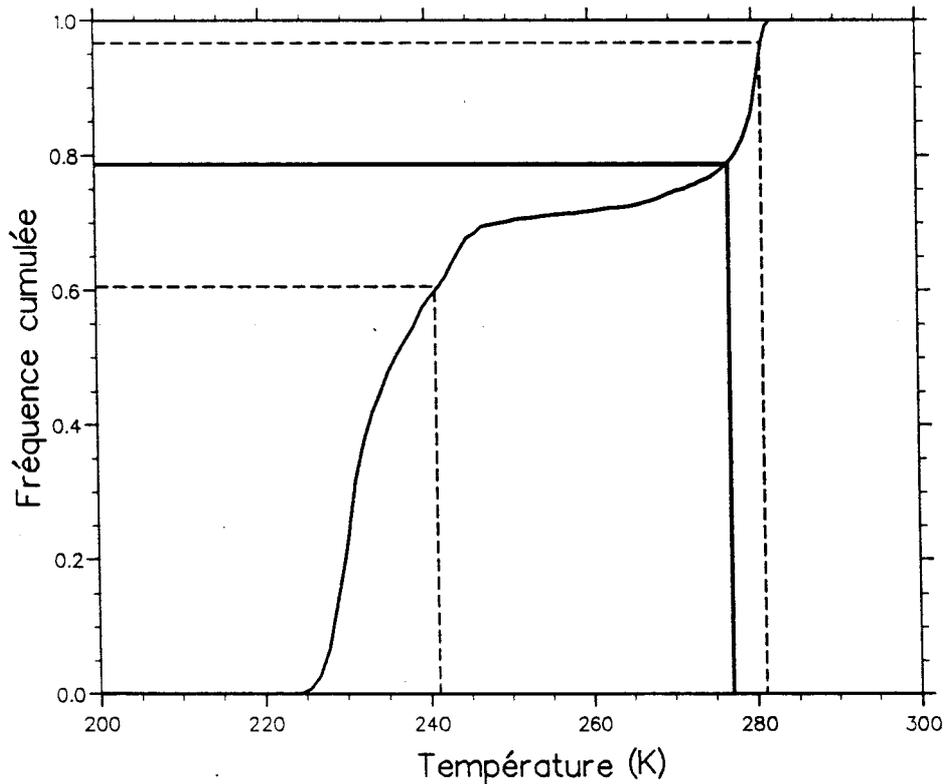


Figure 2.5.b : Distribution cumulée des températures radiatives pour la même sous-scène qu'en figure 2.4.b. Elle donne la fraction de pixels plus froids qu'une valeur de température donnée. En choisissant une valeur égale à N_e on obtient la température associée à l'interface ciel clair-nuage.

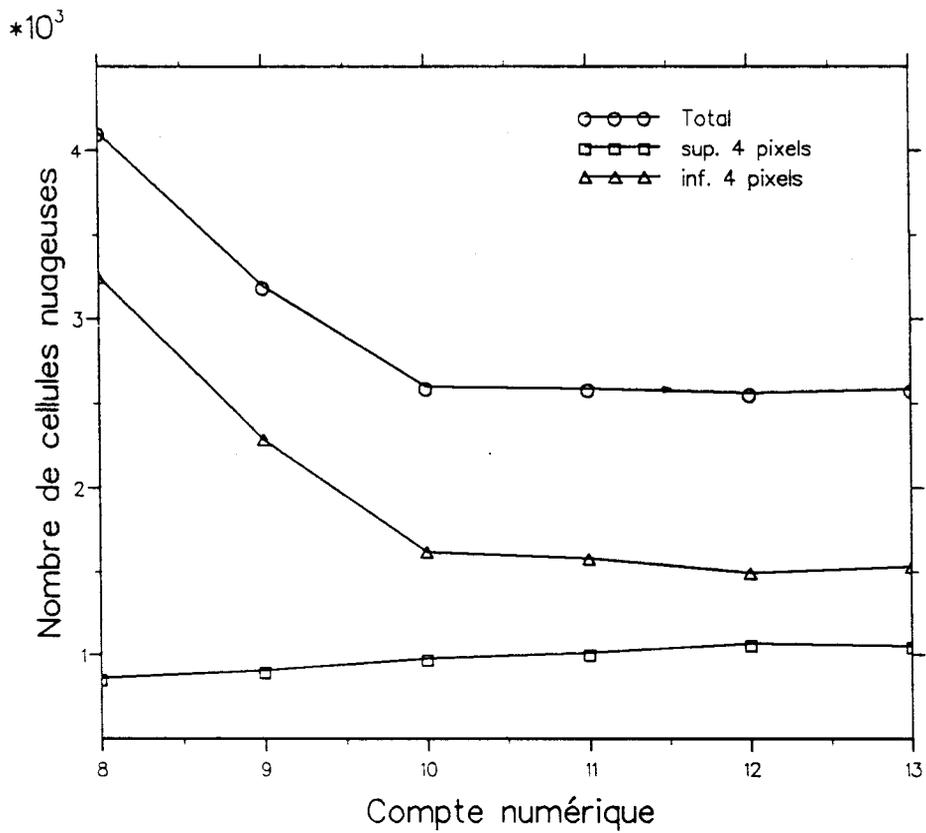


Figure 2.6 : Variation du nombre de cellules nuageuses en fonction du seuil dans le canal 4 de TM.

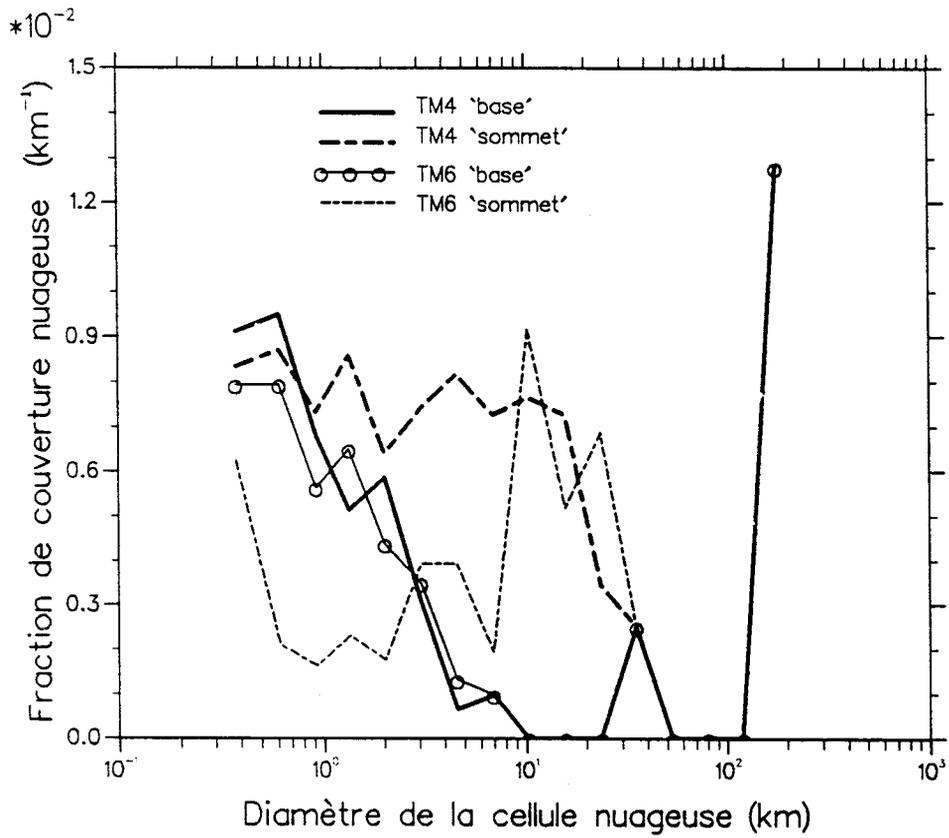


Figure 2.7 : Distribution de la fraction de couverture nuageuse en fonction du diamètre équivalent des nuages pour deux niveaux de seuil exprimés en pourcentage de couverture nuageuse totale.

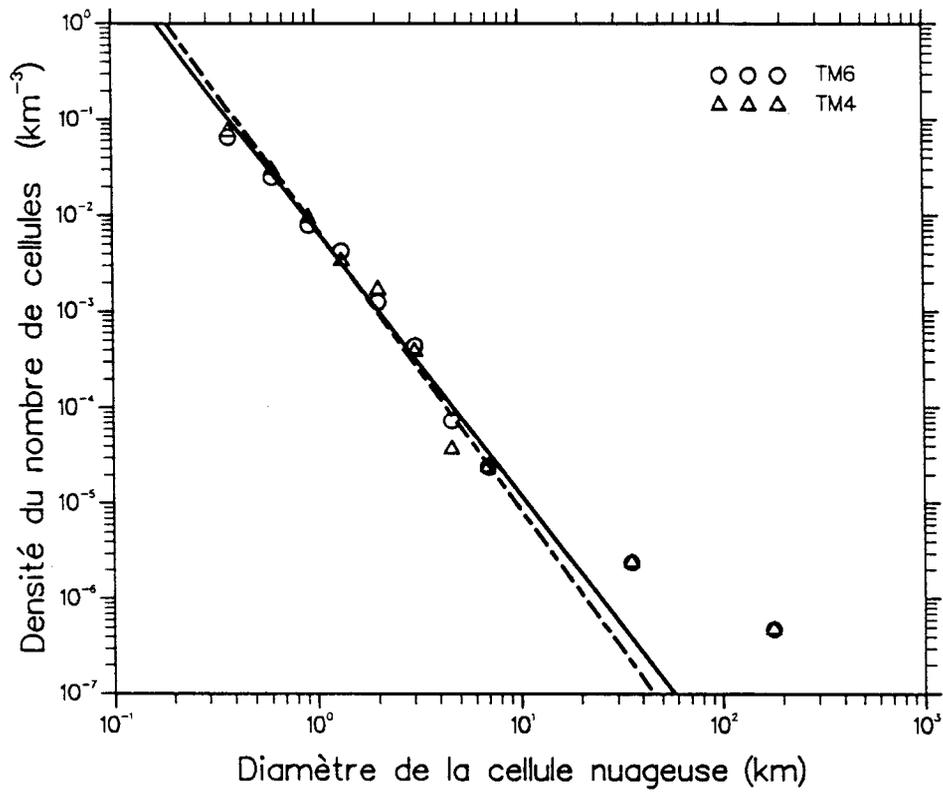


Figure 2.8 : Distribution en taille des cellules nuageuses dans les canaux 4 et 6 de TM en fonction du diamètre équivalent des nuages.

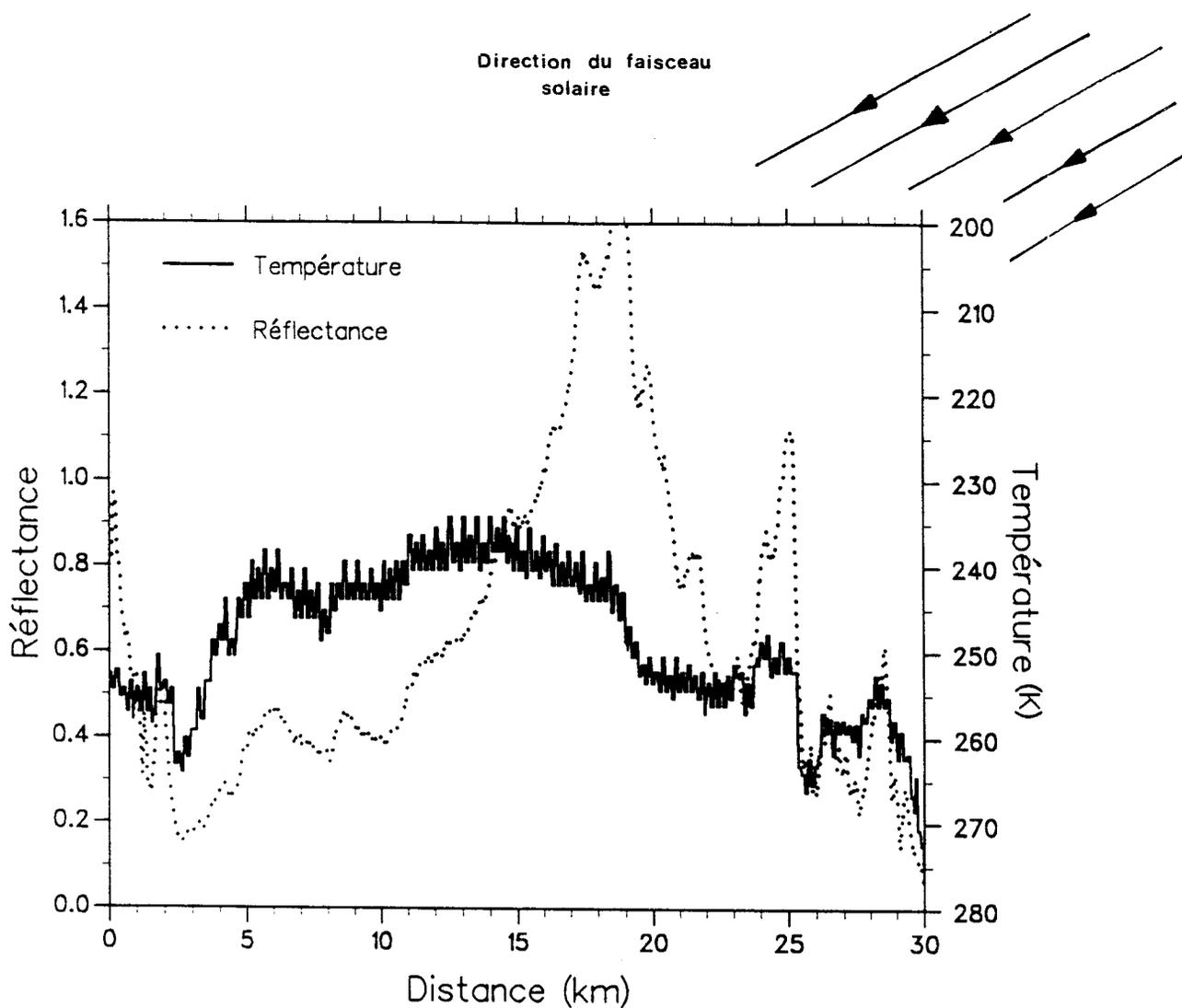


Figure 2.9 : Variations de la réflectance bidirectionnelle dans la bande 4 de TM et de la température radiative dans la bande 6 le long d'une radiale de l'image LANDSAT-5.

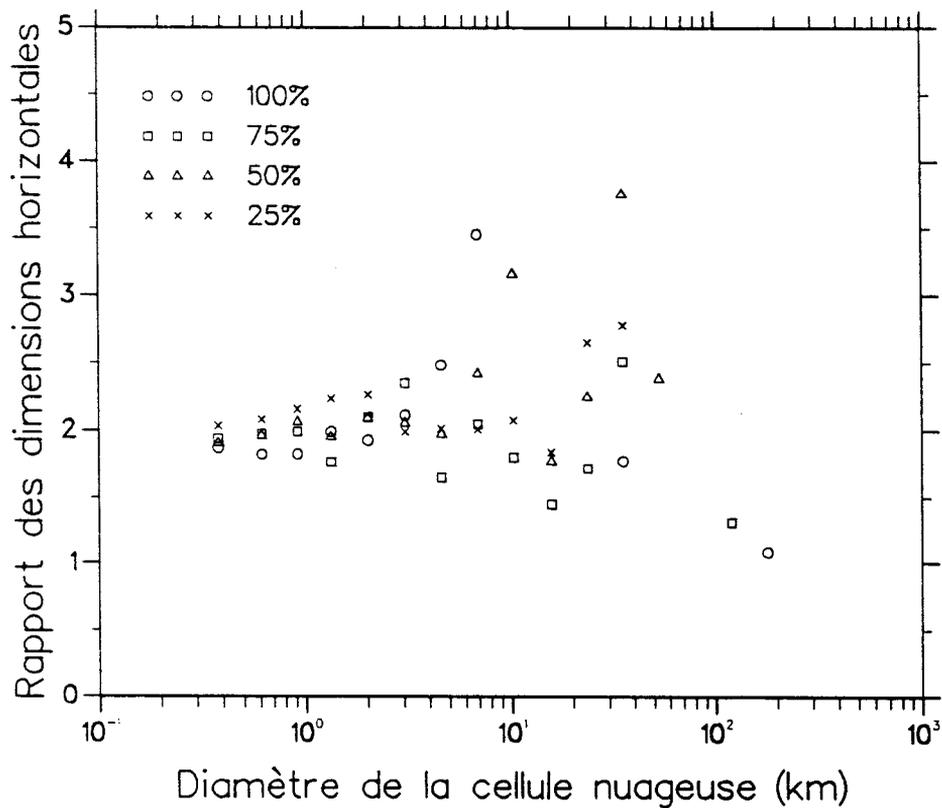


Figure 2.10 : Rapport des dimensions horizontales des cellules nuageuses en fonction de leur diamètre équivalent dans le canal 4 de TM. Ce rapport est déterminé à différents niveaux de seuil exprimés en pourcentage de couverture nuageuse totale.

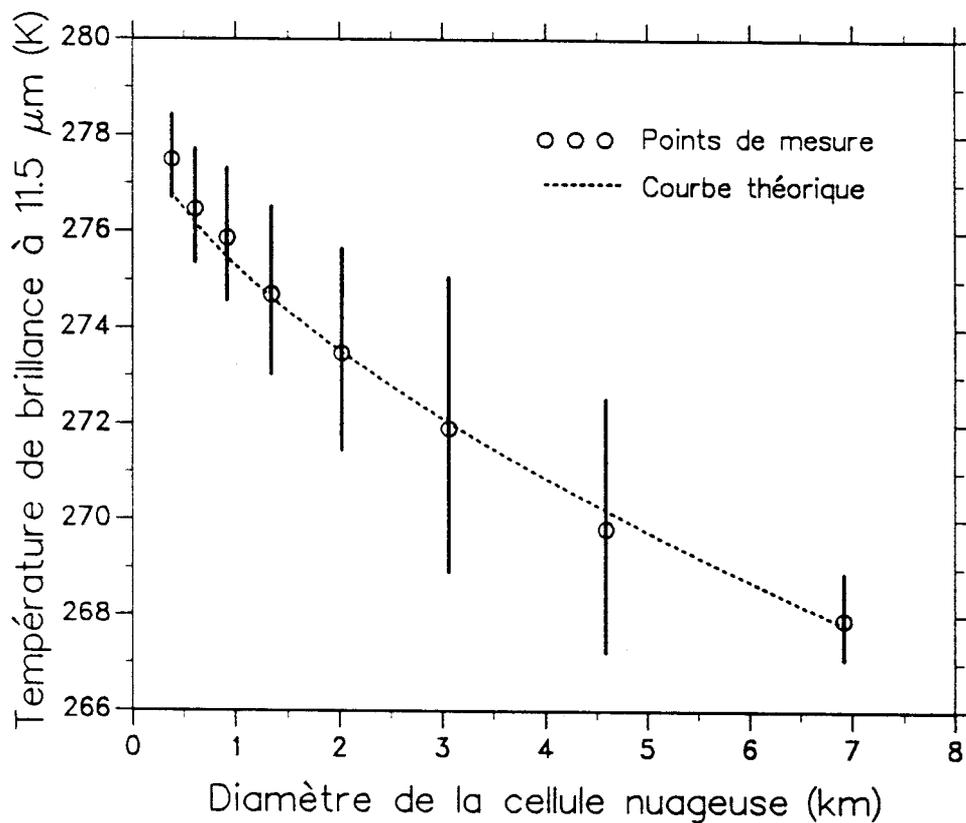


Figure 2.11 : Variations de la température radiative moyenne des cellules nuageuses en fonction de leur diamètre équivalent. La courbe en pointillés correspond à la relation (2.29) établie à partir de l'expression du rapport hauteur/diamètre équivalent des cellules nuageuses.

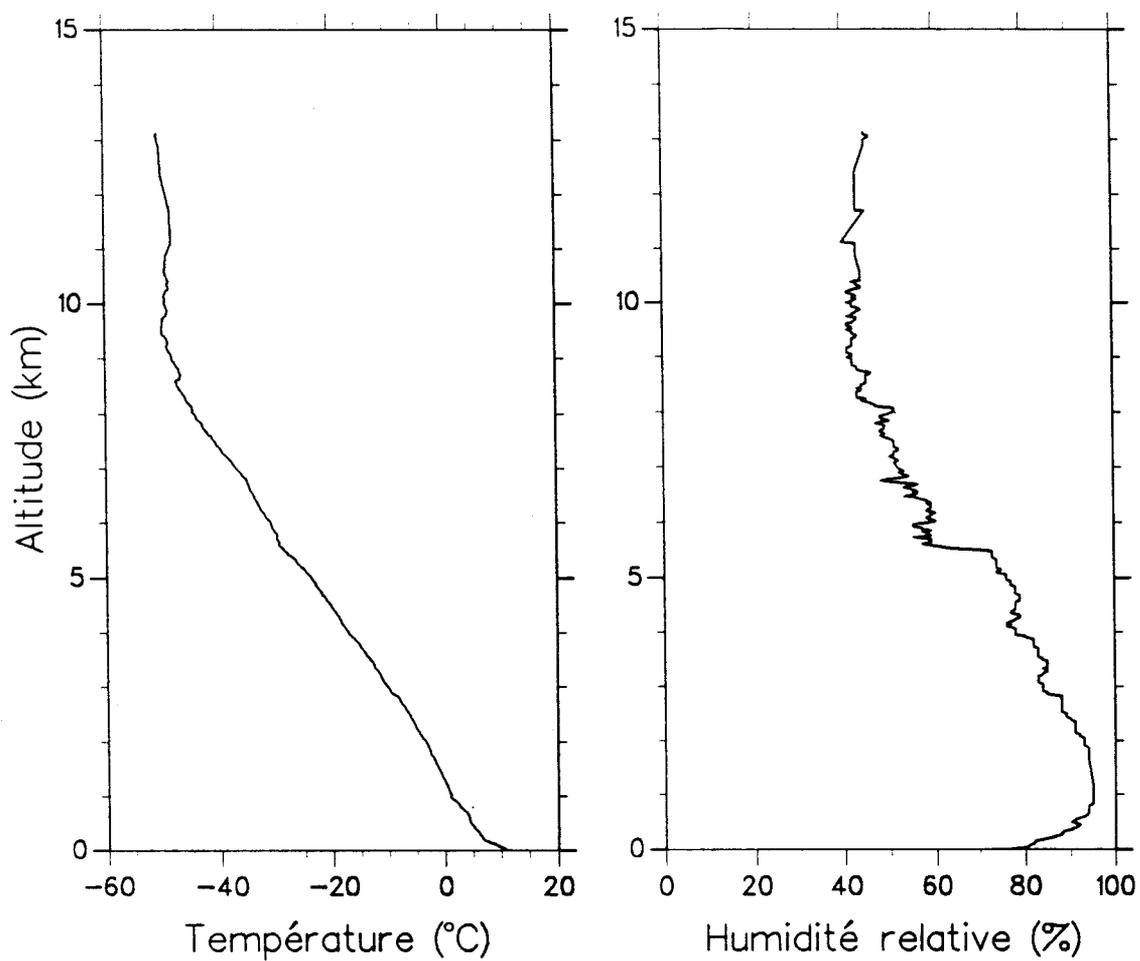


Figure 2.12 : Profil de température (a) et d'humidité relative (b) du radiosondage de la station d'Helgoland ($54.1^{\circ} N$, $7.5^{\circ} E$) effectué à 10h20 GMT.

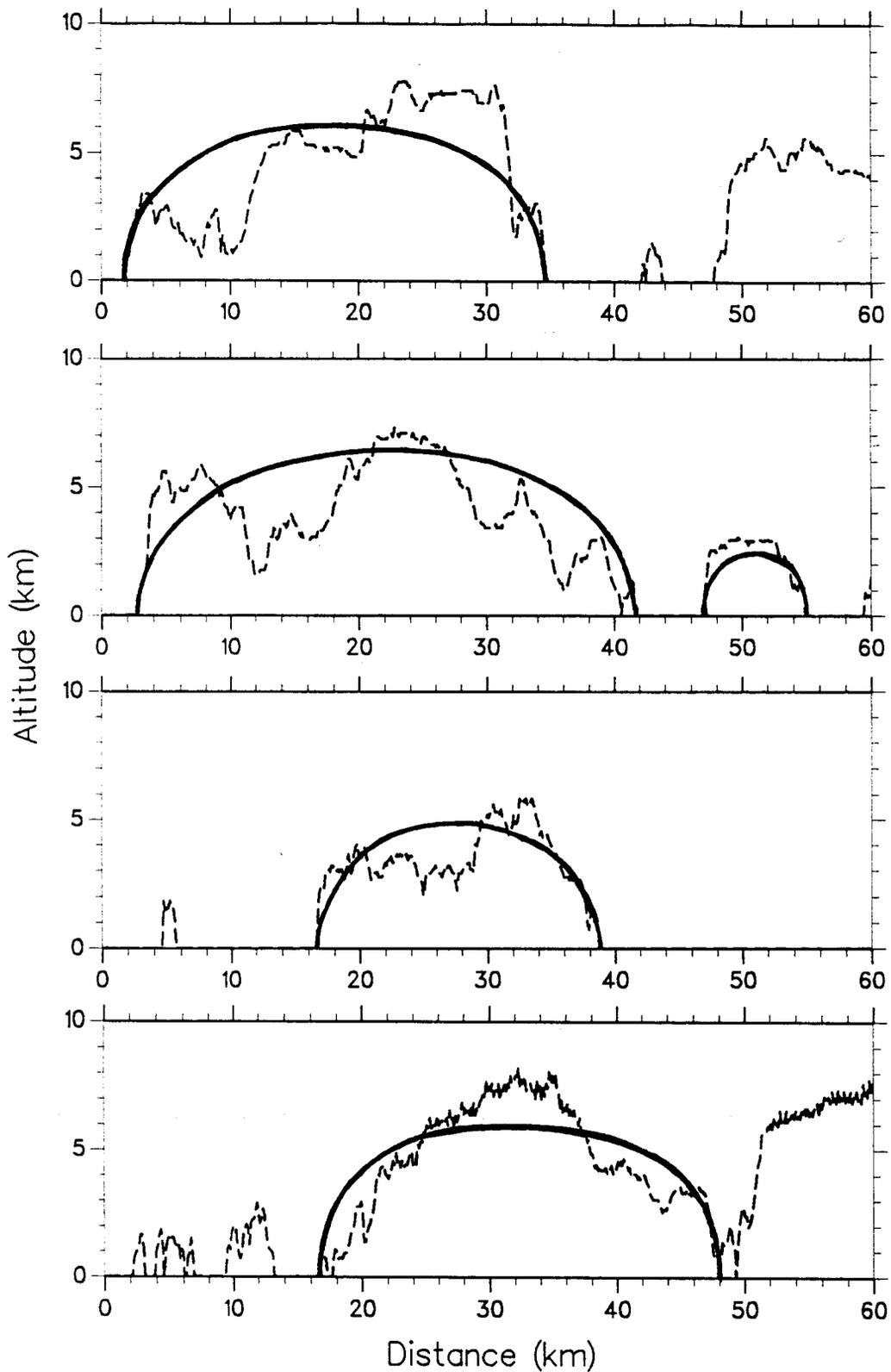


Figure 2.13 : Variations d'altitude du sommet de plusieurs cellules nuageuses le long de radiales de l'image LANDSAT-5 du 14 Octobre 1989. La forme théorique de quelques héli-ellipsoïdes déduite de la relation (2.33) est reportée en trait gras.

CHAPITRE 3

**INFLUENCE SUR LE BILAN RADIATIF DE
L'HETEROGENEITE DES NUAGES CONVECTIFS
OBSERVES DURANT L'EXPERIENCE ICE**

3.1 Introduction

Dans le chapitre précédent, nous avons modélisé la structure d'un champ de nuages convectifs observé durant l'expérience ICE et présentant une forte hétérogénéité spatiale. Nous cherchons maintenant à quantifier l'influence de cette hétérogénéité sur le champ radiatif à l'échelle de l'image LANDSAT dont les dimensions ($185 \times 185 \text{ km}^2$) sont du même ordre de grandeur que celles d'un modèle de prévision numérique du temps. Pour cela, nous allons comparer les bilans radiatifs, associés à une couverture nuageuse N donnée, obtenus soit en faisant l'hypothèse de nuages héli-ellipsoïdaux dont le diamètre équivalent et l'épaisseur géométrique sont distribués suivant les lois établies au chapitre 2, soit en faisant l'hypothèse d'une couche nuageuse plane-parallèle homogène. Cette dernière hypothèse correspond en effet à la représentation actuelle des nuages dans les modèles de prévision numérique du temps.

Cette différence de bilans radiatifs obtenue lorsque l'on compare une situation hétérogène et une situation homogène est liée à la forme des nuages (respectivement héli-ellipsoïdaux et plans-parallèles) et à la distribution en taille des nuages (champ de cellules d'épaisseurs optiques variables et champ homogène). Pour mieux distinguer l'influence de chacun de ces deux aspects, nous serons amenés à comparer des modèles qui se distinguent l'un de l'autre uniquement par leur forme ou uniquement par leur distribution en taille. Une couche nuageuse plane-parallèle homogène pourra être comparée, dans le premier cas, à un champ de nuages identiques mais de forme héli-ellipsoïdale. Nous envisagerons aussi des nuages cylindriques de base circulaire, cette forme étant souvent utilisée dans l'étude des nuages fins (Welch et Zdunkowski, 1981; Ellingson, 1982; Welch et Wielicki, 1984; ...).

Dans le second cas, la couche plane-parallèle homogène pourra être comparée à un champ de nuages formé de différentes fractions de couches planes-parallèles.

Pour calculer ces bilans radiatifs au sommet de l'atmosphère et à la surface de la mer, nous avons besoin d'utiliser des codes de rayonnement, qui sont présentés

en 3.2. Nous en avons même besoin, au préalable, en 3.3, pour transformer les dimensions géométriques des cellules nuageuses (établies dans le chapitre 2) en dimensions optiques. Nous pourrons alors calculer pour les différents modèles de nuages (décrits en 3.4) les bilans radiatifs dans le domaine solaire (3.5) et dans le domaine tellurique (3.6).

3.2 Codes de rayonnement

Cette section présente les codes de rayonnement qui nous permettent de simuler les propriétés radiatives des nuages étudiés dans le chapitre précédent et, en particulier, les valeurs de réflectances bidirectionnelles à $0.83 \mu m$ que nous comparons aux valeurs observées. Sont ensuite introduits les codes large bande, qui permettent de calculer les composantes solaire et tellurique du rayonnement et d'en déduire le bilan radiatif global au sommet de l'atmosphère et à la surface.

Le calcul du transfert de rayonnement à travers la couche nuageuse nécessite que soient définies les caractéristiques microphysiques et optiques des nuages. Nous supposons que les caractéristiques des particules nuageuses ne varient pas avec l'altitude. Les images satellitaires ainsi que les observations en vol durant l'expérience I.C.E., nous permettent de classer les nuages observés comme étant de type convectif. C'est pourquoi nous utilisons un modèle granulométrique de gouttes adapté à des nuages de type *cumulus-cumulus congestus* dont la distribution en taille est donnée par (Handbook of Geophysics and the Space Environment, 1985)

$$n(r) \propto r^2 \exp\left(-0.328 \frac{r}{r_0}\right). \quad (3.1)$$

Le rayon moyen des gouttes associé à cette distribution est égal à $9.2 \mu m$ et le rayon effectif à $15.2 \mu m$.

Les coefficients d'absorption, σ_a , et de diffusion, σ_d , des particules, ainsi que la fonction de phase $p(\theta)$ ont été calculées par la théorie de Mie pour un indice de réfraction complexe de l'eau $m = 1.329 - 0.182 \cdot 10^{-6} i$ (Hale et Querry, 1973), correspondant à la longueur d'onde centrale du canal 4 de TM. Les valeurs de l'albédo pour une diffusion $\tilde{\omega}$ et du facteur d'asymétrie g sont respectivement 0.999938 et 0.863. La figure 3.1 montre la fonction de phase $p(\theta)$ obtenue. Elle présente un pic de diffusion vers l'avant très prononcé et une rétrodiffusion relativement marquée.

3.2.1 Méthode de Monte Carlo à 0.83 μm

Notre étude vise à déterminer l'impact des hétérogénéités spatiales d'un champ de nuages réels sur le bilan radiatif total (courtes et grandes longueurs d'onde). Les solutions au problème de transfert radiatif dans le cas de géométries autres que le plan-parallèle sont difficiles à mettre en œuvre et des techniques précises et suffisamment rapides pour être intégrées dans les modèles de circulation générale n'existent pas encore. Dans le domaine des courtes longueurs d'ondes, la méthode la plus usitée, parce que facilement adaptable à tout type de géométrie, est fondée sur la technique de *Monte Carlo*. Nous présentons sommairement le code développé spécifiquement par Crétel dans son D.E.A. (1986) qui a été étendu au cas des nuages héli-ellipsoïdaux.

L'utilisation de la méthode de Monte Carlo pour calculer le transfert du rayonnement dans les nuages consiste 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 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) sont uniquement fonction de l'état présent du photon et non de son histoire. Dans cette méthode le photon est suivi dans son périple à travers le nuage, en tenant compte à la fois de l'absorption et de la diffusion le long du trajet, jusqu'à ce qu'il quitte le nuage pour se diriger vers la surface, qu'il retourne vers l'espace ou qu'il soit absorbé dans le nuage.

