

50376
1992
266

61583

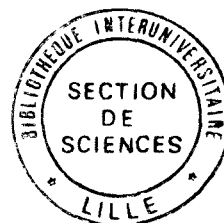
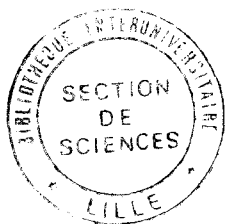
50376
1992
266

N° d'ordre: 794

DOCTORAT
présentée à
**L'UNIVERSITÉ DES SCIENCES ET TECHNOLOGIES DE
LILLE**
pour obtenir le grade de
DOCTEUR ES SCIENCES PHYSIQUES

par
Gérard BROGNIEZ

**CONTRIBUTION A L'ÉTUDE
DES PROPRIÉTÉS OPTIQUES
ET RADIATIVES DES CIRRUS**



Soutenance le 21 février 1992
devant le jury composé de:

G. MÉGIE	Professeur, Université de Paris VI	Président
R. W. SAUNDERS	Head of Radiation Group, Meteorological Research Flight, U. K.	Rapporteur
J. C. BURIEZ	Professeur, Université de Lille	Rapporteur
Y. FOUQUART	Professeur, Université de Lille	Rapporteur
E. RASCHKE	Professeur, GKSS Research Center, F. R. G.	Examineur
P. GLORIEUX	Professeur, Université de Lille	Examineur



030 042881 1

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

*"L'esprit n'use de sa faculté créative que quand
l'expérience lui en impose la nécessité".*
HENRI POINCARRÉ

*A Colette.
A Philippe, Hélène, Stéphane.
A mon père.
A ma mère regrettée.*

Ce travail a été réalisé à l'Université des Sciences et Technologies de Lille au Laboratoire d'Optique Atmosphérique. Je tiens à exprimer toute ma gratitude à Madame LENOBLE, Professeur à l'Université de Lille, pour m'avoir accueilli au sein du laboratoire qu'elle dirigeait alors.

J'ai effectué cette étude sous la direction de Monsieur FOUQUART, Professeur à l'Université de Lille. Qu'il trouve ici un témoignage de ma reconnaissance pour la confiance et le soutien qu'il m'a manifestés en m'accueillant dans son équipe, ainsi que pour l'intérêt qu'il a porté à ce travail, ce qui m'a permis de le mener à bien.

Je tiens à remercier Monsieur MÉGIE, professeur à l'université de Paris VI, qui a bien voulu me faire l'honneur d'accepter la présidence du jury chargé de juger cette thèse.

Une partie de ce travail est le résultat d'une collaboration avec Monsieur SAUNDERS du Meteorological Research Flight de Farnborough. Il a accepté de rapporter sur mon travail. Je l'en remercie très vivement.

Les nombreuses discussions que j'ai eues avec Monsieur BURIEZ, Professeur à l'Université de Lille m'ont permis de résoudre bien des problèmes, il fut une aide inestimable. Je lui suis reconnaissant d'avoir accepté d'être rapporteur.

J'adresse également mes plus vifs remerciements à Monsieur le Professeur RASCHKE, Directeur de l'Institut de Physique au GKSS Forschungszentrum, et à Monsieur GLORIEUX, Professeur à l'Université de Lille, qui ont accepté de juger ce travail.

Pour les conseils éclairés que j'ai également reçus de lui, ma gratitude va aussi à Monsieur HERMAN, Professeur à l'Université de Lille, Directeur du Laboratoire.

Je remercie Monsieur FLAMANT, Directeur de Recherches au C.N.R.S., ainsi que les membres de son équipe du Laboratoire de Météorologie Dynamique, pour leur collaboration dans les diverses campagnes de mesures.

Enfin, je ne voudrais pas oublier les collègues du laboratoire sans lesquels cette thèse n'aurait pu aboutir: Messieurs BONNEL, DEVAUX, LECOMTE, PAROL, VANHOUTTE et VERWAERDE. Les conseils de Monsieur GONZALEZ et de Madame DEROO ont également été très précieux. Qu'ils reçoivent ici un témoignage de ma reconnaissance.

SOMMAIRE

INTRODUCTION	Page 4
CHAPITRE I	
- Etude de la diffusion de la lumière par des cristaux de glace cylindriques.	Page 9
CHAPITRE II	
- Application aux observations satellitaires: Information Content of AVHRR Channels 4 and 5 with Respect to the Effective Radius of Cirrus Cloud Particles.	Page 71
CHAPITRE III	
- Etude de la diffusion de la lumière par des nuages composés de cristaux parfaits de glace.	Page 84
CHAPITRE IV	
- Application: Expérience a l'Observatoire de Haute Provence. a/ High altitude cloud observations by ground based lidar, infrared radiometer and Meteosat measurements.	Page 151
b/Interprétation des mesures. Light scattering by finite hexagonal crystals arbitrarily oriented in space.	Page 161

CHAPITRE V

- International Cirrus Experiment:

A/ Station de mesures basée au sol. Page 168

1/ Coronamètre solaire.

2/ Photomètre solaire.

3/ Couple radiomètre infra-rouge - Lidar.

4/ Interprétation des mesures.

B/ Observations satellitaires. Page 192

C/ Observations aéroportés. Page 194

- Annexe:

1/ Procédure d'étalonnage en vol des pyrgéomètres.

An improvement of the calibration of the Eppley pyrgeometer for the case of airborne measurements. Page 240

2/ Traitement des mesures pyranométriques.

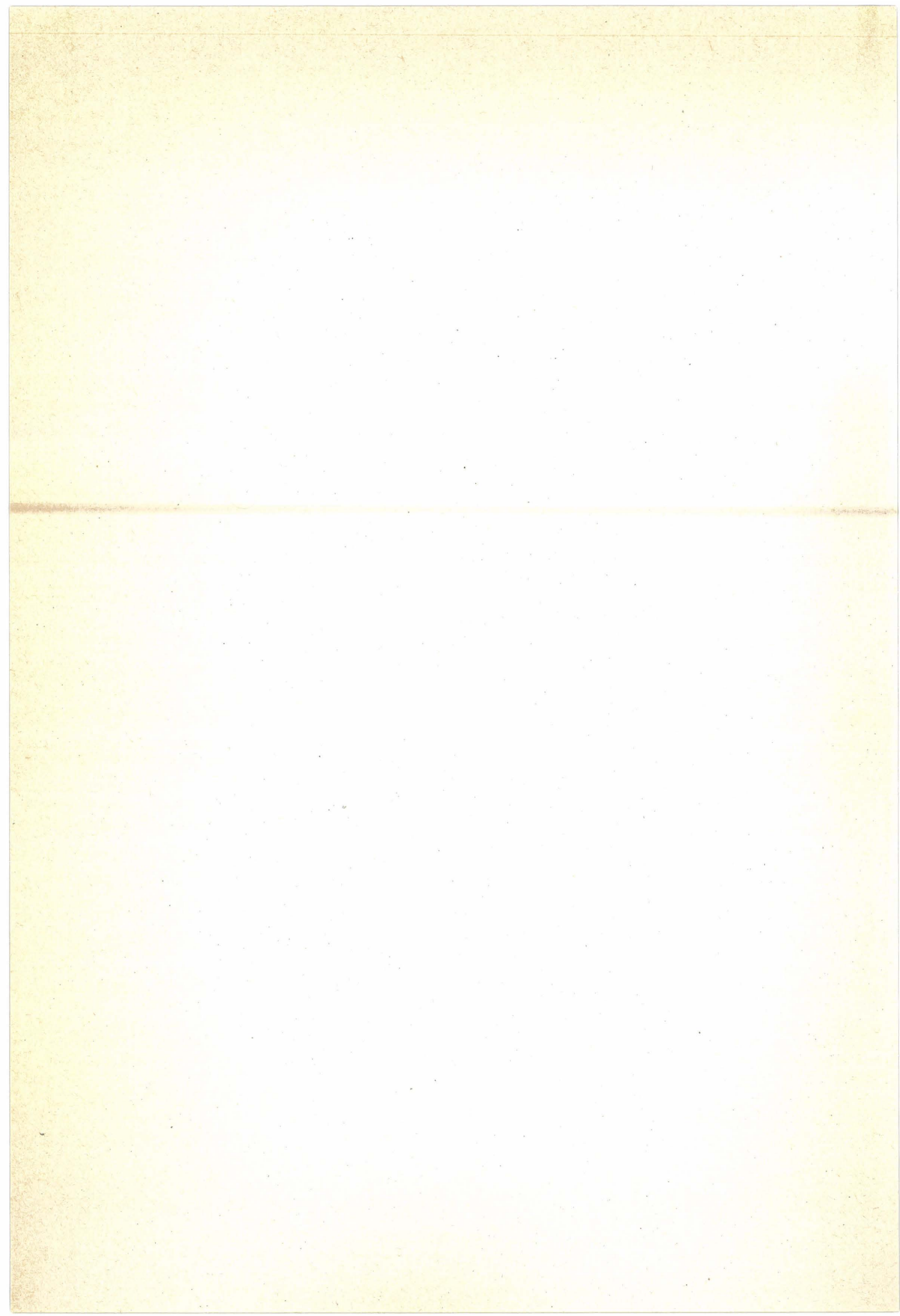
A comparison of measured and modelled broad band fluxes from aircraft data during the ICE'89 field experiment. Page 260

CHAPITRE VI

- Effets de l'anisotropie des cristaux de glace sur les propriétés optiques et radiatives des cirrus. Page 310

CONCLUSION Page 330

REFERENCES Page 340



INTRODUCTION

Les nuages constituent l'une des sources d'incertitude les plus importantes du système climatique; les modèles numériques de simulation du climat sont extrêmement sensibles à la manière dont ils y sont simulés (Schlesinger et Mitchell, 1986; Cess et al, 1990). A couverture nuageuse fixe, la plupart des modèles concluent que la température moyenne à la surface de la terre augmenterait d'environ 2K si la concentration en CO_2 doublait. Avec des nuages interactifs l'augmentation de température s'étale d'environ 1,5 à 5 K (IPCC, 1990) (Intergovernmental Panel on Climate Change). Pour la plupart des modèles, les nuages amplifient le forçage initial, ceci est dû à une redistribution des nuages de la planète favorisant le développement de nuages hauts. Dans la plupart des simulations cependant, les propriétés optiques des nuages restent inchangées alors qu'elles peuvent avoir un effet tout à fait significatif (Sommerville et Remer, 1984). Mitchell et al (1989) ont réalisé deux expériences consécutives de sensibilité au doublement du CO_2 : dans la première, les nuages sont interactifs mais leurs propriétés optiques sont fixes, dans la deuxième, la phase des nuages est également interactive. Dans le premier cas la température moyenne augmente d'environ 5,2 K, dans la deuxième, elle n'augmente plus que de 1,9 K.

Si les nuages ont un rôle climatique si important, c'est parce qu'ils interviennent dans les échanges d'énergie de la Terre avec l'extérieur. Ces échanges s'effectuent par rayonnement et leur intensité dépend donc de l'extension spatiale et temporelle des nuages. Dans ces conditions, ce sont les nuages étendus de la basse atmosphère tels les stratocumulus (Randall et al, 1984) et de la haute troposphère tels les cirrus et cirrostratus qui ont l'impact climatique le plus important (Ramanathan et al, 1989).

On considère, en général, que les nuages de la haute troposphère, que sont les cirrus, ont tendance à réchauffer la planète en augmentant l'effet de serre. Cet effet de serre est important à cause de leur altitude élevée qui rend maximum le contraste des températures d'émission entre la surface et le nuage. Cependant Stephens et Webster (1981), Platt (1981), Charlock (1982) ont montré que l'effet climatique de ces nuages dépend de leur épaisseur optique: pour des nuages fins, l'albedo est faible et l'effet de serre l'emporte, mais des nuages plus épais peuvent au contraire refroidir la planète, leur influence sur l'albedo l'emportant sur leur effet de serre. Il est clair que la prédominance de l'un ou l'autre de ces effets dépend aussi de l'ensoleillement.

Aux latitudes moyennes et équatoriales, les cirrus sont présents dans plus de 50% des observations, cette probabilité est encore de 25% dans les zones tropicales (Woodbury et Mc Cormick, 1986). Ils n'ont cependant été que peu étudiés jusqu'à ces derniers temps, essentiellement du fait des difficultés expérimentales. Ils sont à priori directement observables de satellite, mais en pratique leur observation est difficile lorsqu'ils sont semi-transparents. Finalement, on connaît assez peu de choses à leur sujet, leurs propriétés optiques et microphysiques sont mal connues tout comme leurs conditions de formation et de dissipation.

Puisque les cirrus ont une forte influence sur le bilan radiatif, il est nécessaire que les modèles climatiques les simulent de façon réaliste. Pour cela, il faut (1) pouvoir les générer, ce qui exige de connaître leurs conditions de formation et leur cycle dynamique, (2) caractériser leurs propriétés optiques en fonction de paramètres explicitement calculés par les modèles, (3) calculer leur impact sur le bilan radiatif.

La structure mésoéchelle des cirrus est très diverse. Nous trouvons des nuages extrêmement hétérogènes comme les cirrus uncinus et des nuages stratiformes comme les cirrostratus. Leur morphologie présente une très grande variabilité jusqu'à une échelle inférieure au kilomètre (Starr et Cox, 1985b). A l'échelle microphysique, les cirrus sont composés de cristaux de glace de formes et de dimensions variées. Si la dynamique de ces nuages est mal connue, l'intensification des recherches ces dernières années a permis de préciser quelque peu le rôle des différents processus et des modèles conceptuels ont été récemment développés (Starr et Cox, 1985a; Lilly, 1988). Ces modèles ont, entre autres, mis en évidence l'importance des processus radiatifs.

Les principaux processus entrant en jeu sont la dynamique de grande échelle, le soulèvement d'air humide provoquant la formation de cirrus, le cisaillement de vent qui confine le nuage dans une couche relativement bien déterminée, la chute des cristaux et leur sublimation à la base des nuages, le réchauffement radiatif par absorption de rayonnement solaire et absorption de rayonnement infrarouge en provenance de la surface, le refroidissement provoqué par l'émission de rayonnement infrarouge.

Au moyen d'un modèle bidimensionnel, Starr et Cox (1985a) ont montré l'importance du refroidissement provoqué par les précipitations au voisinage de la base des cirrus. Starr (1987a) a ensuite montré que la turbulence favorisée par l'absorption du rayonnement solaire conduisait paradoxalement à une réduction de l'activité convective des cirrus fins en découplant les zones d'ascendance de la couche située sous le nuage humidifiée par la sublimation des précipitations. Ce découplage provoque donc un assèchement progressif du nuage dont le contenu en glace et finalement l'émissivité sont plus faibles de jour que de nuit. En observant au moyen d'un lidar, l'évolution diurne de cirrus par des situations de vent faible réduisant l'influence de l'advection, Elouragini (1991) a observé une évolution tout à fait cohérente avec cette hypothèse: au cours de la journée les cirrus se développent verticalement mais en même temps, se fractionnent et leur épaisseur optique diminue, de nuit les cirrus apparaissent plus homogènes et optiquement plus épais.

Pour améliorer de façon significative la connaissance des cirrus, des programmes coopératifs de grande ampleur ont été mis en place ces dernières années: **FIRE** (First International Satellite Cloud Climatology Project (ISCCP) Regional Experiment) (Cox et al, 1987; Starr, 1987b) aux Etats Unis, **ICE** (International Cirrus Experiment) (Raschke et al, 1988 et 1989) en Europe, d'autres campagnes expérimentales sont en préparation (**FIRE II** (1989) et **EUCREX** (EUropean Cloud and Radiation EXperiment) en Europe. Le présent travail se situe dans ce contexte, il est limité aux propriétés optiques et radiatives des cirrus.

Compte tenu de l'extrême variabilité des cirrus et des difficultés d'observation in situ, il ne peut pas être question d'une étude statistique basée sur des observations aéroportées (Gayet et al, 1991). Le seul moyen permettant une étude globale, à l'échelle planétaire des cirrus est évidemment le satellite. Compte tenu des difficultés déjà signalées, il faut donc en premier lieu développer des algorithmes spécifiques permettant l'interprétation des images satellitaires en termes de quantités physiques en s'appuyant sur des situations bien documentées (observations satellitaires, depuis le sol, in situ). Ceci nécessite la mise au point de codes radiatifs adaptés au cas des particules non sphériques. Les propriétés optiques ainsi dérivées doivent évidemment être reliées aux caractéristiques physiques et micro-physiques des nuages, ce qui est possible au moyen de campagnes expérimentales in situ comme celles prévues dans le cadre de **FIRE**, **ICE**, **EUCREX** et d'observations depuis la surface comme celles en cours dans le cadre du programme **ECLIPS** (An Experimental Cloud LIdar Pilot Study, 1988).

Il faut ensuite établir une climatologie des propriétés des cirrus, cette étape nécessitera probablement le traitement de données satellitaires sur une grande échelle et dépasse le cadre de ce travail. Enfin, il faut pouvoir relier les caractéristiques optiques moyennes des cirrus aux quantités explicitement calculées par les modèles climatiques, cette étape devrait s'appuyer sur des modèles spécifiques semblables à celui de Starr et Cox (1985a). Dans cette thèse, nous nous limitons à la mise au point de méthodes d'observation des propriétés optiques des cirrus depuis satellite, depuis le sol et in situ.

Dans le premier chapitre, on présente donc les éléments nécessaires au calcul du transfert radiatif pour des particules non sphériques. Nous étudions des modèles de tels nuages, en faisant en premier lieu l'hypothèse qu'ils sont composés de cristaux de glace de forme cylindrique dont l'orientation peut être uniforme, aléatoire dans un plan ou aléatoire dans l'espace. Ce modèle simple permet encore une étude électromagnétique de la diffusion de la lumière.

Dans le chapitre deux, ces résultats sont utilisés pour interpréter l'observation de cirrus semi-transparents. Cette application concerne la télédétection satellitaire à l'aide

des canaux infrarouge à $11\mu m$ et $12\mu m$ du radiomètre AVHRR (Advanced Very High Resolution Radiometer) porté par le satellite NOAA 9 (National Oceanic and Atmospheric Administration).