L'estimation de la longueur du trajet optique entre deux collisions est donnée par la fonction de densité

$$f(t) = \exp(-t) = \exp\left(\int_0^\infty -\sigma_e ds\right) \quad (3.2)$$

où t est le trajet optique, σ_e le coefficient d'extinction et s la distance parcourue. Si le nuage est optiquement fin, une grande partie des photons est transmise à travers le nuage sans subir aucune collision. Dans ce cas, le rendement du code de Monte Carlo devient particulièrement faible. Pour palier à cette déficience, on

force les photons à diffuser au moins une fois et le trajet optique est déterminé à partir d'une fonction de densité modifiée

$$f(t) = \frac{\exp(-t)}{1 - \exp(-\tau)} \quad 0 \leq t \leq \tau \quad (3.3)$$

où la longueur du trajet optique est limitée à la valeur τ qui est la distance de la frontière de la couche nuageuse dans la direction suivie par le photon. Le biais alors introduit dans les calculs est contourné en réduisant le poids statistique de chaque collision d'un facteur $(1 - \exp(-\tau))$ pour tenir compte des photons qui sans cela aurait été directement transmis.

Lors d'une collision, l'angle de diffusion, θ_d , est déterminé à partir de la fonction de phase tronquée et normalisée à 1 :

$$2\pi \int_0^{\theta_d} p(\theta) d(\cos \theta) = \chi \quad (3.4)$$

où χ est un nombre tiré au hasard et compris entre 0 et 1. L'angle de rotation du plan de diffusion est choisi au hasard entre 0 et 2π .

Dans notre approche, ni les interactions nuage-nuage, ni les effets d'ombre ne sont pris en compte: le nuage est supposé isolé. Ceci est en partie lié au fait que la prise en compte de ces effets complique considérablement le code et que l'organisation spatiale du champ de nuages est de toute façon très mal définie.

Tous les résultats présentés par la suite ont été effectués avec un nombre de 10^6 photons et l'erreur relative sur les valeurs de réflectance bidirectionnelle est inférieure à 2 %.

Les réflectances des nuages fins calculées avec Monte Carlo sont comparés aux valeurs obtenues dans le cas usuel plan-parallèle en utilisant la méthode des Harmoniques Sphériques (Devaux, 1977). Dans les deux codes de rayonnement, l'atmosphère dans et à l'extérieur du nuage est négligée. En outre, la réflectance de sol est supposée nulle. Cette dernière hypothèse est raisonnable pour un champ de nuages au dessus de la mer, en dehors des conditions d'observations de réflectance spéculaire.

3.2.2 Domaines des courtes et des grandes longueurs d'onde

Pour déterminer l'influence de l'hétérogénéité spatiale de la couverture nuageuse sur les flux radiatifs dans les courtes longueurs d'onde, nous avons utilisé le modèle paramétré de Fouquart et Bonnel (1980). Les profils de température et d'humidité fournis par le radiosondage d'Helgoland, ainsi que l'épaisseur optique des aérosols mesurée in-situ le 14 Octobre 1989 ont été introduits dans ce modèle.

Les flux radiatifs dans le domaine des grandes longueurs d'onde ont été calculés avec le modèle à haute résolution spectrale de Morcrette (1984) en utilisant également les profils de température et d'humidité du radiosondage.

3.3 Ajustement modèle/mesure en réflectance bidirectionnelle à $0.83 \mu m$

3.3.1 Réflectances bidirectionnelles des nuages à $0.83 \mu m$

La réflectance bidirectionnelle dans la direction du satellite a été déterminée pour chaque cellule au niveau de seuil correspondant à la "base" des nuages. La figure 3.2 présente les valeurs moyennées par classe de diamètre en fonction du diamètre équivalent des nuages. On observe une forte dispersion autour de la moyenne par classe de diamètre. Les deux dernières valeurs moyennes, correspondant aux plus gros diamètres, sont peu significatives, puisqu'il n'y a qu'une seule cellule nuageuse dans chacune des classes.

Comme on pouvait s'y attendre l'allure générale de la figure 3.2 montre une augmentation de la réflectance moyenne avec la taille des nuages. Les valeurs de réflectances sont étonnamment faibles, étant donné l'importante dimension des cellules nuageuses. Ceci est, néanmoins, en accord avec la forme de l'histogramme de réflectance à $0.83 \mu m$ (voir figure 2.3.a) qui montre un étalement important des valeurs de réflectance des pixels nuageux entre 0.10 et 1.63, valeur de saturation du canal. Malgré la présence de noyaux de pixels brillants dans chaque cellule nuageuse, la valeur moyenne de réflectance est fortement affectée par la présence de larges zones beaucoup plus sombres au bord des cellules. Ces variations de réflectance observées sont beaucoup plus importantes que celles qui sont obtenues avec les modèles théoriques qui utilisent des nuages cubiques (McKee et Cox, 1974; Aïda, 1977; Davies 1978), pour lesquels, dans les conditions d'éclairement rasant, la réflectance sur les bords est peu différente de la réflectance au centre.

3.3.2 Correction des effets atmosphériques

Les codes de rayonnement introduits dans la section 3.2.1 permettent de calculer les réflectances bidirectionnelles des nuages à $0.83 \mu m$. Le signal mesuré par

le radiomètre satellitaire correspond à la réflectance bidirectionnelle obtenue au sommet de l'atmosphère. Afin de comparer les deux grandeurs, nous avons corrigé les mesures des effets induits par l'atmosphère.

La réflectance bidirectionnelle mesurée en ciel clair dans le canal 4 de TM est de l'ordre de 0.025 (voir figure 2.3.a). Dans ce canal, l'effet de l'ozone est négligeable et le principal absorbant est la vapeur d'eau, essentiellement localisée dans les basses couches de l'atmosphère. Dans ces conditions, on peut découpler le nuage du reste de l'atmosphère et la réflectance mesurée en ciel clair est assimilée à la réflectance montante à la base du nuage. D'après Chandrasekhar (1950), la réflectance bidirectionnelle au sommet de l'atmosphère, $\rho(\theta_0, \theta_v, \phi)$ est ainsi la combinaison de la réflectance bidirectionnelle du nuage $\rho_n(\theta_0, \theta_v, \phi)$ et de la réflectance en ciel clair, ρ_a , que l'on supposera lambertienne

$$\rho(\theta_0, \theta_v, \phi) = \rho_n(\theta_0, \theta_v, \phi) + \rho_a \frac{T_n(\theta_0) T_n(\theta_v)}{1 - \rho_a S_n}, \quad (3.5)$$

où $T_n(\theta)$ est la transmittance hémisphérique directionnelle du nuage suivant l'angle θ et S_n sa réflectance bihémisphérique, θ_0 l'angle d'incidence solaire, θ_v l'angle de visée satellitaire et ϕ l'angle azimutal relatif entre la direction d'observation et celle du soleil.

Le second terme de la partie droite de l'équation intervient comme un terme correctif mineur dans l'expression de la réflectance bidirectionnelle au sommet de l'atmosphère puisque la valeur de ρ_a est faible. Lorsque le nuage devient épais la transmittance hémisphérique directionnelle est, elle aussi, très faible et la réflectance bidirectionnelle obtenue au sommet de l'atmosphère est presque égale à la réflectance bidirectionnelle intrinsèque du nuage. Pour ces raisons, nous utilisons une expression approchée de l'équation (3.5), (Stephens, 1978b):

$$\rho(\theta_0, \theta_v, \phi) = \rho_n(\theta_0, \theta_v, \phi) + \rho_a \frac{(1 - \rho_n(\theta_0, \theta_v, \phi))^2}{1 - \rho_a \rho_n(\theta_0, \theta_v, \phi)}, \quad (3.6)$$

qui suppose que l'absorption dans le nuage est négligeable et que sa réflectance est lambertienne et égale à $\rho_n(\theta_0, \theta_v, \phi)$. Dans ces conditions la réflectance bidirectionnelle du nuage est donnée par la relation

$$\rho_n(\theta_0, \theta_v, \phi) = \frac{\rho(\theta_0, \theta_v, \phi) - \rho_a}{1 + \rho_a(\rho(\theta_0, \theta_v, \phi) - 2)}. \quad (3.7)$$

3.3.3 Ajustement du modèle

L'objectif de notre étude étant d'estimer l'impact des hétérogénéités spatiales d'un champ de nuages "réels" sur le bilan radiatif, le modèle de nuages finis que nous venons d'introduire est comparé au modèle usuel plan-parallèle. Dans le cadre de notre étude de sensibilité à la répartition de l'eau liquide ces deux modèles de nuages doivent satisfaire certaines conditions pour pouvoir être comparés. Les champs de nuages doivent avoir un contenu en eau liquide identique. De plus, la surface apparente Σ de chaque nuage est imposée par l'observation.

La hauteur moyenne d'une cellule nuageuse a une influence majeure dans les grandes longueurs d'onde, puisque c'est elle qui fixe la température moyenne du sommet des nuages et par suite gouverne le bilan radiatif ondes longues au sommet de l'atmosphère. Les hauteurs moyennes des nuages sont donc supposées identiques dans les deux modèles. Le nuage plan-parallèle équivalent à un demi-ellipsoïde de hauteur maximale C est ainsi un nuage de même surface de base, d'épaisseur égale à $2/3 C$ et de mêmes caractéristiques optiques (même coefficient d'extinction, même albédo pour une diffusion et même fonction de phase).

D'après l'équation (2.33), l'épaisseur optique moyenne $\bar{\delta}$ d'un nuage est liée à son diamètre équivalent par la relation

$$\bar{\delta} = \nu \sigma_e D^{\beta} . \quad (3.8)$$

La valeur du coefficient d'extinction doit permettre de simuler les valeurs observées de réflectance bidirectionnelle. Les valeurs moyennes de réflectance des deux plus grosses cellules nuageuses sont peu représentatives. D'autre part, les valeurs de réflectance des petites cellules ne correspondent qu'à une infime partie de la nébulosité totale. C'est pourquoi la valeur de σ_e a été fixée de manière à obtenir la valeur de réflectance bidirectionnelle moyennée sur la portion nuageuse de la scène, égale à 0.51.

En toute rigueur, la forme des nuages réels étant plus proche d'un hémiparallèle que d'un plan-parallèle, la valeur de σ_e devrait être déterminée en util-

isant le modèle de nuage fini. Cependant, dans la pratique, nous avons choisi le plan-parallèle pour deux raisons: (i) cette démarche nous évite d'itérer sur le code de Monte Carlo, puisque la relation qui lie l'épaisseur optique d'un nuage à son diamètre équivalent n'est pas linéaire; (ii) dans le code de Monte Carlo, les interactions nuage-nuage et les effets d'ombres sont totalement négligés; la valeur de σ_e serait donc, de toute façon, une valeur approximative.

La réflectance bidirectionnelle moyenne de la portion nuageuse de la scène s'exprime via la distribution en taille des nuage :

$$\langle \rho_n(\theta_0, \theta_v, \phi) \rangle = \frac{1}{N} \int_{D_{min}}^{D_{max}} \bar{\rho}_n(\theta_0, \theta_v, \phi, D) \frac{dN(D)}{dD} dD , \quad (3.9)$$

où le formalisme utilisé pour les grandeurs moyennes est identique à celui introduit dans la section 2.3.2.c. Cette relation se réduit, d'après l'équation (2.31) à

$$\langle \rho_n(\theta_0, \theta_v, \phi) \rangle = \int_{D_{min}}^{D_{max}} \bar{\rho}_n(\theta_0, \theta_v, \phi, D) dD / (D_{max} - D_{min}) . \quad (3.10)$$

Dans le cas du nuage plan-parallèle, les valeurs de $\bar{\rho}_n(\theta_0, \theta_v, \phi, D)$ ont été calculées pour différentes valeurs de l'épaisseur optique $\bar{\delta}$ liée à D via l'équation (3.8). La valeur moyenne de la réflectance bidirectionnelle de la portion nuageuse est égale à 0.51 pour un coefficient d'extinction de 7 km^{-1} . Ainsi, un nuage de 1 km de diamètre a une épaisseur optique moyenne de 3.5 et un nuage de 50 km de diamètre (D_{max}) une épaisseur optique moyenne de 37. Compte tenu des caractéristiques physiques des nuages introduites précédemment, leur contenu en eau liquide serait de l'ordre de 0.07 gm^{-3} , une valeur qui semble faible, comparée à celle des nuages standards de Stephens (1978a). Pour relativiser ce résultat, il faut souligner que, dans notre modèle le champ de nuages est hétérogène mais le milieu qui constitue une cellule individuelle est supposé homogène. Cette simplification peut intervenir à deux niveaux:

(i) Il y a de plus en plus de raisons de considérer que les nuages ont une nature fractale ou multifractale (voir, par exemple, Lovejoy et Schertzer, 1990). Un modèle réaliste devrait donc prendre en compte cette hétérogénéité du contenu en eau liquide à toutes les échelles. Selon Davis et al.(1990), cette nature fractale des nuages peut induire une épaisseur optique apparente (déterminée en faisant l'hypothèse d'un milieu homogène) notablement inférieure à l'épaisseur optique

(moyennée dans l'espace) d'un nuage hétérogène (fractal).

(ii) Dans notre modèle, le rayon effectif des gouttes est constant; il est donc supposé indépendant de la taille des nuages et de l'altitude. La réflectance bidirectionnelle moyenne d'un nuage dépend directement de l'épaisseur optique moyenne et non pas du contenu en eau liquide W . Dans la mesure où l'épaisseur optique est proportionnelle au rapport W/r_e , si on suppose que le rayon effectif des gouttes est dix fois plus grand, ce qui est extrême mais envisageable même pour des nuages non précipitants (Hegg, 1986), la valeur de W croit du même facteur. On peut également envisager que le facteur d'asymétrie g des particules soit assez différent dans le cas de cristaux de glace situés au sommet des plus grosses cellules nuageuses. D'après les relations de similarité de Van de Hulst (1980), la grandeur qui caractérise les propriétés radiatives d'une couche diffusante non absorbante est le produit $(1 - g) \sigma_e$. La réflectance du nuage étant fixée, la valeur de σ_e dépend donc de celle de g , encore mal connue dans le cas des cristaux de glace. C'est pourquoi la valeur du coefficient d'extinction que nous avons déterminée doit être considérée davantage comme une valeur effective, qui permet de simuler le champ de rayonnement observé, que comme une valeur réelle représentative du type de nuages considérés.

Le coefficient d'extinction fixé, nous déterminons les valeurs de réflectance bidirectionnelle des nuages fins à l'aide du code de Monte Carlo. Dans le cas des modèles de nuages fins, la réflectance bidirectionnelle d'un nuage est égale à la fraction de photons interceptée par ce nuage (sommet + bords) qui est réfléchi vers l'espace dans la direction $\theta_v = 0^\circ$. Comme le montre la figure 3.3, la surface éclairée d'un nuage est toujours plus grande que celle d'un nuage plan-parallèle équivalent, qui varie comme le cosinus de l'angle solaire.

Afin de comparer différents modèles à la mesure, nous avons normalisé les réflectances bidirectionnelles des nuages fins au flux solaire incident. Les valeurs ainsi obtenues s'expriment comme

$$\overline{\rho_n^*}(\theta_0, \theta_v, \phi) = \frac{\overline{\rho_n}(\theta_0, \theta_v, \phi) \Sigma(\theta_0)}{\Sigma(0) \cos \theta_0}, \quad (3.11)$$

où $\Sigma(\theta_0)$ et $\Sigma(0)$ représentent la surface apparente du nuage respectivement dans

la direction θ_0 et à la verticale du satellite.

La figure 3.4 présente les courbes de réflectance bidirectionnelle normalisée en fonction du diamètre équivalent des nuages obtenues dans le cas du nuage plan-parallèle et du nuage héli-ellipsoïdal orienté selon $\psi_e = 0^\circ$ par rapport au plan d'incidence solaire. Les réflectances bidirectionnelles ont été calculées pour les conditions d'éclairement de l'image LANDSAT ($\theta_0 \simeq 65^\circ$). Lorsque $\psi_e = 0^\circ$, le grand axe de l'ellipse de base du nuage héli-ellipsoïdal est parallèle à la direction du faisceau solaire incident (orientation observée pour les plus grosses cellules nuageuses sur l'image LANDSAT).

Les réflectances bidirectionnelles ont été déterminées en faisant l'hypothèse d'un nuage totalement isolé de ses voisins. Ce ne sont donc que des valeurs approchées puisqu'il faudrait prendre en compte les effets d'ombrage portée des nuages sur leurs proches voisins et les effets d'interactions entre nuages.

Pour des diamètres inférieurs à environ 2 km, la réflectance bidirectionnelle du nuage fini est toujours inférieure à celle du nuage plan-parallèle équivalent à cause de la perte des photons par les côtés des nuages qui sont soit réfléchis vers le bas, soit directement transmis puisque l'épaisseur optique sur les bords du nuage héli-ellipsoïdal est plus faible que dans le cas plan-parallèle. Au delà de 5 km de diamètre, les rapports hauteur/diamètre deviennent faibles (inférieurs à 0.25), mais la valeur de réflectance nuage héli-ellipsoïdal est toujours inférieure à celle du plan-parallèle ; les effets de parois restent importants même pour des épaisseurs optiques élevées.

Nous avons déterminé plus haut, la valeur du coefficient d'extinction σ_e en ajustant le modèle de nuage plan-parallèle à la valeur de réflectance bidirectionnelle moyenne des nuages mesurée par le radiomètre satellitaire. Si l'on considère des demi-ellipsoïdes orientés à 0° , la valeur devrait être augmentée d'environ 20 à 30% si les effets d'interactions entre nuages finis étaient négligeables, ce qui n'est pas le cas pour une couverture nuageuse importante.

3.4 Modèles de nuages envisagés pour l'étude de l'influence de la répartition spatiale de l'eau liquide sur le bilan radiatif

Notre objectif est d'évaluer l'impact de la variabilité spatiale de l'eau liquide sur le rayonnement solaire et tellurique à l'échelle caractéristique d'une maille de modèle de prévision numérique du temps, c'est à dire quelques milliers de kilomètres carrés. A l'heure actuelle, la représentation des nuages dans ces modèles est limitée à une couche plane-parallèle homogène à l'échelle de la maille pour des raisons diverses: manque d'information sur la structure réelle des champs de nuages, difficulté pour modéliser le problème du transfert radiatif à travers un milieu hétérogène, économie du temps de calcul. C'est pourquoi, de nombreuses études théoriques sur les nuages finis (Weinman et Harshvardhan, 1982; Welch et Wielicki, 1984; Kite, 1987) se sont focalisées sur la détermination d'une couverture nuageuse dite "effective" ou "équivalente", définie comme la fraction de nuage plan-parallèle infini qui fournirait un bilan de rayonnement identique à celui obtenu dans le cas d'une couverture nuageuse morcelée.

Indépendamment du problème indirect, lié au fait qu'un champ de nuages finis présente des effets directionnels bien différents de ceux d'une couche nuageuse homogène (ce qui a des implications immédiates sur l'interprétation des mesures de luminance à partir de satellite et sur la dérivation du flux radiatif à partir de ces mesures (Davies, 1984)), nous estimons l'effet de l'hétérogénéité spatiale d'un champ de nuages réaliste sur les flux radiatifs au sommet de l'atmosphère et à la surface. Nous envisageons d'appréhender séparément l'impact de la forme des nuages et celui de la distribution spatiale de l'eau liquide. Nous introduisons, pour cela, six modèles schématiques du champ de nuages réellement observé, modèles qui serviront de support à la détermination des flux radiatifs et des couvertures nuageuses effectives.

3.4.1 Modèles de nuages

Modèle PPH : Le modèle **Plan-Parallèle Homogène** est l'approche la plus simple pour modéliser les propriétés radiatives d'une couche nuageuse puisqu'on suppose que ses propriétés varient linéairement avec la couverture nuageuse.

Modèle PPNH : Dans la configuration du modèle **Plan-Parallèle Non Homogène**, chaque cellule nuageuse est équivalente à un plan-parallèle uniforme, mais l'épaisseur optique moyenne, liée à la dimension horizontale de la cellule, varie d'un nuage à l'autre. Ce modèle permet d'accéder directement à l'influence de la distribution horizontale de l'eau liquide dans la scène.

Modèle HEH : Dans le modèle d'**Hémi-Ellipsoïdes Homogènes**, nous faisons l'hypothèse que la distribution en taille des nuages est équivalente à une distribution uniforme de nuages hémi-ellipsoïdaux. Comparé au PPH, ce modèle permet d'appréhender l'impact de la forme des nuages sur le rayonnement.

Modèle HENH : Le modèle d'**Hémi-Ellipsoïdes Non Homogènes** couple les deux effets précédemment introduits (effet de forme des nuages et effet de répartition horizontale de l'eau liquide). Il est très proche de la couverture nuageuse observée.

Nous introduisons, en plus, deux modèles de nuages finis cylindriques afin d'examiner comment évoluent les flux au sommet de l'atmosphère et à la surface avec la forme géométrique des nuages:

Le modèle de **Cylindres Homogènes** (modèle **CH**) est composé de cellules nuageuses cylindriques de base circulaire toutes identiques et le modèle de **Cylindres Non Homogènes** (modèle **CNH**) de nuages cylindriques dont la distribution en taille suit la loi en puissance du diamètre définie par l'équation (2.30).

Tous les modèles sont comparés à contenu en eau liquide moyen identique dans la scène. Comme l'indique la relation (2.31), la couverture nuageuse varie linéairement avec le diamètre équivalent maximum D_{max} de la distribution en taille des nuages. Ainsi, pour une valeur de couverture nuageuse fixée $N(D_{max})$,

l'épaisseur optique moyenne de la portion nuageuse de la scène est égale à

$$\langle \delta \rangle = \frac{1}{N} \int_{D_{min}}^{D_{max}} \overline{\delta(D)} \frac{dN(D)}{dD} dD , \quad (3.12)$$

soit, d'après l'équation (3.8)

$$\langle \delta \rangle = \frac{\nu \sigma_e}{\beta + 1} \frac{D_{max}^{\beta+1} - D_{min}^{\beta+1}}{D_{max} - D_{min}} \simeq \frac{\nu \sigma_e}{\beta + 1} D_{max}^{\beta} . \quad (3.13)$$

Les modèles PPNH et CNH équivalents sont défini exactement par la même distribution en taille des nuages que le modèle HENH. Chacune des cellules hémisphériques est remplacée soit par une fraction de nuage plan-parallèle infini, soit par un cylindre homogène de même épaisseur optique moyenne $\overline{\delta(D)}$.

Le modèle PPH équivalent correspond à une fraction $N(D_{max})$ de nuage plan-parallèle infini homogène et d'épaisseur optique $\langle \delta \rangle$.

Quant aux modèles HEH et CH équivalents, ils sont composés de cellules nuageuses hémisphériques ou cylindriques toutes semblables, dont le diamètre, que nous identifierons comme "effectif", est lié à l'épaisseur optique moyenne de la scène par la relation (cf Eq. (3.8))

$$D_e = \left(\frac{\langle \delta \rangle}{\nu \sigma_e} \right)^{\frac{1}{\beta}} , \quad (3.14)$$

soit encore, si $D_{min} \ll D_{max}$

$$D_e \simeq \left(\frac{1}{\beta + 1} \right)^{\frac{1}{\beta}} D_{max} = \left(\frac{1}{\beta + 1} \right)^{\frac{1}{\beta}} \frac{4}{n_0 \pi} N(D_{max}) . \quad (3.15)$$

En pratique, ce diamètre effectif est peu différent du diamètre moyen de la distribution en taille, $\langle D \rangle = (D_{max} - D_{min})/2 \simeq D_{max}/2$.

Les six modèles de champ de nuages peuvent être comparés à la fois dans les courtes et les grandes longueurs d'onde, puisque, pour une valeur de couverture nuageuse donnée $N(D_{max})$, leur contenu en eau liquide total est identique, ainsi que l'altitude moyenne du sommet des nuages.

3.4.2 Couverture nuageuse effective, N_e

Dans l'optique d'une assimilation aisée dans les modèles de circulation générale ou les modèles climatiques, le bilan radiatif d'un champ de nuages doit être exprimé de façon simple, en pratique, en assimilant les nuages à une portion de plan-parallèle homogène infini. Suivant cette approximation, le flux montant au sommet de l'atmosphère F_{\parallel}^{\uparrow} (ou descendant à la surface $F_{\parallel}^{\downarrow}$) s'exprime simplement comme une moyenne pondérée par la couverture nuageuse N , des flux en ciel clair F_0^{\uparrow} (ou F_0^{\downarrow}) et en ciel complètement nuageux $F_{1\parallel}^{\uparrow}$ (ou $F_{1\parallel}^{\downarrow}$).

$$F_{\parallel}^{\uparrow\downarrow} = (1 - N) F_0^{\uparrow\downarrow} + N F_{1\parallel}^{\uparrow\downarrow} \quad (3.16)$$

Pour être cohérent avec le premier chapitre, le flux $F_{1\parallel}^{\uparrow\downarrow}$ est ici défini comme le flux correspondant à l'épaisseur optique moyenne de la portion nuageuse de la scène $\langle \delta \rangle = \delta_{\text{moy}}/N$, où δ_{moy} est l'épaisseur optique moyenne de la scène globale.

Cette relation n'est qu'approchée à cause de l'hétérogénéité du champ de nuages et de la forme de ces nuages.

Dans le cas d'une couche nuageuse non homogène, la couverture nuageuse équivalente est définie par la même relation; en remplaçant N par $N_e^{\uparrow\downarrow}$, le flux obtenu est égal au flux "exact" ou réellement observé,

$$F^{\uparrow\downarrow} = (1 - N_e^{\uparrow\downarrow}) F_0^{\uparrow\downarrow} + N_e^{\uparrow\downarrow} F_{1\parallel}^{\uparrow\downarrow} (\delta_{\text{moy}}/N_e^{\uparrow\downarrow}). \quad (3.17)$$

En pratique, la valeur de $N_e^{\uparrow\downarrow}$ doit être déterminée de façon itérative.

Dans l'esprit d'une modélisation, les quantités clés sont bien sûr la différence entre le flux approximé $F_{\parallel}^{\uparrow\downarrow}$ et le flux exact $F^{\uparrow\downarrow}$ mais aussi la différence $N_e^{\uparrow\downarrow} - N$. Par la suite, afin d'alléger les notations, nous omettrons lorsqu'il n'est pas nécessaire l'indice $\uparrow\downarrow$.

3.5 Impact des hétérogénéités spatiales dans le domaine des courtes longueurs d'onde

Dans la partie solaire du spectre électromagnétique ($0.2 - 4 \mu m$), la principale caractéristique des nuages est d'accroître l'albédo planétaire (c'est à dire d'augmenter le flux solaire réfléchi au sommet de l'atmosphère) et ainsi de réduire le flux radiatif descendant à la surface. Ils ont, par conséquent, un effet de refroidissement à la fois sur la surface et sur le système surface-atmosphère dans sa globalité. Cet effet dépend de l'épaisseur optique des nuages mais aussi de leur structure spatiale.

De nombreuses études, la première étant celle de McKee et Cox (1974), ont montré que l'aspect hétérogène des couches nuageuses peut induire, dans certains cas, des biais conséquents dans l'estimation des flux radiatifs visibles au sommet de l'atmosphère, biais qui peuvent atteindre 40 à 60 W m^{-2} (Welch et Wielicki, 1984). Cependant, même si ces études sont basées sur des modèles souvent très sophistiqués, prenant en compte les effets d'ombre portée et les interactions entre nuages, la couverture nuageuse est représentée de façon très académique et n'est pas forcément représentative de champs de nuages rencontrés dans la nature. On peut penser, également, que les conditions dans lesquelles ces modèles sont comparés à leur équivalent plan-parallèle sont parfois assez extrêmes, même si elles ont le grand mérite d'examiner le rôle des différents paramètres de structure (forme, rapport hauteur sur dimension horizontale, etc ...) sur le rayonnement réfléchi au sommet de l'atmosphère.

Les résultats présentés dans cette section permettent d'appréhender l'influence de l'hétérogénéité d'un champ de nuages dont les caractéristiques sont relativement proches de celles d'une situation convective, évidemment particulière, mais réaliste puisqu'issue de l'observation. Dans notre cas, un calcul "exact" serait laborieux et, à lui seul, ne permettrait pas de distinguer clairement l'impact de la répartition horizontale de l'eau liquide de celui de la forme des nuages. C'est pourquoi, afin d'évaluer les écarts entre les flux correspondants à notre modèle de nuages finis complexe (HENH) et ceux qui seraient obtenus dans l'hypothèse

d'un nuage plan-parallèle (PPH), nous envisageons, non pas simultanément, mais séparément, l'impact de la distribution en taille des nuages et celui de la forme héli-ellipsoïdale.

3.5.1 Influence de la distribution en taille des nuages

Dans un premier temps, supposons que l'influence de la forme des nuages que nous étudions soit négligeable. Faisons l'hypothèse que l'approximation "plan-parallèle" est valable et comparons les deux modèles de nuages plan-parallèles notés plus haut PPH et PPNH. Suivant cette approche, les différences de flux obtenues sont uniquement dues à la variation de l'épaisseur optique du nuage avec leur dimension horizontale. La valeur du flux en ciel clair F_0^{SW} et des flux en ciel nuageux F_1^{SW} (SW pour indiquer que ce sont des flux solaires) ont été calculées avec le modèle de Fouquart et Bonnel (1980). On notera que le flux F_1^{SW} dépend de l'épaisseur optique des nuages et donc de la couverture nuageuse N par l'intermédiaire du diamètre équivalent D .

Nous avons reporté sur la figure 3.5 les différences entre les flux F^{SW} obtenus en moyennant sur les différentes cellules nuageuses de la maille et les flux $F_{||}^{SW}$ correspondant à l'épaisseur optique moyenne, pour les trois angles d'incidence solaire considérés (0° , 45° et 65°). Les différences de flux réfléchis au sommet de l'atmosphère sont en valeur absolue très proches des différences de flux descendant à la surface. Elles seraient rigoureusement égales en l'absence de phénomènes d'absorption.

Pour la couverture nuageuse de 71% et dans les conditions d'éclairement de l'image LANDSAT ($\theta_0 = 65^\circ$), cette différence $F^{SW} - F_{||}^{SW}$ est de l'ordre de 10 Wm^{-2} en valeur absolue, soit une erreur relative de -3.5% sur le flux montant au sommet de l'atmosphère et de 6% sur le flux descendant à la surface.

En supposant que les conditions nuageuses ne varient pas avec l'angle solaire, l'écart de flux déterminé pour un soleil au zénith est beaucoup plus important, de l'ordre de 30 Wm^{-2} sur le flux descendant et de -25 W^{-2} sur le flux montant, soit respectivement 5% et -4.2% d'erreur. Les écarts deviennent encore plus

conséquents en extrapolant la détermination des différences $F^{SW} - F_{\parallel}^{SW}$ au cas d'une couverture nuageuse totale, qui correspond à une distribution d'épaisseurs optiques entre 1.5 et 45 (modèle PPNH) ou à une épaisseur optique constante $\langle \delta \rangle = 28$ (modèle PPH).

Dans le domaine de courtes longueurs d'onde, les différences de flux descendants à la surface sont proches des différences de flux réfléchis au sommet de l'atmosphère (en valeurs absolues) (voir également le chapitre 1). Les couvertures nuageuses effectives déterminées dans chacun des cas sont donc très similaires et nous ne présentons que les valeurs déduites des flux montants au sommet de l'atmosphère.

La figure 3.6 montre les différences entre la couverture nuageuse effective N_e et la couverture nuageuse "vraie", N . La différence $N_e - N$ est d'autant plus importante que θ_0 est faible. De plus, $N_e - N$ croît presque linéairement avec la nébulosité. Une simple relation de proportionnalité entre N_e et N semble être une bonne approximation.

Pour la suite, il est intéressant de noter que nous avons obtenu pratiquement les mêmes valeurs de couverture nuageuse effective en utilisant les luminances directionnelles à $\lambda = 0.83 \mu m$ à la place des flux solaires dans l'équation (3.17).

3.5.2 Influence de la forme des nuages

Pour les nuages fins, l'étude radiative basée sur le code de Monte Carlo est évidemment limitée à un cas monochromatique. Les couvertures nuageuses effectives ne peuvent être déterminées en suivant la démarche utilisée dans la section précédente et sont estimées à partir des valeurs de réflectance directionnelle à $0.83 \mu m$. Nous nous plaçons également dans le cas purement théorique où les nuages sont totalement isolés du reste de l'atmosphère et de la surface: la réflectance en ciel clair est négligée.

a) **Variation de la réflectance directionnelle à $\lambda = 0.83 \mu m$ avec le diamètre des nuages.**

Les réflectances directionnelles intrinsèques des différents types de nuages que nous avons envisagés ont été calculées à la longueur d'onde équivalente du canal 4 de TM ($\lambda = 0.83 \mu m$). Ces réflectances sont définies comme le rapport entre le flux réfléchi vers l'espace et le flux solaire capté par le nuage. Les figures 3.7.a, b et c montrent les variations de ces valeurs de réflectance avec l'épaisseur optique moyenne du nuage, pour des angles d'incidence solaire respectivement de 0° , 45° et 65° , cette dernière valeur correspondant à nos conditions d'observation. Nous avons également considéré, dans le cas des nuages héli-ellipsoïdaux, les deux orientations extrêmes par rapport à la direction du faisceau solaire incident.

Toutes ces figures indiquent nettement que la réflectance directionnelle intrinsèque d'un nuage fini est toujours inférieure à celle d'un nuage plan-parallèle infini de même épaisseur optique. Ce comportement bien connu de la couverture nuageuse fractionnée (voir par exemple McKee et Cox, 1974; Aïda, 1975; Claußen, 1982 ou Kite, 1987) est lié directement au fait qu'un nuage fini, contrairement à son homologue plan-parallèle, peut perdre des photons par les cotés du nuage. Les valeurs de réflectance directionnelle des nuages finis dépendent peu de la forme du nuage et de son orientation, quel que soit l'angle d'incidence solaire.

En incidence normale ($\theta_0 = 0$), les différences entre les valeurs de réflectance directionnelle du plan-parallèle et des nuages finis sont très faibles. Pour des épaisseurs optiques élevées (> 20) les valeurs de réflectance du cylindre sont intermédiaires entre celles du plan-parallèle et du demi-ellipsoïde; le demi-ellipsoïde ayant une forme plus arrondie a tendance à perdre davantage de photons vers le bas.