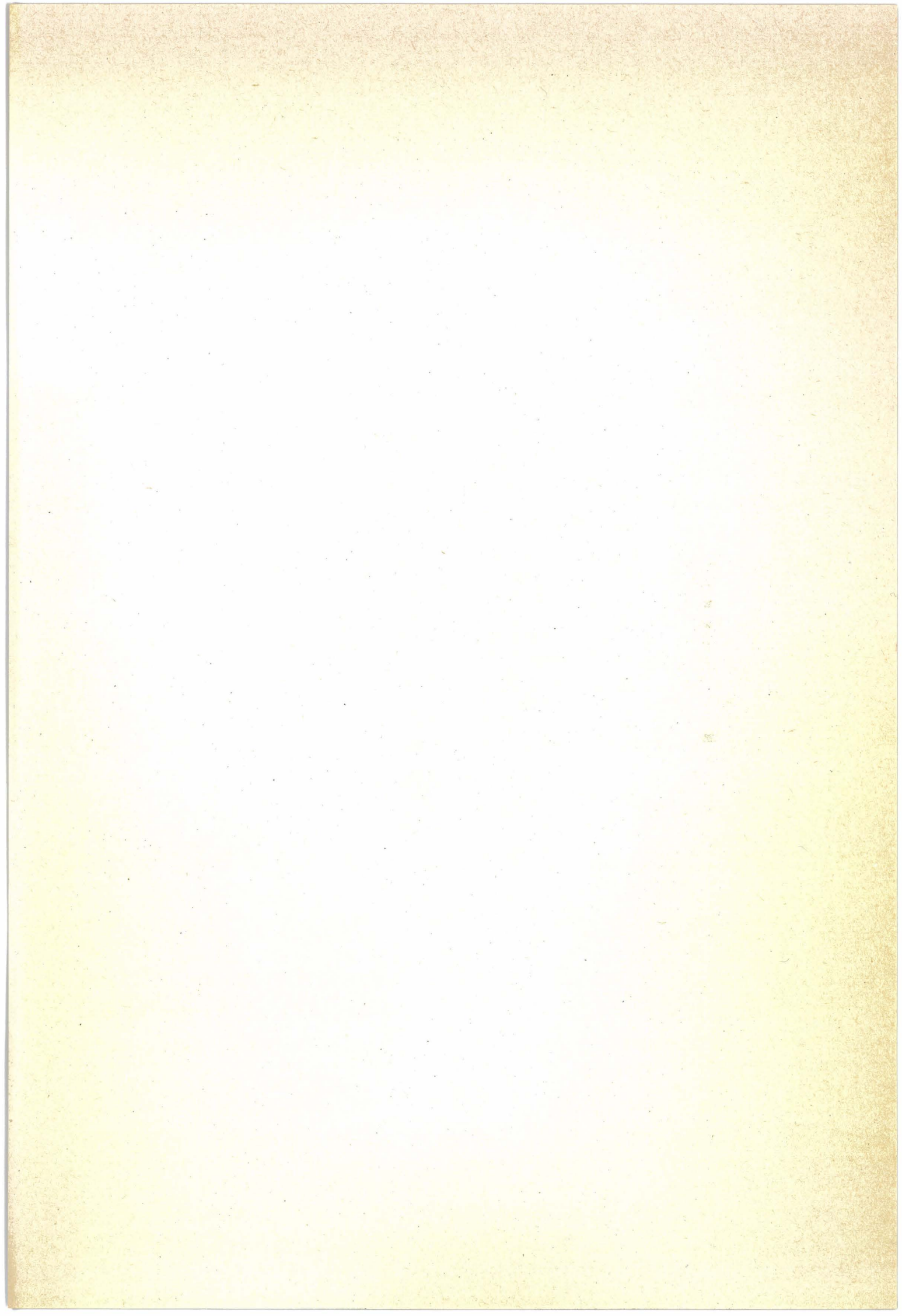
Cependant, les particules cristallines présentes dans l'atmosphère ont des formes naturellement prismatiques, et sont d'ailleurs, lorsque les conditions le permettent, à l'origine de phénomènes optiques particuliers, tel celui en diffusion avant très caractéristique qu'est le halo à 22° . Or, ces phénomènes ne peuvent être restitués avec l'étude précédemment effectuée avec les cylindres circulaires, qui par nature ne peuvent reproduire que le phénomène de diffusion arrière vers 150° qu'est l'arc-en-ciel. Afin d'effectuer une modélisation plus propre des nuages composés de cristaux, nous faisons l'hypothèse dans le chapitre 3, qu'ils sont constitués de cristaux de longueur finie, dont la structure de base est celle de la maille élémentaire de la glace, c'est à dire hexagonale. L'orientation de ces cristaux peut être aléatoire dans un plan ou dans l'espace. Une étude électromagnétique n'est alors plus possible et nous devons alors aborder ce problème dans l'approximation de l'optique géométrique.

Le chapitre 4 est consacré à l'étude de la télédétection des cirrus à l'aide de mesures au sol consistant à coupler les résultats de tirs lidar à $1.06\mu m$, au mesures radiométriques effectuées dans la fenêtre atmosphérique $8 - 15 \mu m$. Nous présentons ici les résultats d'une campagne de mesures effectuée à l'Observatoire de Haute Provence en collaboration avec le Laboratoire de Météorologie Dynamique. L'interprétation de ces mesures est effectuée en utilisant les hypothèses précédemment décrites.

Dans le chapitre 5, nous utilisons tout un ensemble d'observations radiatives (lidar, radiométrie infrarouge et visible) pour caractériser les propriétés optiques moyennes d'un cirrus. On en déduit des caractéristiques microphysiques, que l'on compare aux observations in situ. Les caractéristiques trouvées sont tout à fait compatibles avec les observations satellitaires.

Du côté aéroporté, des propositions sont également présentées en annexe de ce chapitre, en vue d'améliorer la précision des mesures de rayonnement.

Lorsque les cristaux de glace qui composent les cirrus sont orientés aléatoirement dans l'espace, le calcul du transfert radiatif dans un tel nuage ne pose pas de problème, à conditions d'avoir déterminé les propriétés optiques de tels cristaux. Dans le chapitre 6, nous avons étudié le cas où les particules de glace ont une orientation privilégiée dans le nuage. Le calcul approché du transfert radiatif dans un tel milieu a été mis au point et les effets radiatifs dus à cette anisotropie ont été quantifiés.



CHAPITRE 1

DIFFUSION DE LA LUMIERE PAR DES NUAGES COMPOSES DE CYLINDRES DE GLACE D'ORIENTATION QUELCONQUE

1 INTRODUCTION

Afin d'étudier le transfert radiatif dans les nuages de glace de type cirrus, il est évidemment nécessaire de connaître les paramètres optiques de ces nuages et en particulier la façon dont ceux-ci diffusent le rayonnement qu'ils reçoivent. Les rares observations *in situ* des cirrus semblent indiquer qu'ils sont composés en grande partie de cristaux prismatiques de glace dont la forme est typiquement celle de colonnes, de plateaux ou de rosettes. Les cristaux sont probablement orientés arbitrairement dans l'espace, mais peuvent être disposés aléatoirement dans un plan sous l'effet de processus dynamiques et peuvent aussi être occasionnellement orientés uniformément sous l'influence des vents dominants. Une solution électromagnétique rigoureuse dans le cas de nuages constitués de telles particules est actuellement impossible à obtenir et une première approche théorique de ce problème consiste à approximer les cristaux réels par des particules cylindriques infiniment longues. Il est alors possible d'étudier la diffusion de la lumière à travers ce type de particules, et ce quelqu' soit leur orientation.

La diffusion des ondes planes sur un cylindre diélectrique homogène infini sous incidence normale a été étudiée pour la première fois par Lord Rayleigh (1918). En 1955, Wait étend la solution à une incidence oblique en utilisant les procédures développées par Stratton (1941). Principalement, Kerker (1969), Liou (1972a) et Stephens (1980) ont également étudié ce problème en suivant la méthode générale préconisée par Van de Hulst (1957) pour le calcul des fonctions de diffusion.

Nous avons repris les indications de ces auteurs pour obtenir, quelqu' soit l'orientation du cylindre par rapport à la direction du rayonnement incident, le rayon des particules cylindriques et la longueur d'onde du rayonnement incident, les paramètres optiques tels que la fonction de diffusion, le taux de polarisation et les coefficients de diffusion et d'extinction.

Dans le cas d'une distribution granulométrique, les calculs sont très longs et deviennent rapidement fastidieux, aussi des solutions spécifiques ont été adoptées afin de permettre

un calcul numérique plus performant.

Après avoir présenté la géométrie de la diffusion et rappelé l'établissement de l'expression de l'intensité de l'onde diffusée, nous présentons le calcul numérique de cette intensité. Ce calcul nous permet d'obtenir, en fonction de la longueur d'onde du rayonnement incident, tous les paramètres optiques d'un nuage de cylindres de glace dont les axes sont orientés uniformément ou aléatoirement dans un plan ou dans l'espace.

2 EXPRESSION DE L'INTENSITE DIFFUSEE

2.1 GEOMETRIE DE LA DIFFUSION

La géométrie de la diffusion est présentée sur la figure 1. L'axe oz du système de coordonnées cylindriques (r, ϕ, z) de vecteurs unitaires $(\vec{a}_r, \vec{a}_\phi, \vec{a}_z)$, correspond à l'axe du cylindre. L'angle entre le rayon incident et l'axe $-z$ est noté χ , son complémentaire α est l'angle d'incidence. L'axe ox appartient au plan contenant le rayon incident. Ce plan contient les angles $\phi = 0$ et $\phi = \pi$. Le cylindre de rayon a occupe la région de l'espace $r \leq a$. Les rayons réfléchis extérieurement sur la surface du cylindre, réfractés ou réfléchis à l'intérieur de celui-ci, vont obéir aux lois de Snell-Descartes et les angles d'incidence et d'émergence seront identiques. En conséquence le faisceau diffusé sera confiné dans un cône dont la génératrice forme un angle α avec le plan xy .

Cette caractéristique est aisément vérifiée avec l'expérience présentée en figure 2: Un barreau de verre de $1034 \mu m$ de diamètre est éclairé par un faisceau laser He-Ne ($0.633 \mu m$). Le faisceau diffusé est observé dans un plan normal à l'axe du cylindre (Gary et Craven, 1970).

L'angle $\phi \in [0, 2\pi]$, est l'angle de diffusion azimutal. L'angle de diffusion Θ qui est l'angle entre la direction de l'onde incidente et celle de l'onde émergente, s'obtient facilement en trigonométrie sphérique, et l'on obtient la relation suivante:

$$\cos\Theta = \sin^2\alpha + \cos\phi\cos^2\alpha \quad (1)$$

L'angle Θ est toujours inférieur à ϕ , sauf dans le cas de l'incidence normale où $\Theta = \phi$. Le problème de la polarisation du rayonnement diffusé se résoud si l'on considère que l'onde plane incidente est une onde elliptique constituée par la superposition de deux ondes planes polarisées rectilignement.

Onde 1 : Le champ électrique vibre rectilignement dans le plan formé par l'axe z et le rayon incident.

Onde 2 : Le champ électrique vibre perpendiculairement à ce plan.
Ces deux cas étant traités séparément, l'onde diffusée sera obtenue par une superposition linéaire des solutions obtenues par les ondes 1 et 2.

2.2 RESOLUTION DES EQUATIONS DE MAXWELL

Une onde électromagnétique se propageant dans un milieu linéaire absorbant dépourvu de charges électriques obéit aux équations de Maxwell:

$$\left[\begin{array}{l} \vec{\text{rot}} \vec{E} = -\partial \vec{B} / \partial t \\ \vec{\text{rot}} \vec{H} = \sigma \vec{E} + \partial \vec{D} / \partial t \\ \text{div} \vec{D} = 0 \\ \text{div} \vec{B} = 0 \end{array} \right. \quad (2)$$

où \vec{E} représente le vecteur champ électrique. \vec{D} est le vecteur excitation électrique, \vec{B} le vecteur champ magnétique et \vec{H} le vecteur excitation magnétique. σ est la conductivité du milieu considéré. Nous avons de plus $\vec{D} = \epsilon \vec{E}$ et $\vec{B} = \mu \vec{H}$, où ϵ et μ représentent respectivement la permittivité et la perméabilité du milieu. S'il s'agit d'un champ périodique de pulsation ω , nous obtenons en notation complexe:

$$\left[\begin{array}{l} \vec{\text{rot}} \vec{E} = -i\omega\mu \vec{H}, \\ \vec{\text{rot}} \vec{H} = i\omega \tilde{\epsilon} \vec{E}, \end{array} \right. \quad (3)$$

avec $\tilde{\epsilon} = \epsilon - i\sigma/\omega$. i est la base des imaginaires.

Cela entraîne l'existence d'un indice de réfraction \tilde{m} défini par $\tilde{m}^2 = \tilde{\epsilon} \mu c^2$. La conductivité du milieu traduit l'absorption de l'onde dans ce milieu. L'indice de réfraction s'écrira $\tilde{m} = m' - im''$ où m' et m'' représentent les parties réelles et imaginaires de l'indice.

Si l'on introduit le module du vecteur d'onde $k = 2\pi/\lambda = \omega/c$, nous obtenons:

$$\left[\begin{array}{l} \vec{\text{rot}} \vec{E} = -ikc\mu \vec{H}, \\ \vec{\text{rot}} \vec{H} = ik \tilde{m}^2 / \mu c \vec{E}. \end{array} \right. \quad (4)$$

La composition de ces deux équations donne:

$$\vec{\Delta} \vec{A} + k^2 \tilde{m}^2 \vec{A} = 0. \quad (5)$$

où \vec{A} représente \vec{E} ou \vec{H} . En fait, chaque coordonnée cartésienne des champs magnétique et électrique satisfait à l'équation scalaire:

$$\Delta \Psi + k^2 \tilde{m}^2 \Psi = 0. \quad (6)$$

Des solutions élémentaires de l'équation (5) s'obtiennent à l'aide du théorème suivant:

Si Ψ satisfait à l'équation d'onde scalaire, les vecteurs \vec{M}_Ψ et \vec{N}_Ψ définis par:

$$\vec{M}_\Psi = \vec{rot} (\vec{a}_z \Psi) \quad (7)$$

et

$$\tilde{m} k \vec{N}_\Psi = \vec{rot} (\vec{M}_\Psi), \quad (8)$$

vont satisfaire à l'équation vectorielle (5), \vec{a}_z étant le vecteur unitaire porté par l'axe oz . Remarquons que \vec{M}_Ψ et \vec{N}_Ψ sont orthogonaux.

Dans le système de coordonnées cylindriques (r, ϕ, z) de vecteurs unitaires $(\vec{a}_r, \vec{a}_\phi, \vec{a}_z)$, les vecteurs \vec{M}_Ψ et \vec{N}_Ψ s'écrivent :

$$\vec{M}_\Psi = \vec{a}_r \frac{1}{r} \frac{\partial \Psi}{\partial \phi} - \vec{a}_\phi \frac{\partial \Psi}{\partial r} \quad (9)$$

$$\tilde{m} k \vec{N}_\Psi = \vec{a}_r \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z \partial r} + \vec{a}_\phi \frac{1}{r} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z \partial \phi} - \vec{a}_z \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \Psi}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial \phi^2} \right). \quad (10)$$

Une simple substitution montre que si u et v sont deux solutions orthogonales de l'équation d'onde scalaire et si $\vec{M}_u, \vec{M}_v, \vec{N}_u, \vec{N}_v$ en sont les champs de vecteurs dérivés, les équations de Maxwell sont vérifiées si l'on prend :

$$\begin{cases} \vec{E} = \vec{M}_v + i \vec{N}_u \\ \vec{H} = \tilde{m} (-\vec{M}_u + i \vec{N}_v). \end{cases} \quad (11)$$

Remarquons que \vec{E} est alors orthogonal à \vec{H} et que \vec{H} est exprimé à une constante près.

L'équation scalaire (6) développée en coordonnées cylindriques donne:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \Psi}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial \phi^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} + \tilde{m}^2 k^2 \Psi = 0. \quad (12)$$

Une méthode de résolution de cette équation consiste à séparer les variables et donc à donner à Ψ la forme suivante:

$$\Psi(r, \phi, z, t) = R(r) \Phi(\phi) C(z) \exp(i\omega t) \quad (13)$$

Ce mode de résolution aboutit à une solution du type:

$$\Psi_n = \exp(i\omega t - hz) \exp(in\phi) C_n(\tilde{j} r), \quad (14)$$

où $\tilde{j} = (\tilde{m}^2 k^2 - h^2)^{1/2}$, h est arbitraire, n est un entier et la fonction radiale C_n est une fonction de Bessel d'ordre n . Nous obtenons alors, à l'aide des équations 9 et 10, une expression développée des équations 11.

$$\begin{aligned} \vec{E} &= \vec{a}_r \left(\frac{inv}{r} + \frac{h}{\tilde{m} k} \frac{\partial u}{\partial r} \right) + \vec{a}_\phi \left(-\frac{\partial v}{\partial r} - \frac{inh}{\tilde{m} kr} u \right) + \vec{a}_z \frac{i(\tilde{m}^2 k^2 - h^2)}{\tilde{m} k} u, \\ \vec{H} &= \vec{a}_r \left(-\frac{i \tilde{m} n}{r} u + \frac{h}{k} \frac{\partial v}{\partial r} \right) + \vec{a}_\phi \left(\tilde{m} \frac{\partial u}{\partial r} - \frac{inh}{kr} v \right) + \vec{a}_z \frac{i(\tilde{m}^2 k^2 - h^2)}{k} v. \end{aligned} \quad (15)$$

2.3 EXPRESSION GENERALE DE L'ONDE INCIDENTE

L'onde scalaire plane incidente Ψ_o d'amplitude unité, de pulsation ω et de vecteur d'onde \vec{k} s'écrit en un point repéré par le rayon vecteur \vec{OP} de composantes (x, y, z) :

$$\Psi_o = \exp i(\omega t - \vec{k} \vec{OP}). \quad (16)$$

Le vecteur \vec{k} appartenant au plan (xOz) (figure 1), dans le système (x, y, z) ses composantes s'écrivent $(k \cos \alpha, 0, k \sin \alpha)$. Nous obtenons donc:

$$\Psi_o = \exp i(\omega t - lx - hz) \quad (17)$$

où nous avons posé $h = k \sin \alpha$ et $l = k \cos \alpha$.

2.3.1 Décomposition de l'onde incidente en mode T.E. et T.M.

Une onde scalaire incidente Ψ_o se propageant dans un milieu d'indice $\tilde{m} = 1$ définit les vecteurs \vec{M}_{Ψ_o} et \vec{N}_{Ψ_o} (Relations 7 et 8). En coordonnées cartésiennes (x, y, z) ces vecteurs s'obtiennent très facilement:

$$\begin{cases} \vec{M}_{\Psi_o} = (0, il\Psi_o, 0) \\ k \vec{N}_{\Psi_o} = (-hl\Psi_o, 0, l^2\Psi_o). \end{cases} \quad (18)$$

Considérons séparément deux cas particuliers :

a) $u = \Psi_o, v = 0$.

Une substitution directe des équations 18 dans les équations 11 donne:

$$\begin{cases} \vec{E} = ilu(-\sin\alpha, 0, \cos\alpha) \\ \vec{H} = ilu(0, -1, 0). \end{cases} \quad (19)$$

\vec{E} appartient au plan xOz , \vec{H} lui est perpendiculaire.

b) $u = 0, v = \Psi_o$.

Nous obtenons de la même façon:

$$\begin{cases} \vec{E} = ilv(0, 1, 0) \\ \vec{H} = ilv(-\sin\alpha, 0, \cos\alpha) \end{cases} \quad (20)$$

\vec{H} appartient au plan xOz , \vec{E} lui est perpendiculaire.

Nous appelons le cas a, mode transversal magnétique (T.M.), le cas b est le mode transversal électrique (T.E.)

L'onde incidente généralement polarisée elliptiquement est alors formée à l'aide d'une superposition de ces deux modes orthogonaux.

Pour un point repéré en coordonnées cylindriques par ses composantes (r, ϕ, z) , nous avons la correspondance en coordonnées cartésiennes $(x = r\cos\phi, y = r\sin\phi, z)$.

Nous obtenons donc $\exp(-ilx) = \exp(-ilr\cos\phi)$.

Appliquons le théorème d'addition des fonctions de Bessel, au terme $\exp(-ilr\cos\phi)$ (Abramovitz et Stegun, 1972), nous obtenons ainsi:

$$\exp(-ilr\cos\phi) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} (-i)^n J_n(lr) \exp(in\phi) \quad (21)$$

où $J_n(lr)$ est la fonction de Bessel de première espèce d'ordre n . Cela donne:

$$\Psi_o = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} F_n J_n(lr) \quad (22)$$

où:

$$F_n = (-i)^n \exp(i(\omega t + n\phi - hz)). \quad (23)$$

2.4 EXPRESSION GENERALE DE L'ONDE DIFFUSEE

Nous supposons une décomposition du même type pour l'onde qui a pénétré dans le cylindre et pour celle qui est sortie du cylindre que nous nommerons onde diffusée. Afin de faciliter la résolution du problème nous considérerons l'onde incidente décomposée en ondes T.E. et T.M., nous introduirons donc des ondes scalaires u et v pour les ondes transmises et diffusées. Pour l'onde diffusée, des conditions aux limites à l'infini imposent pour la fonction radiale $C_n(\tilde{j} r)$ d'être une fonction de Hankel de deuxième type: $H_n^{(2)}(r(k^2 - h^2)^{1/2}) = H_n^{(2)}(lr)$. Pour l'onde intérieure au cylindre, il est nécessaire de prendre la fonction de Bessel du premier type $J_n(\tilde{j} r)$ qui prend une valeur finie en $r = 0$. Nous obtenons alors pour le mode T.M. avec:

$$u_i = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} F_n J_n(lr), \quad v_i = 0 \quad (24)$$

Pour $r > a$:

$$\begin{aligned} u_s &= \sum_{n=-\infty}^{+\infty} -b_{n1} F_n H_n^{(2)}(lr) \\ v_s &= \sum_{n=-\infty}^{+\infty} -a_{n1} F_n H_n^{(2)}(lr). \end{aligned} \quad (25)$$

Pour $r < a$:

$$u_t = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} d_{n1} F_n J_n(\tilde{j} r) \quad (26)$$

$$v_t = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} c_{n1} F_n J_n(\tilde{j} r).$$

De même pour le mode T.E., nous avons :

$$u_i = 0, \quad v_i = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} F_n J_n(lr) \quad (27)$$

Pour $r > a$:

$$u_s = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} -b_{n2} F_n H_n^{(2)}(lr) \quad (28)$$

$$v_s = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} -a_{n2} F_n H_n^{(2)}(lr)$$

Pour $r < a$:

$$u_t = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} d_{n2} F_n J_n(\tilde{j} r) \quad (29)$$

$$v_t = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} c_{n2} F_n J_n(\tilde{j} r)$$

Les conditions de passage en $r = a$ imposent la continuité des composantes tangentielles à la génératrice du cylindre pour les vecteurs champ électrique \vec{E} et excitation magnétique \vec{H} , et ce, pour les modes T.E. et T.M.

$$\begin{cases} E_\phi^i + E_\phi^s = E_\phi^t \\ E_z^i + E_z^s = E_z^t \\ H_\phi^i + H_\phi^s = H_\phi^t \\ H_z^i + H_z^s = H_z^t \end{cases} \quad (30)$$

Les indices z et ϕ représentent les composantes des vecteurs respectivement suivant l'axe du cylindre et suivant une tangente à sa section droite.