Pour les angles d'incidence plus élevés, la réflectance du nuage plan-parallèle est toujours nettement supérieure à celle des nuages finis. Lorsque l'épaisseur optique moyenne est égale à 10, la différence de réflectance entre le nuage plan-parallèle et les nuages finis est d'environ 0.10 à $\theta_0 = 45^\circ$ et 0.20 à $\theta_0 = 65^\circ$. Ceci est lié au fait que les réflectances directionnelles intrinsèques des nuages finis varient beaucoup plus lentement avec θ_0 que dans le cas plan-parallèle; dans le cas extrême d'un nuage sphérique, la réflectance directionnelle intrinsèque est indépendante de

θ_0 .

Si l'on considère, non pas la réflectance d'un nuage isolé, mais celle d'une scène nuageuse contenant plusieurs nuages, la réflectance normalisée de la partie nuageuse de la scène s'exprime comme

$$\langle \rho(\theta_0) \rangle = \frac{N(\theta_0) \langle \rho_n(\theta_0) \rangle}{N(0) \cos(\theta_0)} \quad (3.18)$$

où $N(\theta_0)$ et $N(0)$ représentent la couverture nuageuse vue respectivement sous l'angle θ_0 et 0° , et où $\rho_n(\theta_0)$ est la réflectance directionnelle intrinsèque de la partie nuageuse de la scène. Ramenée à un nuage dont la surface de base est $\Sigma(0)$, cette relation est identique à la relation (3.11) établie dans la section 3.3.3.

b) Détermination de la couverture nuageuse effective et des flux solaires.

Nous examinons maintenant l'effet de la forme héli-ellipsoïdale des nuages sur le rayonnement solaire. Nous supposons que tous les nuages sont de taille identique. Toutefois, la dimension caractéristique des nuages croît avec la nébulosité, ce qu'indique la relation (3.15). D'après la remarque faite dans la section 3.5.1, les flux de courtes longueurs d'onde sont déduits des valeurs de N_e obtenues à partir des réflectances directionnelles à $0.83 \mu m$.

Comme nous l'avons souligné précédemment, il est très difficile de tenir compte des effets d'interactions nuage-nuage et des effets d'ombre de manière explicite dans le code de Monte Carlo, puisque nous ne connaissons pas la répartition des nuages dans la maille. Ce serait envisageable dans le cas plus simple où l'on suppose que tous les nuages sont identiques et sont répartis régulièrement dans la scène. Cependant cette approche, quoique plus facile à mettre en œuvre, reste compliquée et ne peut fournir qu'un ordre de grandeur des effets. C'est pourquoi nous avons plutôt choisi une méthode approximative qui permet de corriger les valeurs obtenues en négligeant les interactions.

Les études menées sur les nuages finis (Welch Wielicki, 1984) montrent que la différence entre les flux réfléchis par un champ de nuages finis et un plan parallèle

passe par un extremum pour une couverture nuageuse d'environ 0.5, et diminue ensuite avec la nébulosité. Dans le cas particulier des nuages cubiques uniformes la différence de flux est nulle lorsque la couverture nuageuse est égale à 1. Pour des formes de nuages telles que sphère, cylindre ou héli-ellipsoïde, le cas $N = 1$ doit être considéré avec précaution, puisqu'il conduit à une configuration de champ de nuages imbriqués les uns dans les autres. On peut toutefois penser que dans ce cas la différence de flux $F_1^{SW} - F_{1||}^{SW}$ est négligeable, c'est-à-dire que la couverture nuageuse effective est égale à la couverture "vraie".

Welch et Wielicki (1984) ont également montré, pour différentes formes de nuages, que le rapport entre le flux réfléchi par un nuage lorsque l'on tient compte des interactions et le flux réfléchi par un nuage isolé est une fonction croissante de la nébulosité. Ce rapport est bien sûr fonction de la forme du nuage et de l'angle d'incidence solaire. De plus, il a été déterminé dans le cas de distribution en taille uniforme qui ne varient pas avec la couverture nuageuse. Dans le cas des héli-sphères, proche des héli-ellipsoïdes, ce rapport croît presque linéairement avec la couverture nuageuse, quel que soit l'angle d'incidence solaire. Pour les cylindres, la relation entre le rapport des flux et la couverture nuageuse est assez différente; lorsque $\theta_0 = 0$, la relation est encore quasi-linéaire, mais elle devient plus complexe pour des angles d'incidence élevés. Ce comportement est lié aux effets d'ombre portée qui sont plus importants dans le cas des cylindres que dans celui des demi-sphères.

Soit ρ_{maille} la réflectance directionnelle de la maille au sommet de l'atmosphère obtenue avec interactions, et ρ_{isole} cette même réflectance dans le cas de nuages isolés. En première approximation nous supposons que le rapport $\rho_{maille}/\rho_{isole}$ est une fonction linéaire de la nébulosité.

Si on suppose de plus que, lorsque $N = 1$, la réflectance ρ_{maille} est égale à la réflectance obtenue dans le cas plan-parallèle $\rho_{||}$, on peut alors écrire:

$$\frac{\rho_{maille}}{\rho_{isole}} = 1 + N \left[\left(\frac{\rho_{||}}{\rho_{isole}} \right)^{N=1} - 1 \right]. \quad (3.19)$$

En utilisant cette relation ainsi que les équations (3.16) et (3.17) adaptées au cas

monochromatique, la couverture nuageuse effective de la maille peut s'écrire:

$$N_e = N \frac{\rho_{isole}}{\rho_{||}} \left\{ 1 + N \left[\left(\frac{\rho_{||}}{\rho_{isole}} \right)^{N=1} - 1 \right] \right\} \frac{\rho_{||} \left(\frac{\delta_{moy}}{N} \right)}{\rho_{||} \left(\frac{\delta_{moy}}{N_e} \right)} \quad (3.20)$$

où δ_{moy} est l'épaisseur optique moyenne de la maille. Les figures 3.8 et 3.9 montrent les valeurs de couvertures nuageuses effectives obtenues respectivement dans le cas des héli-ellipsoïdes et dans le cas des cylindres. Les deux modèles de nuages présentent les mêmes variations avec l'angle d'incidence solaire; N_e est plus petite que N pour une incidence normale, elle décroît avec θ_0 parce que le nuage fini capte alors plus de photons que son homologue plan-parallèle; N_e devient supérieure à N pour des angles zénithaux solaires élevés.

Seul le nuage héli-ellipsoïdal orienté à 0° ne suit pas cette règle: quel que soit θ_0 , la différence $N_e - N$ est toujours faiblement négative; ce comportement assez différent de ce qui est couramment obtenu dans la littérature (Welch et Wielicki, 1984; Kite, 1987) est sans doute lié à la fois à la forme allongée des nuages et à la variation du rapport hauteur moyenne/diamètre équivalent avec la nébulosité. En effet, lorsque le grand axe de l'ellipse est parallèle à la direction du faisceau solaire incident, la surface des "parois" éclairées par le soleil est plus petite que lorsque l'ellipse est orientée à 90° . D'autre part, le rapport hauteur moyenne/diamètre équivalent devient rapidement très faible: à titre d'exemple ce rapport est inférieur à 0.35 pour des couvertures nuageuses supérieures à 20%.

Les différences de flux dans les courtes longueurs d'onde $F^{SW} - F_{||}^{SW}$ ont été déterminées en utilisant les expressions (3.16) et (3.17) et les valeurs de flux en ciel clair F_0^{SW} et en ciel nuageux $F_{1||}^{SW}$ précédemment calculées avec le modèle de Fouquart et Bonnel (1980).

Les figures 3.10.a et 3.10.b présentent les écarts de flux obtenus respectivement au sommet de l'atmosphère et à la surface dans le cas des nuages héli-ellipsoïdaux orientés à 0° . Pour une incidence solaire de 65° , les différences de flux sont très faibles, inférieures à 5 Wm^{-2} en valeur absolue. Pour $\theta_0 = 0^\circ$ ou $\theta_0 = 45^\circ$, elles sont au plus de 10 Wm^{-2} sur le flux montant et -12 Wm^{-2} sur le flux descendant lorsque $N \simeq 50\%$, soit une erreur relative inférieure à $\pm 2\%$ à 0° et à $\pm 3\%$ à 45° .

Les figures 3.11.a et 3.11.b montrent les écarts de flux obtenus pour des nuages héli-ellipsoïdaux orientés perpendiculairement à la direction du faisceau solaire incident. Lorsque $\theta_0 = 65^\circ$ la différence maximale de flux est obtenue lorsque la couverture nuageuse est de l'ordre de 30%. Le flux montant est supérieur au flux plan-parallèle de 8 Wm^{-2} soit 5% d'erreur, et la différence de flux descendant est de l'ordre de -9 Wm^{-2} , soit en valeur relative -3%. Lorsque $\theta_0 = 45^\circ$, les différences de flux sont sensiblement du même ordre de grandeur, mais de signe opposé. Toutefois, la valeur maximale est atteinte lorsque $N \simeq 60\%$.

Les figures 3.12.a et 3.12.b présentent les différences de flux calculées dans le cas des nuages cylindriques uniformes. Les écarts de flux par rapport à l'hypothèse "plan-parallèle" sont du même ordre de grandeur que ceux obtenus avec les héli-ellipsoïdes orientées à 90° .

3.5.3 Groupement des deux effets

Dans les deux sections précédentes, nous avons déterminé séparément l'impact de la distribution en taille des nuages et celui de leur forme sur le bilan radiatif dans le domaine solaire. Dans un modèle complexe de couverture nuageuse tel que héli-ellipsoïdes ou cylindres non homogènes, l'effet de la distribution en taille se superpose à l'effet de forme des nuages. On peut penser néanmoins qu'en comparant un modèle de nuages finis hétérogènes à un modèle de nuages finis homogènes de même type, on obtient des différences de couverture nuageuse effective liées à l'hétérogénéité de la maille, c'est-à-dire proches des différences $N_e - N$ obtenues dans la section 3.5.2.

Les figures 3.13.a et 3.13.b montrent les différences entre les couvertures nuageuses effectives déterminées dans le cas hétérogène (N_e^{NH}) et le cas homogène (N_e^H) pour les héli-ellipsoïdes et les cylindres. La figure 3.13.a ne présente que les écarts dans le cas d'héli-ellipsoïdes orientés à 0° . Ces écarts varient peu avec l'orientation de la cellule nuageuse lorsque l'angle d'incidence solaire est de 45° et diminuent notablement pour un angle d'incidence de 65° .

Les interactions nuage-nuage et les effets d'ombre portée des nuages sur leurs voisins ont été totalement négligés. Dans le cas d'une répartition complexe des nuages dans la maille, les effets d'ombre, importants lorsque $\theta_0 = 65^\circ$, sont très dépendants de la position des petits nuages vis à vis des gros, de la distance intercellulaire, etc...

Les figures 3.13.a et 3.13.b sont donc à considérer avec précaution. Il semble toutefois que l'on puisse conclure à des différences $N_e^{NH} - N_e^H$ très similaires aux différences $N_e - N$ obtenues dans le cas plan-parallèle. C'est pourquoi nous considérons qu'au premier ordre l'impact global de la répartition spatiale de l'eau liquide est donnée par la somme des effets de distribution en taille et de forme des nuages. Ces effets ont été chiffrés respectivement dans les sections 3.5.1 et 3.5.2.

Quelle que soit l'orientation des nuages héli-ellipsoïdaux, l'effet de distribution spatiale apparaît prépondérant pour des couvertures nuageuses supérieures à 30%, et ceci indépendamment de l'angle d'incidence solaire. Lorsque les nuages héli-ellipsoïdaux sont orientés dans la direction du faisceau solaire, les écarts de flux liés à la forme des nuages viennent augmenter les écarts dus à la distribution en taille. Par contre, lorsque les nuages fins sont orientés perpendiculairement au faisceau solaire et que l'angle d'incidence solaire est élevé, les écarts de flux restent faibles ($\pm 10 \text{ W m}^{-2}$ environ) du fait des compensations d'erreur.

3.6 Impact des hétérogénéités spatiales dans l'infrarouge thermique

Dans le domaine des grandes longueurs d'onde ($4 - 40 \mu m$) les nuages tendent à réduire le flux infrarouge émis vers l'espace au sommet de l'atmosphère. Cette diminution qui est fonction à la fois de l'altitude du sommet du nuage et de son émissivité infrarouge tend à réchauffer la colonne d'atmosphère sous le nuage, produisant ainsi un "effet de serre" localisé. Au contraire, le flux descendant à la surface tend à augmenter, cet accroissement étant fonction également de l'émissivité du nuage mais aussi de l'altitude de sa base.

L'effet d'hétérogénéité spatiale des nuages sur le rayonnement thermique a d'abord été étudié par Harshvardhan et Weinman (1982) et Ellingson (1982). La méthode habituelle pour calculer les flux infrarouges en présence de nuages consiste à négliger les effets de la diffusion et à assimiler le nuage à un corps noir plat horizontal localisé au sommet ou à la base du nuage selon que l'on s'intéresse au flux montant au sommet de l'atmosphère ou au flux descendant à la surface. Le flux est alors calculé selon la relation (3.16) qui n'est qu'approximative puisqu'elle néglige totalement les effets dus à la distribution spatiale de la quantité totale d'eau liquide.

Comme dans la section précédente, l'effet de la distribution en taille des nuages et celui de la forme héli-ellipsoïdale sont envisagés séparément.

3.6.1 Impact de la distribution en taille des nuages

Nous négligeons ici l'effet de forme des nuages et nous supposons, donc, que l'hypothèse dite "plan-parallèle" est valable. Les nuages convectifs que nous étudions étant assez épais, nous considérerons, de plus, qu'ils émettent comme des corps noirs. Nous reviendrons sur ce point un peu plus loin.

Le seul effet examiné est donc l'influence de la variation de la température du

sommet des nuages en fonction de leur diamètre équivalent. Avec notre modèle, ce problème concerne uniquement les flux sortant au sommet de l'atmosphère puisque nous avons supposé que l'altitude de la base des nuages était la même dans toute la maille considérée.

Pour calculer le flux montant, nous avons dit précédemment que le nuage était alors assimilé à un corps noir plat dont l'altitude est celle du "sommet" du nuage étudié ou observé. Dans le cas souvent abordé des nuages cubiques, le terme de sommet est sans ambiguïté. Par contre, ici, il est clair que le sommet d'un demi-ellipsoïde (situé à l'altitude $Z_{base} + C$) n'est pas représentatif de l'ensemble de la surface supérieure du nuage, situé à l'altitude moyenne

$$\bar{Z} = Z_{base} + \frac{2}{3} C . \quad (3.21)$$

Nous considérons donc qu'un nuage plat est situé à l'altitude moyenne \bar{Z} , c'est à dire qu'il correspond au "sommet" d'un parallélépipède ayant même volume et même surface de base qu'un nuage héli-ellipsoïdal.

L'hypothèse d'une variation linéaire du flux montant $F_{||}^{LW}$ (LW pour le domaine tellurique) avec l'altitude du "sommet" du nuage est souvent jugée acceptable (voir par exemple Ellingson, 1982). La figure (3.14) montre les flux calculés avec le modèle à haute résolution spectrale de Morcrette (1984) en utilisant les profils de température et d'humidité fournis par le radiosondage d'Helgoland¹. La valeur par ciel clair correspondante est $F_0^{LW} = 251.0 \text{ W m}^{-2}$.

Dans un premier temps, supposons que l'on puisse écrire

$$F_{||(\bar{Z})}^{LW} = F_{||[Z_{base}]}^{LW} + \frac{\Delta F_{||}^{LW}}{\Delta Z} (\bar{Z} - Z_{base}) , \quad (3.22)$$

où $F_{||(\bar{Z})}^{LW}$ est le flux sortant au sommet de l'atmosphère dans le cas d'un nuage noir plan-parallèle situé à une altitude \bar{Z} . Cette hypothèse est particulièrement valable pour \bar{Z} compris entre 2 et 8.5 km. Si l'équation (3.22) est vérifiée, il est clair qu'il n'existe pas de différence entre le flux émis en moyenne par la distribution de

¹Il s'agit bien du profil de température du radiosondage et non d'un gradient de température constant.

cellules nuageuses "plates" d'altitude $\bar{Z}(D)$ variable selon le diamètre de la cellule,

$$\frac{1}{N} \int_{D_{\min}}^{D_{\max}} F_{\parallel[\bar{Z}]}^{LW} \frac{dN(D)}{dD} dD ,$$

et le flux émis par un plan-parallèle homogène situé à l'altitude moyenne:

$$\langle Z \rangle = \frac{1}{N} \int_{D_{\min}}^{D_{\max}} \bar{Z} \frac{dN(D)}{dD} dD , \quad (3.23)$$

soit

$$\langle Z \rangle \simeq Z_{base} + \nu \frac{D_{\max}^{\beta}}{\beta + 1} . \quad (3.24)$$

Si nous n'utilisons pas l'équation (3.22) mais la véritable relation donnant $F_{\parallel[\bar{Z}]}^{LW}$ reportée sur la figure (3.14), le flux correspondant à l'altitude moyenne ne diffère du flux moyenné sur les différentes cellules de la scène que d'une quantité négligeable; Pour une couverture nuageuse de 71%, ces flux sont respectivement égaux à $218.1 W m^{-2}$ et $218.4 W m^{-2}$.

Néanmoins, on peut se demander si le calcul précédent est affecté par l'hypothèse d'une émissivité de 1 pour tous les nuages, même les plus petits. Nous nous contenterons d'aborder ce problème à l'aide d'un calcul approché en supposant que le rôle de la diffusion est négligeable. Stephens (1978b) a montré que l'émittance montante infrarouge ε des nuages pouvait être estimée à partir du contenu en eau liquide intégré W

$$\varepsilon = 1 - \exp(-K W) \quad (3.25)$$

avec $K = 0.130 m^2 g^{-1}$. Le contenu en eau liquide est lui-même relié à l'épaisseur optique δ dans le domaine des courtes longueurs d'onde et au rayon effectif des gouttes r_e par

$$\delta = \frac{3}{2} \frac{W}{r_e} \quad (3.26)$$

en exprimant W en $g m^{-2}$ et r_e en μm .

En notant σ_e le coefficient d'extinction des gouttes déterminé à $0.83 \mu m$, on obtient ainsi une expression approximative de l'émissivité d'un nuage en fonction de l'altitude \bar{Z} :

$$\varepsilon = 1 - \exp\left(-\frac{2}{3} K r_e \sigma_e (\bar{Z} - Z_{base})\right) \quad (3.27)$$

soit, avec $r_e = 15.2 \mu m$, $\sigma_e = 7 km^{-1}$ et en tenant compte des équations (2.33) et (3.21)

$$\varepsilon = 1 - \exp(-4.6 D^{0.6}) , \quad (3.28)$$

où D est exprimé en km . ε est donc inférieur à 0.99 seulement pour des diamètres inférieurs à $0.8 km$, ce qui correspond à une couverture nuageuse $N \leq 1\%$. Il n'est donc pas étonnant que lorsqu'on utilise l'équation (3.28) pour calculer le flux moyen, l'écart obtenu soit tout à fait négligeable ($< 0.02 W m^{-2}$) par rapport à la valeur précédemment calculée en faisant l'hypothèse $\varepsilon = 1$.

3.6.2 Influence de la forme des nuages

Nous nous intéressons maintenant à l'influence de la forme héli-ellipsoïdale des nuages sur le transfert radiatif. Nous supposons que tous les nuages sont identiques, comme cela a été fait pour l'étude des nuages fins dans le domaine des grandes longueurs d'onde par Ellingson (1982) et par Harshvardhan et Weinman (1982). Ellingson a considéré des nuages cylindriques distribués suivant une loi de probabilité de Poisson tandis que Harshvardhan et Weinman ont considéré des arrangements réguliers de nuages cubiques. Néanmoins, les relations liant la couverture nuageuse effective N_e à la couverture nuageuse observée N sont très similaires dans les deux cas. Toutefois, les demi-ellipsoïdes que nous envisageons ici ont une forme beaucoup plus arrondie, sans doute plus réaliste, que des nuages cubiques ou cylindriques qui présentent des côtés totalement verticaux.

Ellingson (1982) a développé le calcul du flux infrarouge dans une atmosphère tropicale pour un champ de nuages cylindriques identiques (même diamètre, même hauteur et même altitude) répartis aléatoirement dans la maille et assimilés à des corps noirs. Il a souligné que, si cette situation exige beaucoup de temps de calcul, elle peut toutefois être traitée de façon satisfaisante en supposant que les luminances en ciel clair et en ciel nuageux sont isotropes. Les calculs se simplifient encore notablement si l'on se limite, de plus, à des nuages isothermes. Nous ferons donc ces hypothèses simplificatrices et suivrons une démarche similaire à celle d'Ellingson pour évaluer l'influence de la forme des nuages dans le cas d'un champ

de nuages hémi-ellipsoı̄daux. Puisque nous faisons l'hypothèse d'une répartition aléatoire de nuages dans la scène, nous simplifions le problème en considérant que la base des demi-ellipsoı̄des est circulaire. Il s'agit ainsi de demi-ellipsoı̄des de révolution tous identiques (même diamètre D , même hauteur C et même altitude moyenne \bar{Z}), isothermes et distribuées suivant une loi de Poisson. Soit $P(\theta)$ la probabilité qu'a une ligne de visée correspondant à un angle zénithal θ de ne rencontrer aucun nuage. Les flux montant et descendant peuvent alors s'écrire sous la forme (Niylik, 1972) :

$$F^{LW} = 2\pi \int_0^{\pi/2} P(\theta) I_0^{LW}(\theta) \cos \theta \sin \theta d\theta + 2\pi \int_0^{\pi/2} (1 - P(\theta)) I_1^{LW}(\theta) \cos \theta \sin \theta d\theta , \quad (3.29)$$

où $I_0^{LW}(\theta)$ et $I_1^{LW}(\theta)$ sont les luminances montantes et descendantes provenant respectivement de zones claires et nuageuses.

Si nous supposons que les luminances sont indépendantes de l'angle θ , l'équation précédente peut s'écrire :

$$F^{LW} = F_0^{LW} + 2(F_1^{LW} - F_0^{LW}) \int_0^{\pi/2} (1 - P(\theta)) \cos \theta \sin \theta d\theta , \quad (3.30)$$

où F_0^{LW} et F_1^{LW} représentent les flux en situation totalement claire et totalement couverte.

La couverture nuageuse effective est donc simplement donnée par

$$N_e = 2 \int_0^{\pi/2} (1 - P(\theta)) \cos \theta \sin \theta d\theta . \quad (3.31)$$

Il reste donc à calculer l'expression (3.31) pour différentes valeurs de N ; les flux F_0^{LW} et F_1^{LW} satisfaisant à l'hypothèse "plan-parallèle", il est alors aisé de déterminer le flux F^{LW} à l'aide de l'équation (3.30) et de le comparer à celui que l'on obtiendrait avec l'équation (3.16).

Pour déterminer la probabilité $P(\theta)$, nous supposons que les nuages sont répartis suivant une loi de Poisson dans le plan de la base des nuages (Avaste et al., 1974). Dans ces conditions, nous pouvons écrire

$$P(\theta) = \exp(-\gamma S(\theta)) , \quad (3.32)$$

où $S(\theta)$ est la surface projetée du nuage sur le plan horizontal suivant la direction θ et où la densité surfacique γ s'obtient facilement en observant que $P(0) = 1 - N$. La relation (3.32) peut donc être réécrite sous la forme :

$$P(\theta) = (1 - N)^{S(\theta)/S(0)}. \quad (3.33)$$

La détermination de la couverture nuageuse équivalente est ainsi ramenée à un simple problème de géométrie. Pour des héli-ellipsoïdes de révolution de diamètre de base D et de hauteur maximale C , la surface projetée sur le plan de base est limitée par un demi-cercle et une demi-ellipse ayant pour petit axe D et pour grand axe $\sqrt{D^2 + (2C \tan \theta)^2}$, soit

$$S(\theta) = \frac{\pi}{8} (D^2 + D \sqrt{D^2 + (2C \tan \theta)^2}), \quad (3.34)$$

d'où le rapport :

$$\frac{S(\theta)}{S(0)} = \frac{1}{2} (1 + \sqrt{1 + (\frac{2C}{D} \tan \theta)^2}). \quad (3.35)$$

A partir des relations (3.33) et (3.35), nous calculons aisément à l'aide d'une quadrature de Gauss la relation (3.31). Les courbes $N_e = f(N)$ obtenues pour différentes valeurs du rapport $\bar{H}/D = (2C)/(3D)$ ont été reportées sur la figure 3.15. Pour ces courbes, nous avons choisi le rapport de l'épaisseur moyenne sur le diamètre (\bar{H}/D) qui est plus représentatif que le rapport de l'épaisseur maximale sur le diamètre (C/D), pour une comparaison avec le cas d'un champ de cylindres tel qu'il a été analysé par Ellingson (1982). Cette figure montre que pour des rapports \bar{H}/D élevés, la relation $N_e = f(N)$ est très similaire dans le cas des demi-ellipsoïdes et des cylindres. Par contre, pour les faibles rapports \bar{H}/D , les héli-ellipsoïdes, du fait de leur forme arrondie, s'écartent moins du cas "plan-parallèle" que les cylindres. Cette remarque est importante dans la mesure où, pour les nuages observés à partir de LANDSAT, les rapports \bar{H}/D sont relativement faibles.

Appliquons cette démarche au modèle déduit de l'imagerie LANDSAT en nous limitant au cas de nuages identiques. Notons qu'ils sont identiques pour une couverture nuageuse donnée mais que leur diamètre augmente et que leur rapport \bar{H}/D diminue lorsque la couverture nuageuse augmente (voir les équations (3.15) et (2.33)). A titre d'exemple, lorsque N varie de 10% à 71%, le diamètre effectif

des cellules nuageuses augmente de 3.2 km à 22.9 km et le rapport \bar{H}/D diminue de 0.31 à 0.14 . La figure 3.16 présente les valeurs de $N_e - N$ en fonction de N pour le cas des nuages héli-ellipsoïdaux de notre modèle. Nous avons également reportées sur cette figure les valeurs obtenues dans le cas d'un modèle de nuages cylindriques basé sur la même hypothèse (nuages identiques mais de dimensions variables avec la nébulosité). Les écarts $N_e - N$ alors obtenus sont environ deux fois plus importants.

En utilisant la relation (3.30) et les valeurs de F_0^{LW} et F_1^{LW} calculées à l'aide du modèle de Morcrette (1984) (voir paragraphe 3.6.1), il est alors facile de déterminer les valeurs des flux F^{LW} montant au sommet de l'atmosphère et descendant à la surface. Le flux montant $F_1^{LW\uparrow}$ est associé à l'altitude moyenne des nuages \bar{Z} (qui dépend elle-même de la valeur du diamètre effectif, D_e), tandis que le flux descendant $F_1^{LW\downarrow}$ est associé à l'altitude de la base des nuages Z_{base} qui est un invariant du problème. Les écarts entre les flux pondérés par la couverture nuageuse effective N_e et les flux pondérés par la couverture nuageuse N (dans l'hypothèse plan-parallèle) sont reportées sur la figure 3.17. Dans le cas des nuages héli-ellipsoïdaux, le flux montant au sommet de l'atmosphère est toujours inférieur au flux calculé dans l'hypothèse plan-parallèle. Dans le pire des cas, la différence est de l'ordre de -1.8 W m^{-2} , ce qui correspond, en valeur relative, à une erreur de -0.8% . Au contraire, le flux descendant à la surface est toujours supérieur au flux calculé dans l'hypothèse plan-parallèle, l'écart maximal obtenu étant de 3.8 W m^{-2} , soit 1.3% . Il faut noter que dans ce dernier cas, le fait de prendre le flux $F_1^{LW\downarrow}$ associé à l'altitude Z_{base} majore l'erreur.

En résumé, l'étude présentée ici afin d'estimer l'impact de la forme des nuages sur le bilan radiatif dans les grandes longueurs d'onde indique que l'utilisation de l'hypothèse plan-parallèle infini induit une erreur inférieure ou de l'ordre de 1% sur les flux montants au sommet de l'atmosphère et sur les flux descendants à la surface.

3.7 Conclusion

A partir d'une modélisation basée sur l'observation d'une situation de nuages convectifs, nous avons mis en évidence les erreurs qui sont introduites dans la détermination du bilan radiatif, à l'échelle d'une maille de $185 \times 185 \text{ km}^2$, lorsque l'on assimile les nuages à une couche plane-parallèle homogène.

Pour une couverture nuageuse donnée et un contenu en eau total donné, ne pas prendre en compte la variabilité horizontale liée à la distribution en taille des nuages conduit à une surestimation du flux solaire montant au sommet de l'atmosphère et à une sous-estimation du flux solaire descendant à la surface. Les erreurs ainsi introduites sont pratiquement proportionnelles à la couverture nuageuse et dépendent de l'éclairement solaire. Elles pourraient atteindre 40 W m^{-2} dans le cas extrême d'une couverture nuageuse totale éclairée sous incidence normale; elles sont de l'ordre de 10 W m^{-2} pour les conditions correspondant à l'image LANDSAT (angle zénithal solaire de 65° et couverture nuageuse de 71%). Ces erreurs, introduites lorsqu'on fait l'hypothèse d'une couche nuageuse homogène, peuvent être corrigées en remplaçant dans l'expression du flux solaire la couverture nuageuse N par une couverture nuageuse effective N_e inférieure à N .

Par contre, pour une couverture nuageuse donnée, la variabilité spatiale du contenu en eau liée à la distribution en taille des nuages a un impact négligeable sur la valeur moyenne des flux infrarouges. Il n'y aurait donc pas lieu d'introduire une couverture nuageuse effective différente de la couverture nuageuse N si le champ de nuages pouvait être assimilé à un ensemble de fractions de couches planes-parallèles infinies dans le calcul des flux infrarouges.

Mais, le fait de ne pas prendre en compte la forme des nuages conduit à surestimer la valeur moyenne du flux montant au sommet de l'atmosphère et à sous-estimer celle du flux descendant à la surface, dans la plupart des cas dans le domaine solaire et systématiquement dans le domaine tellurique. Il en résulte une couverture nuageuse effective N_e généralement inférieure à N pour le calcul des flux solaires et supérieure à N pour le calcul des flux infrarouges. Il faut toutefois

signaler que N_e peut être supérieure à N pour le calcul des flux solaires pour des éclairagements rasants et des orientations particulières des nuages. Les erreurs introduites lorsqu'on ne tient pas compte de la forme des nuages peuvent atteindre 10 Wm^{-2} dans le domaine solaire pour des couvertures nuageuses proches de 50%; elles sont, au plus, de l'ordre de 1 à 2 Wm^{-2} dans le domaine tellurique.

L'impact de l'hétérogénéité liée à la distribution en taille des nuages est plus important, dans le domaine solaire, que la forme des nuages, pour des couvertures nuageuses supérieures à 30%. Ceci est lié au fait que plus la nébulosité est importante, plus le rapport hauteur/diamètre des nuages devient en moyenne faible. Ces deux effets (distribution et forme) entraînent des erreurs qui généralement s'ajoutent. A ces erreurs sur la valeur moyenne du flux solaire, s'ajoute également l'erreur sur la valeur moyenne du flux infrarouge; cette dernière erreur est toutefois assez faible même si elle affecte la totalité du cycle diurne.

Il faut souligner que toutes ces conclusions ne peuvent pas être considérées comme des lois générales puisqu'elles sont basées sur une seule situation de nuages convectifs. Cette approche quantitative d'une situation particulière qui peut déjà conduire à une meilleure compréhension de l'influence des hétérogénéités spatiales des nuages devrait être enrichie par l'analyse d'autres situations météorologiques.

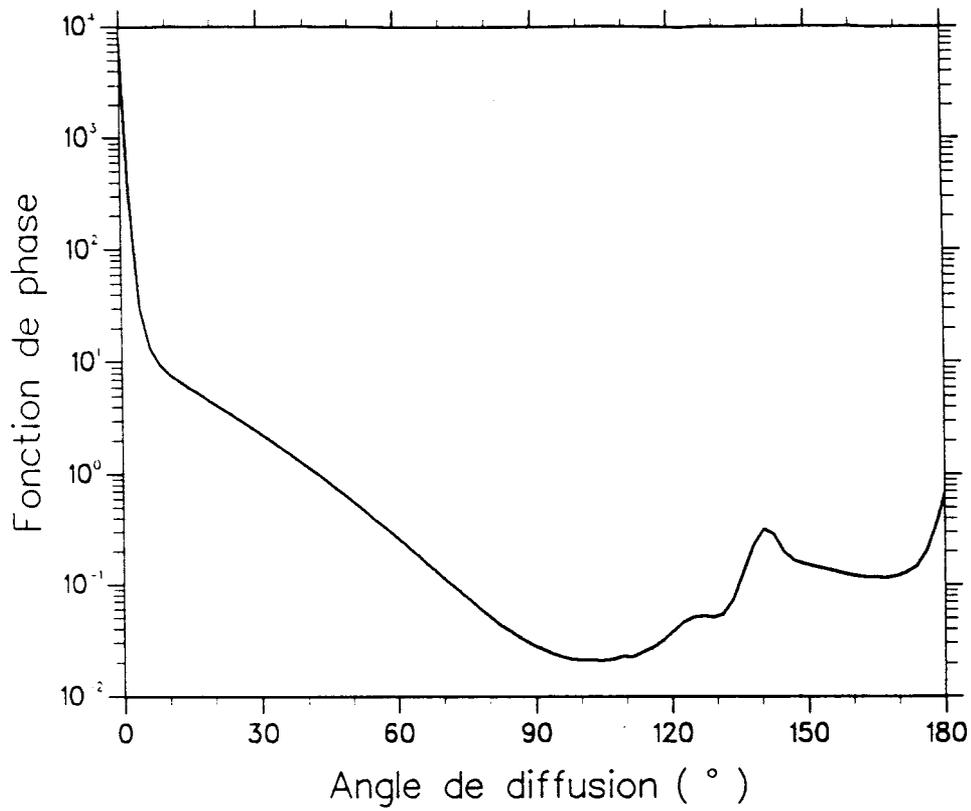


Figure 3.1 : Fonction de phase déterminée à $0.83 \mu\text{m}$ pour un modèle granulométrique de gouttes adapté à des nuages de type cumulus-cumulus congestus.