A l'aide des relations (15), (25), (26), (28), et (29) les conditions de passage donnent des équations linéaires permettant de résoudre les coefficients de diffusion appartenant à l'espace complexe a_{n1} , b_{n1} , a_{n2} et b_{n2} .

Nous obtenons :

$$\begin{aligned} a_{n1} = -b_{n2} &= P_n Q_n \frac{A_n(\epsilon_1) - B_n(\epsilon_1)}{Q_n^2 + A_n(\epsilon_1)A_n(\epsilon_2)} \\ b_{n1} &= P_n \frac{Q_n^2 + A_n(\epsilon_1)B_n(\epsilon_2)}{Q_n^2 + A_n(\epsilon_1)A_n(\epsilon_2)} \\ a_{n2} &= P_n \frac{Q_n^2 + B_n(\epsilon_1)A_n(\epsilon_2)}{Q_n^2 + A_n(\epsilon_1)A_n(\epsilon_2)} \end{aligned} \quad (31)$$

où:

$$\begin{aligned} A_n(\epsilon_{1,2}) &= \tilde{j} \frac{H_n^{(2)}(la)}{H_n^{(2)}(l\tilde{j}a)} - \epsilon_{1,2} l \frac{J_n'(\tilde{j}a)}{J_n(\tilde{j}a)}, \\ B_n(\epsilon_{1,2}) &= \tilde{j} \frac{J_n'(la)}{J_n(la)} - \epsilon_{1,2} l \frac{J_n'(\tilde{j}a)}{J_n(\tilde{j}a)}, \\ P_n &= \frac{J_n(la)}{H_n^{(2)}(la)}, \\ Q_n &= \frac{inh(l^2 - \tilde{j}^2)}{Xl\tilde{j}}. \end{aligned} \quad (32)$$

Dans ces équations, nous avons:

- $\epsilon_1 = 1$, $\epsilon_2 = \tilde{m}^2$, $X = ka = 2\pi a/\lambda$, où λ est la longueur d'onde du rayonnement incident.
 - $J_n(z)$ et $J_n'(z)$ (avec $z = la$ ou $\tilde{j}a$) sont les fonctions de Bessel de première espèce et leur dérivée première.
 - Les fonctions $H_n^{(2)}(z)$ et $H_n^{(2)'}(z)$, où $z = la$, sont les fonctions de Hankel de deuxième type et leur dérivée première.
- ($H_n^{(2)}(z) = J_n(z) - iY_n(z)$ où $Y_n(z)$ est une fonction de Bessel de deuxième espèce).

Remarquons que :

1- / $a_{01} = 0$, $a_{n1} = -a_{-n1}$, $b_{n1} = b_{-n1}$ et $a_{n2} = a_{-n2}$.

2- / Pour l'incidence extrême $\alpha = \pi/2$, c'est à dire pour un faisceau incident parallèle à l'axe du cylindre, ou bien pour un rayon de cylindre $a \rightarrow 0$, la détermination des coefficients de diffusion nécessite un calcul de limite. Nous avons dans ces cas $l \rightarrow 0$, ce qui entraîne $P_n \rightarrow 0$. a_{n1} , a_{n2} et b_{n1} tendent alors vers zéro.

2.4.1 Intensité diffusée à grande distance

Lorsque lr tend vers l'infini, la fonction de Hankel du deuxième type devient:

$$H_n^{(2)}(lr) \simeq (2/\pi lr)^{1/2} \exp[-i(lr - (2n + 1)\pi/4)] \quad (33)$$

a/ Cas du mode T.M.

Cette équation reportée dans les relations (25) pour le mode T.M. que l'on repère par l'exposant a donne successivement:

$$u_s^a = (2/\pi lr)^{1/2} T_1(\phi) \exp i(\omega t - hz - lr - 3\pi/4), \quad (34)$$

où:

$$T_1(\phi) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} b_{n1} \exp(in\phi) = b_{01} + 2 \sum_{n=1}^{\infty} b_{n1} \cos(n\phi), \quad (35)$$

et

$$v_s^a = (2/\pi lr)^{1/2} T_2(\phi) \exp i(\omega t - hz - lr - 3\pi/4), \quad (36)$$

avec:

$$T_2(\phi) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} a_{n1} \exp(in\phi) = 2i \sum_{n=1}^{\infty} a_{n1} \sin(n\phi). \quad (37)$$

Ces expressions, remplacées dans les relations (15), où nous avons négligé les termes en $1/r$ devant les termes en $1/r^{1/2}$, nous donnent les composantes du champ électrique diffusé à grande distance par le cylindre:

$$\vec{E}_s^a \simeq \vec{a}_r (-iku_s^a \sin\alpha \cos\alpha) + \vec{a}_\phi (ikv_s^a \cos\alpha) + \vec{a}_z (iku_s^a \cos^2\alpha). \quad (38)$$

Dans le système de coordonnées sphériques $(\vec{a}_\alpha, \vec{a}_\phi, \vec{a}_R)$, nous obtenons à l'aide du changement de base suivant (figure 1):

$$\begin{cases} \vec{a}_R = \vec{a}_r \cos\alpha + \vec{a}_z \sin\alpha \\ \vec{a}_\alpha = -\vec{a}_r \sin\alpha + \vec{a}_z \cos\alpha, \end{cases} \quad (39)$$

les composantes du champ électrique diffusé à grande distance:

$$\vec{E}_s^a = \begin{cases} E_{\alpha s}^a \simeq iku_s^a \cos\alpha = il(2/\pi lr)^{1/2} T_1(\phi) \exp(i(\omega t - lr - hz - 3\pi/4)) \\ E_{\phi s}^a \simeq ikv_s^a \cos\alpha = il(2/\pi lr)^{1/2} T_2(\phi) \exp(i(\omega t - lr - hz - 3\pi/4)) \\ E_{R s}^a \simeq 0. \end{cases} \quad (40)$$

Dans cette expression $lr + hz = kR$ où R représente le trajet parcouru par l'onde diffusée. Remarquons que le vecteur champ électrique diffusé reste transversal ($E_{R s}^a \simeq 0$) mais contient désormais une composante de dépolarisation.

L'intensité I_0 de l'onde électromagnétique incidente est égale à $\vec{E}\vec{E}^*$ où \vec{E}^* représente le vecteur champ électrique conjugué du vecteur \vec{E} :

$$I_0 = l^2 |u|^2 = k^2 \cos^2\alpha. \quad (41)$$

A la composante suivant la direction \vec{a}_α du champ électrique diffusé \vec{E}_s^a , va correspondre une intensité $I_1 = \vec{E}_{\alpha s}^a \vec{E}_{\alpha s}^{a*}$, ce qui donne:

$$I_1 = \frac{2I_0}{\pi l r} i_1, \quad (42)$$

avec le coefficient d'intensité $i_1 = |T_1(\phi)|^2$.

Suivant la composante \vec{a}_ϕ , nous avons l'intensité $I_2 = \vec{E}_{\phi_s}^a \cdot \vec{E}_{\phi_s}^{a*}$, ou encore:

$$I_2 = \frac{2I_0}{\pi l r} i_2, \quad (43)$$

avec $i_2 = |T_2(\phi)|^2$.

Le vecteur \vec{a}_α appartient à un plan de même nature que le plan d'incidence, c'est à dire à un plan formé par l'axe du cylindre et par la direction \vec{a}_R du faisceau diffusé. I_1 sera nommée l'intensité diffusée. Par contre, puisque \vec{a}_ϕ appartient à un plan perpendiculaire à ce plan, nous nommerons I_2 l'intensité de dépolarization.

b/ Cas du mode T.E.

Le développement de la fonction de Hankel du deuxième type pour des arguments très grands, va donner cette fois, affectés de l'exposant b (relations 28):

$$v_s^b = (2/\pi l r)^{1/2} T_3(\phi) \exp i(\omega t - h z - l r - 3\pi/4), \quad (44)$$

où:

$$T_3(\phi) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} a_{n2} \exp(in\phi) = a_{02} + 2 \sum_{n=1}^{\infty} a_{n2} \cos(n\phi), \quad (45)$$

et

$$u_s^b = (2/\pi lr)^{1/2} T_4(\phi) \exp i(\omega t - lz - lr - 3\pi/4), \quad (46)$$

avec:

$$T_4(\phi) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} b_{n2} \exp(in\phi) = 2i \sum_{n=1}^{\infty} b_{n2} \sin(n\phi). \quad (47)$$

Ces relations permettent d'obtenir, à l'aide de (15), le champ électrique diffusé:

$$\vec{E}_s^b \simeq \vec{a}_r (-iku_s^b \sin\alpha \cos\alpha) + \vec{a}_\phi (ikv_s^b \cos\alpha) + \vec{a}_z (iku_s^b \cos^2\alpha). \quad (48)$$

Dans le système de coordonnées sphériques $(\vec{a}_\alpha, \vec{a}_\phi, \vec{a}_R)$, nous obtenons le champ transversal:

$$\vec{E}_s^b = \begin{cases} E_{\alpha s}^b \simeq il(2/\pi lr)^{1/2} T_4(\phi) \exp i(\omega t - lr - lz - 3\pi/4) \\ E_{\phi s}^b \simeq il(2/\pi lr)^{1/2} T_3(\phi) \exp i(\omega t - lr - lz - 3\pi/4) \\ E_{R s}^b \simeq 0. \end{cases} \quad (49)$$

A la composante du champ suivant le vecteur unitaire \vec{a}_ϕ va donc correspondre l'intensité diffusée:

$$I_3 = \frac{2I_0}{\pi lr} i_3, \quad (50)$$

où $i_3 = |T_3(\phi)|^2$.

Le vecteur \vec{a}_ϕ appartenant à un plan normal à l'axe du cylindre, I_3 correspond à un plan de polarisation parallèle au plan de polarisation de l'onde incidente. Pour la composante suivant \vec{a}_α du champ électrique \vec{E}_s^b qui appartient à un plan perpendiculaire au plan de polarisation incident, nous aurons l'intensité de dépolarisation:

$$I_4 = \frac{2I_0}{\pi l r} i_4, \quad (51)$$

avec $i_4 = |T_4(\phi)|^2$.

Remarquons d'après (31), (37) et (47) que $i_2 = i_4$.

c/ Cas de l'onde incidente polarisée circulairement

Supposons une onde plane incidente polarisée circulairement d'intensité I_0 . Nous pouvons la décomposer selon les modes T.M. et T.E. en deux ondes d'égale intensité $I_0/2$. L'onde diffusée aura une intensité $I = I_i + I_d$ où I_i représente la somme des intensités diffusées en mode T.M. et T.E. soit:

$$I_i = \frac{I_0}{\pi l r} (i_1 + i_3). \quad (52)$$

I_d représente la somme des intensités de dépolarisation pour les modes T.M. et T.E.

$$I_d = \frac{I_0}{\pi l r} (i_2 + i_4). \quad (53)$$

L'intensité totale de l'onde diffusée est alors égale à:

$$I = \frac{I_0}{\pi l r} \sum_{n=1}^4 i_n. \quad (54)$$

2.5 CALCUL DES COEFFICIENTS D'INTENSITE

La détermination des coefficients d'intensité i_1 , i_2 et i_3 passe par le calcul des coefficients a_{n1} , b_{n1} et a_{n2} . Ceux-ci nécessitent une détermination des fonctions de Bessel de première

et deuxième espèce $J_n(z)$ et $Y_n(z)$ ainsi que de leur dérivée première $J'_n(z)$ et $Y'_n(z)$ pour tout ordre n entier et pour tout argument z pouvant appartenir à l'espace complexe \mathbb{C} .

2.5.1 Calcul des fonctions de Bessel (Abramowitz et Stegun, 1972):

Le calcul des fonctions de Bessel effectué à l'aide des séries ascendantes aboutit rapidement à des dépassements de capacité d'un ordinateur classique, aussi faut-il utiliser une méthode de calcul faisant appel à la relation de récurrence suivante:

$$C_{n-1}(z) = \frac{2n}{z}C_n(z) - C_{n+1}(z), \quad (55)$$

où C est l'une quelconque des fonctions de Bessel, n et z sont respectivement l'ordre entier et l'argument éventuellement complexe de la fonction.

Calcul des $J_n(z)$.

Les fonctions $J_n(z)$ étant des fonctions décroissantes de n , nous poserons pour un ordre pair assez élevé (pratiquement $2p = n + 50$):

$$J_{2p}(z) = 0 \quad (56)$$

et

$$J_{2p-1}(z) = 1. \quad (57)$$

Nous appliquons la récurrence (55) pour les ordres $2p - 2, 2p - 3, \dots, 1$. Les grandeurs arbitraires obtenues, nous donnent grâce à la relation de normalisation ci-dessous:

$$J_0(z) + 2J_2(z) + \dots + 2J_{2p}(z) = 1, \quad (58)$$

les fonctions de Bessel du premier type $J_n(z)$ pour les ordres $0, \dots, n$ et pour tout argument z .

Si l'argument z est petit ($|z| < 10^{-3}$), nous utilisons une forme approchée des fonctions de Bessel du premier type:

$$J_0(z) = 1 - \left(\frac{z}{2}\right)^2 + \frac{1}{(2!)^2} \left(\frac{z}{2}\right)^4 \quad (59)$$

et

$$J_n(z) = \frac{1}{n!} \left(\frac{z}{2}\right)^n, \quad n = 1, 2, \dots \quad (60)$$

Cette dernière procédure nous permet d'obtenir une précision excellente sur le calcul des fonctions de Bessel de premier type, d'argument $|z|$ plus petit ou égal à 10^{-3} .

Calcul des $Y_n(z)$.

Les fonctions du premier type $J_n(z)$ étant calculées, nous évaluons $Y_0(z)$ à l'aide de la série ascendante suivante:

$$Y_0(z) = \frac{2}{\pi} \left(L n \frac{z}{2} + \gamma \right) J_0(z) - \frac{4}{\pi} \sum_{k=1}^{\infty} (-1)^k \frac{J_{2k}(z)}{k}, \quad (61)$$

où γ représente la constante d'Euler.

Pratiquement, la sommation est arrêtée à l'ordre $k = K$ lorsque le terme d'ordre $K + 1$ est inférieur à 10^{-18} . Le wronskien (relation croisée) est utilisé pour obtenir $Y_1(z)$:

$$J_1(z)Y_0(z) - J_0(z)Y_1(z) = \frac{2}{\pi z}. \quad (62)$$

La relation de récurrence (55), permet par la suite d'obtenir les fonctions de Bessel du deuxième type $Y_n(z)$ pour tout ordre n .

2.5.2 Remarque concernant le calcul des coefficients a_{n1} , b_{n1} et a_{n2} .

La détermination de ces coefficients fait appel au calcul des fonctions A_n et B_n (Relations 32) qui font intervenir les rapports $C'_n(z)/C_n(z)$ que nous déterminons grâce aux relations de récurrence suivantes:

$$C'_n(z) = C_{n-1}(z) - \frac{n}{z}C_n(z), \quad (63)$$

et

$$C_{-n}(z) = (-1)^n C_n(z). \quad (64)$$

Nous obtenons ainsi, pour tout ordre n :

$$\frac{C'_n(z)}{C_n(z)} = \frac{C_{n-1}(z)}{C_n(z)} - \frac{n}{z}. \quad (65)$$

2.5.3 Optimisation du calcul

Compte tenu des propriétés de convergence des fonctions de Bessel, la rapidité de convergence des séries apparaissant dans les relations 35, 37, 45 et 47 est fonction de l'argument réel $z = la$ ($\in \mathbf{R}$) ou complexe $\tilde{z} = \tilde{j} a$ ($\in \mathbf{C}$). Etant donné la précision souhaitée sur la détermination des coefficients d'intensité, le nombre de termes nécessaires à l'obtention de ces coefficients, c'est à dire l'ordre maximum des fonctions de Bessel $J_n(z)$, va croître avec l'argument z . Des tests effectués pour tous les arguments z possibles c'est à dire variant de $2 \cdot 10^{-4}$ à 300, qu'ils soient réels ou complexes et dans ce cas les tests ont porté sur les modules des arguments, nous ont permis de paramétrer l'ordre maximum n_{max} nécessaire à une bonne précision du calcul. Ces tests sont tels que les parties réelles et imaginaires des

derniers termes des coefficients d'intensité sont toujours tous deux inférieures à 10^{-14} . Les figures 3a et 3b présentent n_{max} en fonction respectivement de $Log_{10}z$ et de $Log_{10}|\tilde{z}|$. Dans les deux cas, l'ordre maximum n_{max} nécessaire, pour un argument z (ou un module d'argument $|\tilde{z}|$) donné se paramétrise très bien à l'aide de séries en puissance de l'argument limitées à trois termes:

$$n_{max} = \sum_{i=1}^3 \alpha_i \zeta^{\beta_i}$$

où les couples (α_i, β_i) dépendent du fait que $\zeta = z$ ou $\zeta = |\tilde{z}|$.

2.5.4 Coefficients d'intensité

Si l'on se donne un rayon a du cylindre, un angle de diffusion azimutal ϕ et un angle d'incidence α , les coefficients d'intensité i_1, i_2, i_3 et i_4 sont totalement définis pourvu que la longueur d'onde λ du rayonnement incident et l'indice de réfraction complexe $\tilde{m} = m' - im''$ du milieu soient connus.

Les calculs numériques sont effectués à l'aide des ordinateurs HP 9000 série 800 ou Silicone Graphics du Laboratoire d'Optique Atmosphérique.

Pour illustrer le calcul des coefficients d'intensité, nous avons choisi les cas 1, 4 et 7 pris parmi le tableau I ci-dessous. Les indices de réfraction et d'extinction de la glace qui interviennent dans les calculs sont ceux déterminés par Irvine et Pollak (1968) pour les cas 1 à 7, et ceux déterminés par Kattawar et Plass (1967) pour le cas 8. Bien que ces références en la matière ne soient pas les plus récentes, elles ont été utilisées de façon à permettre la comparaison de nos résultats avec ceux d'auteurs les ayant utilisés.

$\lambda(\mu m)$	m'	m''	N° du Cas
0,70	1,310	0,00000	1
2,00	1,291	0,00161	2
2,50	1,235	0,00079	3
3,00	1,130	0,22730	4
3,50	1,422	0,01630	5
6,05	1,235	0,06470	6
10,00	1,152	0,04130	7
11,00	1,290	0,09540	8

Tableau I: Indices complexes de la glace pour les différents cas étudiés.