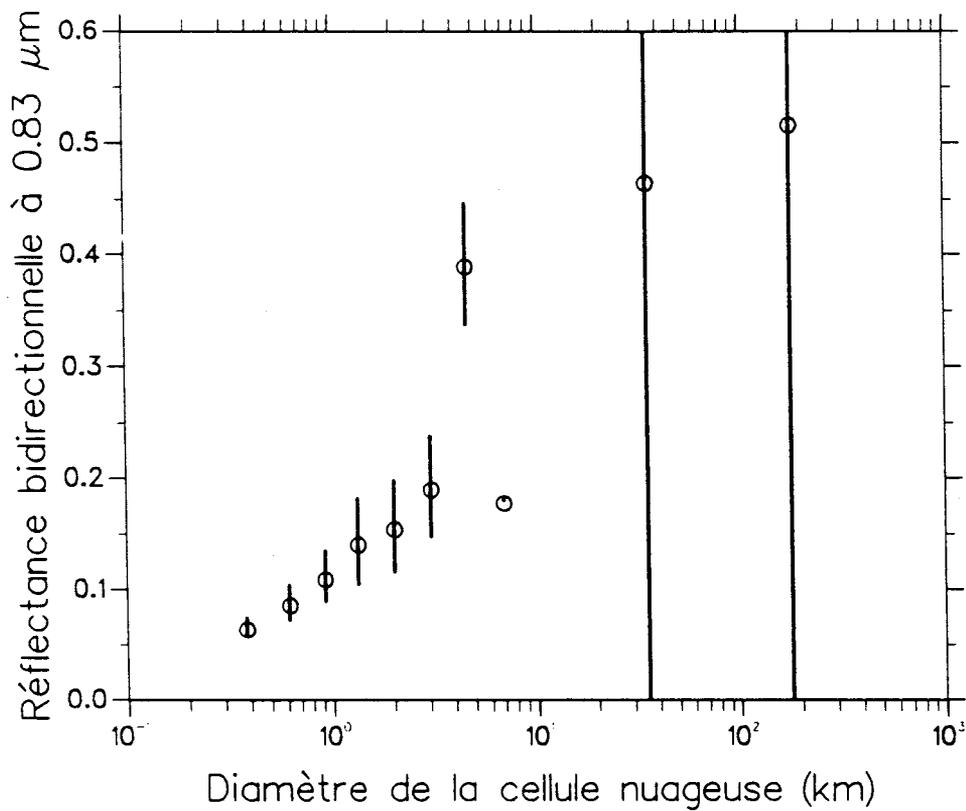


Figure 3.2 : Réflectance bidirectionnelle moyenne des cellules nuageuses à $0.83 \mu\text{m}$ en fonction de leur diamètre équivalent. Les barres d'incertitude sont reportées en trait gras.

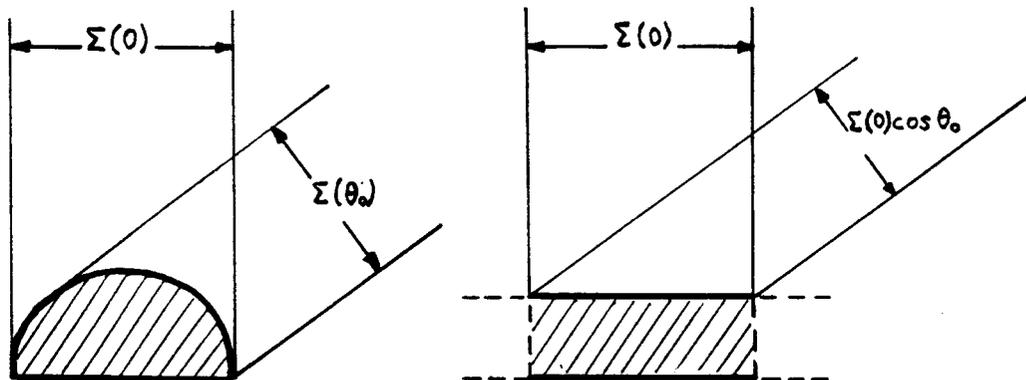


Figure 3.3 : Représentation schématique d'un nuage isolé et de la fraction de nuage plan-parallèle équivalente.

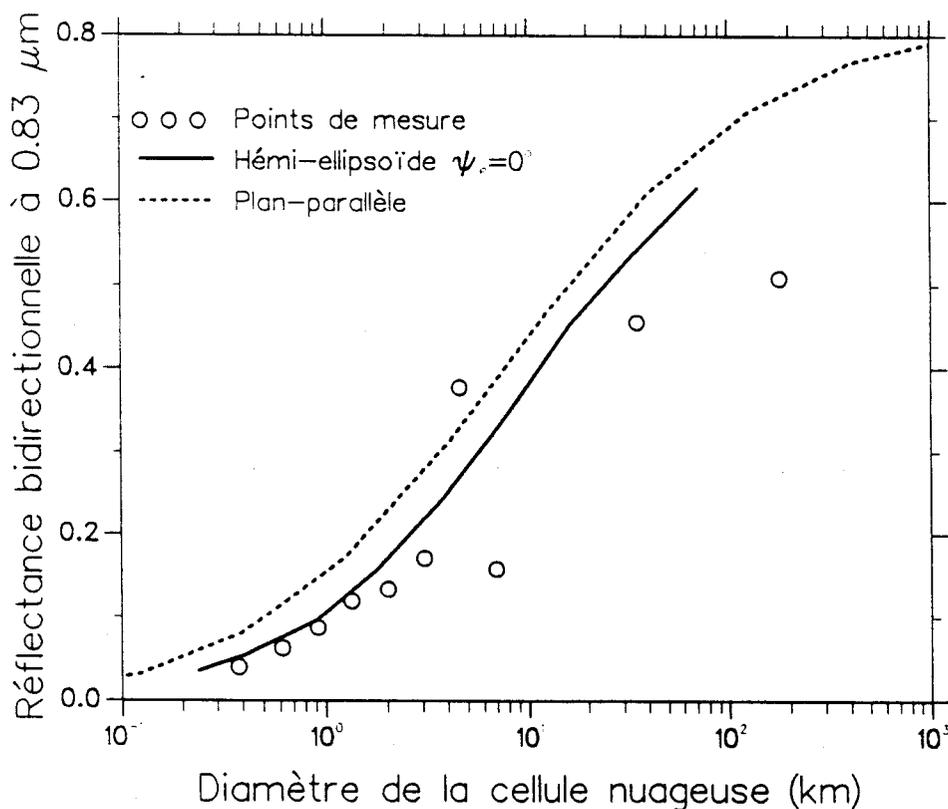


Figure 3.4 : Réflectances bidirectionnelles calculées à $0.83 \mu m$ en fonction du diamètre équivalent de cellules nuageuses hémi-ellipsoïdales ou planes-parallèles.

Les points de mesure sont corrigés des effets induits par l'atmosphère.

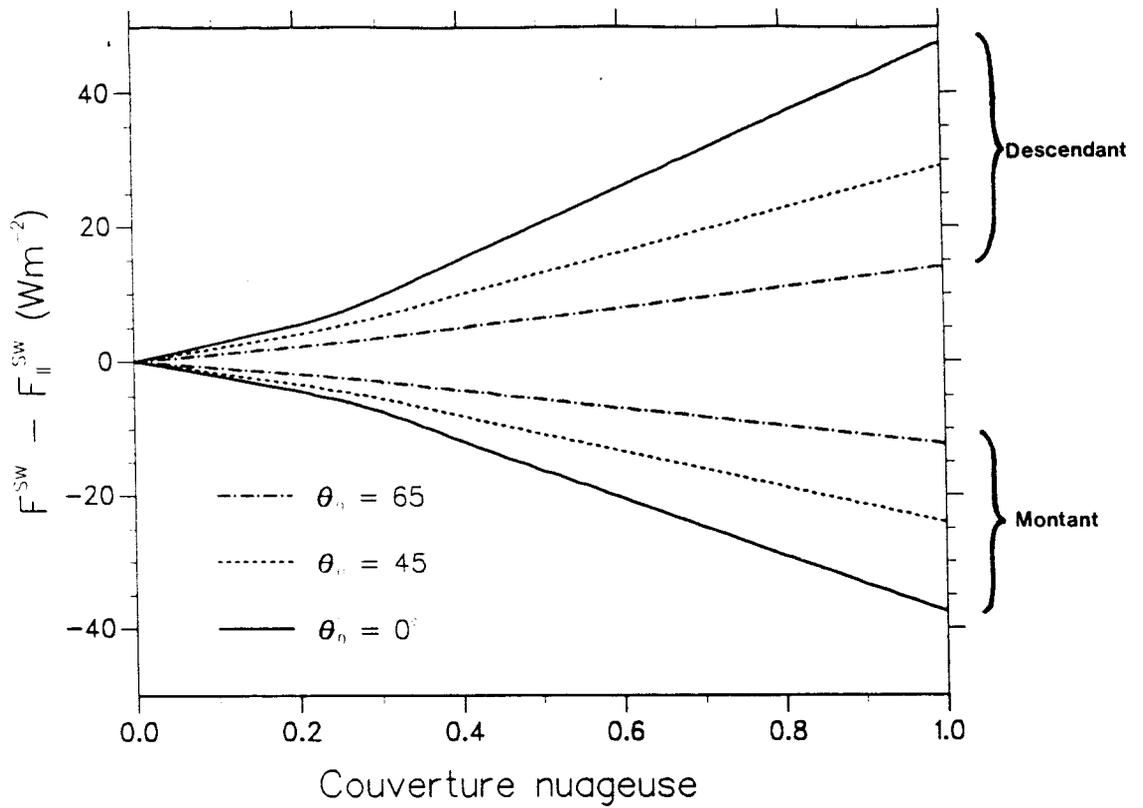


Figure 3.5 : Différences de flux solaire obtenues entre le cas plan-parallèle hétérogène et le cas plan-parallèle homogène comme une fonction de la couverture nuageuse.

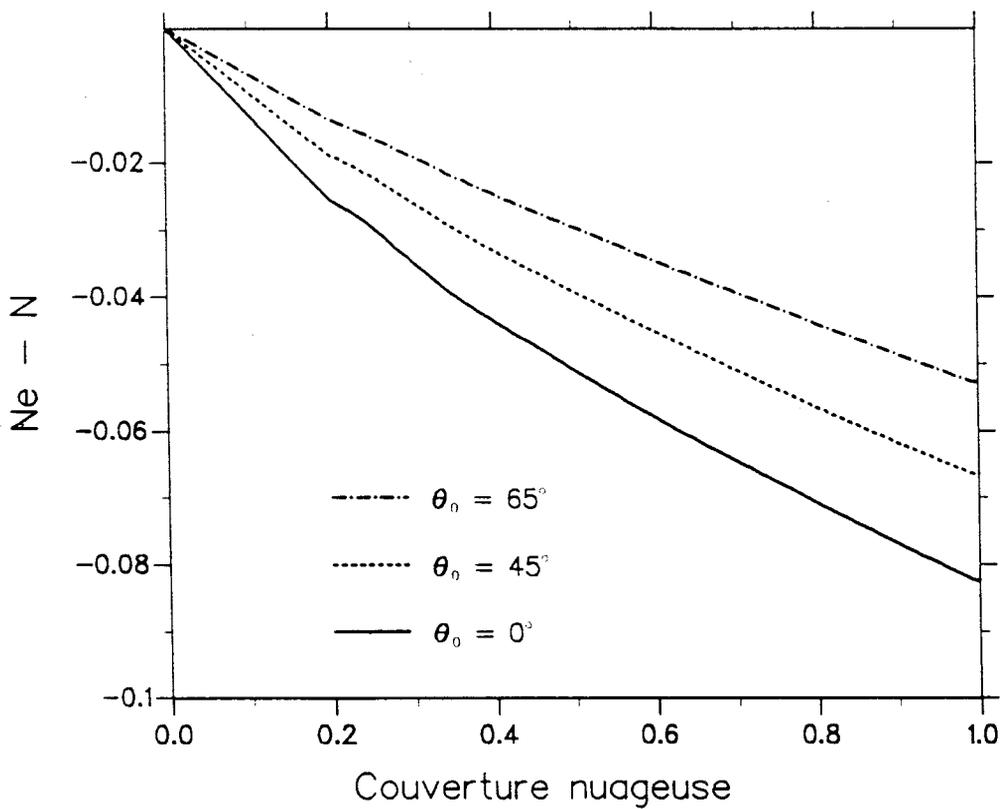


Figure 3.6 : Différences entre la couverture nuageuse effective déterminée dans le cas plan-parallèle hétérogène et la couverture nuageuse.

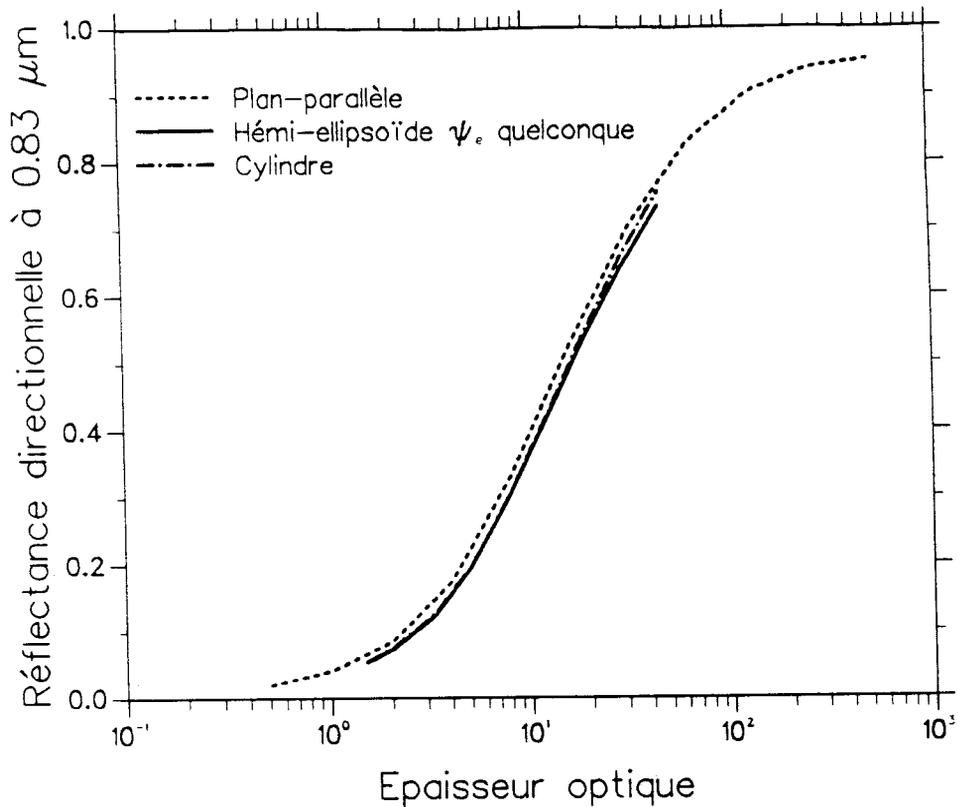


Figure 3.7.a : Réflectance directionnelle calculée à $0.83 \mu\text{m}$ pour un angle zénithal solaire de 0° en fonction de l'épaisseur optique du nuage.

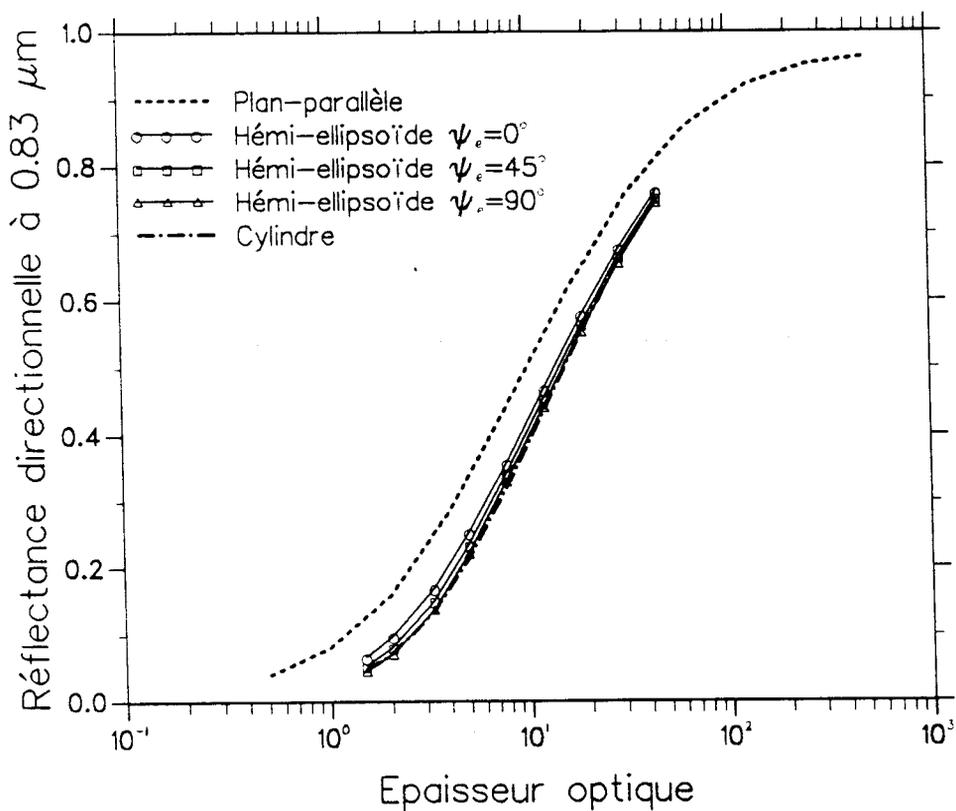


Figure 3.7.b : Comme pour la figure 3.7.a mais pour un angle zénithal solaire de 45° .

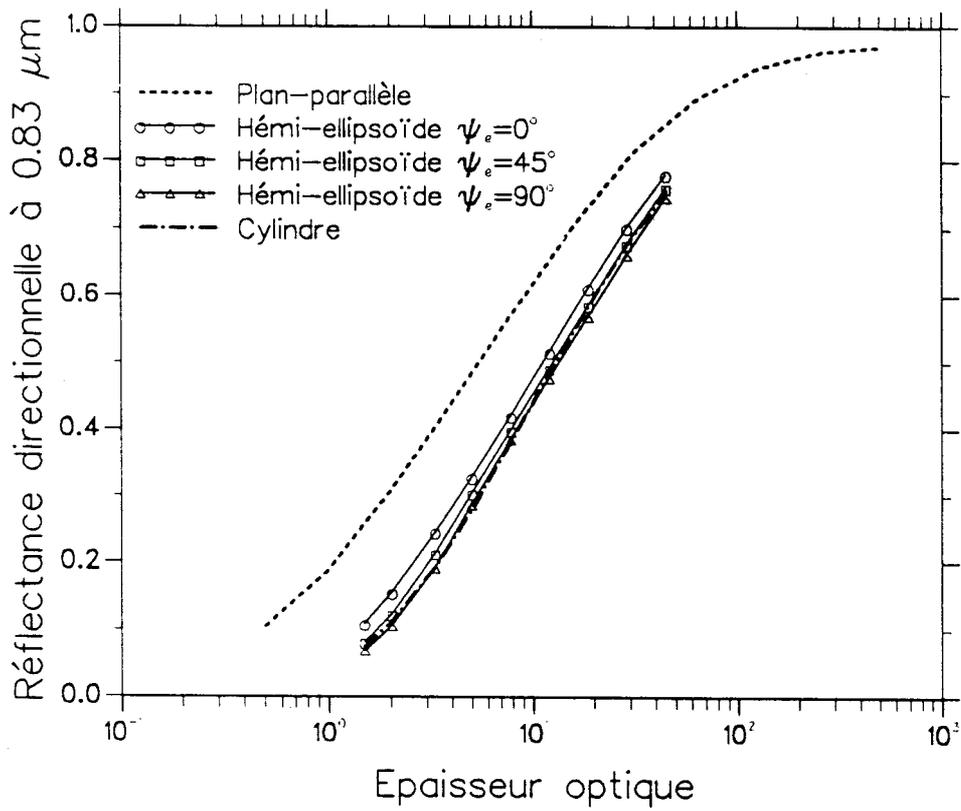


Figure 3.7.c : Comme pour la figure 3.7.a mais pour un angle zénithal solaire de 65° .

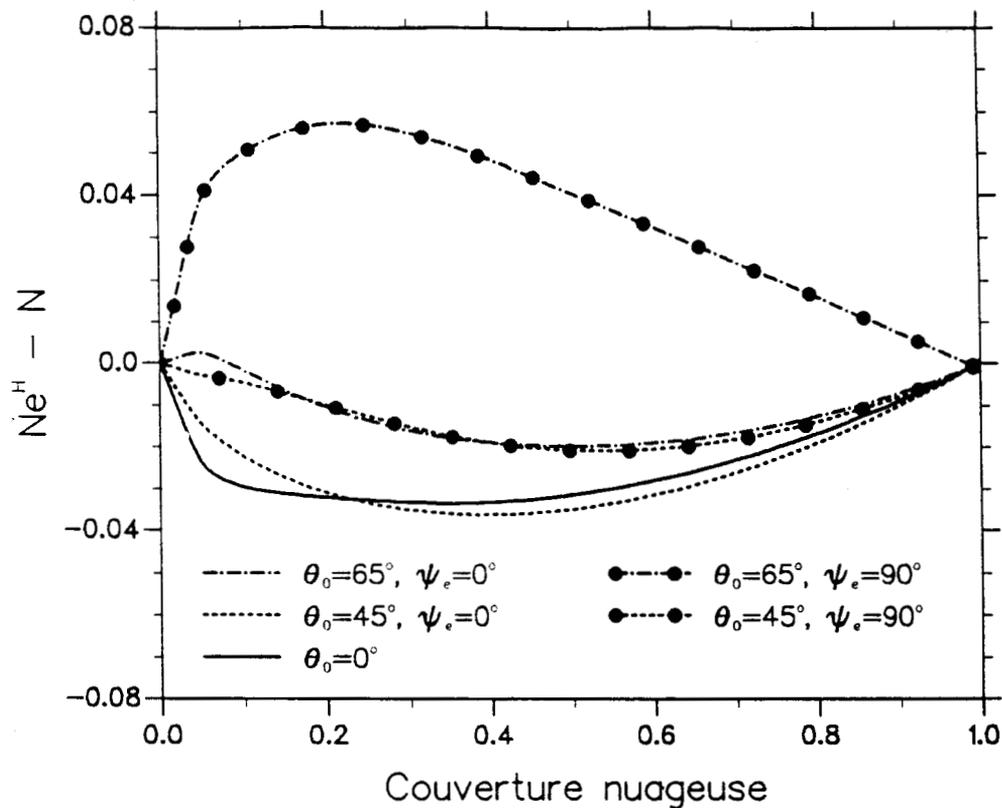


Figure 3.8 : Différences entre la couverture nuageuse effective déterminée dans le cas du modèle d'hémi-ellipsoïdes uniformes et la couverture nuageuse.

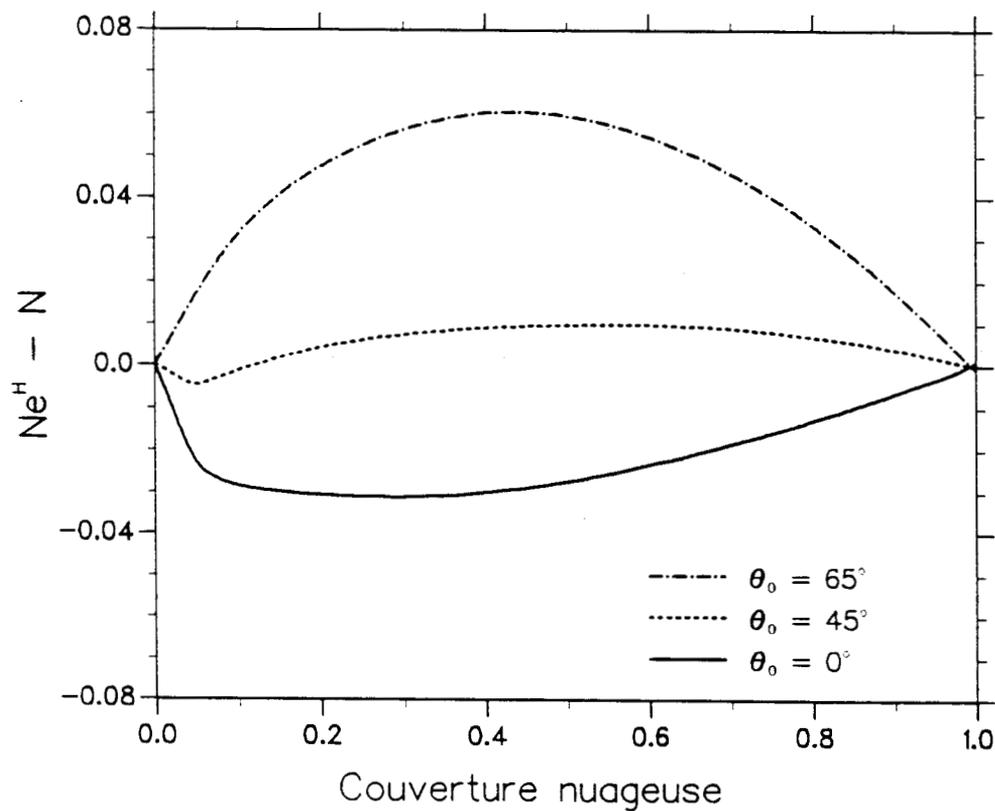


Figure 3.9 : Comme pour la figure 3.8 mais pour des cylindres uniformes.

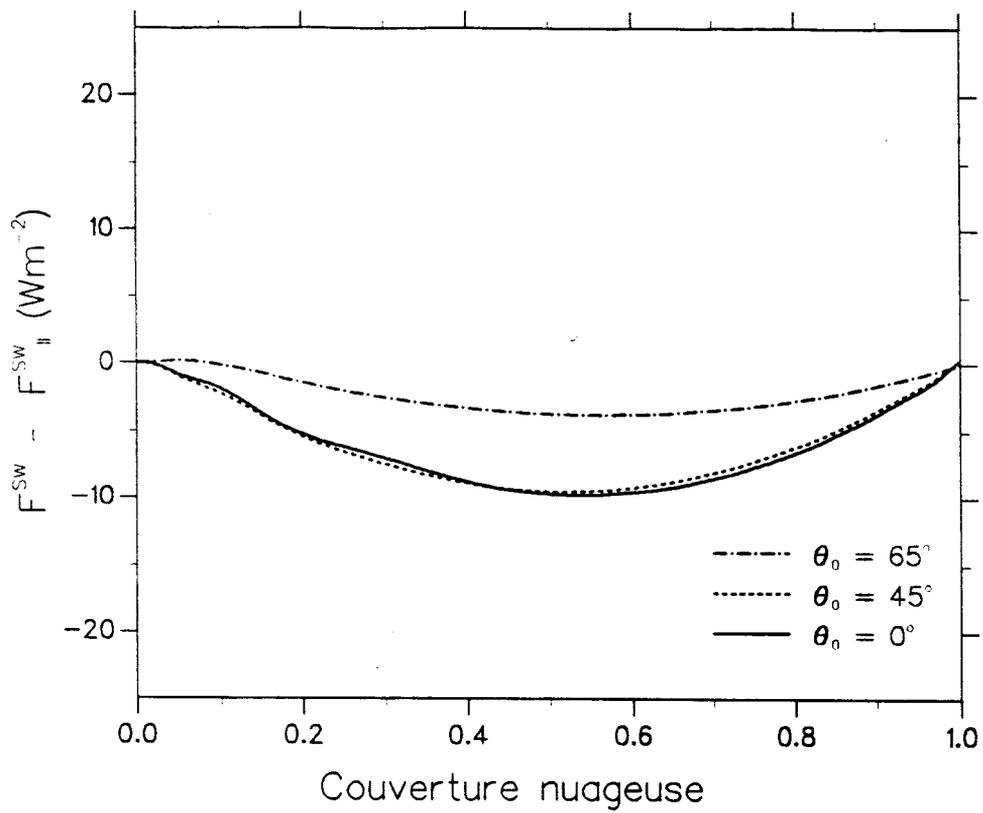


Figure 3.10.a : Différences de flux solaire réfléchi au sommet de l'atmosphère entre une répartition de nuages héli-ellipsoïdaux uniformes orientés à 0° et un plan-parallèle homogène.

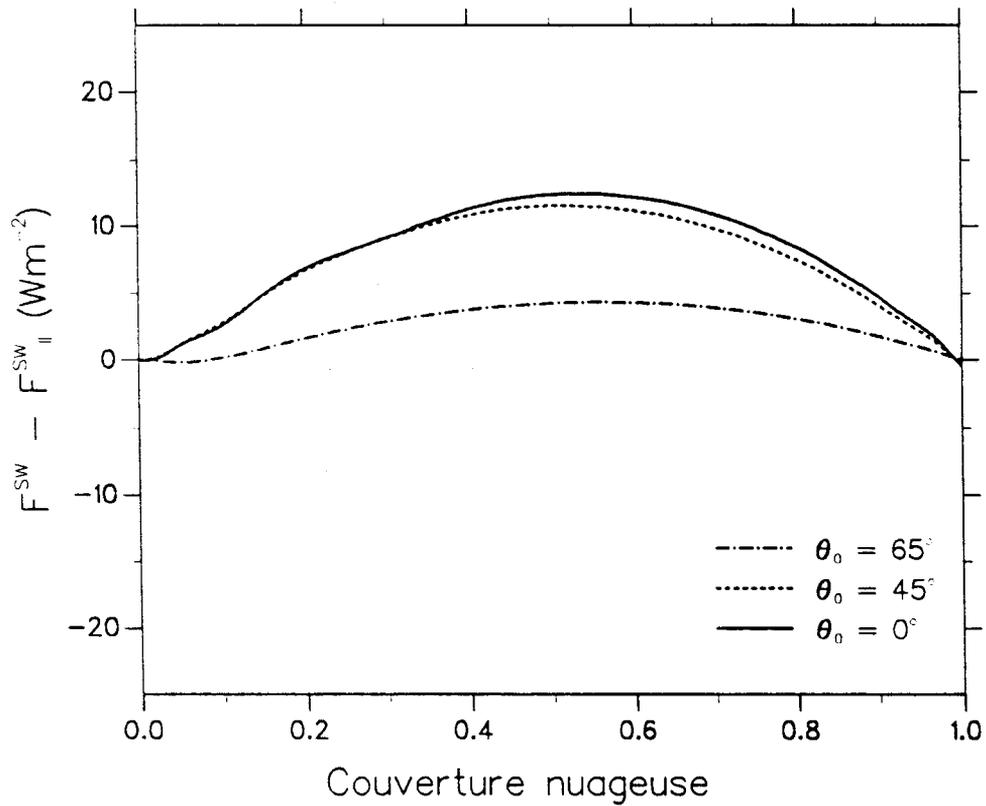


Figure 3.10.b : Comme pour la figure 3.10.a mais pour le flux solaire descendant à la surface.

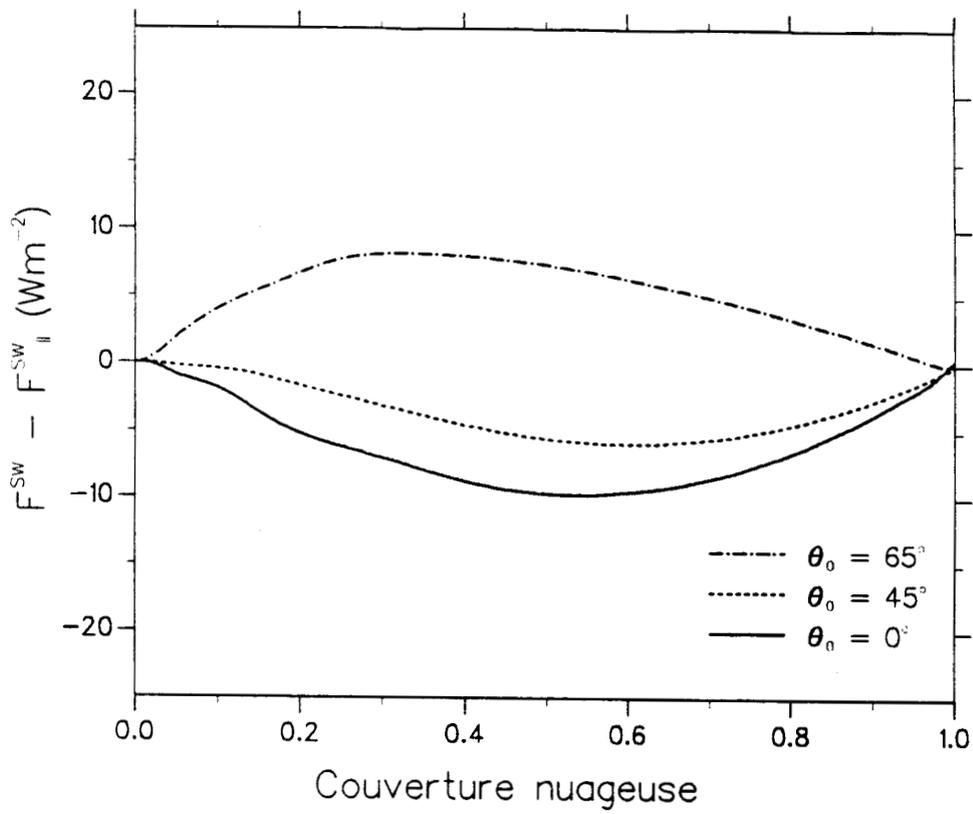


Figure 3.11.a : Différences de flux solaire réfléchi au sommet de l'atmosphère entre une répartition de nuages héli-ellipsoïdaux uniformes orientés à 90° et un plan-parallèle homogène.