Nous avons tracé les coefficients d'intensité i_1 , i_2 et i_3 pour des rayons respectivement $a = 5\mu m$ et $a = 10\mu m$ et pour des angles d'observation ϕ variant de 0 à 180° par pas de $0,5^\circ$. Nous avons choisi de représenter les cas 1, 4 et 7 du tableau I avec des angles d'incidence $\alpha = 5^\circ$ proche de l'incidence normale, 45° , 85° proche de l'incidence rasante, et $\alpha = 70^\circ$ pour le cas 1 uniquement. Puisque le cylindre est infiniment long, l'incidence rasante $\alpha = 0^\circ$ est un cas de singularité. Les figures 4, 5, 6 et 7 présentent les coefficients d'intensité i_1 , i_2 et i_3 (échelles Log_{10}) en fonction de l'angle de diffusion azimutal ϕ pour les cas cités ci-dessus. Remarquons, de façon générale que le nombre d'oscillations décroît lorsque l'angle d'incidence augmente. Le coefficient de dépolarisation i_2 tend vers zéro pour les angles $\phi = 0^\circ$ et $\phi = 180^\circ$: la lumière diffusée reste alors dans le même état de polarisation que le rayonnement incident. Sur i_1 et i_3 , un pic de diffraction prononcé apparaît en direction avant pour des faibles angles d'incidence et il existe un minimum prononcé pour l'angle d'observation $\alpha = 90^\circ$.

3 SECTION EFFICACE DE DIFFUSION PAR UNITE DE LONGUEUR

L'intensité diffusée à distance r de l'axe du cylindre est intégrée à travers une surface cylindrique de longueur L et de rayon r afin d'obtenir l'énergie totale diffusée $W_s = LC_s I_0$ traversant cette surface (Van de Hulst, 1981). I_0 représente l'intensité du rayonnement incident et C_s , la section de diffusion par unité de longueur du cylindre. Nous écrirons:

$$W_s = \int_0^L \int_0^{2\pi} I \cos\alpha r d\phi dL, \quad (66)$$

où I est l'intensité totale de l'onde diffusée (relation 54). Cela donne la section efficace de diffusion par unité de longueur du cylindre pour une incidence α et un paramètre $X = 2\pi a/\lambda$ donnés:

$$C_s(X, \alpha) = \frac{1}{\pi k} \int_0^{2\pi} \left(\sum_{n=1}^4 i_n \right) d\phi. \quad (67)$$

Ou encore, avec les définitions des coefficients d'intensité:

$$C_s(X, \alpha) = \frac{2}{k} [|b_{01}|^2 + |a_{02}|^2 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} (|a_{n1}|^2 + |a_{n2}|^2 + |b_{n1}|^2 + |b_{n2}|^2)]. \quad (68)$$

4 SECTION EFFICACE D'EXTINCTION PAR UNITE DE LONGUEUR

L'onde diffusée à grande distance dans la direction du rayonnement incident, c'est à dire dans la direction définie par $\phi = 0^\circ$, ne pouvant être distinguée du faisceau incident, nous évaluons le flux qui serait mesuré par un détecteur placé dans la direction du faisceau incident après traversée de l'élément diffusant (Van de Hulst, 1981).

Evaluons l'amplitude du champ électrique combiné \vec{E}_T , c'est à dire la somme des amplitudes des champs incidents et diffusés, lorsque l'onde incidente est la somme des ondes de mode T.M. et T.E:

Dans le système de coordonnées $(\vec{a}_\alpha, \vec{a}_\phi, \vec{a}_R)$, le champ incident s'écrit:

$$\vec{E}_0 = il\psi_0 \begin{cases} 1 \\ 1 \\ 0 \end{cases} \quad (69)$$

avec $\psi_0 = \exp i(\omega t - lx - hz)$.

Pour le champ diffusé, nous avons:

$$\vec{E}_s = il\psi_0 \left(\frac{2}{\pi lr} \right)^{1/2} \exp i(lx - lr - 3\pi/4) \begin{cases} T_1(0) \\ T_3(0) \\ 0 \end{cases} \quad (70)$$

ce qui donne le champ électrique combiné $\vec{E}_T = \vec{E}_s + \vec{E}_0$:

$$\vec{E}_T = il\psi_0 \begin{cases} 1 + (2/\pi lr)^{1/2} T_1(0) \exp i(lx - lr - 3\pi/4) \\ 1 + (2/\pi lr)^{1/2} T_3(0) \exp i(lx - lr - 3\pi/4) \\ 0 \end{cases} \quad (71)$$

Dans la mesure où l'observation s'effectue à grande distance de l'élément diffusant ($1/r \ll 1/r^{1/2}$), nous obtenons l'intensité combinée:

$$I_T = |\vec{E}_s + \vec{E}_0|^2 \simeq |\vec{E}_0|^2 \left\{ 1 + \left(\frac{2}{\pi l r}\right)^{1/2} \Re [(T_1(0) + T_3(0)) \exp(i l x - l r - \frac{3\pi}{4})] \right\}, \quad (72)$$

où $\Re[C]$ signifie que c'est la partie réelle du nombre complexe C qui est prise en compte. Dans la zone de diffusion avant, que l'on définit par $\phi = 0^\circ$, nous avons $y \ll r$, ce qui donne au premier ordre $x - r \simeq -y^2/2r$, d'où:

$$I_T \simeq I_0 \left\{ 1 + \left(\frac{2}{\pi l r}\right)^{1/2} \Re [(T_1(0) + T_3(0)) \exp\left(\frac{-3i\pi}{4}\right) \exp\left(\frac{-ily^2}{2r}\right)] \right\}, \quad (73)$$

où I_0 représente l'intensité du rayonnement incident.

Nous obtenons alors l'énergie reçue sur une surface rectangulaire \mathcal{S} de longueur L dans la direction de l'axe du cylindre et de largeur b dans la direction y :

$$W = \int_0^L \int_0^b I_T \cos \alpha \, dz \, dy,$$

ou encore:

$$W = I_0 L b \cos \alpha + I_0 L \left(\frac{2}{\pi l r}\right)^{1/2} \Re [(T_1(0) + T_3(0)) \exp\left(\frac{-3i\pi}{4}\right) \int_0^b \exp\left(\frac{-ily^2}{2r}\right) dy]. \quad (74)$$

Dès que l'on s'éloigne de la direction de diffusion avant, dans la direction y , I_T tend vers zéro, si bien que l'intégrale sur y peut être étendue sur le domaine $]-\infty, +\infty[$ et devient une intégrale de Fresnel dont le résultat est égal à:

$$\left(\frac{2\pi r}{l}\right)^{1/2} \exp\left(\frac{-i\pi}{4}\right).$$

D'où l'expression du flux combiné:

$$W = I_0 L b \cos \alpha - I_0 L \frac{2}{k} \Re [T_1(0) + T_3(0)], \quad (75)$$

Dans cette expression, $I_0 L b \cos \alpha$ représente l'énergie incidente sur la surface S . Le deuxième terme de cette expression représente l'atténuation d'énergie due à la présence d'une particule diffusante de longueur L . Ce terme, divisé par $I_0 L$, est la section efficace d'extinction C_e par unité de longueur du cylindre pour un paramètre X et pour une incidence α donnés. Avec les définitions des coefficients d'intensité, nous obtenons:

$$C_e(X, \alpha) = \frac{2}{k} \Re [a_{02} + b_{01} + 2 \sum_{n=1}^{\infty} (a_{n2} + b_{n1})]. \quad (76)$$

5 PARAMETRES OPTIQUES D'UN CYLINDRE DE GLACE DIFFUSANT

5.1 FACTEURS EFFICACES DE DIFFUSION ET D'EXTINCTION

Si l'on divise les sections efficaces par unité de longueur $C_s(X, \alpha)$ et $C_e(X, \alpha)$ par la section géométrique du cylindre de longueur unité (soit $2a$), nous obtenons les facteurs efficaces de diffusion et d'extinction par unité de longueur:

$$Q_s(X, \alpha) = \frac{1}{X} [|b_{01}|^2 + |a_{02}|^2 + 2 \sum_{n=1}^{K_s} (|a_{n1}|^2 + |a_{n2}|^2 + |b_{n1}|^2 + |b_{n2}|^2)], \quad (77)$$

$$Q_e(X, \alpha) = \frac{1}{X} \Re [a_{02} + b_{01} + 2 \sum_{n=1}^{K_e} (a_{n2} + b_{n1})]. \quad (78)$$

Les sommations qui apparaissent dans les relations 77 et 78 ainsi d'ailleurs que dans les relations 68 et 76 s'étendent théoriquement jusqu'à un ordre infini. Pratiquement, nous stoppons les sommations à un ordre K lorsque les termes d'ordre $K + 1$ provoquent des variations relatives sur Q_s et Q_e inférieures à 10^{-14} . Les figures 8a et 8b présentent en fonction du paramètre X pour une incidence $\alpha = 0^\circ$, les facteurs efficaces Q_s et Q_e pour les différentes longueurs d'onde $\lambda = 0,7\mu m, 2\mu m, 11\mu m$ et $3\mu m$ (cas 1 - 2 - 8 - 4 du tableau I, cet ordre correspondant à un indice imaginaire croissant). Pour la longueur d'onde $\lambda = 3\mu m$, nous obtenons une convergence rapide (dès $X \simeq 10$) de Q_e vers 2, valeur limite que l'on retrouve dans l'approximation de l'optique géométrique.

5.2 ALBEDO DE DIFFUSION SIMPLE, FONCTION DE DIFFUSION ET TAUX DE POLARISATION

Nous pouvons définir pour une onde plane incidente non polarisée:

1/- L'albédo de diffusion simple pour un cylindre sous une incidence α et un paramètre X donné:

$$\varpi_0(X, \alpha) = \frac{Q_s(X, \alpha)}{Q_e(X, \alpha)}. \quad (79)$$

2/- La fonction de diffusion représentant la distribution angulaire de la lumière diffusée. Cette fonction de l'angle de diffusion Θ dépend implicitement des angles azimutal ϕ et d'incidence α (Relation 1). Pour tous les angles azimutaux ϕ variant entre 0 et 2π , nous définissons:

$$\mathcal{P}(\Theta(\alpha, \phi); X) = \frac{\sum_{n=1}^4 i_n}{\int_0^{2\pi} (\sum_{n=1}^4 i_n) d\phi} = \frac{\sum_{n=1}^4 i_n}{\pi I C_s}. \quad (80)$$

3/- La polarisation angulaire de la lumière diffusée est caractérisée par son taux de polarisation:

$$p(\Theta(\alpha, \phi); X) = \frac{I_i - I_d}{I_i + I_d} = \frac{i_1 - i_2}{\sum_{n=1}^4 i_n}. \quad (81)$$

6 MODELES DE NUAGES DE GLACE

L'étude que nous venons de faire sur les paramètres optiques d'un cylindre de glace isolé est maintenant étendue à un nuage de cylindres de glace. Jayarewa et Mason (1965) ont étudié le comportement des cylindres en chute libre dans un fluide visqueux au repos et ont trouvé que si le rapport diamètre-longueur est inférieur à l'unité, le grand axe des cylindres reste horizontal. Dans ses études sur le comportement des cristaux de glace dans les nuages naturels, Ono (1969) a également montré que, en l'absence de perturbations dans le nuage, le grand axe des cristaux de glace en forme de colonnes est parallèle au sol. Aussi, nous considérons les modèles de nuages suivant:

- (1) Orientation uniforme des cristaux dans un plan horizontal (Exemple des cirrus fibratus orientés sous l'action des vents dominants).
- (2) Orientation aléatoire dans un plan horizontal.
- (3) Orientation aléatoire dans l'espace (Cas par exemple des cirrostratus nébuleux).

Orientation des cylindres par rapport au faisceau incident

Sur la figure 9, nous présentons la géométrie du problème. L'axe Ox du cylindre appartient au plan horizontal $x'Oy'$. Le plan $z'y'$ contient le faisceau incident. L'angle χ entre l'axe du cylindre et le faisceau incident de la figure 1 se retrouve ici, celui-ci est fonction de l'angle ϵ que nous appelons élévation (angle que fait le faisceau incident avec le plan horizontal) et de l'orientation γ du cylindre (angle entre l'axe z du cylindre et le plan contenant le faisceau incident). Nous avons immédiatement:

$$\cos\chi = \sin\alpha = \cos\gamma\cos\epsilon. \quad (82)$$

Aussi, l'orientation uniforme des cristaux dans un plan horizontal va correspondre à γ et ϵ constants.

L'orientation aléatoire dans un plan horizontal correspond à ϵ constant, l'angle γ prenant toutes les valeurs possibles dans le plan horizontal.

L'orientation aléatoire dans l'espace correspond au cas où les angles d'orientation et d'élévation prennent toutes les valeurs possibles.

6.1 CYLINDRES POLYDISPERSÉS DONT L'ORIENTATION EST UNIFORME DANS UN PLAN HORIZONTAL

L'orientation uniforme ne modifie pas la géométrie de la diffusion précédemment décrite. Les fonctions que nous venons de définir sont simplement convoluées par une distribution de la granulométrie des particules.

6.1.1 Granulométrie des particules et paramètres optiques du nuage

Afin de déterminer les propriétés optiques des cirrus formés de particules cylindriques, il est nécessaire que les rayons de ces particules présentent une certaine distribution ayant pour but de lisser les effets d'interférence qui apparaîtraient sinon. Nous nous limitons à une distribution de type fonction Gamma (Deirmendjian, 1969) ainsi que le propose Stephens (1980):

$$n(a) \simeq a^6 \exp\left(-\frac{6a}{a_m}\right), \quad (83)$$

- où $n(a)$ représente la concentration volumique des particules de rayon a
- a_m est le rayon modal pour lequel la distribution $n(a)$ est maximum.

a_1 et a_2 sont les limites inférieures et supérieures des rayons de la granulométrie Gamma. Nous définissons les paramètres intégrés suivants, rapportés à une particule par unité de volume:

- La section efficace de diffusion par unité de longueur

$$C_s(\alpha, \lambda, a_m) = \int_{a_1}^{a_2} C_s(\alpha, \lambda, a) n(a) da / \int_{a_1}^{a_2} n(a) da. \quad (84)$$

- La section efficace d'extinction par unité de longueur

$$C_e(\alpha, \lambda, a_m) = \int_{a_1}^{a_2} C_e(\alpha, \lambda, a) n(a) da / \int_{a_1}^{a_2} n(a) da. \quad (85)$$

- La fonction de diffusion

$$\mathcal{P}(\Theta(\alpha, \phi); \lambda, a_m) = \frac{\int_{a_1}^{a_2} (\sum_{n=1}^4 i_n) n(a) da}{\int_{a_1}^{a_2} [\int_0^{2\pi} (\sum_{n=1}^4 i_n) d\phi] n(a) da} = \frac{1}{\pi k C_s} \frac{\int_{a_1}^{a_2} (\sum_{n=1}^4 i_n) n(a) da}{\int_{a_1}^{a_2} n(a) da}. \quad (86)$$

- Le taux de polarisation

$$p(\Theta(\alpha, \phi); \lambda, a_m) = \frac{\int_{a_1}^{a_2} (i_1 - i_2)n(a)da}{\int_{a_1}^{a_2} (\sum_{n=1}^4 i_n)n(a)da}. \quad (87)$$

6.1.2 Résultats numériques obtenus

- L'intégration sur la granulométrie est étendue du rayon $a_1 = 0 \mu\text{m}$ au rayon $a_2 = 3 a_m$.
- Les intégrales présentes dans les relations 84, 85, 86, 87 s'effectuent à l'aide de l'algorithme de Romberg (Press et al, 1986). Cette méthode consiste à évaluer l'intégrale à calculer à l'aide de la méthode des trapèzes pour différents pas d'intégration $h = h_0, h_1, \dots$. Ensuite on fait passer par les valeurs obtenues un polynôme d'interpolation à l'aide de la formule de Neville-Aitken, puis on calcule la valeur de ce polynôme pour l'abscisse $h = 0$. En général cette quantité extrapolée ainsi obtenue est une bien meilleure approximation de l'intégrale que toutes les valeurs données par la méthode des trapèzes et utilisées pour la construction du polynôme d'interpolation.

1/ Fonction de diffusion et taux de polarisation.

La fonction de diffusion et le taux de polarisation sont calculés avec une résolution de 2° sur l'angle azimutal ϕ variant entre 0° et 180° c'est à dire pour 91 points. Pour un rayon modal a_m que nous avons choisi égal à $8\mu\text{m}$, nous avons testé différentes longueurs d'onde (cas 1-4-5-6 du tableau I) et diverses incidences: $\alpha = 0^\circ, 30^\circ$ et 60° . Nous présentons le Log_{10} de la fonction de diffusion $\mathcal{P}(\Theta(\alpha, \phi); \lambda, a_m)$ et le taux de polarisation $p(\Theta(\alpha, \phi); \lambda, a_m)$ pour l'incidence normale sur les figures 10(a,b) et 11(a,b) correspondant respectivement aux cas 1, 4 et 5, 6. Ces résultats, comparés avec des résultats digitalisés de Liou (1972b), obtenus pour les mêmes conditions physiques indiquent un accord excellent. Puisque sous incidence normale, le rayonnement voit une section circulaire, les allures des fonctions de diffusion doivent être très semblables à celle obtenues pour des sphères, en effet, pour $\lambda = 0,7\mu\text{m}$, apparait nettement l'arc en ciel vers 135° . Les mêmes cas sont présentés sur les figures 12(a,b) pour $\alpha = 30^\circ$ et pour $\alpha = 60^\circ$. Si l'angle azimutal ϕ reste toujours compris entre 0° et 180° , à cause de la géométrie du problème, l'angle de diffusion Θ peut ne peut pas atteindre 180° (relation 1). Par exemple, pour $\alpha = 30^\circ$, Θ reste inférieur à 120° et pour $\alpha = 60^\circ$, Θ ne peut excéder 60° .

2/ Albedo de diffusion simple

Pour un rayon modal $a_m = 8\mu m$, nous représentons l'albedo de diffusion simple ϖ_0 en fonction de l'orientation γ et ce, pour pour différentes élévations ϵ ($5^\circ, 10^\circ, 30^\circ$ et 60°). Nous avons testé les cas 3-4 du tableau I (figure 13). On observe sur les courbes un effet directionnel d'autant plus marqué que l'absorption dans le milieu est important. Pour $\gamma = 90^\circ$, ce qui correspond à des cylindres vus suivant leur plus grande surface apparente, nous obtenons pour $\lambda = 2,5\mu m$, $\varpi_0 \rightarrow 0,8740$ et pour $\lambda = 3\mu m$, $\varpi_0 \rightarrow 0,5026$.

PASSAGES AUX LIMITES

- Lorsque $\alpha \rightarrow \pi/2$, avec le rayon a différent de zéro, un calcul de limite montre que les sections efficaces de diffusion $C_s(X, \alpha)$ et d'extinction $C_e(X, \alpha)$ (relations 68 et 76) tendent vers zéro, et que l'albedo de diffusion simple ϖ_0 tend vers l'unité.
 - Lorsque $a \rightarrow 0$, avec α quelconque ($\alpha \in [0, \pi/2]$), $C_s(X, \alpha)$, $C_e(X, \alpha)$ et ϖ_0 tendent vers 0.
- Ces paramètres intégrés sur la granulométrie (relations 84 et 85) tendent également vers les mêmes limites.

6.2 CYLINDRES POLYDISPERSÉS DONT L'ORIENTATION EST ALEATOIRE DANS UN PLAN HORIZONTAL

Nous supposons que toute orientation γ dans un plan horizontal est équiprobable et que la distance séparant les cylindres entre eux est beaucoup plus grande que la longueur d'onde du rayonnement incident. Les intensités diffusées par chaque cylindre peuvent alors s'additionner. Puisque le cône de diffusion de chaque cylindre est désormais confiné dans différentes directions, le rayonnement peut maintenant être diffusé dans toutes les directions de l'espace. Afin d'exprimer la fonction angulaire de diffusion, toutes les intensités diffusant dans la direction de diffusion représentée par un même angle Θ sont additionnées. L'équation 82 permet d'exprimer l'angle d'incidence α pour une élévation ϵ et une orientation γ données. Puisque la relation (1) relie l'angle azimutal ϕ et l'angle de diffusion Θ , nous avons:

$$\phi = \phi[\alpha(\epsilon, \gamma); \Theta]. \quad (88)$$

Les coefficients d'intensité i_n dépendant de ϕ , α et X , nous obtenons:

$$i_n = i_n(\epsilon, \gamma, \Theta; X) \quad n = 1, 2, 3, 4. \quad (89)$$

Conditions restrictives sur les domaines de variation des angles ϕ , α et γ .

Par raison de symétrie, le domaine de variation de l'orientation γ du cylindre et l'élévation ϵ du faisceau incident est limité à l'intervalle $[0, \pi/2]$. Pour une élévation ϵ donnée, l'angle d'incidence α est compris dans l'intervalle $[0, \pi/2 - \epsilon]$ (relation 82). D'autre part, l'angle d'observation ϕ variant toujours entre 0 et 2π , pour une incidence α donnée, l'angle de diffusion Θ appartient au domaine $[0, \pi - 2\alpha]$ (relation 1). Inversement, une diffusion dans la direction Θ n'est possible que pour des cylindres pour lesquels l'angle d'incidence α est inférieur ou égal à $(\pi - \Theta)/2$.

En résumé, nous avons les deux domaines:

$$\left[\begin{array}{l} (a) \alpha \in [0, \pi/2 - \epsilon], \\ (b) \alpha \in [0, \pi/2 - \Theta/2]. \end{array} \right. \quad (90)$$

C'est évidemment le domaine le plus restrictif qui doit être pris en compte donc:

1- Si $\epsilon \geq \Theta/2$, ce sont les bornes (a) que l'on considère et nous avons:

$$\left[\begin{array}{l} \gamma \in [0, \pi/2], \\ \phi \in [\Theta, \phi_s], \end{array} \right. \quad (91)$$

avec:

$$\phi_s = \arccos\left[\frac{\cos\Theta - \cos^2\epsilon}{\sin^2\epsilon}\right].$$

2- Si $\epsilon < \Theta/2$, c'est l'intervalle (b) qui est retenu avec dans ce cas une restriction sur l'intervalle de définition de γ . Nous avons alors:

$$\left[\begin{array}{l} \gamma \in [\gamma_0, \pi/2], \\ \phi \in [\Theta, \pi], \end{array} \right. \quad (92)$$

avec:

$$\gamma_0 = \arccos\left[\frac{\cos\Theta/2}{\cos\epsilon}\right].$$

Remarquons que γ_0 est de toutes façons inférieur ou égal à $\Theta/2$.

Angles particuliers.

- Si $\epsilon = \Theta/2$, $\gamma_0 = 0$ et $\phi_s = \pi$.
- Si $\epsilon = 0$, $\gamma_0 = \Theta/2$.
- Si $\epsilon = \pi/2$, nous avons l'angle d'incidence $\alpha \equiv 0$, et l'angle d'observation $\phi \equiv \Theta$, ceci quelque soit $\gamma \in [0, \pi/2]$.
- Si $\Theta = \pi$, $\phi = \pi$, $\alpha \equiv 0$ et $\gamma \equiv \pi/2$, ceci quelquesoit ϵ .

La figure 14 résume les différents domaines de variation des angles ϕ , Θ , ϵ , γ et α intervenant dans cette géométrie. Il s'agit d'un graphique à deux entrées donnant d'une part: la relation entre α , ϕ et Θ et d'autre part entre α , γ et ϵ :

Exemples: Soient $\Theta = 60^\circ$ et $\epsilon = 25^\circ$, on obtient successivement $\phi \in [60^\circ, 180^\circ]$, $\alpha \in [0^\circ, 60^\circ]$, et $\gamma \in [\sim 17,1^\circ, 90^\circ]$.
Toujours avec $\Theta = 60^\circ$, prenons maintenant $\epsilon = 35^\circ$, on obtient désormais successivement $\phi \in [60^\circ, \sim 121,3^\circ]$, $\alpha \in [0^\circ, 55^\circ]$, et $\gamma \in [0^\circ, 90^\circ]$.

6.2.1 Fonction de diffusion et taux de polarisation

Pour une élévation ϵ , la fonction de diffusion ne dépend que de l'angle Θ et est donnée par la relation suivante:

$$\mathcal{P}(\Theta, \epsilon; \lambda, a_m) = K \int_{\gamma_i}^{\pi/2} \left[\int_{a_1}^{a_2} \left(\sum_{n=1}^4 i_n \right) n(a) da \right] d\gamma, \quad (93)$$

où K est une constante de normalisation, $n(a)$ la distribution de rayons des particules et γ_i la borne inférieure de γ (γ_i vaut 0 ou γ_0).

La constante de normalisation est obtenue en sommant les intensités diffusées dans toutes les directions de l'espace:

$$\int_{4\pi} \mathcal{P}(\Theta, \epsilon; \lambda, a_m) d\Omega = \int_{\Theta=0}^{\pi} \int_{\varphi=0}^{2\pi} \mathcal{P}(\Theta, \epsilon; \lambda, a_m) \sin\Theta d\Theta d\varphi = 4\pi, \quad (94)$$

Pour une telle orientation aléatoire, la diffusion de la lumière est indépendante de l'angle azimutal φ . Nous obtenons la fonction de diffusion normalisée:

$$\mathcal{P}(\Theta, \epsilon; \lambda, a_m) = \frac{\int_{\gamma_i}^{\pi/2} [\int_{a_1}^{a_2} (\sum_{n=1}^4 i_n) n(a) da] d\gamma}{\pi \int_0^{\pi} [\int_{\gamma_i}^{\pi/2} (\int_{a_1}^{a_2} (\sum_{n=1}^4 i_n) n(a) da) d\gamma] \sin\Theta d\Theta}. \quad (95)$$

Pour le taux de polarisation, nous avons:

$$p(\Theta, \epsilon; \lambda, a_m) = \frac{\int_{\gamma_i}^{\pi/2} \int_{a_1}^{a_2} (i_1 - i_2) n(a) da d\gamma}{\int_{\gamma_i}^{\pi/2} \int_{a_1}^{a_2} (\sum_{n=1}^4 i_n) n(a) da d\gamma}. \quad (96)$$

Pour une granulométrie Gamma de rayon modal $a_m = 8\mu m$, pour les cas 4 - 5 et 6 du tableau I et $a_m = 4\mu m$, pour le cas 1, nous avons calculé la fonction de diffusion et le taux de polarisation en fonction de l'angle Θ dans le cas où le rayonnement incident fait un angle $\epsilon = 60^\circ$ avec le plan horizontal. (figures 15(a,b) et 16(a,b)). Sur les fonctions de diffusion et les taux de polarisation apparaissent dans tous les cas un extremum à 120° résultant de la géométrie de la diffusion et causé dans ce cas particulier par des cylindres ayant une incidence de 30° avec le rayonnement incident. La rétrodiffusion est faible, car celle-ci est due aux cylindres éclairés sous incidence normale, éventualité peu fréquente dans le cas d'une orientation aléatoire dans un plan.

La comparaison avec les fonctions de diffusion données par Liou (1972b) dans les mêmes conditions et obtenues par digitalisation, est très correcte sauf en diffusion arrière. Remarquons que l'analyse des coefficients d'intensité montre que pour $\Theta = \pi$, $\mathcal{P} \rightarrow 0$, limite qui ne semble pas atteinte par les résultats de Liou.

Les taux de polarisation sont également corrects sauf encore en diffusion arrière où, un écart significatif apparait, notamment pour $\lambda = 0,7 \mu m$ et pour $\lambda = 3,5 \mu m$.

Ce modèle à deux dimensions est probablement éloigné de la réalité. Toutefois il nous donne une indication sur la façon dont on s'éloigne des résultats donnés par la théorie de Mie. Des mesures du champ de rayonnement en visible ou proche infrarouge peuvent alors être utilisées pour la différentiation entre les particules du nuage en phase glace ou en phase liquide.

6.2.2 Sections efficaces d'extinction, de diffusion par unité de longueur et albedo de diffusion simple.

Compte tenu des résultats obtenus précédemment, les sections efficaces de diffusion $C_s(\epsilon, \lambda, a_m)$ et d'extinction $C_e(\epsilon, \lambda, a_m)$ par unité de longueur s'écrivent, pour une élévation ϵ donnée:

$$C_{s,e}(\epsilon, \lambda, a_m) = \frac{2}{\pi} \frac{\int_0^{\pi/2} \int_{a_1}^{a_2} C_{s,e}(\alpha(\epsilon, \gamma); \lambda, a) n(a) da d\gamma}{\int_{a_1}^{a_2} n(a) da}, \quad (97)$$

où $C_{s,e}(\alpha(\epsilon, \gamma); \lambda, a)$ sont respectivement les sections de diffusion et d'extinction pour une particule définies par les relations 68 et 76.

L'effet directionnel important apparaît sur la figure 17 où nous avons représenté les sections d'extinction $C_e(\epsilon, \lambda, a_m)$, exprimées en microns, pour diverses longueurs d'ondes en fonction de l'élévation ϵ (cas 3-4-5 du tableau I) et pour un rayon modal $a_m = 8 \mu m$. L'albedo de diffusion simple $\varpi_0(\epsilon, \lambda)$ pour une élévation ϵ et une longueur d'onde λ est alors donné par la relation suivante:

$$\varpi_0(\epsilon, \lambda, a_m) = \frac{\int_0^{\pi/2} \int_{a_1}^{a_2} C_s(\epsilon, \gamma; \lambda, a) n(a) da d\gamma}{\int_0^{\pi/2} \int_{a_1}^{a_2} C_e(\epsilon, \gamma; \lambda, a) n(a) da d\gamma}. \quad (98)$$

6.3 CYLINDRES ORIENTES ALEATOIREMENT DANS L'ESPACE AVEC UNE EGALE PROBABILITE POUR CHAQUE ORIENTATION.

6.3.1 Cas des particules monodispersées.

A - Sections efficaces de diffusion et d'extinction par unité de longueur et albedo de diffusion simple.

Les sections efficaces de diffusion et d'extinction par unité de longueur sont données en fonction du paramètre $X = 2\pi a/\lambda$. Il s'agit d'une intégration des coefficients $C_s(X, \alpha(\epsilon, \gamma))$ et $C_e(X, \alpha(\epsilon, \gamma))$, définis par les relations 68 et 76, sur les domaines de définition des angles ϵ et γ . Nous obtenons:

$$C_{s,e}(X) = \frac{2}{\pi^2} \int_0^{\pi/2} \int_0^{\pi/2} C_{s,e}(X, \alpha(\epsilon, \gamma)) d\epsilon d\gamma, \quad (99)$$

Dans ces conditions, l'albedo de diffusion simple $\varpi_0(X)$ est donné par:

$$\varpi_0(X) = \frac{C_s(X)}{C_e(X)}. \quad (100)$$

Si N est le nombre de particules cylindriques de longueur L par unité de volume, les coefficients de diffusion et d'extinction seront définis par:

$$\sigma_{s,e}(X) = NLC_{s,e}(X). \quad (101)$$

Les calculs d'intégrales doubles présentes dans les relations 99, sont testées à l'aide de la quadrature de Gauss et de celle de Romberg. Les tests ont notamment porté sur le nombre de pas d'intégration nécessaires pour obtenir la convergence du calcul. Sur la figure 18, nous représentons, pour différentes valeurs du couple (a, λ) , l'évolution du coefficient $C_e(X)$ en fonction du nombre de pas d'intégration. Nous avons reporté les résultats des quadratures de Gauss et de Romberg. (Le nombre de pas d'intégration représente en fait le nombre de pas sur l'intervalle $[0, \pi/2]$ pour les angles γ ou ϵ). Les résultats présentés montrent que pour 192 pas, la quadrature de Gauss ne converge pas encore, alors 32 pas suffisent pour obtenir la convergence à l'aide de la méthode de Romberg. Par ailleurs, notons que nos résultats à $\lambda = 11\mu m$ sont identiques à ceux donnés par Stephens (1980) qui utilise une quadrature de Gauss sur 10 points.

Nous avons représenté dans le tableau II pour différents paramètres: longueur d'onde, rayon, longueur et concentration, les coefficients obtenus par Stephens et Liou (dont aucune indication n'est donnée sur le type de quadrature qu'il utilise) comparés avec nos résultats. Les résultats de Liou (1973)-(1), (1972c)-(2), (1974)-(4) et Stephens (1980)-(3) sont très différents entre eux, notamment en ce qui concerne les coefficients d'extinction σ_e . par contre, pour les albedo, les résultats des calculs sont assez concordants. Ces différences sont certainement dues au choix de la quadrature d'intégration qui semble-t-il est très important. Par contre, les résultats du calcul de l'albedo ϖ_0 qui résulte d'un rapport de deux calculs d'intégrales de bornes identiques sont beaucoup plus convergents.

Référence	$\lambda(\mu m)$	m'	m''	$L(\mu m)$	$a(\mu m)$	$N(cm^{-3})$	ϖ_o	g	$\sigma_e(km^{-1})$
1	0,7	1,310	0,00000	100	10	0,50	1.000	0,735	1,902
2	"	"	"	"	"	"	1.000	0,730	1,645
5	"	"	"	"	"	"	1.000	0,715	2,004
1	2,0	1,291	0,00161	200	30	0,50	0,783	0,750	12,801
5	"	"	"	"	"	"	0,783	0,733	12,511
1	2,5	1,235	0,00079	200	30	0,50	0,901	0,753	13,570
5	"	"	"	"	"	"	0,898	0,760	13,083
1	3,0	1,130	0,22730	200	30	0,50	0,524	0,651	12,585
2	"	"	"	"	"	"	0,524	0,651	10,085
5	"	"	"	"	"	"	0,533	0,647	12,344
4	8,0	1,219	0,03690	200	30	0,05	0,543		1,391
5	"	"	"	"	"	"	0,544		1,328
4	8,5	1,217	0,03520	200	30	0,05	0,554		1,486
5	"	"	"	"	"	"	0,556		1,350
4	9,0	1,210	0,03650	200	30	0,05	0,546		1,385
5	"	"	"	"	"	"	0,549		1,329
4	9,5	1,192	0,03100	200	30	0,05	0,527		1,344
5	"	"	"	"	"	"	0,534		1,239
2	10,0	1,152	0,04130	200	30	0,05	0,518	0,867	1,028
4	"	"	"	"	"	"	0,520		1,387
5	"	"	"	"	"	"	0,521	0,855	1,257
4	10,5	1,195	0,06020	200	30	0,05	0,495		1,374
5	"	"	"	"	"	"	0,502		1,259
3	11,0	1,290	0,09450	200	30	0,05	0,517	0,787	1,230
4	"	"	"	"	"	"	0,516		1,367
5	"	"	"	"	"	"	0,519	0,785	1,311
4	11,5	1,393	0,11400	200	30	0,05	0,545		1,345
5	"	"	"	"	"	"	0,522		1,298
4	12,0	1,480	0,12000	200	30	0,05	0,567		1,478
5	"	"	"	"	"	"	0,531		1,310

Tableau II: Comparaisons entre divers auteurs et notre travail des divers paramètres optiques obtenus pour différents cas de particules monodispersées orientées aléatoirement dans l'espace.

B - Fonction de diffusion et taux de polarisation.

Ces deux fonctions sont obtenues à l'issue d'intégrations sur l'élévation ϵ et sur l'orientation γ appliquées aux équations 79 et 80, qui reviennent à donner au cylindre toutes les incidences possibles, il suffit donc d'écrire:

$$\mathcal{P}(\Theta, X) = \bar{K} \int_0^{\pi/2} \left[\int_{\gamma_i}^{\pi/2} \left(\sum_{n=1}^4 i_n \right) d\gamma \right] d\epsilon \quad (102)$$

$$p(\Theta, X) = \frac{\int_0^{\pi/2} \left[\int_{\gamma_i}^{\pi/2} (i_1 - i_2) d\gamma \right] d\epsilon}{\int_0^{\pi/2} \left[\int_{\gamma_i}^{\pi/2} \left(\sum_{n=1}^4 i_n \right) d\gamma \right] d\epsilon} \quad (103)$$

Tous les paramètres qui apparaissent ici sont déjà définis et \bar{K} est une constante de normalisation obtenue à l'aide d'une relation identique à la relation 93.

Les intégrales sont toujours calculées à l'aide de la procédure de Romberg. Nous présentons sur les figures 19(a,b,c) quelques fonctions de diffusion test correspondant respectivement à $\lambda = 0.7\mu m$, $2.0\mu m$, $2.5\mu m$, $3.0\mu m$, $\lambda = 10.0\mu m$ et $11.0\mu m$. (Cas 1, 2, 3, 4, 7 et 8 du tableau I). Les rayons sont égaux à $a = 30\mu m$, sauf pour $\lambda = 0.7\mu m$ pour lequel $a = 10\mu m$. Ces cas tests permettent la comparaison de nos calculs avec les résultats digitalisés de différents auteurs.

- Figure 19-a: Comparaison entre nos résultats et ceux de Liou (1972c) ($\lambda = 0.7\mu m$) et Liou (1973) ($\lambda = 0.7\mu m$ et $\lambda = 2.0\mu m$).
- Figure 19-b: Comparaison avec Liou (1972c) ($\lambda = 3.0\mu m$) et Liou (1973) ($\lambda = 2.5\mu m$ et $\lambda = 3.0\mu m$).
- Figure 19-c: Comparaison avec Liou (1972c) et Liou (1974) ($\lambda = 10.0\mu m$) ainsi qu'avec Stephens (1980) ($\lambda = 11.0\mu m$).

De manière générale, une remarque s'impose: Les différences de résultats pour un même cas entre différents auteurs rend très difficile les comparaisons et nos résultats, compte tenu de cette inhomogénéité peuvent être considérés comme très acceptables.

Le facteur d'assymétrie $g(X)$ caractérise la distribution spatiale d'énergie diffusée est donné par:

$$g(X) = \frac{\int_{-1}^{+1} \mathcal{P}(\Theta, X) \cos\Theta d\cos\Theta}{\int_{-1}^{+1} \mathcal{P}(\Theta, X) d\cos\Theta} \quad (104)$$

Ce facteur variant de -1 pour une rétrodiffusion totale, à +1 pour une diffusion avant complète, la diffusion isotrope étant caractérisée par une valeur nulle. Les résultats des calculs des facteurs d'assymétrie sont reportés dans le tableau II et comparés avec les

différents auteurs cités plus haut. Les valeurs tests obtenues permettent de conclure à une bonne fiabilité de nos résultats.

6.3.2 Cas des particules polydispersées.

Dans ce qui suit, le rayon des particules cylindriques de longueur constante est distribué suivant la granulométrie Gamma.

A - La fonction de diffusion et le taux de polarisation s'écrivent alors respectivement:

$$\mathcal{P}(\Theta, \lambda, a_m) = \overline{K}^* \int_0^{\pi/2} \left[\int_{\gamma_i}^{\pi/2} \left(\int_{a_1}^{a_2} \left(\sum_{n=1}^4 i_n \right) n(a) da \right) d\gamma \right] d\epsilon, \quad (105)$$

$$p(\Theta, \lambda, a_m) = \frac{\int_0^{\pi/2} \left[\int_{\gamma_i}^{\pi/2} \int_{a_1}^{a_2} (i_1 - i_2) n(a) da d\gamma \right] d\epsilon}{\int_0^{\pi/2} \left[\int_{\gamma_i}^{\pi/2} \int_{a_1}^{a_2} \left(\sum_{n=1}^4 i_n \right) n(a) da d\gamma \right] d\epsilon}. \quad (106)$$

Le coefficient \overline{K}^* est une constante de normalisation obtenue à l'aide d'une relation analogue à la relation 94. Nous représentons sur la figure 20a, la fonction de diffusion obtenue lorsqu'un rayonnement infrarouge de longueur d'onde $\lambda = 11 \mu m$, atteint des particules polydispersées avec une granulométrie de rayon modal $a_m = 30 \mu m$ (paramètre de Mie modal $X_m \simeq 17, 14$) et dont l'orientation est aléatoire dans l'espace. Il est à noter que l'obtention de ces résultats a demandé un temps de calcul de l'ordre de 4 heures sur le système HP9000-825 du LOA pour les 91 angles de la fonction de diffusion. Sur cette figure, nous avons également porté les résultats digitalisés et concordants obtenus par Stephens (1980) dans les mêmes conditions.