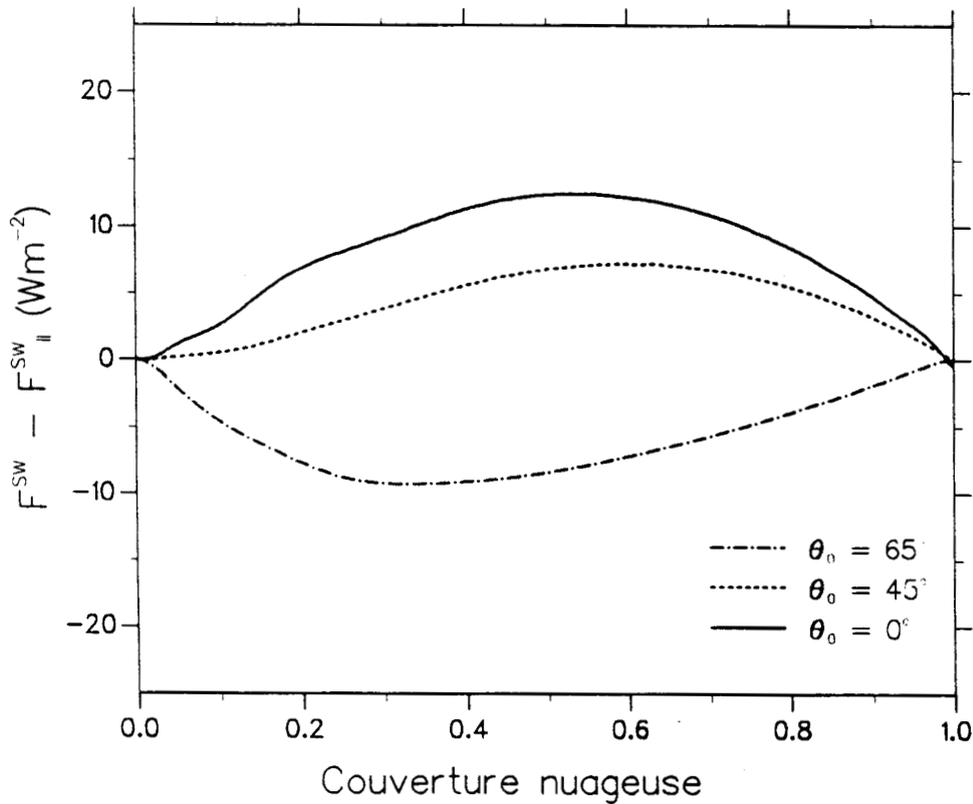


Figure 3.11.b : Comme pour la figure 3.11.a mais pour le flux solaire descendant à la surface.

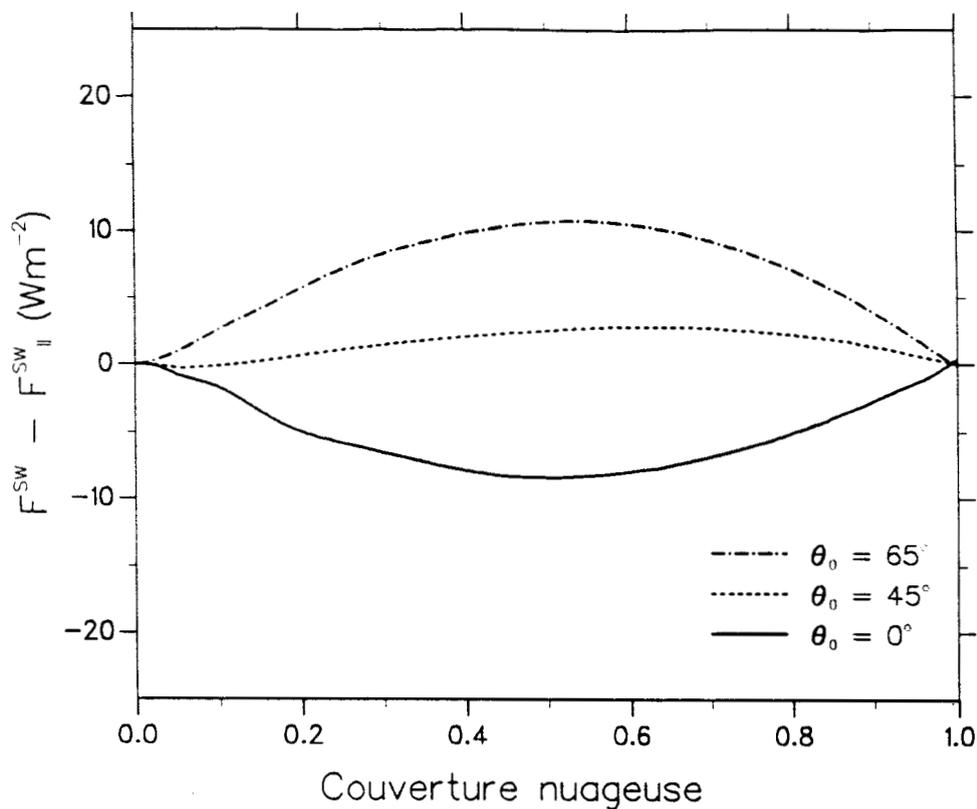


Figure 3.12.a : Différences de flux solaire réfléchi au sommet de l'atmosphère entre une répartition de nuages cylindriques uniformes et un plan-parallèle homogène.

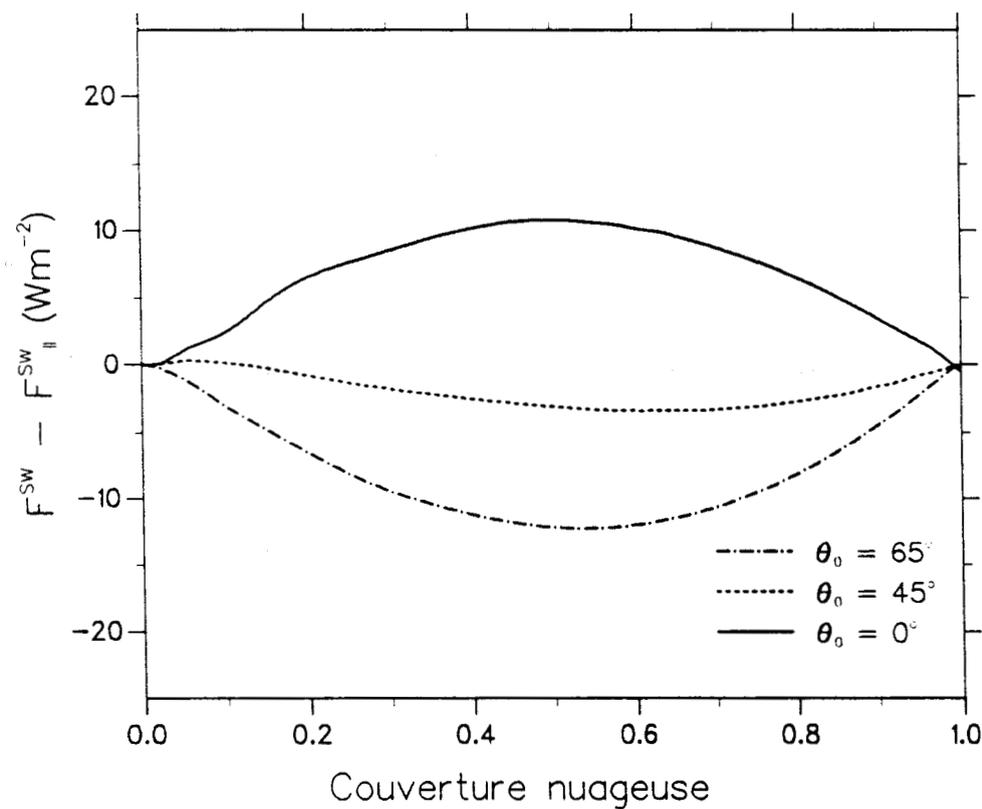


Figure 3.12.b : Comme pour la figure 3.12.a mais pour le flux solaire descendant à la surface.

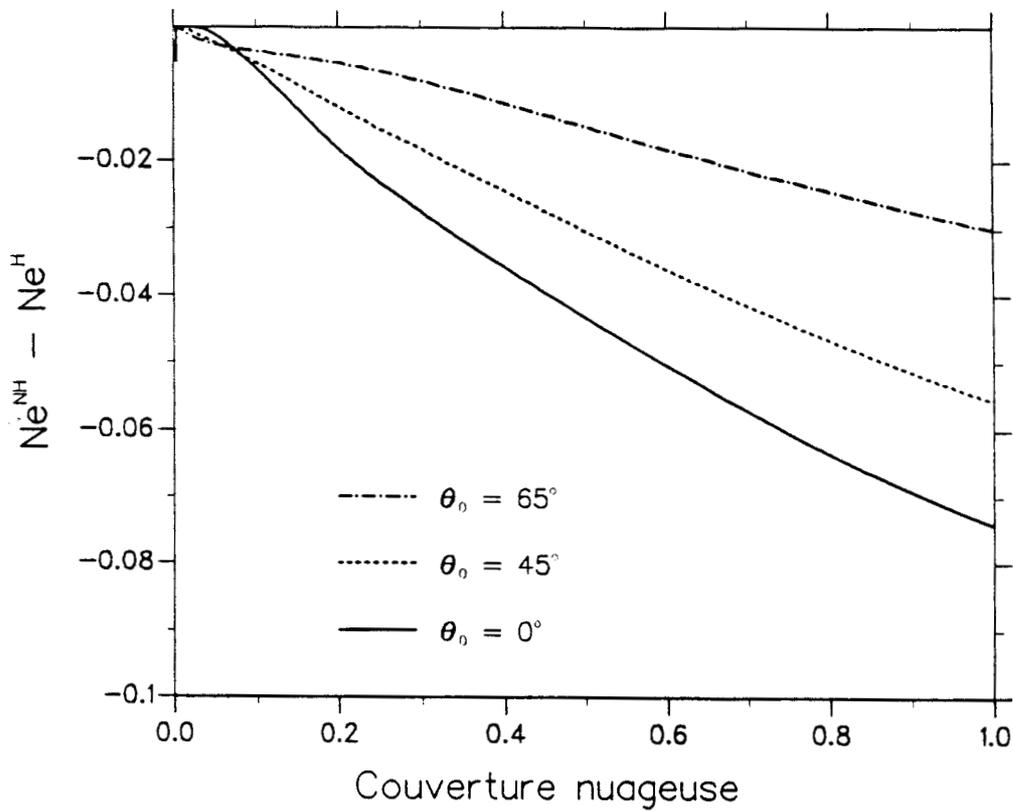


Figure 3.13.a : Différences entre la couverture nuageuse effective déterminée dans le cas d'hémi-ellipsoïdes hétérogènes et la couverture nuageuse effective déterminée dans le cas d'hémi-ellipsoïdes uniformes.

Toutes les cellules nuageuses sont orientées selon $\psi_e = 0^\circ$.

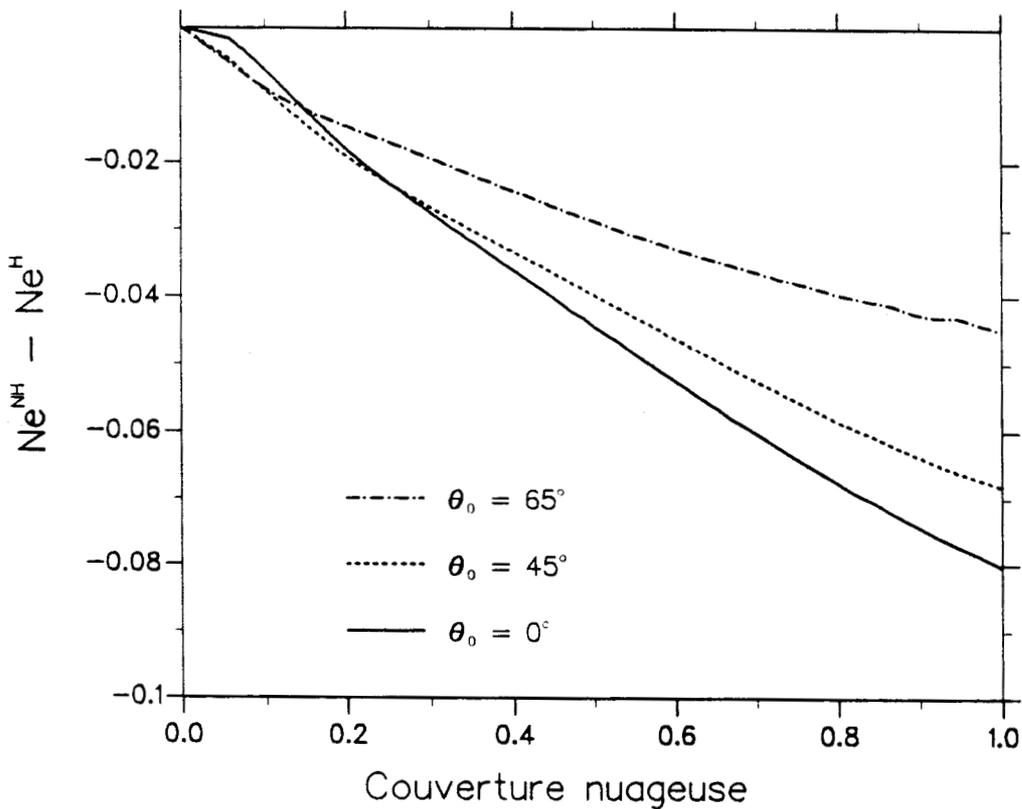


Figure 3.13.b : Comme pour la figure 3.13.a mais pour des nuages cylindriques de base circulaire.

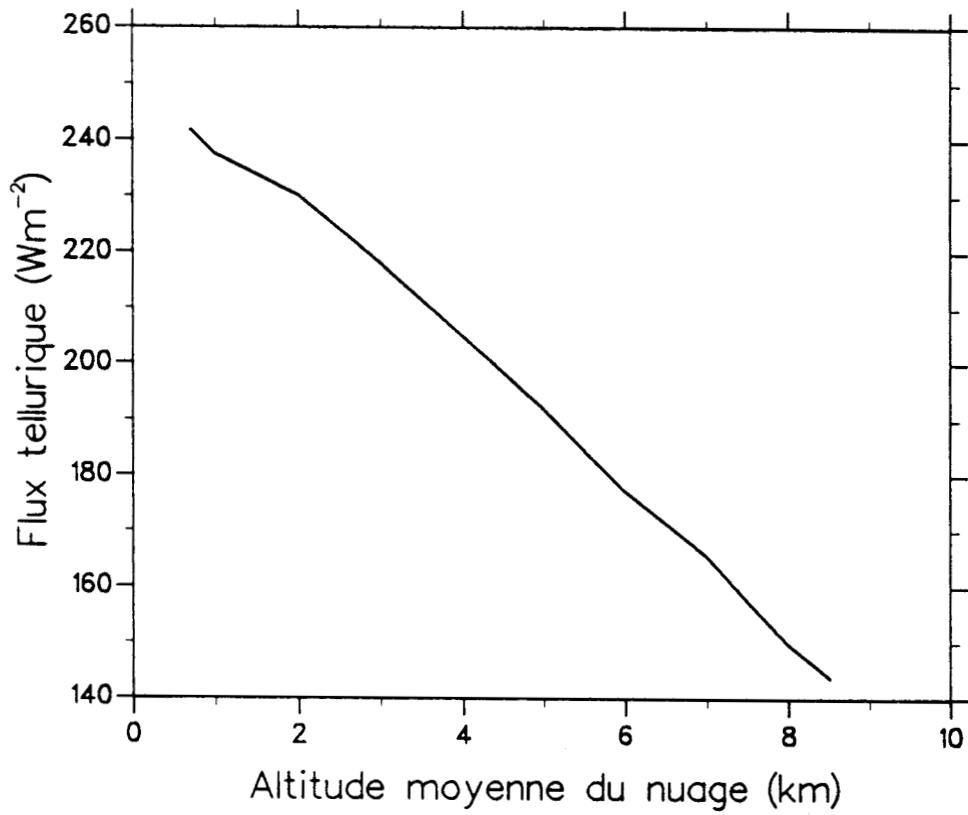


Figure 3.14 : Variation du flux tellurique sortant au sommet de l'atmosphère en fonction de l'altitude moyenne du nuage.

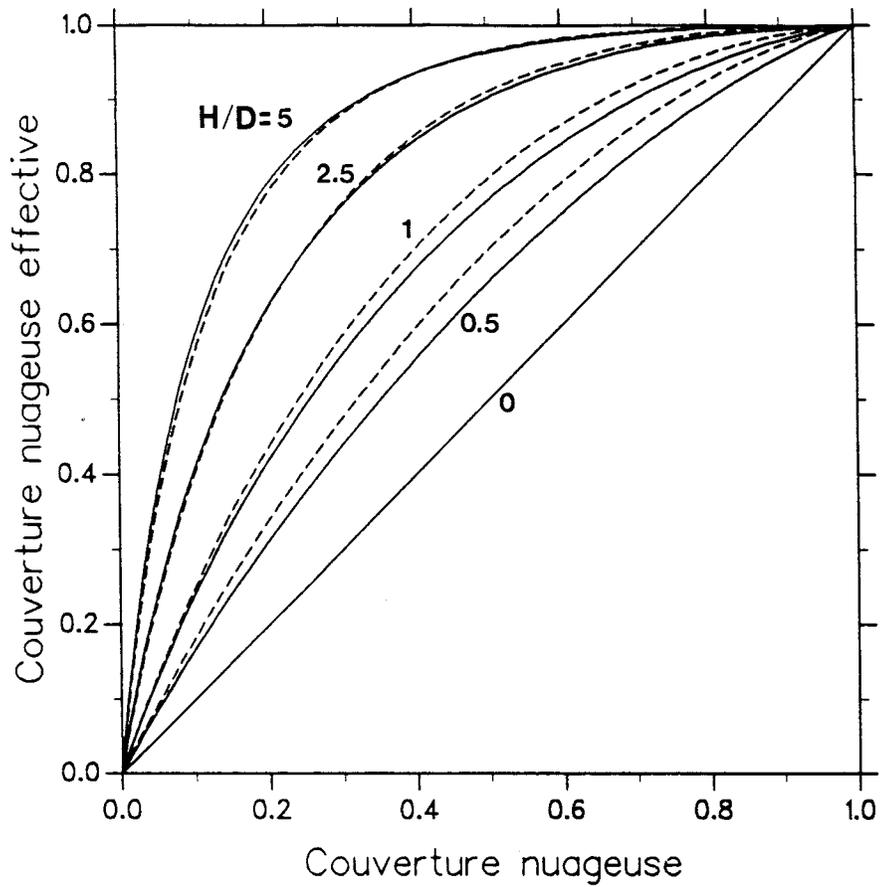


Figure 3.15 : Couvertures nuageuses effectives déterminées dans le cas des demi-ellipsoïdes et des cylindres uniformes en fonction de la couverture nuageuse pour différents rapports \bar{H} / D . \bar{H} représente la hauteur moyenne des cylindres ou l'épaisseur moyenne des demi-ellipsoïdes, D représente le diamètre des nuages.

Les courbes en pointillés sont identiques aux courbes reportées sur la figure (12.a) de Ellingson (1982).

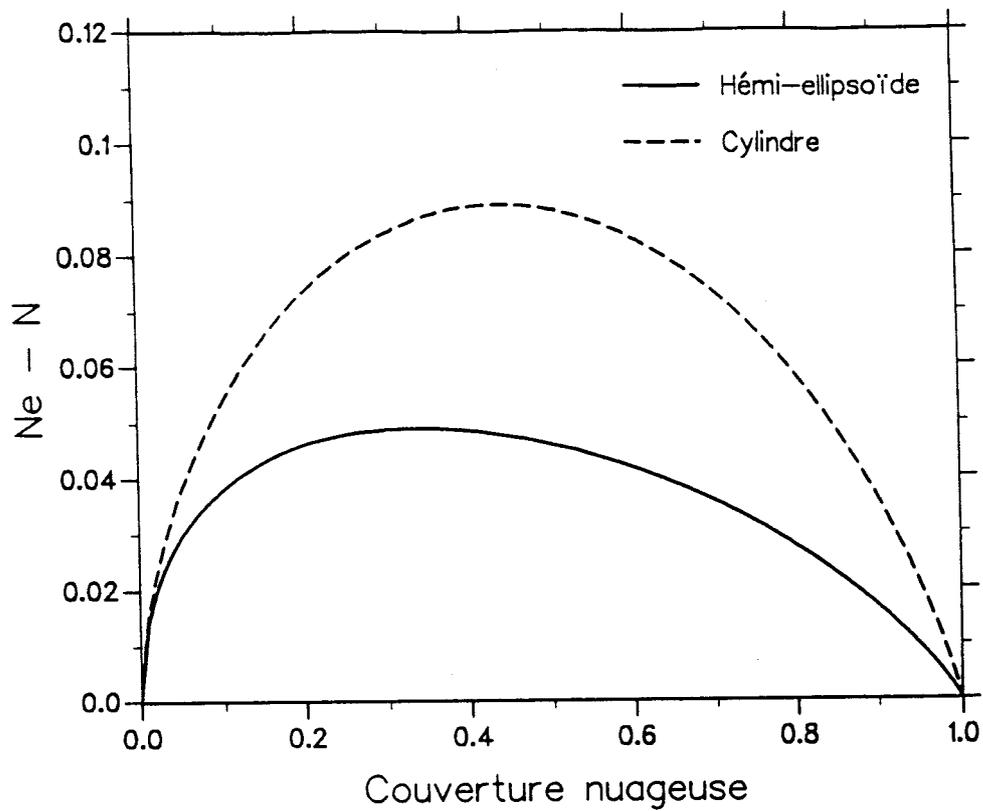


Figure 3.16 : Différences entre la couverture nuageuse effective déterminée dans le domaine tellurique et la couverture nuageuse pour les deux types de nuages fins envisagés.

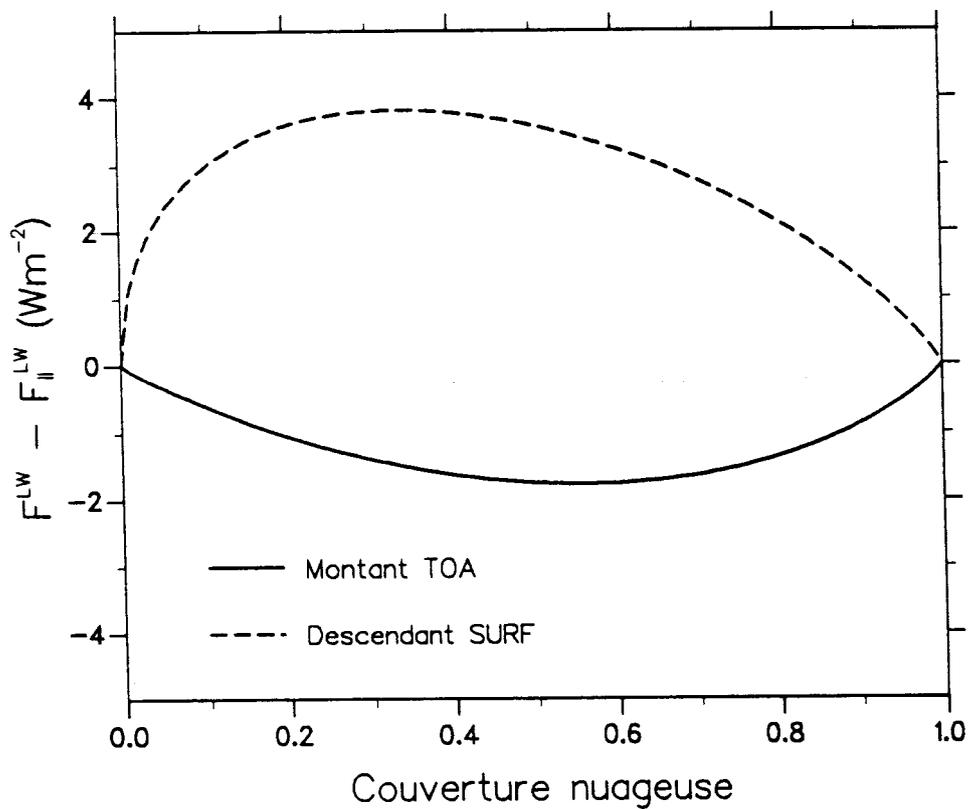


Figure 3.17 : Différences de flux tellurique entre une distribution d'hémi-ellipsoïdes uniformes et un plan-parallèle horizontalement homogène.

CHAPITRE 4

**DETERMINATION DE LA TAILLE DES
CRISTAUX DE GLACE DANS LES CIRRUS
A PARTIR DES CANAUX 4 ET 5
DU RADIOMETRE AVHRR**

**Information content of AVHRR channels 4 and 5
with respect to the effective radius
of cirrus cloud particles.**

Parol F., J.C. Buriez, G. Brogniez and Y. Fouquart

Submitted to *Journal of Applied Meteorology* 27 June 1990.

In revised form 28 October 1990.

Abstract

This paper investigates the relationship between the important difference of brightness temperatures between the $11\mu m$ and the $12\mu m$ AVHRR data and the microphysical properties of the semi-transparent cirrus clouds. In the non-scattering approximation, the emittance for channel 4 and 5 are related through the absorption coefficient ratio that is the key parameter giving access to the size of cloud particles. The observed mean value of this parameter corresponds to effective radius of $18\mu m$ for polydisperse spheres and $12\mu m$ for polydisperse infinitely long ice cylinders. Taking the multiple scattering into account, the brightness temperature difference enhances much more for cylinders than for spheres owing to the fact that the forward peak of scattering is less larger for cylinders. To get size of cloud particles, the method developed in the non-scattering case is still applicable if one makes use of the effective emittance which implicitly includes the effects of scattering. Thus an effective absorption coefficient ratio is defined and we derive a direct relationship between this ratio and the optical properties of the cloud particles. The mean value of the effective absorption coefficient ratio corresponds to ice spheres of effective radius of $26\mu m$ or a bit less in the case of water spheres (supercooled droplets), but no agreement can be obtained for fully randomly oriented cylinders.

1 Introduction

Cloud and radiation interactions have long been considered to constitute one of the key problems in climate research (Houghton and Morel, 1983). This question has become even more crucial, these last years, as several sensitivity studies (see, for example, Schlessinger and Mitchell, 1986 or Cess et al, 1989) have shown that the response of numerical climate models was extremely dependent on the various hypotheses and parameterizations used to simulate this process.

This large sensitivity results from the opposite but potentially very large influences that clouds have on the shortwave (the so-called "albedo effect") and longwave radiation. The predominance of either of these two effects depends on many conditions but it is quite clear that clouds of large spatial and temporal extension are the most important to consider and that low level stratiform clouds have the maximum potential albedo effect whereas high level clouds and particularly cirrus clouds have the largest greenhouse effect.

The International Satellite Cloud Climatology Project (ISCCP: Schiffer and Rossow, 1983) and the associated regional experiments (FIRE: Cox et al, 1987 and ICE: Raschke and Rockwitz, 1988) have been designed to improve the modeling of clouds and radiation interactions. A major achievement of the ISCCP was the building of a consistent data set of cloud covers and cloud properties at planetary scale. However, even if satellite observations appear particularly appropriate for observing upper level clouds which, then, are unmasked, cirrus clouds still constitute a challenging problem in cloud research. Indeed, they are often tenuous so that their

detection from satellite is really difficult.

Therefore, particular attention has been given, these last years, on testing cloud detection algorithms in the case of cirrus clouds or on developing specific algorithms. Reynolds and Vonder Haar (1977) used ground based observations to calibrate a relationship between visible albedo and infrared emissivities to correct for the cirrus semi-transparency. Szejwach (1982) determined cirrus cloud top temperature from Meteosat water vapor and infrared window channels; his technique was then integrated in the automatic cloud clustering method of Desbois et al (1982). This method is based on three-dimensional histograms of the three Meteosat channels (visible, infrared window and water vapor).

Satellite derived cirrus climatologies were presented by Woodbury and Mc Cormick (1983, 1986), Barton (1983) and Prabhakara et al (1988). The first authors derived the cirrus cloud cover from their analysis of the Stratospheric Aerosol and Gas Experiment (SAGE). Using a limb viewing absorption technique, their method is very sensitive to cirrus clouds which are seen with a very small elevation angle which maximizes their opacity. Therefore, it is not surprising that the frequency of occurrence of cirrus found by Woodbury and Mc Cormick is systematically much larger than that found by Barton who used the data collected by the nadir looking Selective Chopper Radiometer on board of Nimbus 5. Barton's method made use of dual-wavelength observations of reflectances near $2.7 \mu m$. Prabhakara et al used a bi-spectral technique based on Nimbus 4 Infrared Interferometer Spectrometer (IRIS). Their method is based on the significant differences which exist between the spectral extinctions at 10.8 and $12.6 \mu m$.

The physical basis of the methods suggested by Inoue (1985) and Wu (1987) was quite similar. They showed that cirrus cloud top temperature and infrared effective emissivity could be derived from two window channels centered at $11\mu m$ and $12\mu m$. According to these authors, (1) the difference of the brightness temperatures of those two channels is always more important for thin cirrus clouds than for thick clouds or clear-sky areas and (2) this difference is very sensitive to the clouds radiative and microphysical properties.

Inoue (1985) used a simple model of a purely absorbing cloud. In this model, the key parameter is the "absorption coefficient ratio" β , which relates the cirrus emissivities at 11 and 12 μm and depends on the cloud microphysical properties. Experimentally, Inoue found that on average $\beta = 1.08$. In this paper, scattering is accounted for and the dependence of β on the particle size is investigated for two ideal shapes of particles: spheres and infinitely long cylinders. Our method of analysis closely follows that of Inoue. The physical basis of his method is thus first recalled in section 3 for the case of purely absorbing clouds; the more realistic case of scattering spheres and cylinders is considered next. In section 4, we show that Inoue's method of analysis still apply for scattering particles providing that β be replaced by an "effective absorption coefficient ratio". To make it for the readers who are not familiar with Inoue's method, we find it convenient to consider in section 2, a practical case on which the method is applied.

2 Observations

Eight cirrus cloud cases have previously been analyzed by Inoue (1985) to determine a simple relationship between the emissivities in channels 4 and 5 of the Advanced Very High Resolution Radiometer (AVHRR). In this section, we use a practical example to support our theoretical analysis.

We consider a 1000 km by 1000 km satellite picture taken by the AVHRR instrument on board of NOAA 9. The picture is centered on the West Atlantic Ocean ($40^{\circ}N, 20^{\circ}W$) and was collected on January 30, 1985 at 1500 UT. Figure 1a is a channel 1 ($0.58 - 0.68\mu m$) reflectance image, Fig. 1b presents channel 4 ($1.5 - 11.3\mu m$) brightness temperature T_4 , whereas Fig. 1c shows the brightness temperature difference (BTD) between channel 4 and channel 5 ($11.5 - 12.5\mu m$). For each pixel, the AVHRR digital counts are given a grey level from black (0 count) to white (255 counts).

A large high level cloud system covers nearly half of the north-western (upper left) part of the image. This system contains thick high clouds, which appear white on both Fig. 1a and 1b, and more tenuous clouds which have a rather small reflectance but appear white on both Fig. 1b and 1c. Others cirrus streaks may also be detected on the south-eastern (lower right) part of the pictures; despite they are situated above low level clouds, they are very easily identified on the BTD picture. Figure 1 clearly confirms that the BTD method allows to identify semi-transparent cirrus clouds, at least over midlatitude oceanic areas.

Figure 2 presents the brightness temperature difference $T_4 - T_5$ plotted as a

function of T_4 for a small area ($200 \text{ km} \times 60 \text{ km}$) marked on Fig. 1. In spite of the very large dispersion, the histogram has the characteristic shape of an arch. For the thickest part of the cirrus ($T_4 \simeq 220\text{K}$), the BTD is close to zero, whereas for the pixels with semi-transparent cirrus, T_4 ranges between $\sim 230\text{K}$ and $\sim 270\text{K}$, and the BTD is always positive; the maximum is a little bit greater than 6 K for $T_4 \simeq 250\text{K}$. For the cloud-free pixels ($T_4 \simeq 280 \text{ K}$), the BTD is small but positive, corresponding to the different water vapor spectral absorptions in the lower troposphere.

The present illustration is restricted to the marked area for clarity: (1) the zone under study must be small enough to keep reasonable spatial homogeneity, (2) it must contain both clear pixels and fully overcast pixels of infrared emissivity close to unity, (3) the clear pixels must be gathered enough for the hypothesis of either totally clear or totally cloudy pixels to be realistic. Histograms similar to those of Fig. 2 can also be drawn for other areas of the satellite picture. However, they generally have a much less significant cold cluster. This is particularly the case when one considers the cirrus streaks of the south-eastern part of the image: in this case the cold cluster is not well marked with only a few pixels around 240K; a deep analysis of the BTD s for those semi-transparent clouds is thus ambiguous since the actual temperature is not well known; moreover, the signal is also affected by some low clouds which can be detected on Fig. 1a. It will be seen, in section 3.1, that our selected zone can be considered as typical of the cirrus clouds analyzed by Inoue. A more comprehensive study of high level clouds would, no doubt, be useful, but it would not improve the understanding of our method of analysis.

3 Analysis

Wu (1987) has shown that the *BTD* is highly sensitive to the size distribution of cloud particles. In this section, we further investigate the relationship between the *BTD* and the cloud optical properties and microphysics. For this analysis, the atmosphere is assumed to be horizontally homogeneous and the radiative influence of the clear atmosphere situated above the cloud base is neglected. As a consequence, the outgoing radiance I_i^{clear} at the top of the atmosphere under clear-sky conditions is equal to the upward incoming radiance at cloud base. This is a reasonable approximation since AVHRR channels 4 and 5 are situated in the infrared window region where most radiation is coming from the lower atmosphere and since we are only considering high clouds.