Les résultats des calculs du taux de polarisation correspondant sont présentés sur la figure 20b. Ceux-ci montrent que le calcul du taux de polarisation est beaucoup plus sensible que la fonction de diffusion au calcul numérique, même en utilisant des quadratures très serrées. Au total, ce calcul correspond à environ $1,5 \cdot 10^6$ orientations et rayons différents et est effectué en typiquement une centaine d'heures sur le système HP 9000-825.

Un autre exemple de calcul est présenté sur les figures 21(a,b) pour des particules assez fines éclairées en lumière visible, soit: $\lambda = 0,7 \mu m$ et $a_m = 1 \mu m$ (paramètre de Mie modal $X_m \simeq 8, 98$). Nous observons cette fois, un arc peu prononcé dans la zone d'angle $\Theta = 140^\circ$, avec un taux de polarisation positif dans cette zone uniquement.

Des tests ont porté sur le maximum du paramètre de Mie modal acceptable: Une valeur de $X_m \simeq 110$ semble être un maximum pour une détermination correcte du taux de polarisation dans l'état actuel de nos possibilités. Le calcul de la fonction de diffusion semble quant à lui, ne pas être affecté même pour une valeur de $X_m \simeq 200$.

B - Section de diffusion, d'extinction et albedo de diffusion simple.

Nous obtenons successivement, à l'issue d'une intégration supplémentaire sur l'élévation:

$$C_{s,e}(\lambda, a_m) = \frac{\frac{2}{\pi^2} \int_0^{\pi/2} \int_0^{\pi/2} \int_{a_1}^{a_2} C_{s,e}(X, \alpha(\epsilon, \gamma)) n(a) da d\epsilon d\gamma}{\int_{a_1}^{a_2} n(a) da}, \quad (107)$$

et

$$\varpi_0(\lambda, a_m) = \frac{C_s(\lambda, a_m)}{C_e(\lambda, a_m)}. \quad (108)$$

C - Test de validité de nos calculs.

Afin de comparer nos résultats avec ceux d'autres auteurs, la seule référence dont nous disposons est celle de Stephens (1980) pour la longueur d'onde $\lambda = 11\mu m$.

Les caractéristiques microphysiques du nuage qu'il a étudié sont:

Longueur $200\mu m$, rayon modal $30\mu m$, densité de particules $0,05cm^{-3}$.

Les résultats comparatifs sont présentés dans le tableau IV ci-dessous:

$\lambda = 11\mu m, a_m = 30\mu m$	$g(\lambda, a_m)$	$\sigma_e(\lambda, a_m) [km^{-1}]$	$\varpi_0(\lambda, a_m)$
STEPHENS	0,728	1,99	0,525
TRAVAIL PRESENT	0,765	1,44	0,519
ECART RELATIF (%)	4,83	38,20	1,16

Tableau III: Résultats comparatifs obtenus à $\lambda = 11\mu m$ pour des particules polydispersées de rayon modal $a_m = 30\mu m$, orientées au hasard dans l'espace.

Il est à souligner que ce calcul correspond à un paramètre modal $X_m = 2\pi a_m/\lambda \simeq 17$. Dans le domaine visible vers $\lambda = 0,5\mu m$, nous aurions un coefficient X_m environ 22 fois plus important, avec un temps de calcul multiplié par autant. Ceci explique le fait que pour la seule référence dont nous disposons, nous ayons des tests effectués dans l'infrarouge avec des particules de rayon modal important c'est à dire $a_m = 30\mu m$.

En ce qui concerne nos résultats, nous avons testé la quadrature de Romberg en augmentant d'un facteur 32 le nombre de pas d'intégration initial. Les résultats, obtenus après 104 heures de calcul, n'ont pas varié de façon significative, ce qui prouve que la convergence du calcul était atteinte.

Pour le calcul des coefficients d'extinction, les différences entre les résultats sont dues au choix la quadrature d'intégration, qui est, pour Stephens identique à celle utilisée pour les particules monodispersées, et pour lequel une divergence importante apparaissait (figure 18). L'écart important relevé alors, se reporte donc ici tout naturellement.

Sur l'albedo de diffusion simple, nous obtenons une différence beaucoup moins importante ($\simeq 1,2\%$), car ce calcul résulte d'un rapport de deux intégrales dont les bornes sont identiques.

7 CONCLUSION

Le problème de la diffusion du rayonnement par des particules cylindriques a été traité suivant la procédure explicitée par Van de Hulst. Des algorithmes numériques spécifiques ont été utilisés et développés. Ils permettent une très importante amélioration de l'efficacité et de la précision du calcul.

Lorsque l'orientation est aléatoire dans l'espace, le calcul reste long et n'est commodément applicable qu'aux grandes longueurs d'onde pour des cylindres dont le rayon est de quelques dizaines de microns. Dans le cas des particules situées au hasard dans un plan, une sommation est supprimée, ce qui rend le temps de calcul raisonnable dans le cas du rayonnement visible incident sur de grosses particules. Les paramètres optiques (albedo de diffusion simple, facteur d'assymétrie, section efficace d'extinction) sont alors fonction de l'angle d'élévation du rayonnement incident. Pour une orientation uniforme l'effet directionnel dépend également de l'orientation des particules par rapport au plan vertical d'incidence. Les différences de comportement des particules cylindriques par rapport à des particules sphériques peuvent servir d'information pour différencier les phases cristalline et liquide des particules qui composent un nuage.

Cette étude trouve des applications lors d'interprétations d'expériences basées au sol concernant la télédétection des nuages de la haute troposphère mettant simultanément en

oeuvre de la télédétection active (lidar à $1,06\mu m$) et passive (radiométrie infrarouge dans le domaine $8 - 14\mu m$). Une autre application concerne l'étude satellitaire des cirrus semi-transparents: La différence de température de brillance entre les canaux 4 ($\lambda = 10.76\mu m$) et 5 ($\lambda = 11.84\mu m$) du radiomètre AVHRR installé sur le satellite NOAA9 permet une étude de la microphysique du nuage. Ces applications sont exposées en détail dans les chapitres suivants.

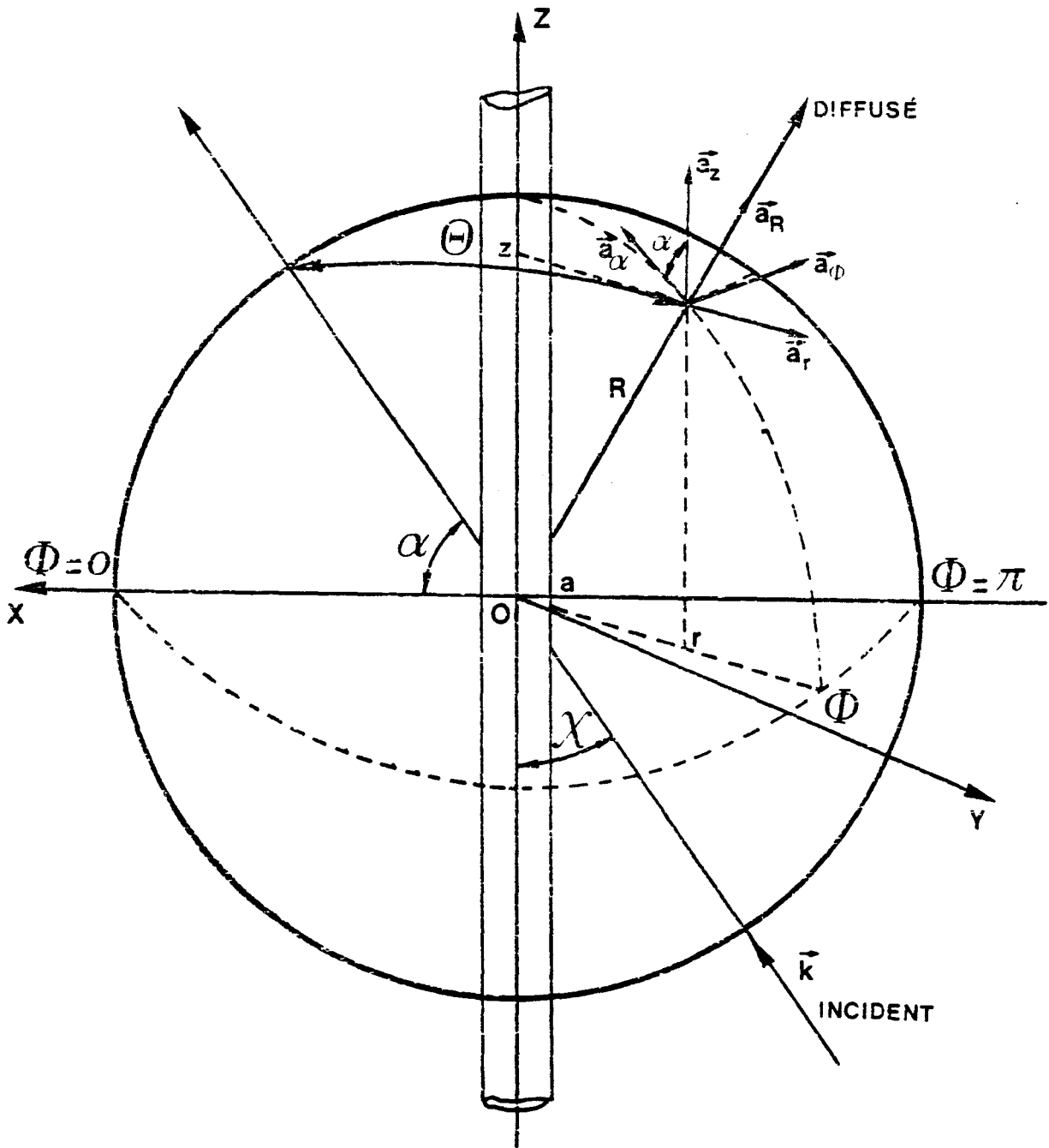


FIGURE 1: Géométrie de la diffusion.

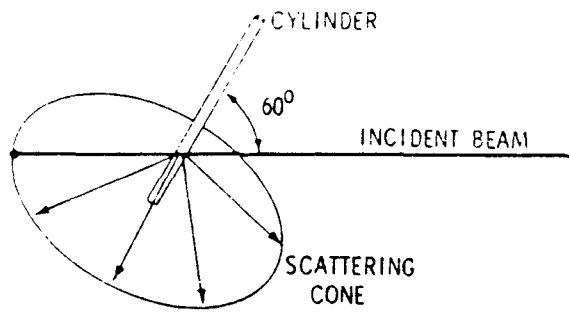
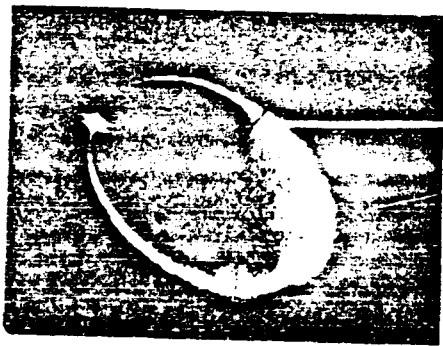


FIGURE 2: Vérification expérimentale de la géométrie de la diffusion
(Gary G. A., Craven P. D., 1970).

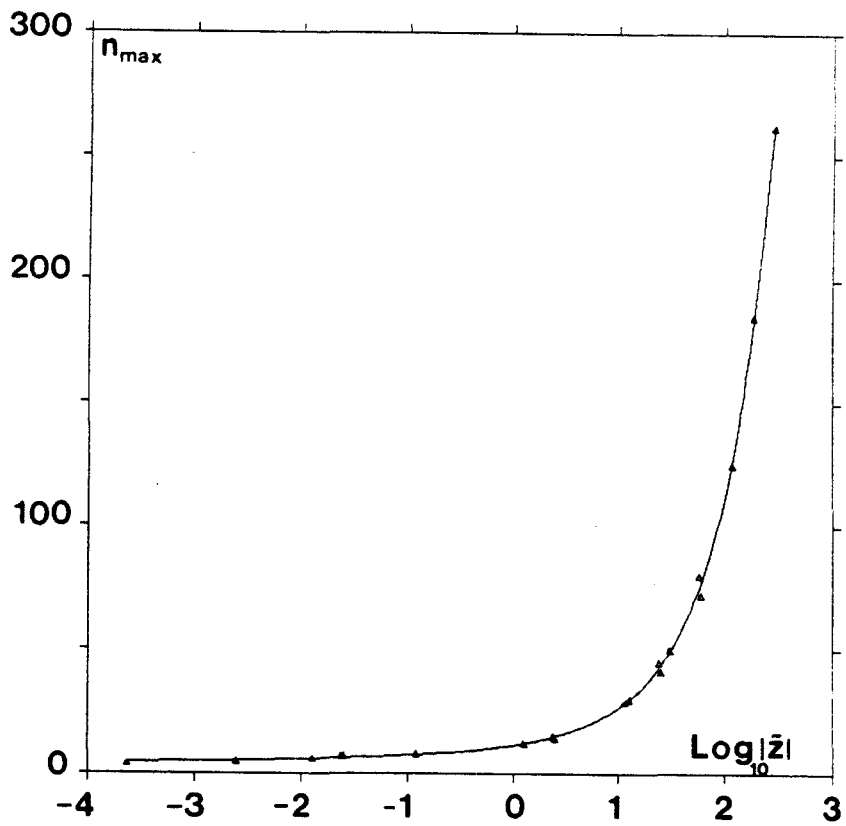
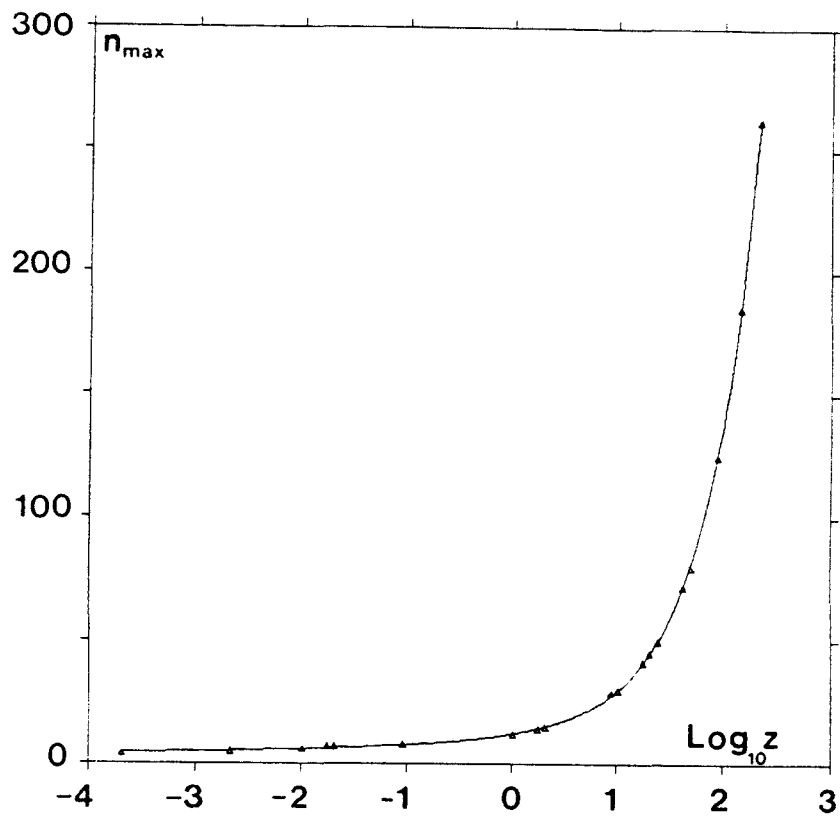
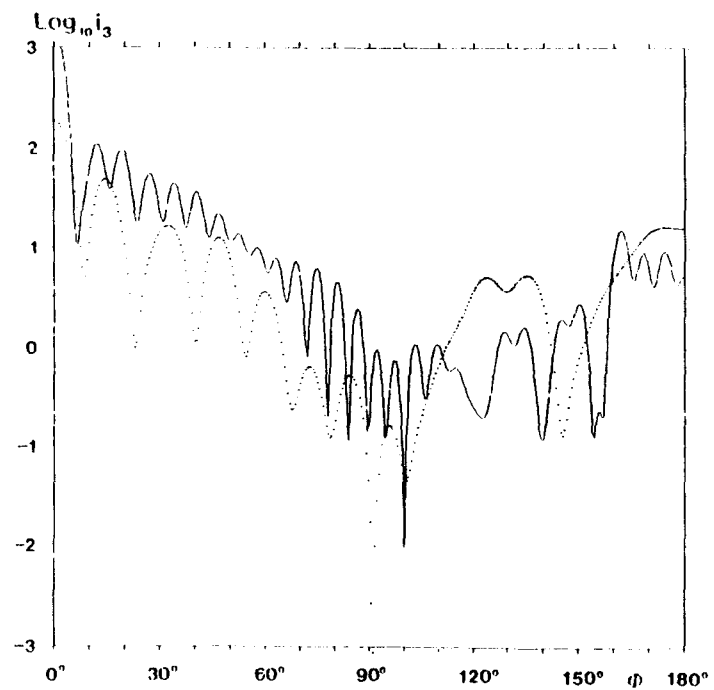
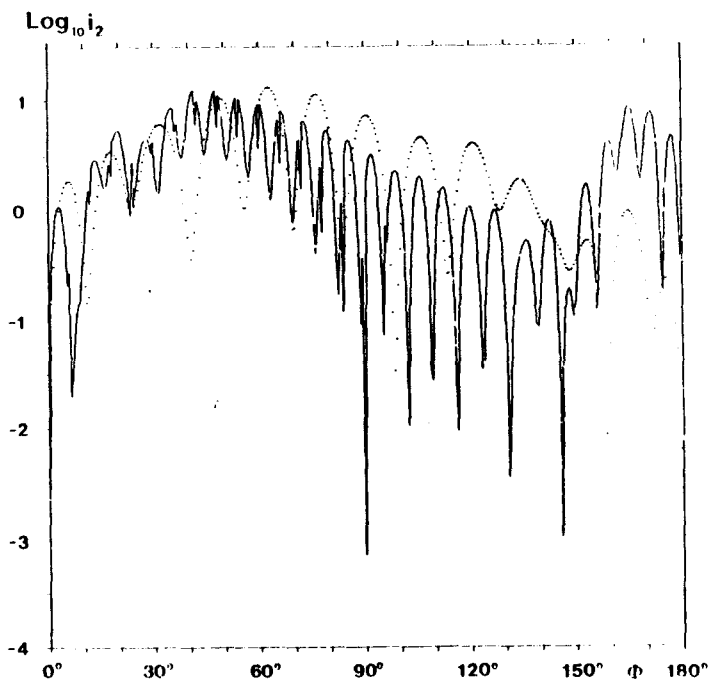
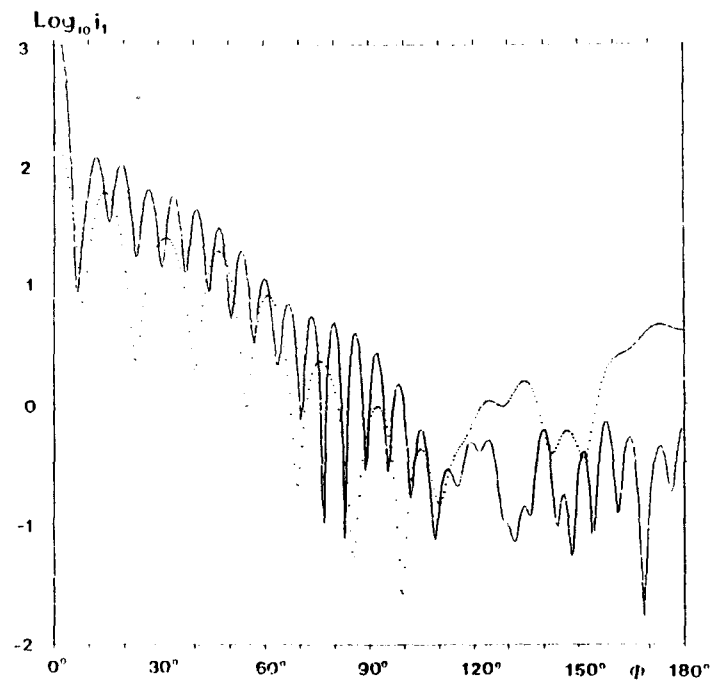


FIGURE 3: Ordre maximum nécessaire aux fonctions de Bessel de première espèce, en fonction de l'argument, de manière à obtenir une précision convenable sur les calculs des coefficients de diffusion.

3a: Cas de l'argument réel.

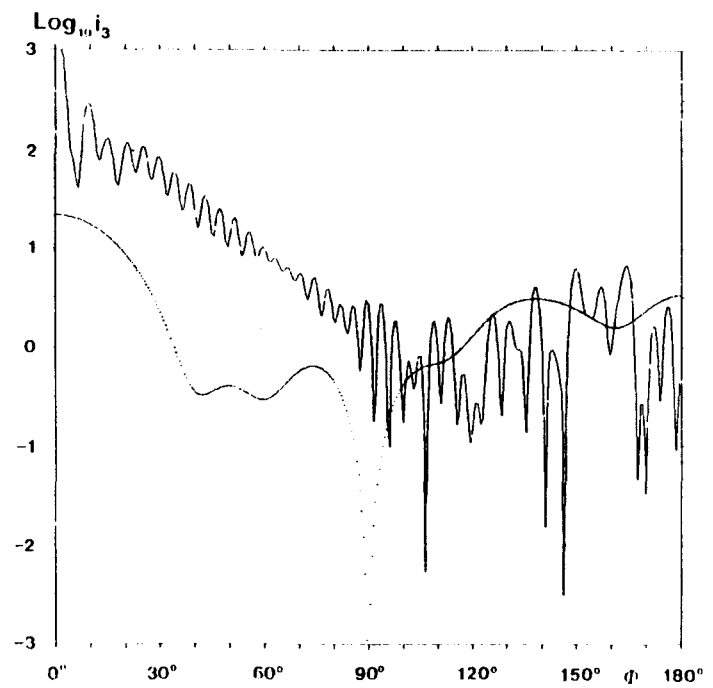
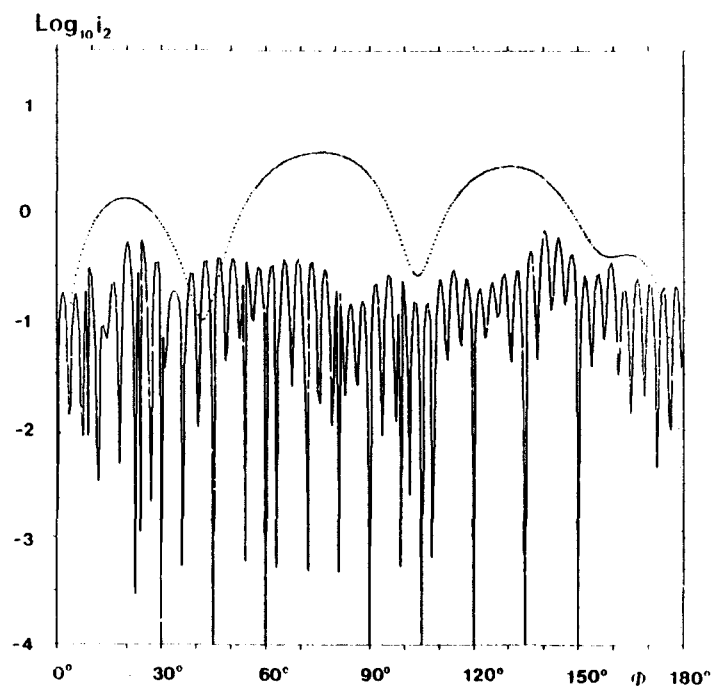
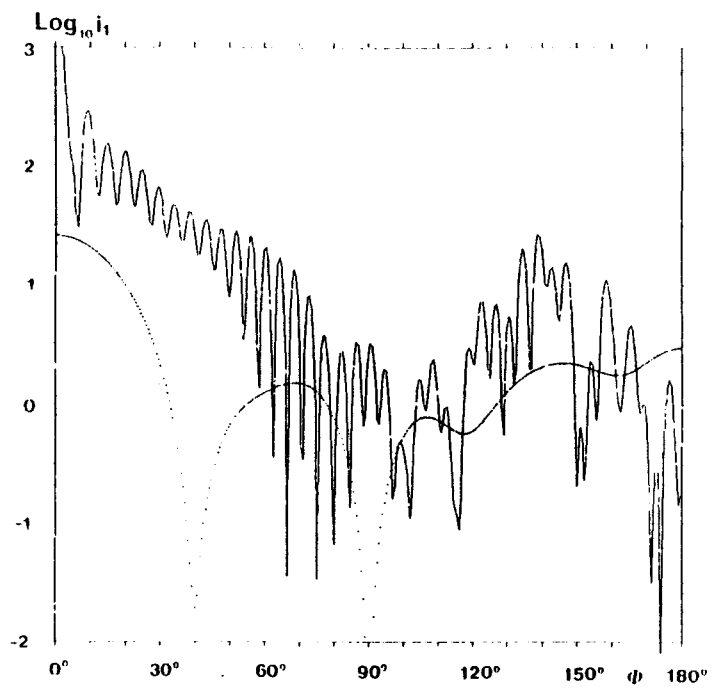
3b: Cas de l'argument complexe.



$$\lambda = 0,7 \mu\text{m}$$

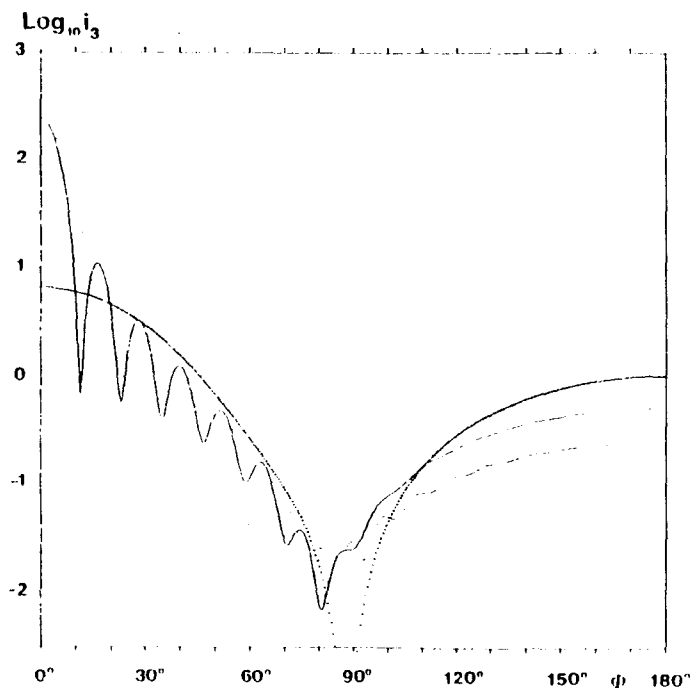
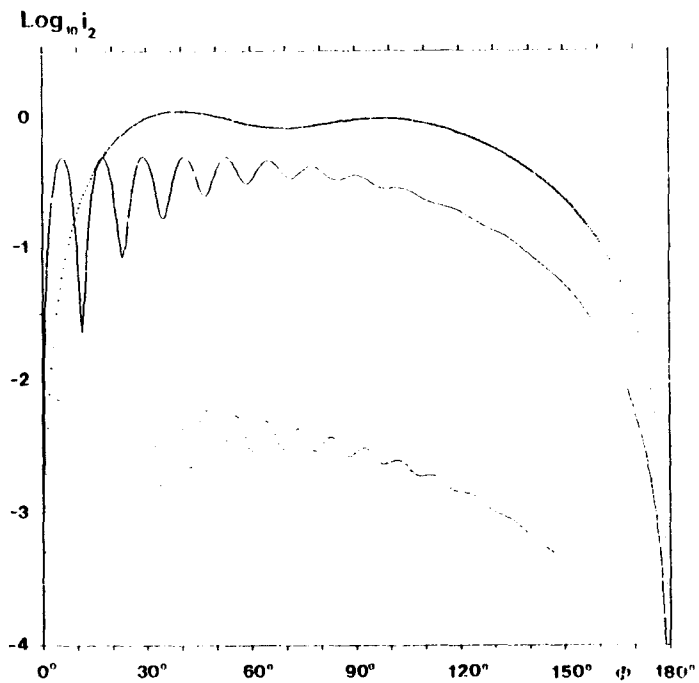
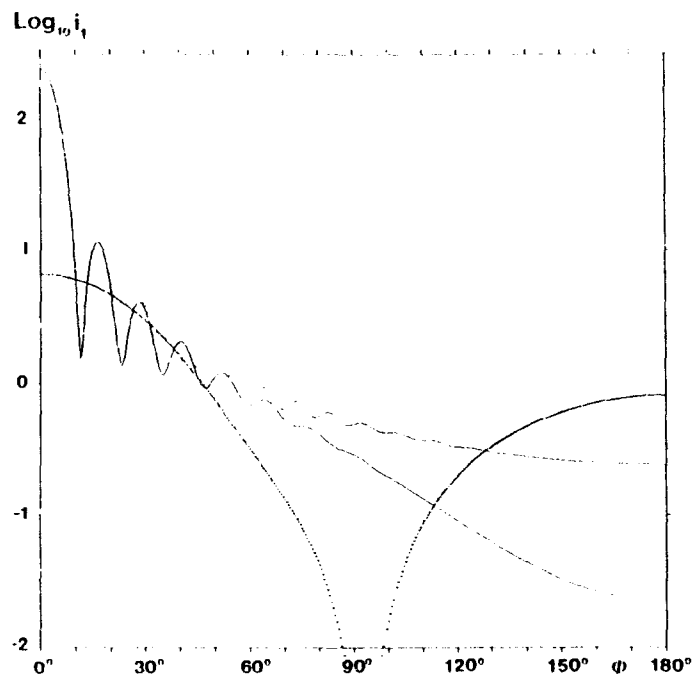
$$a = 5 \mu\text{m}$$

FIGURE 4: Coefficients d'intensité i_1 , i_2 , i_3 en fonction de l'angle d'observation Φ pour les angles d'incidence $\alpha = 45^\circ$ (traits pleins) et $\alpha = 70^\circ$ (pointillés).



$\lambda = 0,7\mu\text{m}$
 $a = 5\mu\text{m}$

FIGURE 5: Coefficients d'intensité i_1 , i_2 , i_3 en fonction de l'angle d'observation Φ pour les angles d'incidence $\alpha = 5^\circ$ (traits pleins) et $\alpha = 85^\circ$ (pointillés).



$$\lambda = 3 \mu\text{m}$$

$$a = 10 \mu\text{m}$$

FIGURE 6: Coefficients d'intensité i_1 , i_2 , i_3 en fonction de l'angle d'observation Φ pour les angles d'incidence $\alpha = 45^\circ$ (traits pleins), $\alpha = 85^\circ$ (pointillés) et $\alpha = 5^\circ$ (pointillés espacés).

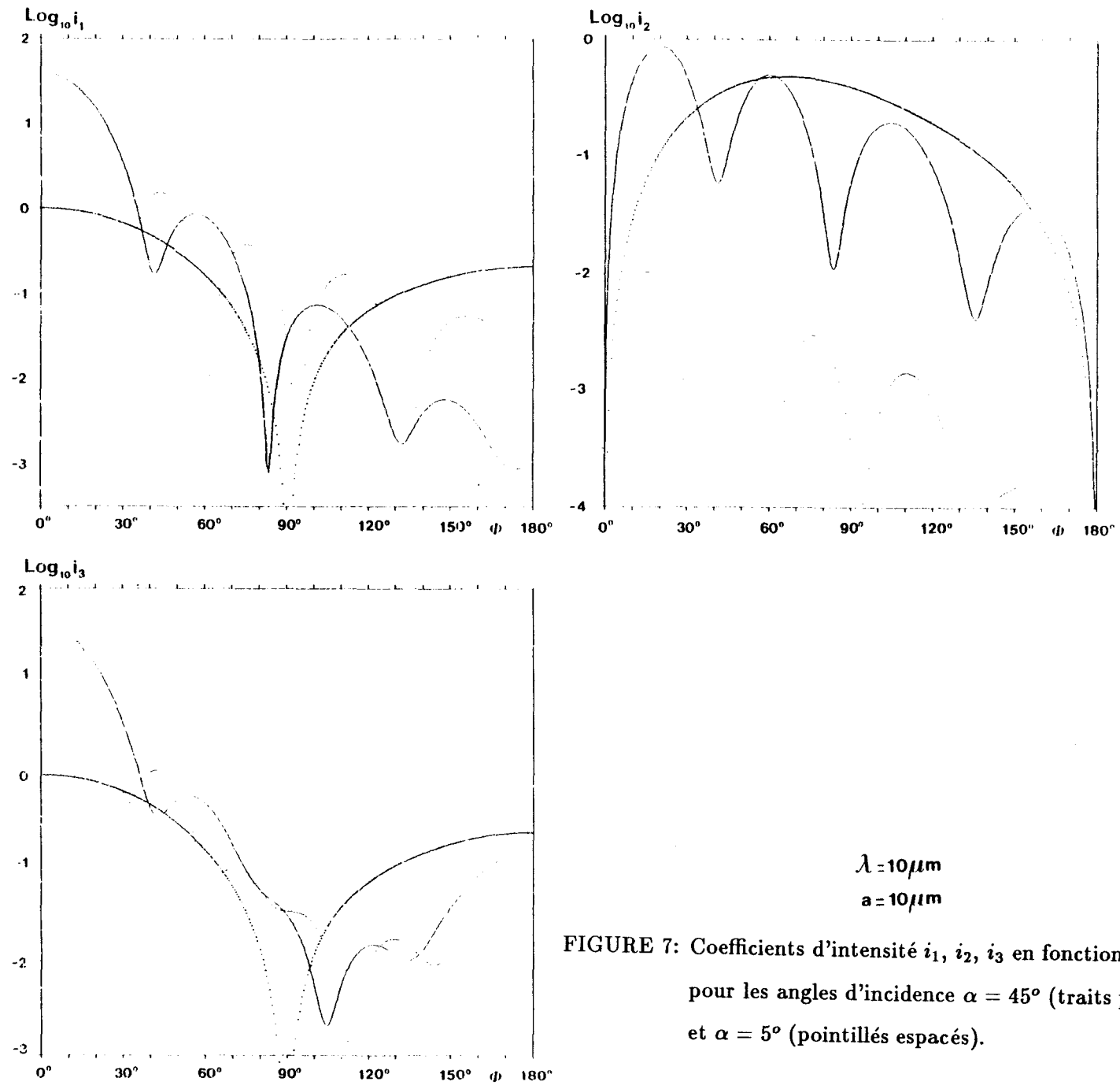


FIGURE 7: Coefficients d'intensité i_1 , i_2 , i_3 en fonction de l'angle d'observation Φ pour les angles d'incidence $\alpha = 45^\circ$ (traits pleins), $\alpha = 85^\circ$ (pointillés) et $\alpha = 5^\circ$ (pointillés espacés).

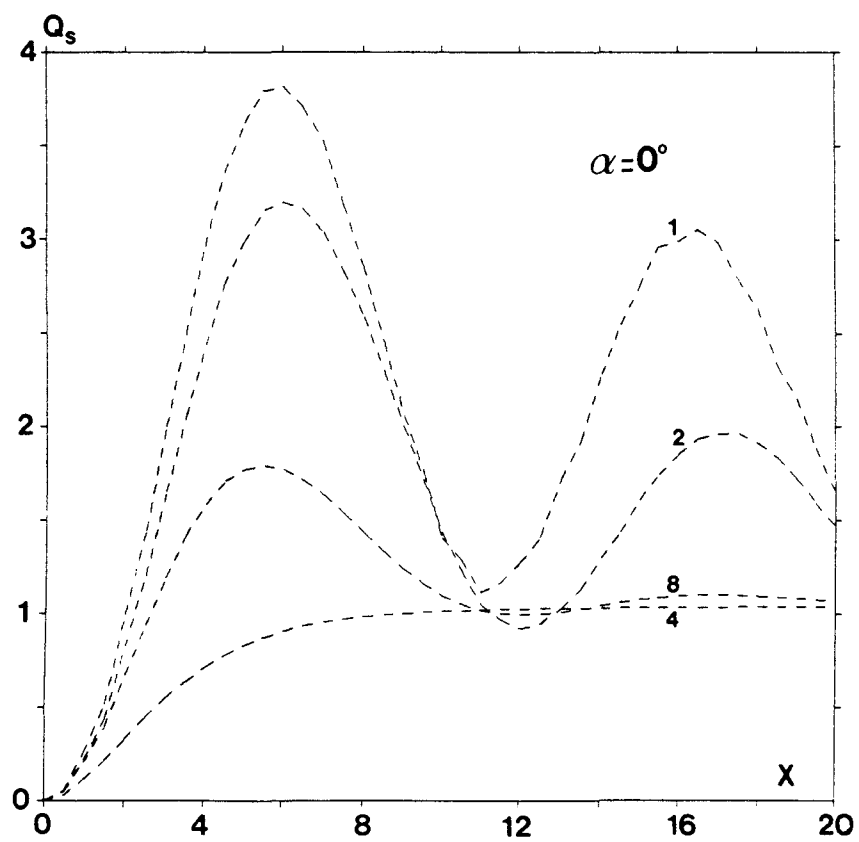
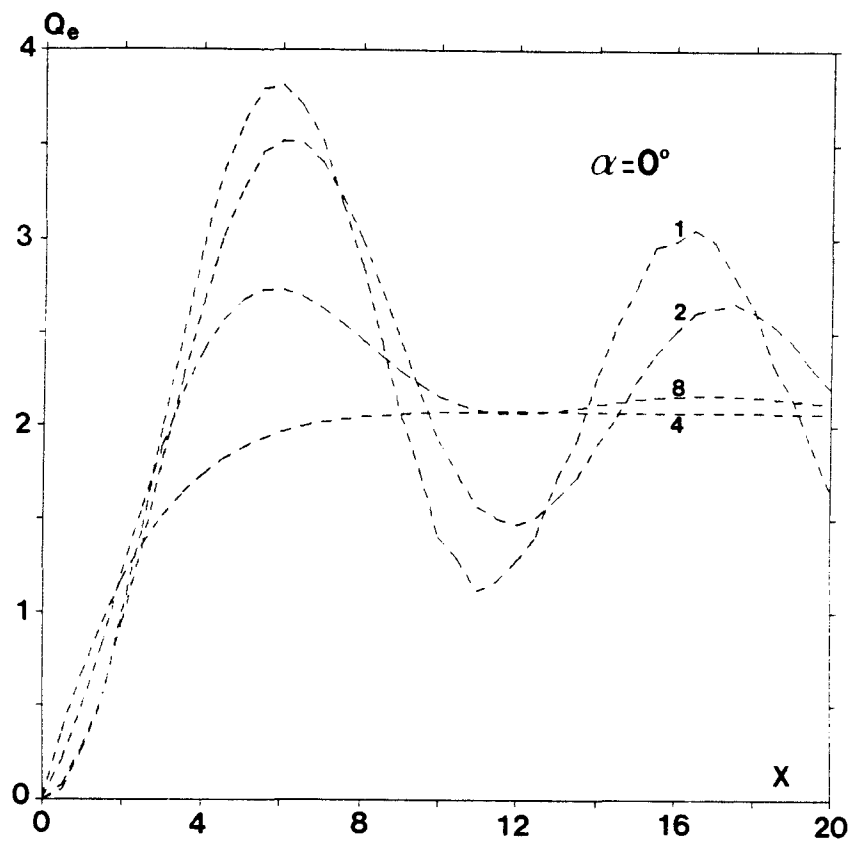


FIGURE 8: Facteurs efficaces d'extinction Q_e (a) et de diffusion Q_s (b) en fonction du paramètre de Mie X , et ce pour les cas 1, 2, 8 et 4 du tableau I.