In these conditions, the upward radiance from cloud top in the satellite direction is

$$I_i(\theta) = (1 - N)I_i^{clear}(\theta) + N \left\{ \int_0^{\pi/2} t_i(\theta, \theta') I_i^{clear}(\theta') \sin \theta' d\theta' + \int_0^{\pi/2} r_i(\theta, \theta') I_i^\downarrow(\theta') \sin \theta' d\theta' + \epsilon_i(\theta) B_i(T^{cloud}) \right\}. \quad (1)$$

In this expression, θ is the satellite viewing angle, i is the channel number, N the fractional cloud cover, $t_i(\theta, \theta')$ the cloud transmission function in the satellite direction for radiation incident at cloud base in direction θ' , $r_i(\theta, \theta')$ the cloud top reflection function, $I_i^\downarrow(\theta')$ the downward radiance at cloud top, $\epsilon_i(\theta)$ the cloud emittance in the satellite direction, $B_i(T)$ the Planck function and T^{cloud} the cloud temperature assuming that the cloud layer is isothermal. To the extent that temperature changes with depth, T^{cloud} represents the cloud emitting temperature, that

is a weighted mean of the temperature of the penetrable portion of the cloud. For optically thin clouds, even if they are isothermal, there can be considerable differences between T^{cloud} and the brightness temperature T_i ; which is the equivalent black-body temperature defined by

$$B_i(T_i) = I_i. \quad (2)$$

To simplify, we assumed isotropic incoming radiance at cloud base ; the validity of this approximation will be discussed in section 4. The cirrus directional transmittance in the satellite direction is thus defined by

$$\bar{t}_i(\theta) = \int_0^{\pi/2} t_i(\theta, \theta') \sin \theta' d\theta'. \quad (3)$$

In a first step, let us assume also isotropic downward radiance at cloud top. The cirrus directional reflectance $\bar{r}_i(\theta)$ can thus be defined in a similar way. Reflectance and transmittance are related to the emittance through the Kirchoff's law

$$\epsilon_i(\theta) = 1 - \bar{t}_i(\theta) - \bar{r}_i(\theta). \quad (4)$$

In establishing Eq.(1), we likened the upward radiance at cloud top with the outgoing one at the top of the atmosphere, that is we neglected the upper atmospheric emission; consistently the downward radiance in Eq.(1) should be neglected. Therefore, Eq. (1) becomes

$$I_i(\theta) = [1 - N(\epsilon_i(\theta) + \bar{r}_i(\theta))] I_i^{clear} + N\epsilon_i(\theta) B_i(T^{cloud}). \quad (5)$$

3.1 Non scattering approximation

In longwave radiative transfer in water clouds, the usual approximation is to neglect scattering and consider cloud droplets as purely absorbing particles. This is mainly justified because of the very strong molecular absorption out of the infrared window (8-14 μm) which limits the impact of liquid water on the radiation field to that spectral range where the scattering efficiency of particles with dimensions typical of non precipitating clouds is much smaller than in the visible. Another important, but often neglected, reason lies in the fact that the distribution of the sources of radiation is obviously much more isotropic than in the shortwave, thus reducing the role of scattering. For cirrus, scattering may play a more important role due to both the larger difference between the surface and cloud temperatures and the smaller asymmetry factor of crystals leading to larger reflectivities (Stephens, 1980a). However, in his analysis of the *BT*Ds, Inoue (1985) did not consider the influence of multiple scatterings and Wu (1987) only considered the influence of scatterings by spherical particles; in this section, as a first step of a more complete analysis, we neglect the influence of scatterings.

In the absence of scattering, the cirrus reflectance is zero. Thus the upward radiance at the top of the atmosphere is simply

$$I_i^{ns}(\theta) = (1 - N \epsilon_i^{ns}(\theta)) I_i^{clear} + N \epsilon_i^{ns}(\theta) B_i(T^{cloud}). \quad (6)$$

where the superscript *ns* is to remind of the non-scattering approximation.

As a first approximation, one can consider that the absorption coefficient σ_a of liquid water and ice are constant over the spectral bandpass of each AVHRR

channel. The cloud emittance can thus be written as

$$\epsilon_i^{ns}(\theta) = 1 - \exp\left(-\frac{\sigma_{a_i} Z}{\cos \theta}\right) \quad (7)$$

where Z is the cloud thickness.

From Eq. (7), the emittance for channel 4 and 5 are related by

$$\epsilon_5^{ns}(\theta) = 1 - (1 - \epsilon_4^{ns}(\theta))^\beta \quad (8)$$

where $\beta = \sigma_{a_5} / \sigma_{a_4}$ is the absorption coefficient ratio, as defined by Inoue (1985). According to Eqs. (6) and (8), the relationship between the brightness temperature difference $T_4 - T_5$ and T_4 depends on the cloud temperature T^{cloud} , the fractional cloud cover N , the absorption coefficient ratio β and the upward radiance at cloud base. In the present analysis, this last quantity is approximated by the clear-sky radiance I_i^{clear} .

If the sea surface temperature may be assumed to be uniform, I_i^{clear} can be estimated from the cloud-free areas in the neighbouring of the cirrus cloud. This is more difficult in the case of multilayered clouds. However, if the underlying layer is homogeneous, Eq.(6) may be used, all the same, provided that I_i^{clear} is now defined as the cirrus-free radiance. In the present case, I_i^{clear} is determined for each channel as the averaged radiance of the cloud-free pixels of the selected area. The cloud-free brightness temperature T_4 is 281 K and the corresponding *BTD* is $T_4 - T_5 = 0.8K$. On the other hand, T^{cloud} cannot be directly derived from the radiances escaping from semi-transparent cirrus cloud. We get access to it only if the cirrus has an optically thick part, assuming that the emitting temperature of the semi-transparent part is approximately the same as that of the optically thick one.

Rigorously speaking, this is certainly not true; since cirrus can be some kilometers thick, their emitting temperature can vary very substantially according their opacity; these variations may still be large even for thick cirrus clouds as a result of variations in the vertical profile of ice content and size distribution. Without any additional information, however, this remains the most reasonable approximation.

From a study of eight cirrus cases Inoue (1985) suggested that, for overcast pixels, $\beta \simeq 1.08$. Using $N = 1$, $\beta = 1.08$ and $T^{cloud} = 210K$, we calculated T_4 and the *BT**D* for varying cirrus emissivities. We then obtained a theoretical curve (curve *d* on Fig. 2) which is nearly the mean curve of the histogram.

The largest *BT**D*s, however, do not fit this particular set of parameters and with $\beta = 1.08$ they would lead to $T^{cloud} \simeq 180K$ which is probably too cold. Curve *a* presents another possible set of parameters ($N = 1, T^{cloud} = 220K, \beta = 1.18$) which agrees with the largest *BT**D*. Curve *e* ($N = 1, T^{cloud} = 230K, \beta = 1.00$) represents another extreme choice with agreement for small *BT**D*s. Other possibilities also exist and are as likely as those drawn on Fig. 2; it is important to note that for partial cloud covers, β must be higher to explain large *BT**D*s (see curves *b* and *c*).

If there were perfect coincidence between an AVHRR picture or a subset of it and a high spatial resolution image such as LANDSAT, the fractional cloud cover at the AVHRR pixel level could be determined unambiguously. In our case, coincident LANDSAT images were not available; we thus used the analysis of the characteristics of the cirrus clouds observed from 12 LANDSAT scenes by Kuo et al (1988). These authors found a large number of cloud cells of diameter $0.1km$ to $1.5km$. They showed that these cells have significantly different structural characteristics than

larger cloud cells. This suggests that different microphysical processes may be active at these different spatial scales. Nevertheless, except for the case of contrails, the cells of size smaller than an AVHRR pixel have a relatively small importance in terms of cloud cover. Therefore, in the following, we assume that the cloud cover is either 1 or 0 at the scale of an AVHRR pixel, keeping in mind that some pixels may have a different fractional cloud cover. For these pixels, (i) the actual value of β may differ from that derived from larger cloud cells, (ii) the apparent value based upon the assumption that $N = 1$, is smaller than the actual one.

3.2 Sensitivity of the *BTD* to microphysics

In the non-scattering approximation, $\beta = 1.08$ seems a good mean value although there must be a large variability. The absorption coefficient ratio depends strongly on the cloud microphysics (phase, shape, size distribution). The sensitivity of the *BTD* to the particle size distribution has been studied by Wu (1987) but no attempt has been conducted so far to derive usable microphysical information from the *BTD*. In the following sections, β is interpreted in terms of effective radius of cloud particles.

Although there are growing evidences of the presence of supercooled water droplets in cirrus (Heymsfield et al, 1988), they are generally formed of crystals of various shapes (Weickmann, 1945, 1947; Heymsfield, 1975, 1977; see also the review by Liou, 1986). In this paper, we only consider the two simplest shapes: spheres and infinitely long cylinders. Figure 3 illustrates the geometry of the problem in the case of cylinders. Three cases are considered: uniform orientation $UOC(\theta, \gamma)$, random orientation in the horizontal plane $2D - ROC(\theta)$ and full random orientation in

space $3D - ROC$. In the non-scattering case, θ on Fig. 3 is the zenith angle of the satellite direction, $\theta = 0^\circ$ corresponds to the sub-track and $\theta = 60^\circ$ to a satellite viewing angle of roughly 50° , for the NOAA polar orbiters.

For both spheres and cylinders, the particle size distribution is assumed to be a *gamma* function (Deirmendjann, 1969)

$$n(r) = N_0 r^6 \exp(-6r/r_0), \quad (9)$$

where $n(r)$ is the number of particles per volume unit with radii between r and $r + dr$ and r_0 is the mode radius. For this distribution, the mean radius is $7r_0/6$ and the effective radius,

$$r_{eff} = \int_0^\infty r^3 n(r) dr / \int_0^\infty r^2 n(r) dr, \quad (10)$$

is $3r_0/2$. This size distribution has been used by Arking and Childs (1985) to retrieve ice and water cloud parameters from multispectral satellite images. The relationship between the absorption coefficient and the effective radius is expected to be nearly independent on the size distribution (see Stephens et al (1990); their Fig.3). In our simulations, r_{eff} varies from 3 to 100 μm .

The absorption coefficient σ_a , the scattering coefficient σ_s , and the scattering phase function have been calculated for AVHRR channels 4 and 5. They were computed, for water and ice spheres, from Mie theory and, for the cylinders, according to Van de Hulst (1957). The spectrally averaged real and imaginary parts of the refractive index of water (Downing and Williams, 1976) and ice (Warren, 1984) are listed in Table 1 for NOAA 9 AVHRR channels 4 and 5.

In the non-scattering approximation, Eqs.(6) to (8) apply and $\beta = \sigma_{a5}/\sigma_{a4}$ is

the key parameter giving access to the size of particles. Figure 4 presents the variations of β as a function of the effective radius r_{eff} for polydispersions of spheres and cylinders. All curves present the same hyperbolic shape, the curves representative of ice and water spheres are very close to each other and β is always smaller for cylinders than for spheres. The difference between the curves representative of cylinders and spheres increase with θ . This was confirmed by additional calculations performed for larger θ and not shown here. According to Fig. 4, $\beta = 1.08$ corresponds to spheres of effective radius $r_{eff} \simeq 18\mu m$ or to cylinders with $r_{eff} \simeq 9$ to $15\mu m$.

3.3 Influence of multiple scatterings

The influence of scattering is small either when the single scattering albedo $\omega_i = \sigma_{s_i}/(\sigma_{s_i} + \sigma_{a_i})$ is small, close to zero or, since scattering in the forward peak does not redistributes the radiation, when the scattering phase function $P_i(\Theta)$ reduced to the forward scattering peak, i.e. when the asymmetry factor

$$g_i = \frac{1}{2} \int_{-1}^{+1} P_i(\Theta) \cos(\Theta) d(\cos \Theta) \quad (11)$$

is close to 1.

Figures 5 and 6 present the variations with r_{eff} of respectively the single scattering albedo and the asymmetry factor. For ice spheres and cylinders, both ω_4 and ω_5 increase with r_{eff} and ω_5 is always larger than ω_4 . For liquid droplets, on the contrary, ω_5 is always smaller than ω_4 and ω_4 presents a slight maximum for $r_{eff} \simeq 15\mu m$. For all cases, ω_i is close to its asymptotic value for $r_{eff} > 20\mu m$.

The asymmetry factor is always the largest for channel 4; there is, however, a quite significant difference between spheres and cylinders. Liou (1976) described in details this property of the cylinder phase function which, compared to that of spheres, gives a large probability of scattering in the region $\Theta \simeq 20^\circ$ to 160° at the expense of forward and backward scattering. The asymmetry factor of randomly oriented cylinders is thus systematically smaller than that of spheres.

Despite recent evidences of the presence of small supercooled water droplets, observations concluded that cirrus are mostly made of relatively large ice crystals (Liou, 1986). In these conditions, the single scattering albedo of cirrus particles is close to 0.5 and the influence of scattering must be larger for cylinders than for spheres which have a much larger forward peak of scattering.

3.4 Calculation of brightness temperatures in scattering conditions

The upward radiances at the top of the atmosphere have been calculated for both spheres and the $3D - ROC$ for which there is no privileged orientation which makes the calculations much simpler. The scattering problem was solved using the Spherical Harmonics method (Devaux, 1977). To simplify the calculations, here we assumed isotropic upward radiance at cloud base.

Further specifications are $T^{cloud} = 220K$, $T_4^{clear} = 281K$ and $T_5^{clear} = 280.2K$ where T_i^{clear} is the brightness temperature for the upward radiation at cloud base I_i^{clear} .

Let us consider the case of complete overcast pixels ($N = 1$). If scattering is accounted for, the upward radiance escaping from cloud top in the satellite direction is given by Eq. (5) which can be rewritten as

$$I_i(\theta) = [1 - \bar{r}_i(\theta)]B_i(T^{cloud}) + \bar{t}_i(\theta)(I_i^{clear} - B_i(T^{cloud})), \quad (12)$$

while in the non-scattering approximation, for $N = 1$, Eq. (6) gives

$$I_i^{ns}(\theta) = B_i(T^{cloud}) + t_i^{ns}(\theta)(I_i^{clear} - B_i(T^{cloud})), \quad (13)$$

The differences between the radiances calculated with and without scattering may be important as Fig. 7 shows. For small viewing angles, the multiple scatterings enhance the path length and $\bar{t}_i(\theta) < t_i^{ns}(\theta)$. Consequently, $I_i(\theta) < I_i^{ns}(\theta)$ so that the difference $\delta T_i = T_i - T_i^{ns}$ between the brightness temperatures calculated with and without scattering is always negative. For large viewing angles, the multiple scatterings may, on the contrary, reduce the path length so that δT_i may become positive (Parol et al, 1988). Nevertheless, δT_i is generally negative. For thick clouds, the cloud transmittances are zero in both cases and δT_i is always negative, whatever the viewing angle, since $\bar{r}_i(\theta)$ is necessarily positive.

Another important feature of Fig. 7 is that $|\delta T_5|$ is always larger than $|\delta T_4|$. That must be attributed to the difference in the asymmetry of the phase function: scattering is more anisotropic in channel 4 (see Fig. 6); it, thus, redistributes radiation less efficiently than in channel 5. Indeed, since the asymmetry factor is larger for spheres, the scattering effect should be even smaller: this is confirmed on Fig. 8 where are reported the *BTDs* for both ice spheres and *3D-ROC*. On this figure, both spheres and cylinders present the same *BTDs* in the non-scattering approxi-

mation. Clearly, the enhancement of the *BTD* due to scattering is much larger for cylinders.

4 Effective absorption coefficient ratio

We consider that a simple method based on the non-scattering approximation, as used by Inoue (1985) and presented in section 3.1, is the most easily adaptable to satellite data analysis. It is still applicable in scattering conditions if one makes use of the effective emittances ϵ_i^{eff} (Cox, 1976) defined from

$$I_i = (1 - \epsilon_i^{eff})I_i^{clear} + \epsilon_i^{eff} B_i(T_{eff}^{cloud}), \quad (14)$$

which implicitly includes the effects of scattering. Primarily, the concept of the effective emittance was applied to in-situ measurements of upward (or downward) infrared irradiances, so that the equivalent cloud emitting temperature T_{eff}^{cloud} was fixed to be equal to the cloud top (or bottom) temperature. In this satellite application, the determination of the cloud top temperature is not easy; the apparent cloud temperature corresponding to thick clouds is always slightly smaller than the cloud top temperature since, because of the reflectance term, $I_i < B_i(T^{cloud})$ when $\bar{\tau}_i \rightarrow 0$. Note also that, since the cloud reflectances are different in channels 4 and 5, the *BTD* slightly differ from zero even for thick clouds.

Practically, T_{eff}^{cloud} is found at the intersection of the curve $T_4 - T_5 = f(T_4)$ with the T_4 axis (see Inoue, 1985 or Derrien et al, 1988). An effective absorption

coefficient ratio is thus defined as

$$\beta_{eff} = \ln \left(\frac{I_5 - B_5(T_{eff}^{cloud})}{I_5^{clear} - B_5(T_{eff}^{cloud})} \right) / \ln \left(\frac{I_4 - B_4(T_{eff}^{cloud})}{I_4^{clear} - B_4(T_{eff}^{cloud})} \right) \quad (15)$$

Actually, the cloud layer reflectance and emittance in Eq. (5) are angularly dependent; therefore, even for isotropic incoming radiance at the cloud boundaries, the *BT**D* is dependent on the viewing angle. Consequently, β_{eff} which establishes a correspondence between the actual cloud and a purely absorbing one is also dependent on θ . Figure 9 gives an example of this angular dependence for 3*D* randomly oriented cylinders of effective radius $r_{eff} = 33\mu m$. For this example, the actual *BT**D*s were calculated using the Spherical Harmonics method and the β_{eff} were calculated by adjusting the actual *BT**D*s with equivalent non-scattering ones through a least square fit for variable cloud thicknesses. In this case, $\beta_{eff} = 1.146$ for $\theta = 0^\circ$ and $\beta_{eff} = 1.116$ for $\theta = 60^\circ$; the relative variation is thus only 3 percent and is generally less than 1 percent for spheres.

To estimate the impact of the simplifying assumption of isotropic radiation, we performed a series of calculations with the Lowtran 7 computer code (Kneizys et al, 1988). We considered the US standard atmosphere, the tropical and subarctic winter atmospheres and calculated the angular dependency of the upward radiances at the cloud level for three different sea surface temperatures: the surface air temperature and two temperature jumps: $+10K$ and $-10K$. The largest anisotropy is for the tropical atmosphere and a surface temperature jump of $+10K$; in this case, the upward radiance decreases by about 9 percent when θ varies from 0 to 60° . Without surface discontinuities, the decrease is only 1 percent for the tropical atmosphere and less than 1 percent for the very dry subarctic winter atmosphere. In the worst

case, the influence on β_{eff} is typically 1 percent for $\theta = 60^\circ$, 0.3 percent for $\theta = 30^\circ$ and nearly zero for $\theta = 0^\circ$.

Even if we account for the errors induced by the simplifying assumption of isotropic incoming radiation, the variation of β_{eff} with θ is small. Therefore, in the following, we neglect this angular dependence and all calculations are performed for an average viewing angle $\theta = 30^\circ$.

Figure 10 shows the variation of β_{eff} with r_{eff} for both $3D - ROC$ and spheres. Comparing Fig. 10 with Fig. 4 exemplifies the role of multiple scatterings: for purely absorbing clouds, the average of Inoue (1985)'s observations ($\beta \simeq 1.08$, see also Fig. 2) corresponds to spheres with $r_{eff} \simeq 18\mu m$ for both water and ice; when scattering is accounted for, it corresponds to $r_{eff} \simeq 20\mu m$ for water spheres and $26\mu m$ for ice spheres. As expected from section 3.3, the influence of multiple scatterings is small for water spheres and slightly larger for ice spheres which have a significantly larger single scattering albedo than water spheres around $20\mu m$. The largest influence, however, is for $3D - ROC$ which asymmetry factor is much smaller than that of spheres; in that case, the calculations cannot conciliate the observations whatever r_{eff} .

Since β_{eff} is a key parameter for the practical analysis of satellite observations of the *BTDS*, it would be of interest to derive a direct relationship between β_{eff} and the optical properties of the cloud particles. Drawing inspiration from Van de Hulst (1980) similarity principles, we found that β_{eff} is well represented by a ratio

of scaled extinction coefficients

$$\beta_{eff} \simeq \frac{(1 - \omega_5 g_5) \sigma_{e_5}}{(1 - \omega_4 g_4) \sigma_{e_4}} \equiv \frac{(1 - \omega_5 g_5)(1 - \omega_4)}{(1 - \omega_4 g_4)(1 - \omega_5)} \beta. \quad (16)$$

The effective absorption coefficient ratio β_{eff} differs significantly from the absorption ratio β (compare Fig. 4 to Fig. 10). On the opposite, the agreement between β_{eff} and the right hand side of equation (16) is excellent both for water and ice spheres and for 3D randomly oriented cylinders (see Fig. 11).

Actually, the smallest crystals are very sensitive to very small scale turbulence movements; their orientation in space may thus be completely random. However, as indicated by the various halos that cirrus experience, this fully random orientation is very unlikely for all sizes and shapes of particles. Indeed, for the largest crystals, the Archimede's pressure has a much larger influence and the crystals have preferential orientations with regards to the vertical. The most likely distribution is, thus, random or even uniform distribution in the horizontal plane. However, in this case, the resolution of the radiative transfer equation is considerably more complicated (Liou, 1980; Stephens, 1980b; Asano, 1983).

In view of the very good correlation between β_{eff} and the scaled extinction coefficient ratio which appears on the right hand side of Eq. (16), it is very tempting to establish a relationship between it and the single scattering parameters. Figure 12 compares the variation of the scaled extinction coefficient with r_{eff} for different orientations and viewing conditions. According to this figure, cylinders would agree with observations only for a limited set of observing conditions in the particular case of uniformly oriented cylinders. We have no proof that the fairly good agreement of Fig. 11 still holds for 2D randomly oriented cylinders and uniformly oriented

cylinders. The comparison of variations of single-scattering albedoes and asymmetry factors for different orientations of cylinders on Fig. 5 and 6 suggests that this approximation is still applicable, at least for $2D$ randomly cylinders. However, more accurate calculations are needed to fully demonstrate that indication.

5 Discussion and conclusion

In contradiction with the affirmation of Prabhakara et al (1988), the BTD is significantly dependent on the shape of the particles. On the other hand, the phase has little influence, so that the presence of supercooled particles influence the radiation field through their shapes, since they are spherical and consequently may have a scattering phase function very different from ice crystal one.

Our observations of the effective absorption coefficient ratio ($\beta_{eff} \simeq 1.08$ for $\theta = 60^\circ$) are in good agreement with Inoue (1985) who found the same averaged value for a larger set of data (8 images) and various satellite viewing angles. For overcast pixels, such a value might correspond to ice spheres of effective radius $r_{eff} \simeq 26\mu m$ or a bit less in the case of supercooled particles (see Fig. 10), but no agreement can be obtained for fully randomly oriented cylinders. The very good correlation obtained in section 4 between β_{eff} and the scaled extinction coefficient ratio suggests that agreement for $2D$ or even $1D$ uniformly oriented cylinders is unlikely, except for particular conditions of observations.

In any case, observed cirrus crystals differ significantly from cylinders and a reasonable hypothesis is that they have shapes which can be considered as interme-

diate between spheres and cylinders. In this case, $\beta_{eff} = 1.08$ would correspond to an equivalent radius strictly larger than $20\mu m$ (see Fig. 10) but much larger values would be possible.

At the scale of one AVHRR pixel, the overcast hypothesis is also debatable, particularly for semi-transparent cirrus clouds. For partial cloud covers, β_{eff} would thus be larger than 1.08 (see Fig. 2), but would certainly remains smaller than 1.18. This larger value agrees with spheres as cylinders with $r_{eff} \simeq 15\mu m$.

The large variability of the observed values of β_{eff} (roughly from 1.0 to 1.18 for the case of Fig. 2 with the assumption $N = 1$) could be explained by an increase of the particle size with temperature. Such a variation has been reported for cirrus clouds by Platt (1984) and Platt et al (1989). According this hypothesis, the large *BTDS* would correspond more to the coldest parts of the cloud system (case *a* on Fig. 2) and the smallest *BTDS* to the warmest parts (case *e* on Fig. 2).

The *BTDS* method is certainly very efficient to identify semi-transparent clouds; however our study shows that it is not sufficient to determine the shape and/or size of the cloud particles. It is, nevertheless, possible to put some limits on the range of possibilities, since, for example large spheres ($r_{eff} > 50\mu m$) cannot explained the observed *BTDS*. More research is needed to evaluate the influence of multiple scattering for more realistic particles; this also means that additional observations are necessary to determine the statistical distribution of sizes and shapes of ice crystals for a wide range of conditions. The preliminary results of FIRE (Starr, 1987) and ICE (Raschke and Rockwitz, 1988) constitute a first basis for this approach, but additional ground based observations such as aureola measurements might also be

of great help in determining the equivalent scattering phase functions of cirrus.

Acknowledgments

This work has been supported by the Direction des Recherches, Etudes et Techniques under contract 87-181 and was part of the International Cirrus Experiment supported by European Economic Community.

References

- Arking, A. and J.D. Childs, 1985: Retrieval of cloud cover parameters from multispectral satellite images. *J. Climate Appl. Meteor.*, **24**, 322-333.
- Asano, A., 1983 : Light scattering by horizontally oriented spheroidal particles. *Appl. Opt.*, **22**, 1390-1396.
- Barton, I. J., 1983 : Upper level cloud climatology from an orbiting satellite. *J. Atmos. Sci.*, **40**, 435-447.
- Cess, R.D., G.L. Potter, J.P. Blanchet, G.J. Ghan, J.T. Kiehl, H. Le Treut, Z.X. Li, X.Z. Liang, J.F.B. Mitchell, J.J. Morcrette, D.A. Randall, M.R. Riches, E. Roeckner, U. Schlese, A. Slingo, K.E. Taylor, W.M. Washington, R.T. Wetherald, and I. Yagai, 1989 : Interpretation of cloud climate feedback as produced by 14 atmospheric general circulation models. *Science*, **245**, 513-516.
- Cox, S. K., 1976 : Observations of cloud infrared effective emissivity. *J. Atmos. Sci.*, **33**, 287-289.
- Cox, S. K., D. S. McDougal, D. A. Randall and R. A. Schiffer, 1987 : FIRE-The First ISCCP Regional Experiment. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **68**, 114-118.
- Derrien, M., L. Lavanant and H. Legleau, 1988 : Retrieval of the top temperature of semi-transparent clouds with AVHRR. *Proceedings of the IRS '88, Lille, France, 18-24 august 1988*, Ed. by J. Lenoble and J. F. Geleyn, A. Deepack Publishing, Hampton, 199-202.
- Downing, H. D. and D. Williams, 1975 : Optical constants of water in the infrared. *J. Geophys. Res.*, **80**, 1656-1661.

- Deirmendjian, D., 1969 : *Electromagnetic scattering on spherical polydispersions*, Elsevier, 290 pp.
- Desbois, M., G. Seze and G. Szejwach, 1982 : Automatic classification of clouds on METEOSAT imagery: application to high-level clouds. *J. Appl. Meteor.*, **21**, 401-412.
- Devaux, C., 1977 : Contribution à l'étude de la couverture nuageuse de Vénus par l'analyse des mesures photométriques et des profils de flux solaires transmis. *Thèse de Doctorat de Spécialité*, Université des Sciences et Techniques de Lille.
- Houghton, H. T., 1984 : *The global climate*. Cambridge University Press, Cambridge, 233 pp.
- Heymsfield, A. J., 1975 : Cirrus uncinnus generating cells and the evolution of cirriform clouds. Part I: Aircraft measurements of the growth of the ice phase. *J. Atmos. Sci.*, **32**, 798-808.
- Heymsfield, A. J., 1977 : Precipitation development in stratiform ice clouds: A microphysical and dynamical study. *J. Atmos. Sci.*, **34**, 367-381.
- Heymsfield, A. J., N. C. Knight and K. Sassen, 1988 : Hydrometeor development in cold clouds in FIRE. FIRE Science Team Workshop, Vail, Colorado, July 11-15, 1988.
- Inoue, T., 1985 : On the temperature and effective emissivity determination of semi-transparent cirrus clouds by bi-spectral measurements in the 10 μm window region. *J. Meteor. Soc. Jap.*, **63**, 88-98.
- Knezyzys, F. X., E. P. Shettle, L. W. Abreu, J. H. Chetwynd, G. P. Anderson, W. O. Gallery, J. E. A. Selby and S. A. Clough, 1988: *Users guide to LOWTRAN 7*. AFGL-TR-88-0177, Air Force Geophysics Laboratory, Hanscom AFB, MA, 146 pp.

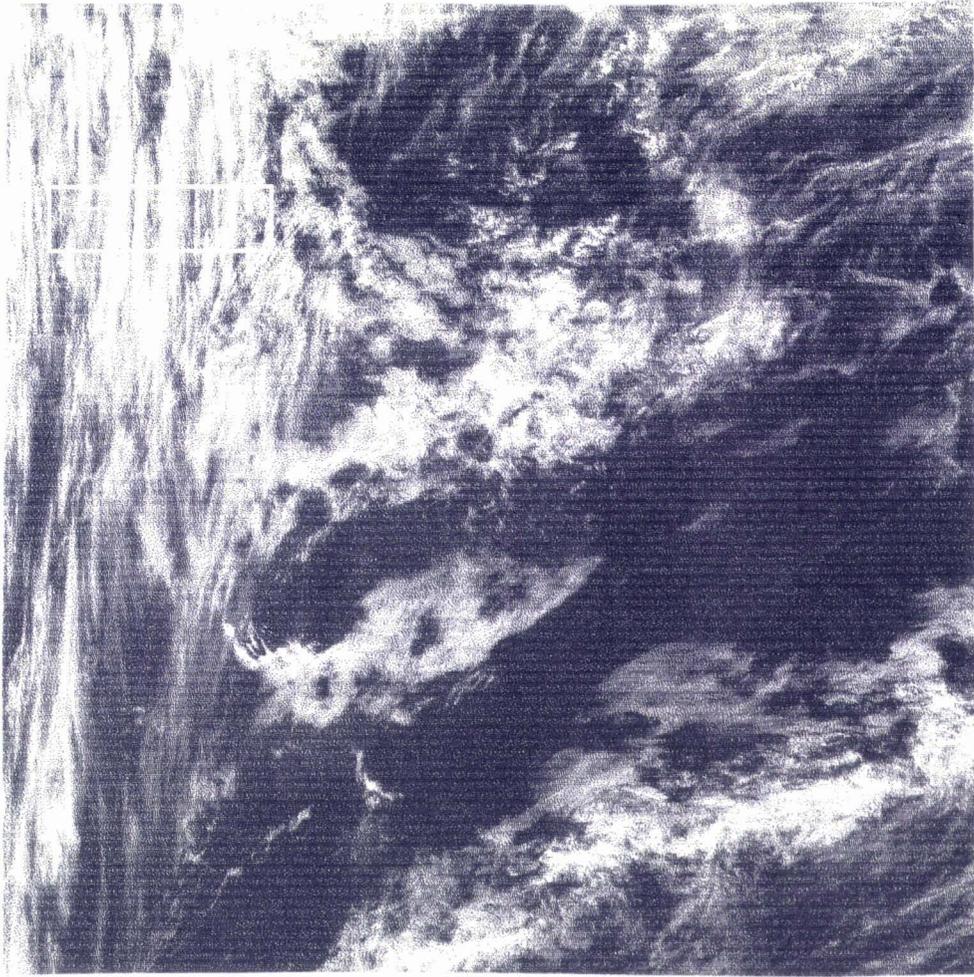
- Kuo, K.S., R.M. Welch, and S.K. Sengupta, 1988: Structural and textural characteristics of Cirrus clouds observed using high spatial resolution Landsat imagery. *J. Appl. Meteor.*, **27**, 1242-1260.
- Liou, K. N., 1976 : On the absorption, reflection and transmission of solar radiation in cloudy atmospheres. *J. Atmos. Sci.*, **33**, 798-805.
- Liou, K. N., 1980 : *An introduction to atmospheric radiation*, Academic Press, 404 pp.
- Liou, K. N., 1986 : Influence of cirrus clouds on weather and climate processes: a global perspective. *Mon. Wea. Rev.*, **6**, 1167-1199.
- Parol, F., J. C. Buriez, G. Brogniez and Y. Fouquart, 1988 : On the determination of properties of semi-transparent cirrus clouds using channels 4 and 5 of the Advanced Very High Resolution Radiometer. *Proceedings of the IRS '88, Lille, France, 18-24 august 1988*, Ed. by J. Lenoble and J. F. Geleyn, A. Deepack Publishing, Hampton, 203-206.
- Platt, C.M.R., 1984: Extinction in clouds. *Proceedings of the IRS '84, Perugia, Italy, 21-24 August 1984*, Ed. by G. Fiocco, A. Deepack Publishing, Hampton, 163-166.
- Platt, C.M.R., J.D. Spinhirne, and W.D. Hart, 1989: Optical and microphysical properties of a cold cirrus cloud: evidence for regions of small ice particles. *J. Geophys. Res.*, **94**, 11151-11164.
- Prabhakara, C., R.S. Fraser, G. Dalu, M.L.C. Wu, R.J. Curran and T. Styles, 1988 : Thin cirrus clouds: seasonal distribution over oceans deduced from Nimbus-4 Iris. *J. Appl. Meteor.*, **27**, 379-399.
- Raschke, E. and K.-D. Rockwitz, 1988 : The international cirrus experiment : some pre-

- liminary results from the first field phase. *Proceedings of the IRS '88, Lille, France, 18-24 august 1988*, Ed. by J. Lenoble and J. F. Geleyn, A. Deepack Publishing, Hampton, 6-9.
- Reynolds, D. W. and T. H. Vonder Haar, 1977 : A bispectral method for cloud parameter determination. *Mon. Wea. Rev.*, **105**, 446-457.
- Schiffer, R. A. and W. B. Rossow, 1983 : The International Satellite Cloud Climatoloy Project (ISCCP) : the first project of the world climate research programme. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **64**, 779-784.
- Schlesinger, M. E. and J. F. B. Mitchell, 1987: Climate model simulations of the equilibrium climatic response to increased carbon dioxide. *Rev. Geophys.*, **25**, 760-798.
- Starr, D. O'C., 1987 : A cirrus-cloud experiment : intensive field observations planned for FIRE. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **68**, 119-124.
- Stephens, G. L., 1980a : Radiative properties of cirrus clouds in the infrared region. *J. Atmos. Sci.*, **37**, 435-445.
- Stephens, G. L., 1980b : Radiative transfer on a linear lattice: Application to anisotropic ice crystal clouds. *J. Atmos. Sci.*, **37**, 2095-2104.
- Stephens, G.L., S.C. Tsay, P.W. Stackhouse, Jr., and P.J. Flatau, 1990: The relevance of the microphysical and radiative properties of cirrus clouds to climate and climatic feedback. *J. Atm. Sci.*, **47**, 1742-1753.
- Szejwach, G., 1982 : Determination of semi-transparent cirrus cloud temperature from infrared radiances: application to METEOSAT. *J. Appl. Meteor.*, **21**, 384-393.
- Van de Hulst, H. C., 1957 : *Light scattering by small particles*. New York, Wiley, 470 pp.

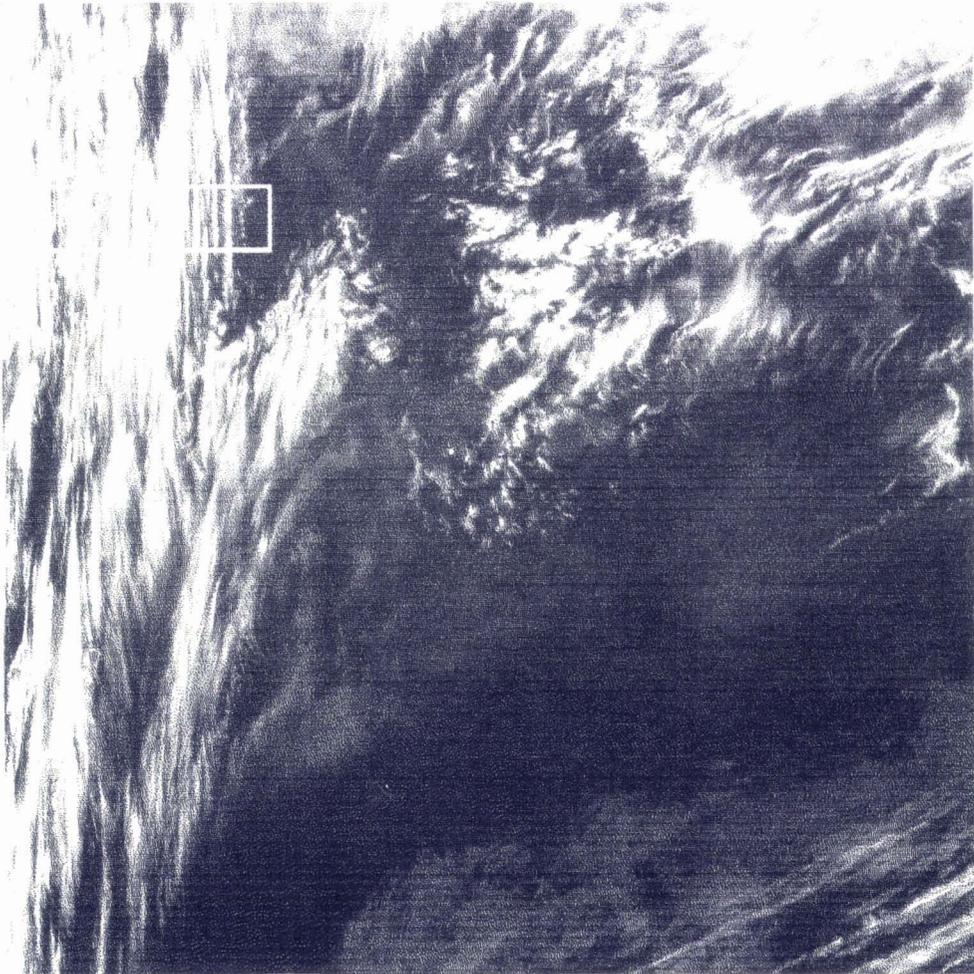
- Van de Hulst, H. C., 1980 : *Multiple light scattering, tables, formulas and applications*,
Vol. 2, Academic Press, 739 pp.
- Warren, S. G., 1984 : Optical constants of ice from the ultraviolet to the microwave. *Appl. Opt.*, **23**, 1206-1225.
- Weickmann, H. K., 1945 : Formen und bildung atmosphärischer eiskristalle. *Beitr. Phys. Atmos.*, **28**, 12-52.
- Weickmann, H. K., 1947 : Die eisphase in der atmosphäre. Library Trans. 273, Royal Aircraft Establishment, 96 pp.
- Woodbury, G. E. and M. P. McCormick, 1983 : Global distributions of cirrus clouds determined from SAGE data. *Geophys. Res. Letters*, **10**, 1180-1183.
- Woodbury, G. E. and M. P. McCormick, 1986 : Zonal and geographical distributions of cirrus clouds determined from SAGE data. *J. Geophys. Res.*, **91**, 2775-2785.
- Wu, M. C., 1987 : A method for remote sensing the emissivity, fractional cloud cover and cloud top temperature of high-level, thin clouds. *J. Climate Appl. Meteor.*, **26**, 225-233.

Table 1: Real and imaginary parts of complex index of refraction of water and ice

AVHRR channel	ν cm^{-1}	λ μm	water		ice	
			n_r	n_i	n_r	n_i
4	929.02	10.76	1.1674	0.0835	1.0905	0.1710
5	844.80	11.84	1.1315	0.1840	1.2457	0.4023



(a)



(b)

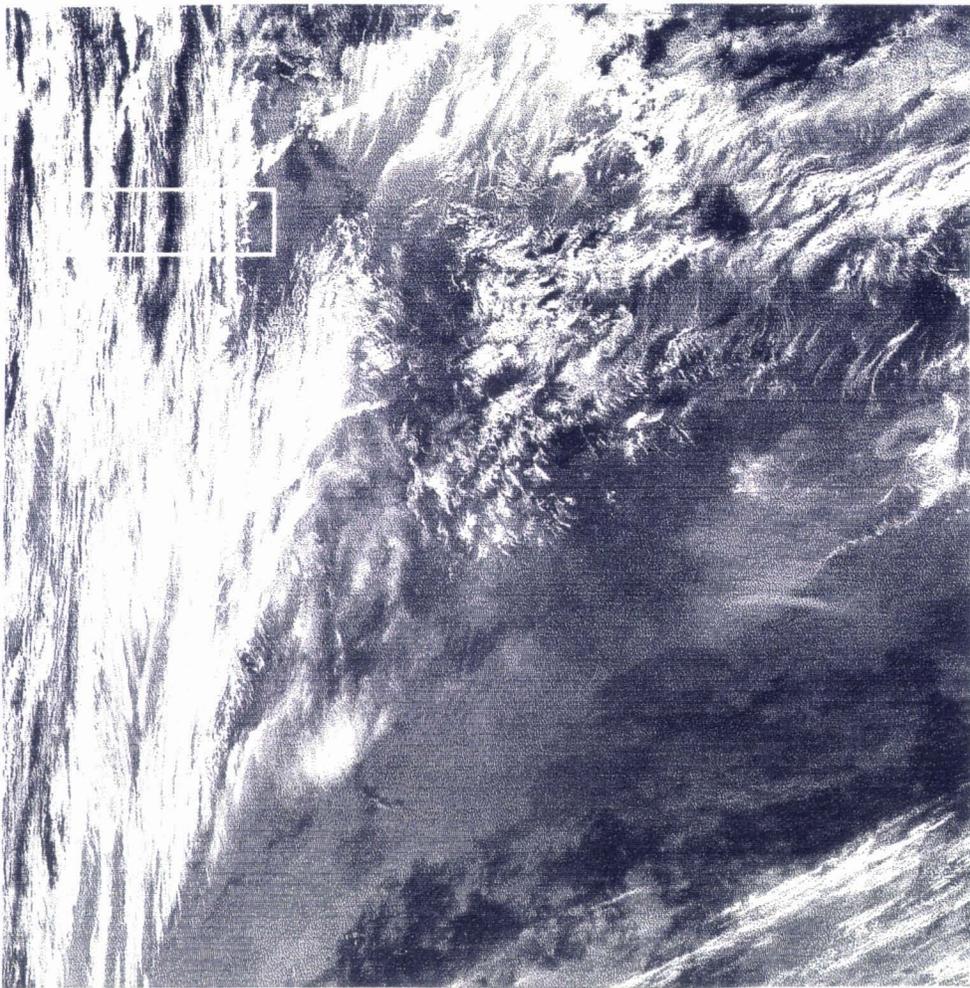


FIG. 1. Image constructed from visible (channel 1) reflectivity, (a), infrared (channel 4) brightness temperature, (b) and brightness temperature difference between channel 4 and channel 5, (c) for 1000km by 1000km region of the Atlantic Ocean centered at $(40^{\circ}N, 20^{\circ}W)$ on January 30, 1985 at 1500 UTC. The AVHRR digital count values are given a grey level from black to 0 count to white at 255 counts. The grey scales represent a change in reflectivity from 0 to 0.8 (a), in brightness temperature from 290 to 210 K (b) and in brightness temperature difference from 0 to 5 K (c). Thick high clouds appear as light shade against a dark ocean background in visible and infrared images. Semi-transparent cirrus clouds appear as light shades while thick clouds appear as black ones against relatively dark cloud-free background in (c). The small area outlined in white is the area used for the bidimensional plot shown on Fig. 2.

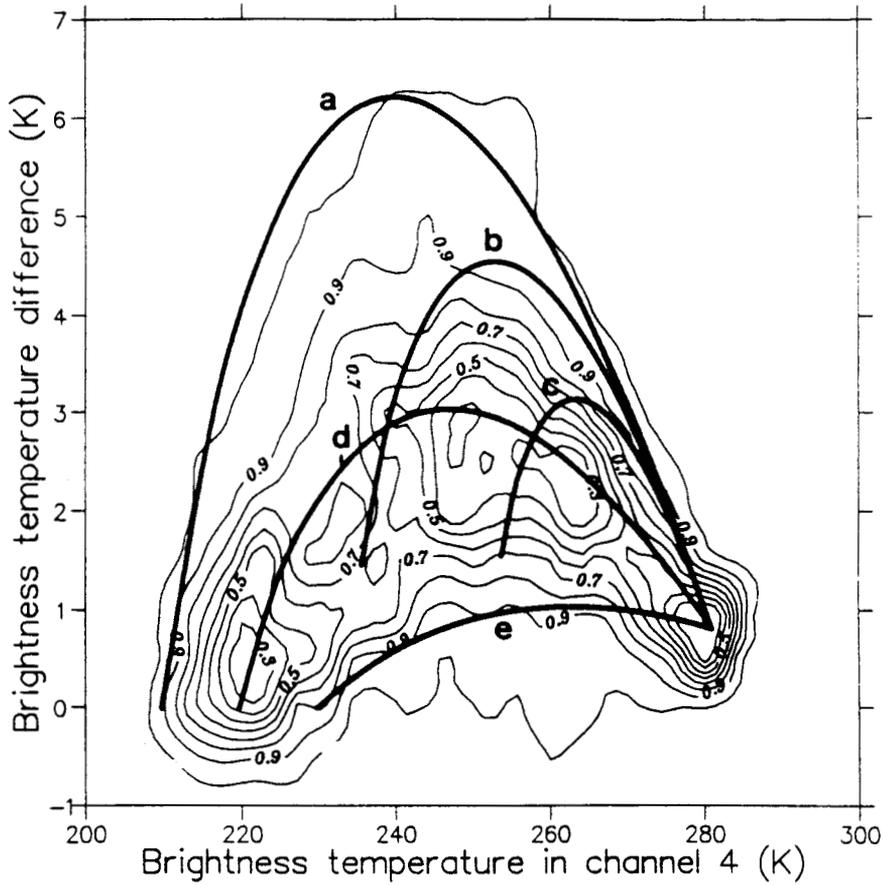


FIG. 2. Comparison between observed (isolines) and theoretical (thick lines) brightness temperature differences $T_4 - T_5$ for the small outlined area in Fig. 1. For example, 70 percent of the pixels are situated within the isolines 0.7 . The thick lines correspond to several combinations of the cloud top temperature T^{cloud} , the cloud cover N and the absorption coefficient ratio β :

(a) $T^{cloud} = 210K$; $N = 1.00$; $\beta = 1.18$

(b) " ; $N = 0.75$; "

(c) " ; $N = 0.50$; "

(d) $T^{cloud} = 220K$; $N = 1.00$; $\beta = 1.08$

(e) $T^{cloud} = 230K$; $N = 1.00$; $\beta = 1.00$

The cloud-free brightness temperature is fixed to 281.0 K and 280.2 K in channel 4 and 5 respectively.

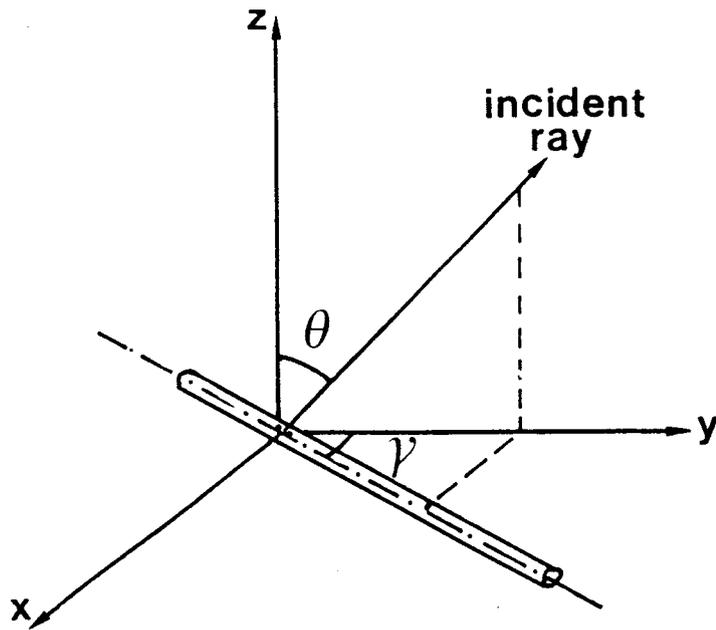


FIG. 3. Geometry of the orientation of a cylinder with respect to the incident ray.

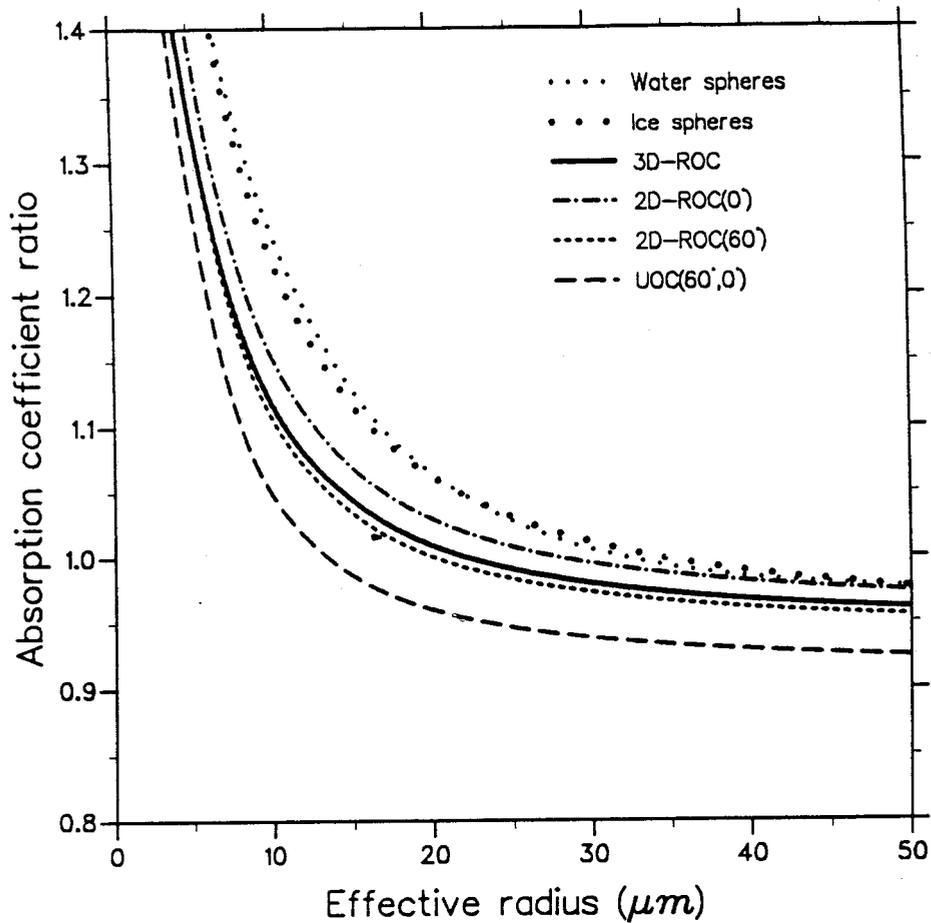


FIG. 4. The absorption coefficient ratio β versus the effective radius of spheres and long cylinders. The ice cylinders are uniformly oriented ($UOC(\theta, \gamma)$), randomly oriented in the horizontal plane ($2D - ROC(\theta)$) or in space ($3D - ROC$). Note that $2D - ROC(\theta = 0)$ is equivalent to $UOC(\theta = 0, \gamma)$ and $UOC(\theta, \gamma = 0)$.

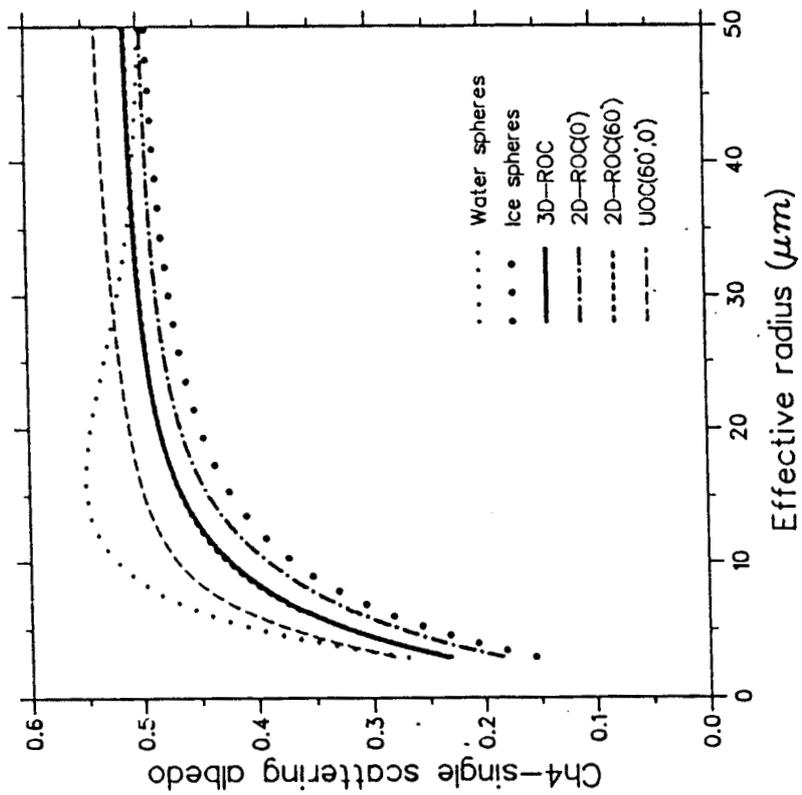
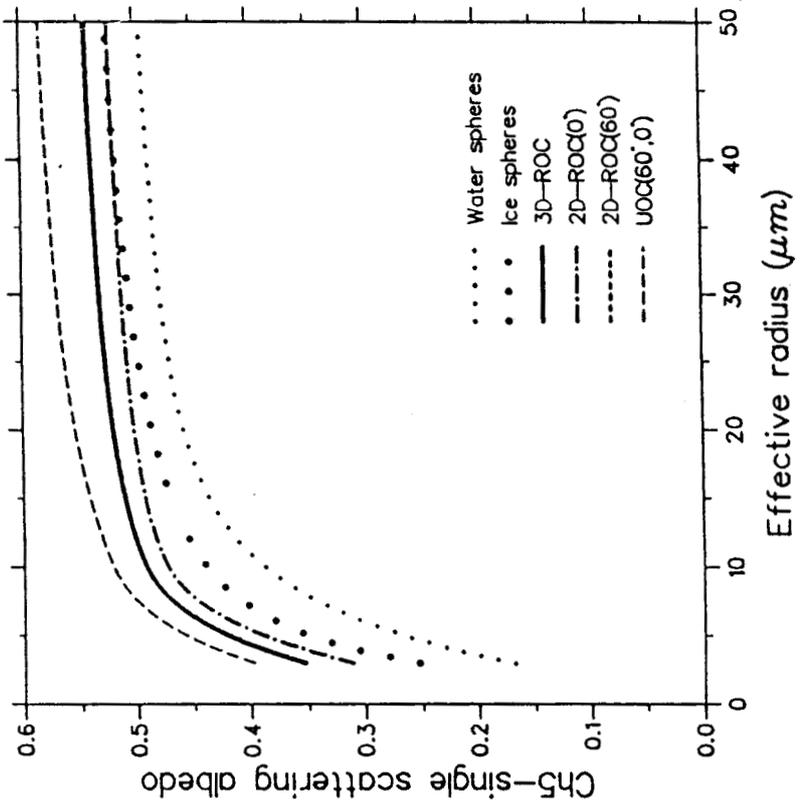


FIG. 5. Single scattering albedoes ω_4 and ω_5 as functions of the effective radius of spheres and long ice cylinders.

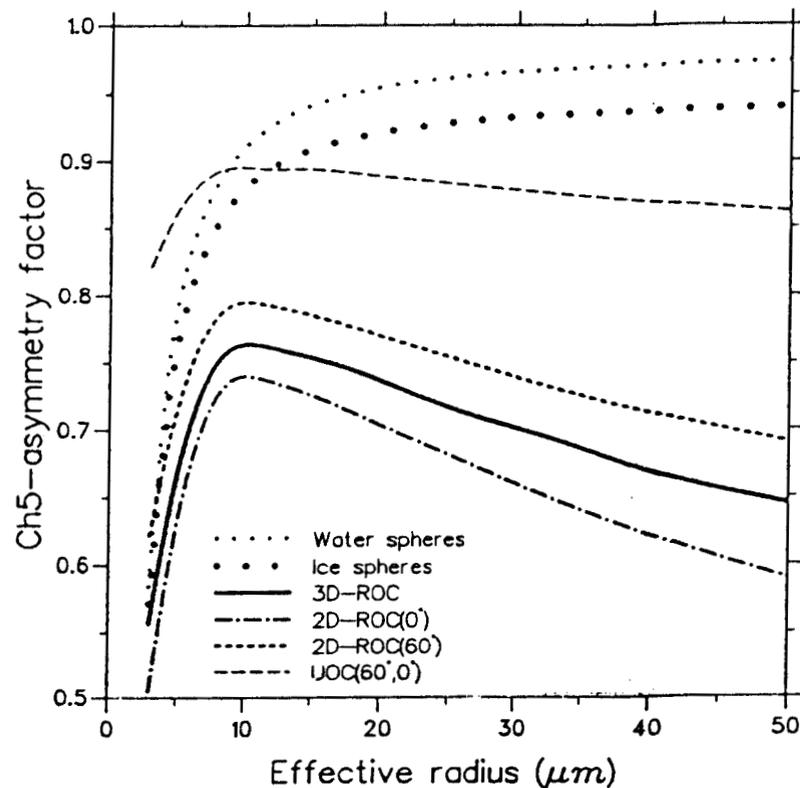
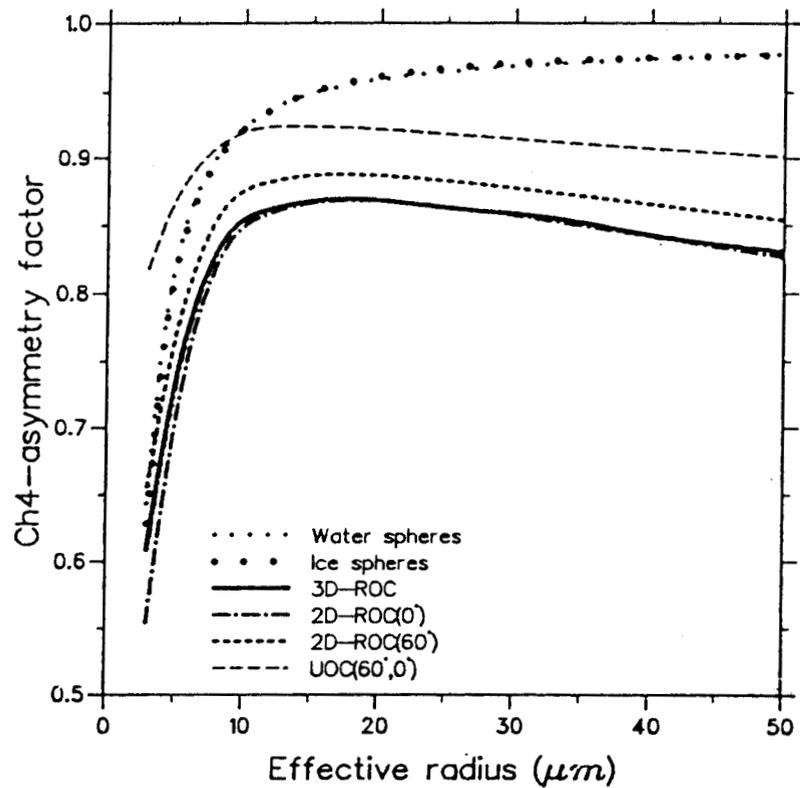


FIG. 6. Asymmetry factors g_4 and g_5 as functions of the effective radius of spheres and long ice cylinders.

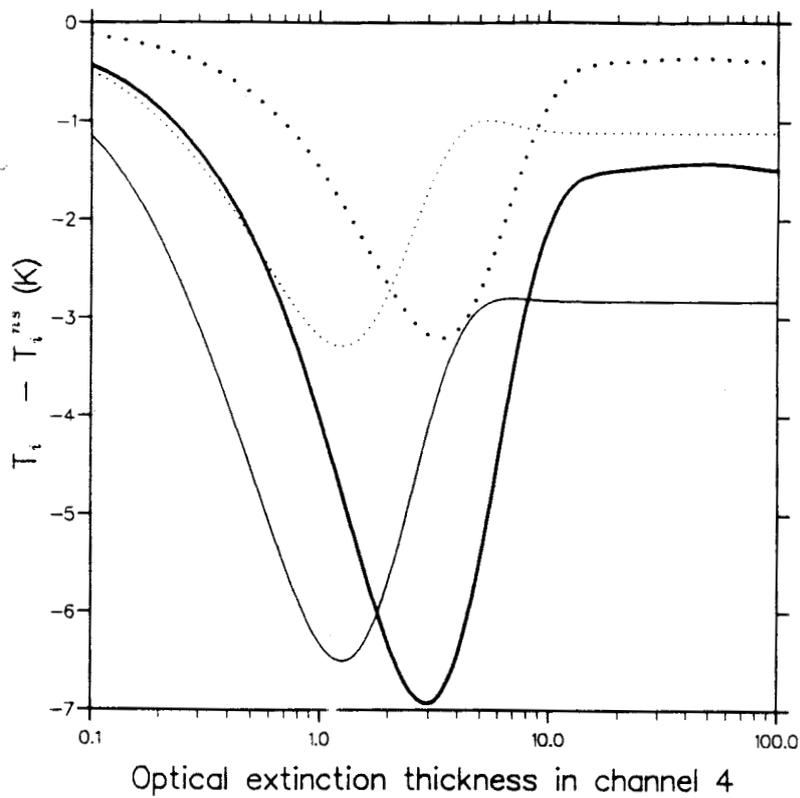


FIG. 7. Difference between the brightness temperatures T_i (accounting for the scattering) and T_i^{ns} (when scattering is neglected) as a function of the cloud optical extinction thickness in channel 4, for the two zenith angle values : $\theta = 0$ (thin curves) and $\theta = 60^\circ$ (thick curves). The effective radius of the long ice cylinders, randomly oriented in space ($3D - ROC$), is $r_{eff} = 33\mu m$. The full lines correspond to $T_5 - T_5^{ns}$ and the dotted lines to $T_4 - T_4^{ns}$.

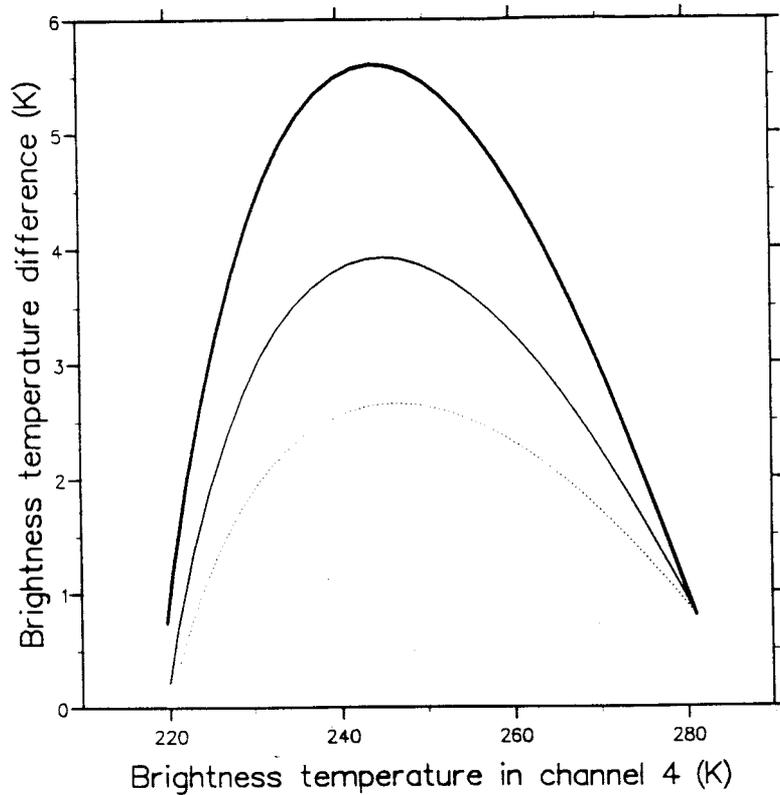


FIG. 8. Brightness temperature difference $T_4 - T_5$ versus the brightness temperature T_4 , for a zenith angle $\theta = 30^\circ$, for $3D - ROC$ of effective radius $r_{eff} = 12\mu m$ (thick line) and for ice spheres of effective radius $r_{eff} = 18\mu m$ (thin line), both corresponding to the same absorption coefficient ratio $\beta = 1.08$. The dotted line refers to neglecting the scattering effect.

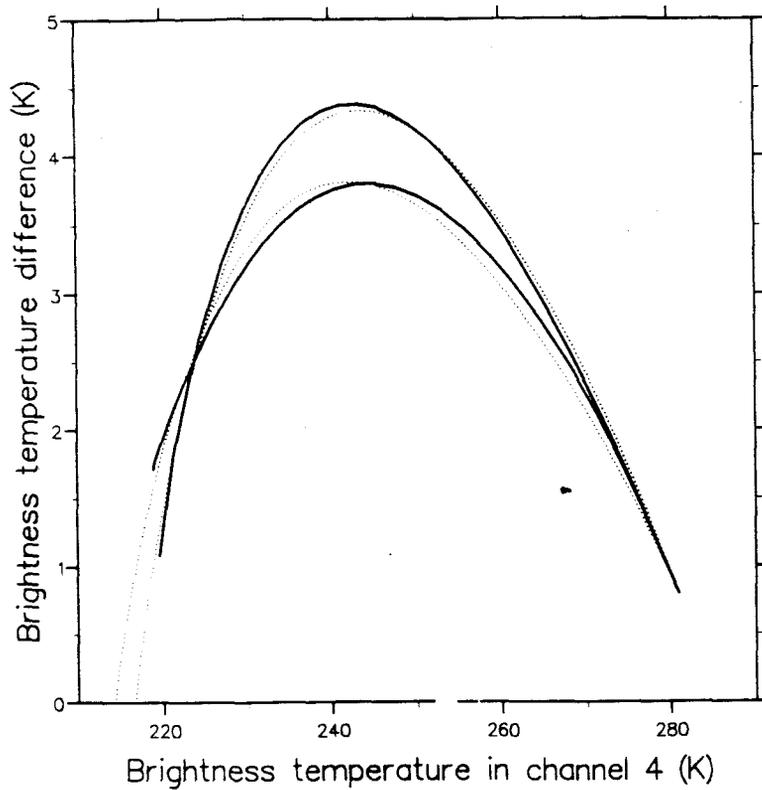


FIG. 9. Brightness temperature difference $T_4 - T_5$ versus the brightness temperature T_4 , for $3D - ROC$ of effective radius $r_{eff} = 33\mu m$. The full lines refer to actual $BTDs$ for $\theta = 0$ (upper curve) and for $\theta = 60^\circ$ (lower curve). The dotted lines refer to approximate $BTDs$: $\beta_{eff} = 1.146$ (upper curve adjusted for $\theta = 0$) and $\beta_{eff} = 1.116$ (lower curve adjusted for $\theta = 60^\circ$). Note that β_{eff} differ very significantly from $\beta = 0.975$.

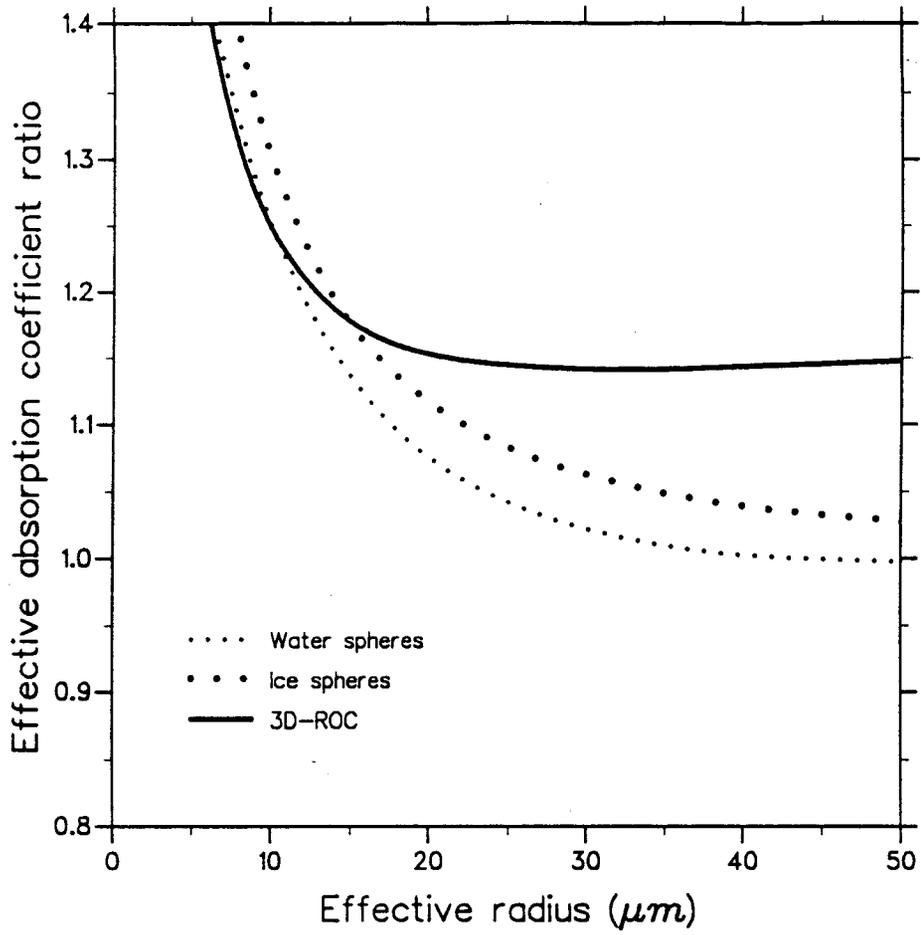


FIG. 10. Effective absorption coefficient ratio β_{eff} as a function of the effective radius of spheres and randomly oriented long ice cylinders.

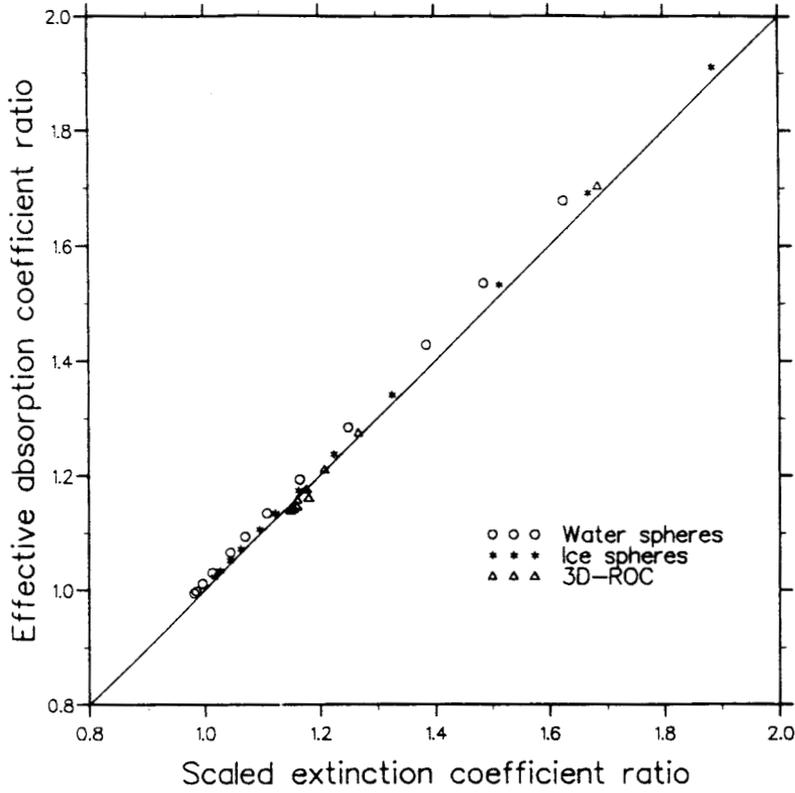


FIG. 11. Effective absorption coefficient ratio β_{eff} as a function of the scaled extinction coefficient ratio $[(1 - \omega_5 g_5) \sigma_{e_5}] / [(1 - \omega_4 g_4) \sigma_{e_4}]$ for spheres and randomly oriented long ice cylinders of effective radius varying from 3 to $100 \mu m$.

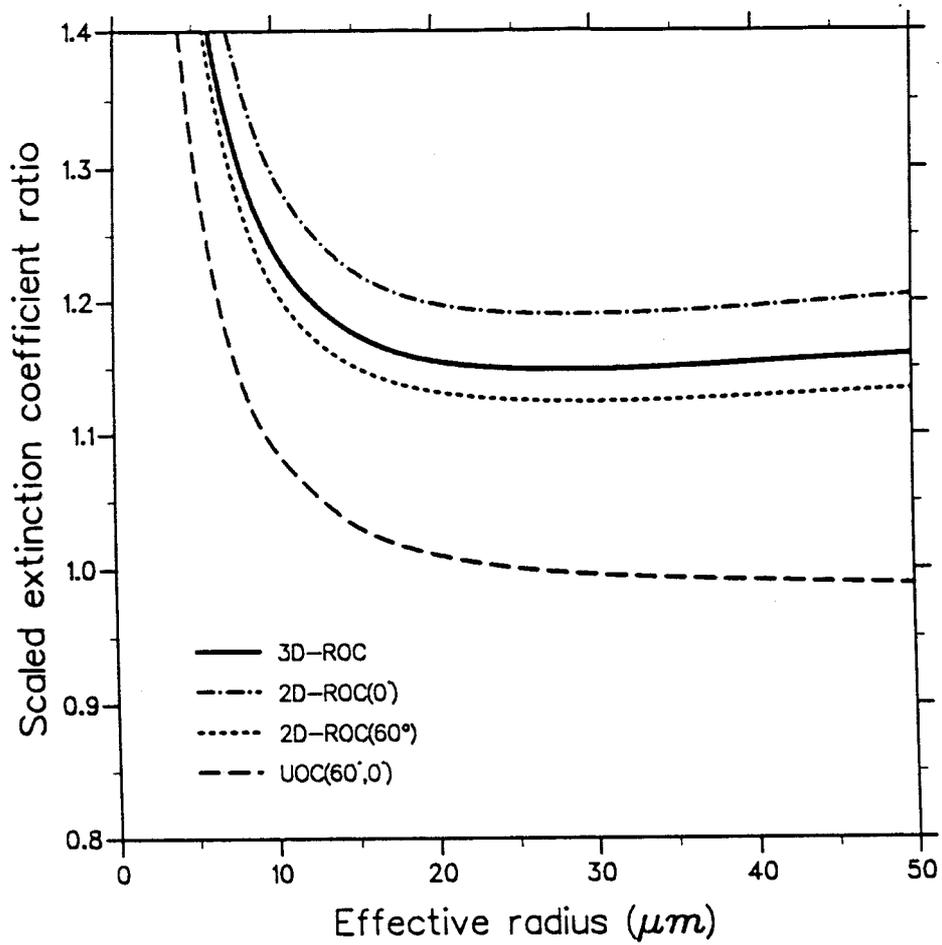


FIG. 12. Scaled extinction coefficient ratio $[(1 - \omega_5 g_5) \sigma_{e_5}] / [(1 - \omega_4 g_4) \sigma_{e_4}]$ as a function of the effective radius r_{eff} of long ice cylinders.

CONCLUSION

Par l'intermédiaire de leurs interactions multiples avec le rayonnement, les nuages jouent un rôle déterminant dans l'évolution du climat et sur les prévisions du temps à long terme. Cependant, ils sont encore mal simulés par les modèles numériques. On peut toutefois penser que, dans la nouvelle génération de modèles, le contenu en eau condensée des nuages sera généralement pronostiqué de façon réaliste. Cette récente évolution pose néanmoins le problème de la répartition de l'eau liquide à l'intérieur de la maille des modèles, puisque c'est cette répartition qui commande les propriétés radiatives moyennes des nuages à grande échelle.

Dans la première partie de ce travail, nous avons tenté de quantifier l'influence de l'hétérogénéité spatiale des nuages sur l'estimation du bilan radiatif terrestre à l'échelle d'une maille de $(2.5^\circ)^2$, proche de la taille d'une maille de modèle numérique. En optant pour une approche simplifiée du problème, nous avons pu traiter un grand nombre de données METEOSAT B2 et ainsi mettre en évidence l'importance du phénomène à l'échelle du globe.

Dans l'hypothèse où la forme des nuages est négligeable, la répartition horizontale de l'eau condensée peut avoir un impact notable sur la détermination des bilans radiatifs à la surface et au sommet de l'atmosphère.

En assimilant les nuages à une couche homogène à l'échelle de la maille (tels qu'ils sont introduits dans les modèles climatiques) leur impact sur les bilans radiatifs solaire et tellurique est systématiquement surestimé; ce comportement est dû à la non linéarité des flux radiatifs avec le contenu en eau liquide des nuages.

Toutefois, le seul fait de distinguer la partie claire de la partie nuageuse de la maille diminue déjà fortement les biais liés à l'hétérogénéité spatiale. Le rôle de la distribution horizontale de l'eau liquide à l'intérieur même de la masse nuageuse semble moins crucial puisque cette hétérogénéité introduit des écarts relativement faibles sur la détermination des bilans radiatifs (de l'ordre de -5 à -10 W m^{-2} dans le domaine solaire et de 1 W m^{-2} dans l'infrarouge thermique). Les écarts les plus significatifs apparaissent dans les régions de mousson et de convection profonde. Les biais peuvent être éliminés si l'on introduit une couverture nuageuse effective

inférieure à la couverture nuageuse observée. Toutefois, la relation entre la couverture nuageuse effective et la couverture nuageuse observée dépend entre autre du domaine spectral.

L'étude est ensuite reprise de façon beaucoup plus précise en utilisant des données LANDSAT à haute résolution spatiale. L'analyse structurale d'une scène de nuages convectifs observés durant l'expérience I.C.E. nous permet de dégager les principales caractéristiques de la forme géométrique simplifiée des nuages (en l'occurrence une forme héli-ellipsoïdale) et de leur distribution en taille. Les lois qui sont introduites pour modéliser la structure fine de la nébulosité à l'échelle de la scène d'environ $(200 \text{ km})^2$ ne peuvent être généralisées mais permettent, dans ce cas précis, d'envisager une étude fiable de l'influence de divers types d'hétérogénéité sur le bilan radiatif.

Les différences entre les flux radiatifs obtenus à l'aide de notre modèle de nuages héli-ellipsoïdaux et ceux qui seraient obtenus à l'aide d'un modèle approché plan-parallèle horizontalement homogène sont alors évaluées. En découplant les effets de forme des nuages des effets de distribution horizontale de l'eau liquide (lié au fait que le contenu en eau condensée varie d'un nuage à l'autre puisque leurs dimensions varient), nous avons montré que la variabilité horizontale joue un rôle prépondérant dans l'estimation des flux solaires pour des couvertures nuageuses supérieures à 30% (10 W m^{-2} dans les conditions correspondant à la situation observée). Au contraire, dans l'infrarouge thermique, l'effet de forme l'emporte tout en restant relativement modeste ($1 \text{ à } 2 \text{ W m}^{-2}$).

Les résultats obtenus montrent que, dans la situation météorologique particulière étudiée ici, la forme des nuages a un impact sur le rayonnement bien moins crucial que ne l'indiquent les nombreuses études théoriques sur les nuages finis de ces dernières années (Welch et Wielicki, 1984; Elligson, 1982). Dans ces études basées sur des schémas souvent très sophistiqués, la couverture nuageuse est modélisée de façon très académique et ne semble pas représentative de la situation nuageuse réelle observée dans notre cas. Ceci est lié à la fois au fait que le rapport hauteur/diamètre des nuages devient faible lorsque la nébulosité augmente et que

la forme des nuages est plus "arrondie". Dans l'infrarouge thermique, le modèle de nuages héli-ellipsoïdaux "s'écarte" autant du modèle usuel plan-parallèle que du modèle de nuages fins cylindriques. Il est important d'examiner sur d'autres situations nuageuses si ce comportement présente ou non un caractère tout à fait général.

Dans l'optique de la représentation des nuages dans les modèles climatiques, il apparaît que la prise en compte d'une couverture nuageuse partielle à l'échelle de la maille, dans l'hypothèse où elle est correctement diagnostiquée, permet déjà d'obtenir un bilan de rayonnement du système terre-atmosphère relativement correct. Les effets de répartition horizontale et de forme des nuages semblent secondaires, même s'ils ne sont pas négligeables.

L'épaisseur optique des nuages dépendant à la fois du contenu en eau total des nuages et de la taille des gouttes ou des cristaux, une étude de l'impact de la répartition spatiale de l'eau dans les nuages hauts, à partir de données satellitaires, est encore très incertaine, compte tenu de la méconnaissance actuelle de leurs propriétés microphysiques.

Dans la dernière partie de ce travail, nous avons cherché à développer une méthode de détermination de la taille des cristaux de glace dans les cirrus, à partir de la différence de températures radiométriques dans les deux canaux thermiques (11.5 et 12.5 μm) du radiomètre AVHRR. Nous avons montré que les différences observées variaient avec la température du sommet des nuages, celle de la surface, le taux de nébulosité et qu'elles étaient sensibles à la microphysique des cirrus (forme, dimension, orientation des particules, phase de l'eau). Nous avons aussi montré que la diffusion jouait un rôle essentiel dans ce phénomène et que le signal moyen s'expliquait raisonnablement bien pour des particules sphériques d'un rayon effectif d'environ 25 μm mais ne pouvait guère être simulé par le modèle assez usuel de cylindres infiniment longs.

Le problème de l'hétérogénéité des nuages tel qu'il a été abordé dans cette étude suppose initialement que les modèles sont capables de pronostiquer correctement le contenu total en eau condensé. Cette hypothèse résout la question

de l'existence ou non d'un nuage dans la maille. Par contre, elle ne répond nullement au problème posé par la répartition des nuages, c'est à dire, en fait, "quel est le pourcentage de couverture nuageuse dans la maille ?"

A l'heure actuelle, le taux de nébulosité est diagnostiqué de manières diverses dans les modèles numériques et notre travail a montré qu'il était important de le prévoir correctement. Même en supposant que cela soit le cas, le problème essentiel restant à résoudre est alors celui de la distribution du contenu en eau à l'intérieur de la partie couverte de la maille. Cette information est certainement accessible à partir d'observations. On peut, par exemple, envisager d'utiliser les données ISCCP au format C1 (moyennes spatiales sur $(2.5^\circ)^2$ toutes les trois heures) qui permettent d'aborder le problème à l'échelle planétaire de manière beaucoup plus précise que nous ne l'avons fait dans la première partie de ce travail. Des informations annexes (données micro-ondes (SSM/I), satellites géostationnaires, ...) peuvent fournir une caractérisation supplémentaire de la couverture nuageuse aux échelles spatiales inférieures. Dans ce contexte, il est intéressant de chercher à déterminer une relation diagnostique du taux de couverture nuageuse effective en fonction d'un certain nombre de paramètres à définir (type de temps, activité convective, contenu en eau moyen, écart-type de la distribution d'eau condensée, ...) prévisibles par le modèle numérique.

Toutefois, la couverture nuageuse effective, telle qu'elle a été introduite dans cette étude dépend du domaine spectral. Dans un esprit de cohérence avec les autres processus physiques intervenant dans les modèles, il est certainement plus judicieux d'établir une relation diagnostique du taux de couverture nuageuse "vraie" et de découpler ensuite le problème à l'entrée du code de rayonnement.

REFERENCES

- Aïda, M., 1976 : Scattering of solar radiation as a function of cloud dimensions and orientation. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, **17**, 303-311.
- Arking, A., 1964: Latitudinal distribution of cloud cover from TIROS III photographs. *Science*, **143**, 569-572.
- Arking, A. and J.D. Childs, 1985: Retrieval of cloud cover parameters from multispectral satellite images. *J. Climate Appl. Meteor.*, **24**, 322-333.
- Avaste, O. A., Yu R. Mullamaa, Kh. Yu. Niylik and M. A. Sulev, 1974: On the coverage of the sky by clouds. In: *Heat transfer in the atmosphere*. Y. M. Feigelson and L. R. Tavang, Eds., NASA Tech. Transl. NASA TT-F-790, 173-181.
- Barkstrom, B. R., 1984: The earth radiation budget experiment (ERBE). *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **65**, 1170-1185.
- Buriez, J. C., B. Bonnel and Y. Fouquart, 1986: Theoretical and experimental sensitivity study of the derivation of the solar irradiance at the earth's surface from satellite data. *Contrib. Atmos. Phys.*, **59**, 263-281.
- Cahalan, R.F., and J.H. Joseph, 1989: Fractal statistics of cloud fields. *Monthly Weather Rev.*, **117**, 261-272.
- Cess, R.D., 1976: Climate change : an appraisal of atmospheric feedback mechanisms employing zonal climatology. *J. Atmos. Sci.*, **33**, 1831-1843.
- Chandrasekhar, S., 1950: *Radiative Transfer*. Oxford Clarendon Press, 393 pp.
- Charlock, T. P. and V. Ramanathan, 1985: The albedo field and cloud radiative forcing produced by a general circulation model with internally generated cloud optics. *J. Atmos. Sci.*, **42**, 1408-1429.

Cheruy, F., 1990 : Variations diurnes du flux ondes longues sortant déterminées par observation satellitaire. *Thèse de Doctorat de l'université de PARIS VII*.

Claußen, M., 1982: On the radiative interaction in three-dimensional cloud fields. *Contr. to Atm. Phys.*, **55**, 158-169.

Coakley, J. A., and F. P. Bretherton, 1982 : Cloud cover from high-resolution scanner data : Detecting and allowing for partially filled fields of view. *J. Geophys. Res.*, **87**, 4917-4932.

Coakley, J.A., and T. Kobayashi, 1989: Broken cloud biases in albedo and surface isolation derived from satellite imagery data. *J. Climate*, **2**, 721-730.

Cretel, D., 1986: Modélisation simplifiée de structures inhomogènes. Impact sur les flux radiatifs. *Diplôme d'Etudes Approfondies*, Université des Sciences et Techniques de Lille.

Courel, M. F., R. S. Kandel and S. I. Rasool: 1984 Surface albedo and the Sahel drought. *Nature*, **307**, 528-531.

Darnell, W. L., S. K. Gupta and W. F. Staylor, 1983: Downward longwave radiation at the surface from satellite measurements. *J. Climate Appl. Meteor.*, **22**, 1956-1960.

Davies, R., 1978: The effect of finite geometry on the three-dimensional transfer of solar irradiance in clouds. *J. Atmos. Sci.*, **35**, 1712-1725.

Davis, A., P. Gabriel, S. Lovejoy, D. Schertzer, and G.L. Austin, 1990: Discrete angle radiative transfer, 3, numerical results and meteorological applications. *J. Geophys. Res.*, **95**, 11729-11742.

Desbois, M., G. Seze and G. Szejwach, 1982 : Automatic classification of clouds on METEOSAT imagery: application to high-level clouds. *J. Appl. Meteor.*, **21**, 401-412.

Desbois, M., Th. Kayiranga, B. Gnamien, S. Guessous and L. Picon, 1988: Characterization of some elements of the Sahelian climate and their interannual variations for July 1983, 1984 and 1985 from the analysis of Meteosat Data. *J. Climate*, **1**, 867-904.

Desbois, M., Th. Kayiranga and B. Gnamien, 1989: Diurnal cycle of convective cloudiness over Tropical Africa observed from Meteosat: Geographic characterization and interannual variations. *Ann. Geophysicae*, **7**, 395-404.

Devaux, C., 1977 : Contribution à l'étude de la couverture nuageuse de Vénus par l'analyse des mesures photométriques et des profils de flux solaires transmis. *Thèse de Doctorat de Spécialité*, Université des Sciences et Techniques de Lille.

Duvel, J. P. and R. S. Kandel, 1984: Anisotropy of longwave radiation emergent from a broken cloud field and its effect on satellite estimates of flux. *J. Climate Appl. Meteor.*, **23**, 1411-1420.

Duvel, J. P. and R. S. Kandel, 1985: Regional scale diurnal variations of outgoing infrared radiation observed by METEOSAT. *J. Climate Appl. Meteor.*, **24**, 335-349.

Ellingson, R. G., 1982: On the effects of cumulus dimensions on longwave irradiance and heating rate calculations. *J. Atmos. Sci.*, **39**, 886-896.

Falconer, K. J. 1985: *The Geometry of Fractal Sets*, Cambridge University Press, 162 pp.

Feigelson, E. M., 1978: Preliminary radiation model of a cloudy atmosphere. *Contr. Atmos. Phys.*, **51**, 203-229.

Fouquart, Y., 1974: Utilisation des approximants de Padé pour l'étude des largeurs équivalentes des raies formées en atmosphère diffusante. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, **14**, 497-508.

Fouquart, Y., J.C. Buriez, M. Herman, and R.S. Kandel, 1990: The influence of clouds on radiation : A climate modeling perspective. *Rev. Geophys.*, **28**, 145-166.

Fouquart, Y. and B. Bonnel, 1980: Computations of solar heating of the earth's atmosphere: A new parametrization. *Contr. Atmos. Phys.*, **53**, 35-62.

Frouin, R., C. Gautier, and J.J. Morcrette, 1988: Downward longwave irradiance at the ocean surface from satellite data: methodology and in situ validation. *J. Geophys. Res.*, **93**, 597-619.

Geleyn, J.-F., 1981: "Some diagnostics of the cloud-radiation interaction in the ECMWF forecast model" Pp. 135-162 in Workshop on radiation and cloud-radiation interaction in numerical modelling. 15-17 October 1980. ECMWF Reading.

Hale, G., and M. Querry, 1973 : Optical constants of water in the 200 nm to 200 μm wavelength region. *Appl. Opt.*, **12**, 555-563.

Harshwardhan and J.A. Weinmann, 1982: Infrared radiative transfer through a regular array of cuboidal clouds. *J. Atmos. Sci.*, **39**, 431-439.

Hegg, D. A., 1986: Comments on "The effects of very large drops on cloud absorption. Part I: Parcel model". *J. Atmos. Sci.*, **43**, 399-400.

Hozumi K., T. Harimaya and C. Magono, 1982: The size distribution of cumulus clouds as a function of cloud amount. *J. Meteor. Soc. Jap.*, **60**, 691-699.

Joseph, J. H., W. J. Wiscombe and J. A. Weinmann, 1976: Solar flux transfer through turbid atmospheres evaluated by the delta-Eddington approximation. *J. Atmos. Sci.*, **33**, 2452-2459.

Joseph, J.H., 1986: The morphology of broken cloud fields over ocean surfaces using Landsat. Report Tel Aviv University - Contract No AFOSR-83-O239.

Kandel, R.S., F. Cheruy, and J.P. Duvel, 1988: Estimating the outgoing longwave radiation from the Meteosat infrared window and water vapor bands. Preprint

Kite, A., 1987: The albedo of broken cloud fields. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **113**, 517-531.

Köpke, P., 1983: Calibration of the vis-channel of METEOSAT-2. *Adv. Space Res.*, **2**, 93-96.

Kriebel, K.T., R.W. Saunders, and G. Gesell, 1989: Optical properties of clouds derived from fully cloudy AVHRR pixels. *Contribution to Atm. Phys.*, **62**, 165-171.

Kuo, K. S., R. M. Welch and S. K. Jengupta, 1988 : Structural and textural characteristics of cirrus clouds observed using high spatial resolution LANDSAT imagery. *J. Appl. Meteor.*, **27**, 1242-1260.

Le Treut, H., 1985: "Cloud prediction experiments with the LMD GCM". Report of the ECMWF Workshop on Cloud Cover Parameterization in Numerical Models, pp. 65-86, ECMWF Publications, Reading England.

Le Treut, H., and Zhao-Xin Li, 1988: Using Meteosat data to validate a prognostic cloud generation scheme. *Atm. Res.*, **21**, 273-292.

Lovejoy, S. and D. Schertzer, 1990: Multifractals, universality classes and satellite and radar measurements of cloud and rain fields. *J. Geophys. Res.*, **95**, 2021-2034.

McClatchey, R.A., R.W. Fenn, J.E.A. Selby, F.E. Volz and J.S. Garing, 1971: Optical properties of the atmosphere. AFCRL-71-0279, Air Force Cambridge Research Laboratories, Bedford, MA, 85pp

McKee, T. B. and S. K. Cox, 1974: Scattering of visible radiation by finite

clouds. *J. Atmos. Sci.*, **31**, 1885-1892.

Meerkoetter, R. and H. Grassl, 1984: Longwave net flux at the ground from radiances at the top. In: G. Fiocco (Editor), IRS'84: Current Problems in Atmospheric Radiation. A. Deepack Publishing, Hampton, Va., pp. 220-223.

Minnis, P. and E. F. Harrison, 1984: Diurnal variability of regional cloud and clear sky radiative parameters derived from GOES data. Part I : analysis method. *J. Climate Appl. Meteor.*, **23**, 993-1011.

Morcrette, J.J., 1984: Sur la paramétrisation du rayonnement dans les modèles de la circulation générale atmosphérique. Thèse de doctorat d'état, No 630, University of Lille, France, 371pp.

Morcrette, J. J. and P. Y. Deschamps, 1986: Downward longwave radiation at the surface in clear-sky atmospheres: comparison of measured, satellite-derived and calculated fluxes. Proc. ISLSCP Conf., Rome, ESA SP-248, pp. 257-261.

Niylik, Kh. Yu., 1972: Cloud Characteristics in problems of radiation energetics in the earth's atmosphere. *Izv. Acad. Sci. USSR, Atmos. Oceanic Phys.*, **8**, 270-281.

Phulpin, T., M. Derrien and A. Brard, 1983: A two-dimensional histogram procedure to analyse cloud cover from the NASA satellites high resolution imagery. *J. Appl. Meteor.*, **22**, 1332-1345.

Planck, V., 1969: The size distribution of cumulus clouds in representative Florida populations. *J. Appl. Meteor.*, **8**, 46-67.

Platt, C. M. R., 1983: On the bispectral method for cloud parameter determination from satellite VISSR data: separating broken cloud and semitransparent cloud. *J. Climate Appl. Meteor.*, **22**, 429-439.

Platt, C. M. R., D. W. Reynolds and N. L. Abshire, 1980: Satellite and lidar

observations of the albedo, emittance, optical depth of cirrus compared to model calculations. *Mon. Wea. Rev.*, **108**, 195-204.

Platt, C.M.R., and Harshvardhan, 1988: Temperature dependence of cirrus extinction: implications for climate feedback. *J. Geophys. Res.*, **93**, 11051-11058.

Ramanathan, V., B.R. Barkstrom, and E.F. Harrison, 1989: Climate and the earth's radiation budget. *Physics Today*, may 1989, 22-32.

Rawlins, F., 1988: The albedo of broken cloud fields. Meteorological Research Flight Internal Note 41, may 1988.

Reynolds, D. W., T. B. McKee and K. S. Danielson, 1978 : Effects of cloud size and cloud particles on satellite-observed reflected brightness. *J. Atmos. Sci.*, **35**, 160-164.

Roeckner, E. and U. Schlese, 1985: "January simulation of clouds with a prognostic cloud cover scheme". Pp. 87-108 in Workshop on cloud cover parameterization in numerical models. 26-28 November 1984. ECMWF Reading.

Rossow, W. B., F. Mosher, E. Kinsella, A. Arking, M. Desbois, E. Harrison, P. Minnis, E. Ruprecht, G. Seze, C. Simmer and E. Smith, 1985: ISCCP cloud algorithm intercomparison. *J. Climate Appl. Meteor.*, **24**, 877-903.

Rossow, W.B., 1989: Measuring cloud properties from space: A review. *J. Climate*, **2**, 201-213.

Rossow, W.B., E. Kinsella and L.C. Garder, 1983: Seasonal and global cloud variations deduced from polar orbiting satellite radiance measurements. *Proc. Fifth Conference on Atmospheric Radiation*, Baltimore, MD, Amer. Meteor. Soc., 195-198.

Rossow, W.B., L.C. Garder, and A.A. Lacis, 1989: Global seasonal cloud variations from satellite radiance measurements. Part I: Sensitivity of analysis. *J.*

Climate, **2**, 419-458.

Sasamori, T., 1975: A statistical model for stationary atmospheric cloudiness, liquid water content and rate of precipitation. *Mon. Weather Rev.*, **103**, 1037-1049.

Saunders, R. W., 1985: Monthly mean cloudiness observed from METEOSAT-2. *J. Climate Appl. Meteor.*, **23**, 114-127.

Schlesinger, M. E. and J. F. B. Mitchell, 1986: Model projections of equilibrium climatic response to increased CO_2 concentration, in *Projecting the Climatic Effects of Increasing Carbon Dioxide*, edited by M. C. McCracken and F. M. Luther, U. S. department of Energy, Washington, D. C., 1986.

Schmetz, J., 1986: An atmospheric-correction scheme for operational application to Meteosat infrared measurements. *ESA Journal*, **10**, 145-159.

Schmetz, J., 1989: Towards a surface radiation climatology: retrieval of downward irradiances from satellites. *Atm. Res.*, **23**, 287-321.

Schmetz, J. and Q. Liu, 1988: Outgoing longwave radiation and its diurnal variation at regional scales derived from Meteosat. *J. Geophys. Res.*, **93**, 11192-11204.

Schmetz, P., J. Schmetz, and E. Raschke, 1986: Estimation of daytime downward longwave radiation at the surface from satellite and grid point data. *Theor. Appl. Climatol.*, **37**, 136-149.

Seze, G., and M. Desbois, 1987: Cloud cover analysis in satellite imagery using spatial and temporal characteristics of the data. *J. Climate Appl. Meteor.*, **26**, 286-303.

Shenk, W. F., and V. V. Salomonson, 1972 : A simulation study exploring the effects of sensor spatial resolution on estimates of cloud cover from satellites.

J. Appl. Meteor., **11**, 214-220.

Smagorinsky, J., 1960: On the numerical prediction of large-scale condensation by numerical models, in *Physics of Precipitation*, edited by H. Weickman, *Geophys. Monogr. Ser.*, vol. 5, pp. 71-78, AGU, Washington, D.C.

Somerville, R. C. J. and L. A. Remer, 1984: Cloud optical thickness feedbacks in the CO_2 climate problem. *J. Geophys. Res.*, **89**, 9668-9672.

Stephens, G. L., 1978a: Radiation profiles in extended water clouds. I: Theory. *J. Atmos. Sci.*, **35**, 2111-2122.

Stephens, G. L., 1978b: Radiation profiles in extended water clouds. II: Parametrization schemes. *J. Atmos. Sci.*, **35**, 2123-2132.

Stephens, G. L., 1979: Optical properties of eight water cloud types. *CSIRO Aust. Div. Atmos. Phys. Tech. Pap.*, No 36, 1-35.

Stuhlmann R., P. Minnis and G. L. Smith, 1985: Cloud bidirectional reflectance functions: a comparison of experimental and theoretical results. *Appl. Opt.*, **24**, 396-401.

Sundqvist, H., 1978: A parameterization scheme for non-convective condensation including prediction of cloud water content. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **104**, 677-690.

Sundqvist, H., 1984: Inclusion of cloud liquid water as a prognostic variable. Report of the ECMWF Workshop on Cloud Cover Parameterization in Numerical Models, pp. 249-262, ECMWF Publications, Reading England.

Taylor, V. R. and L. L. Stowe, 1984: Reflectance characteristics of uniform earth and cloud surface derived from Nimbus-7 ERB. *J. Geophys. Res.*, **89**, 5345-5363

Van de Hulst, H. C., 1980: *Multiple light scattering, tables, formulas and*

applications, Vol. 2, Academic Press, 739 pp.

Welch, R. M. and B. A. Wielicki, 1984: Stratocumulus cloud field reflected fluxes: The effect of cloud shape. *J. Atmos. Sci.*, **41**, 3085-3103.

Welch, R. M., and B. A. Wielicki, 1986 : The stratocumulus nature of fog. *J. Climate Appl. Meteor.*, **25**, 101-111.

Welch, R. M. and W. G. Zdunkowski, 1981: The effect of cloud shape on radiative characteristics. *Contr. to Atm. Phys.*, **54**, 482-491.

Welch, R.M., K.S. Kuo, B.A. Wielicki, S.K. Sengupta and L. Parker, 1988: Marine stratocumulus cloud fields off the coast of Southern California observed using LANDSAT imagery. Part I: Structural characteristics. *J. Applied Meteor.*, **27**, 341-362.

Wendling, R., 1977: Albedo and reflected radiance of horizontally inhomogeneous clouds. *J. Atmos. Sci.*, **34**, 642-650.

Wielicki, B. A., and R. M. Welch, 1986 : Cumulus cloud properties derived using LANDSAT satellite data. *J. Climate Appl. Meteor.*, **25**, 261-276.

Wielicki B. A. and L. Parker, 1989: Cloud properties observed using Landsat satellite data. *Proceeding of the IRS '88, Lille, France, 18-24 august 1988*, Ed. by J. Lenoble and J. F. Geleyn, A. Deepack Publishing, Hampton, 161-164.