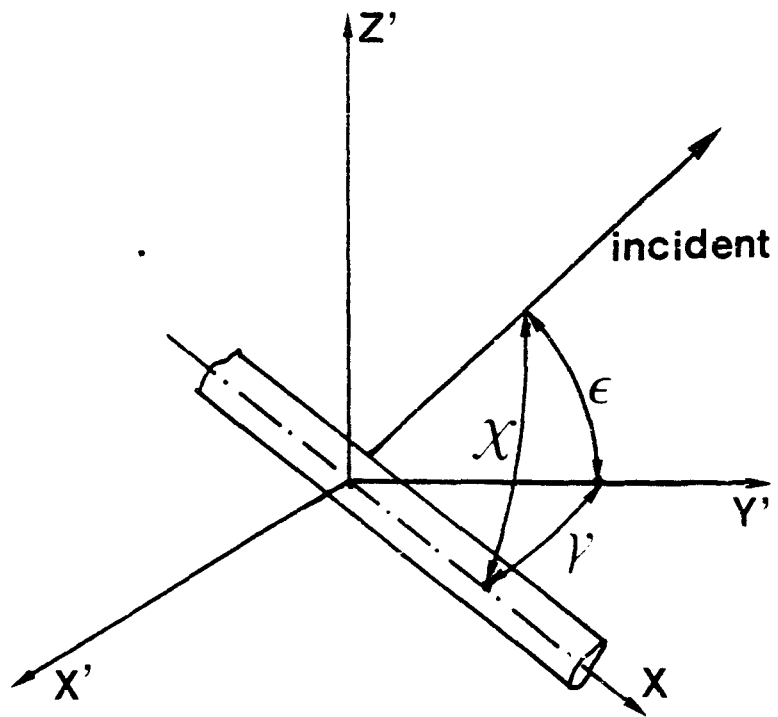


FIGURE 9: Orientation d'un cylindre de glace par rapport à la direction du rayonnement incident.

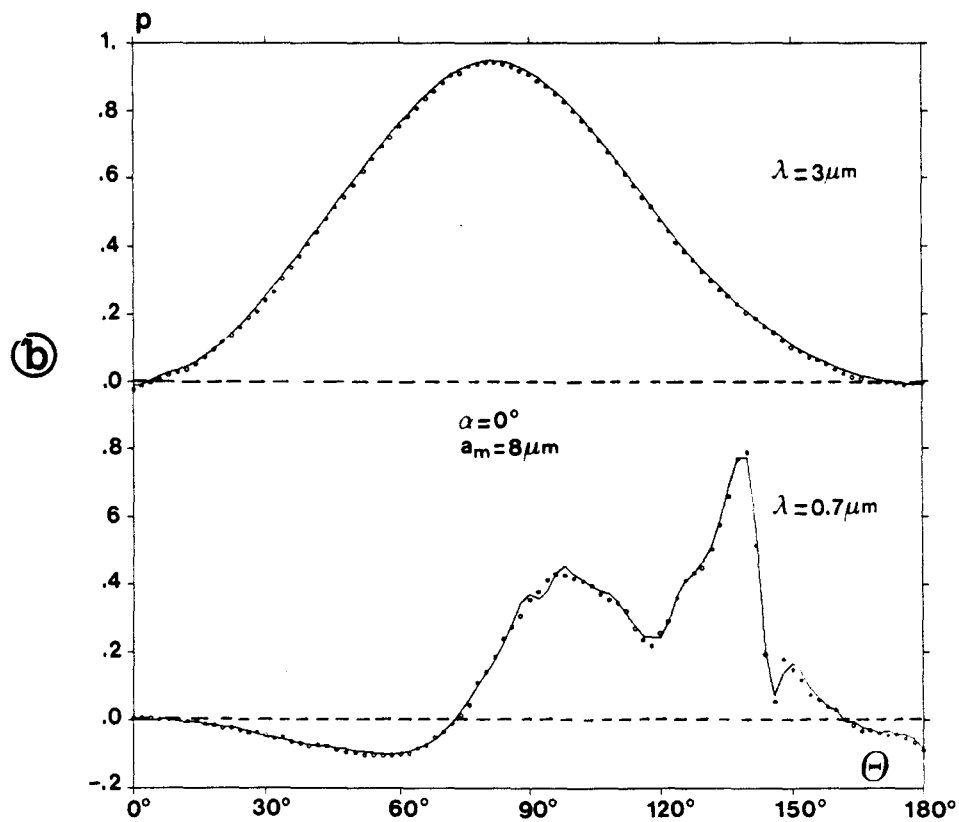
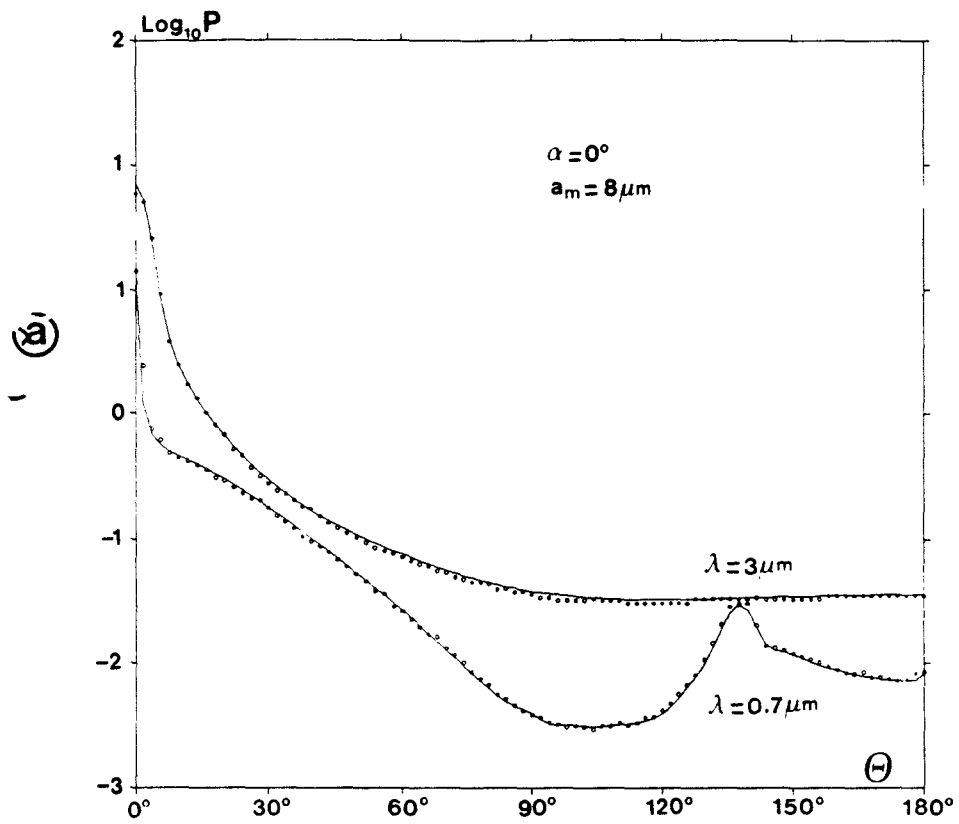


FIGURE 10: Fonctions de diffusion (a) et taux de polarisation (b). Cas d'une orientation uniforme dans un plan horizontal pour une incidence normale.

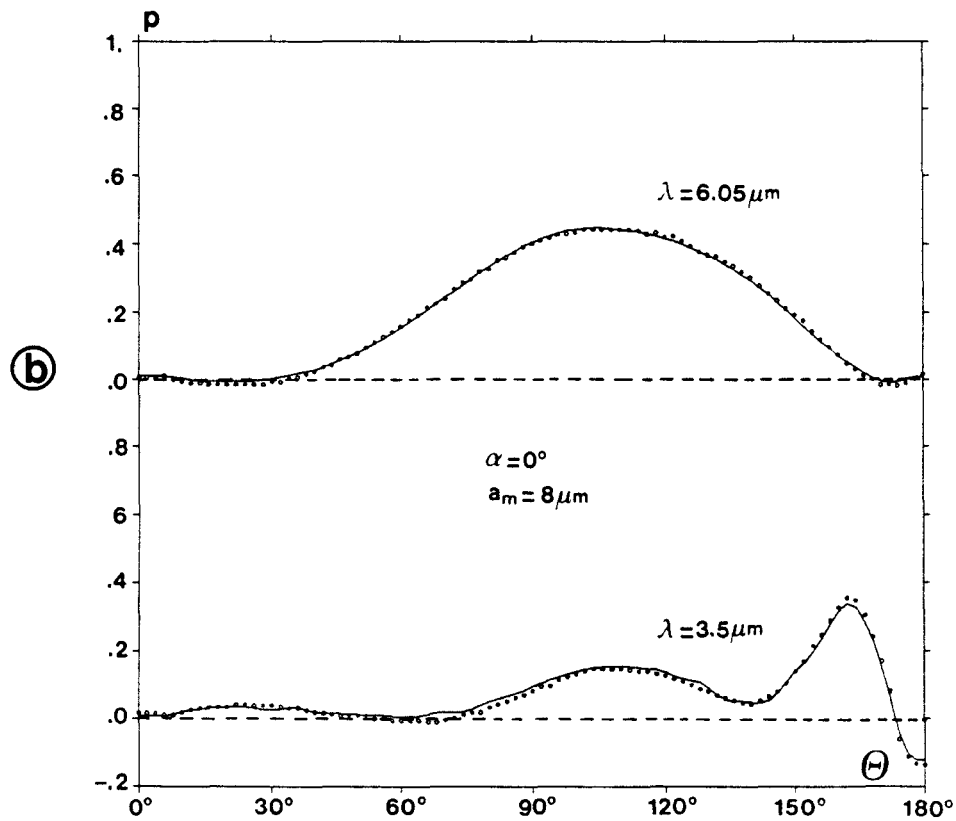
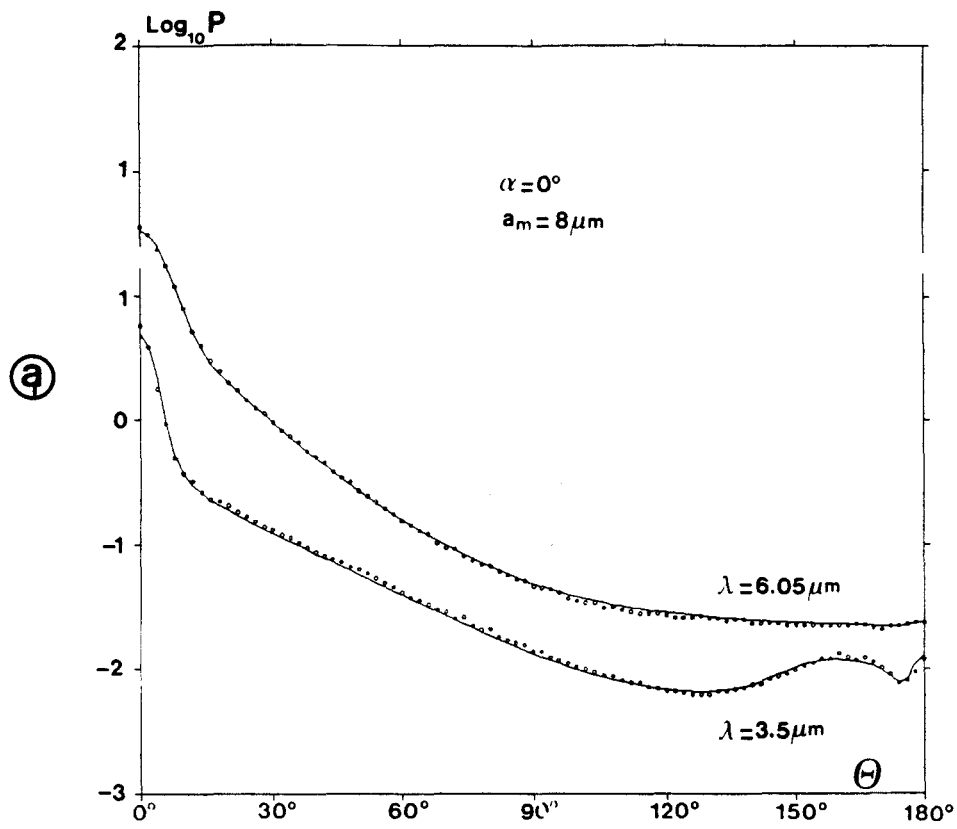


FIGURE 11: Fonctions de diffusion (a) et taux de polarisation (b). Cas d'une orientation uniforme dans un plan horizontal pour une incidence normale.

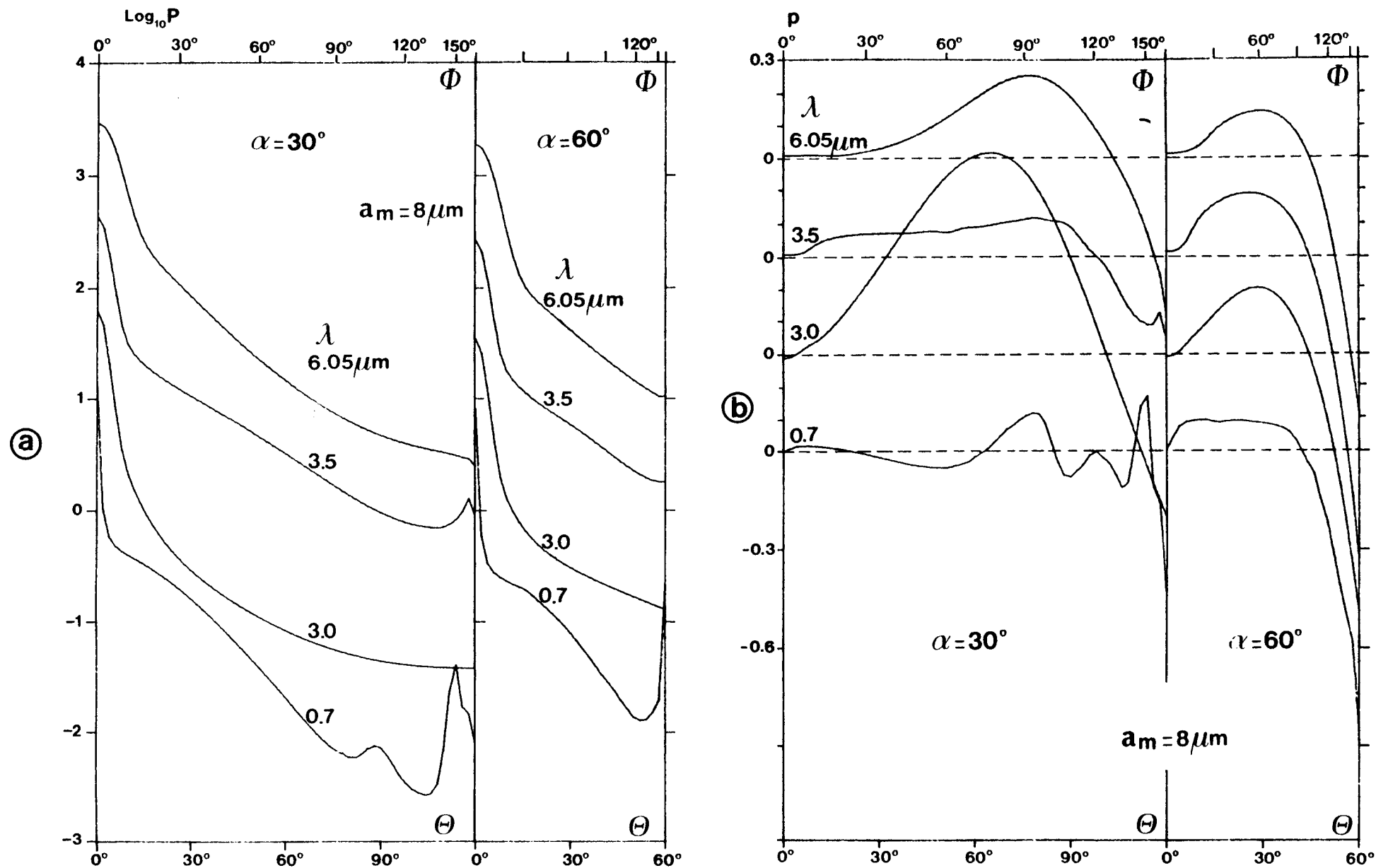


FIGURE 12: Fonctions de diffusion (a) et taux de polarisation (b). Cas d'une orientation uniforme dans un plan horizontal pour les incidences $\alpha = 30^\circ$ et $\alpha = 60^\circ$. Φ est l'angle d'observation. L'échelle des fonctions de diffusion s'applique à la courbe $\lambda = 0,7 \mu\text{m}$. Pour la courbe immédiatement au-dessus ($\lambda = 3 \mu\text{m}$), cette échelle est divisée par 10, et ainsi de suite.

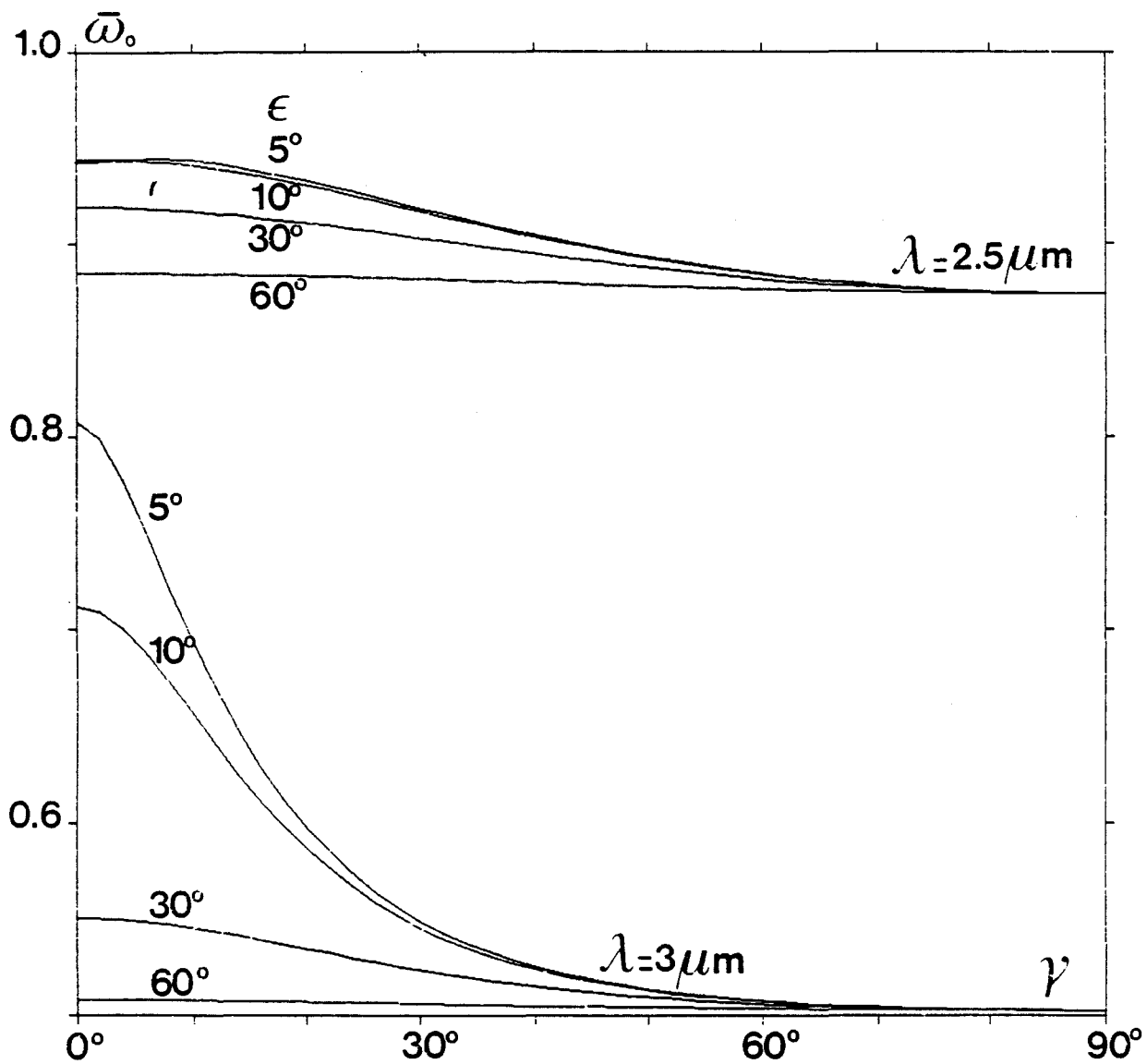


FIGURE 13: Mise en évidence de l'effet directionnel. Variations de l'albedo de diffusion simple $\bar{\omega}_0$ en fonction de l'orientation γ , pour diverses élévations ϵ .

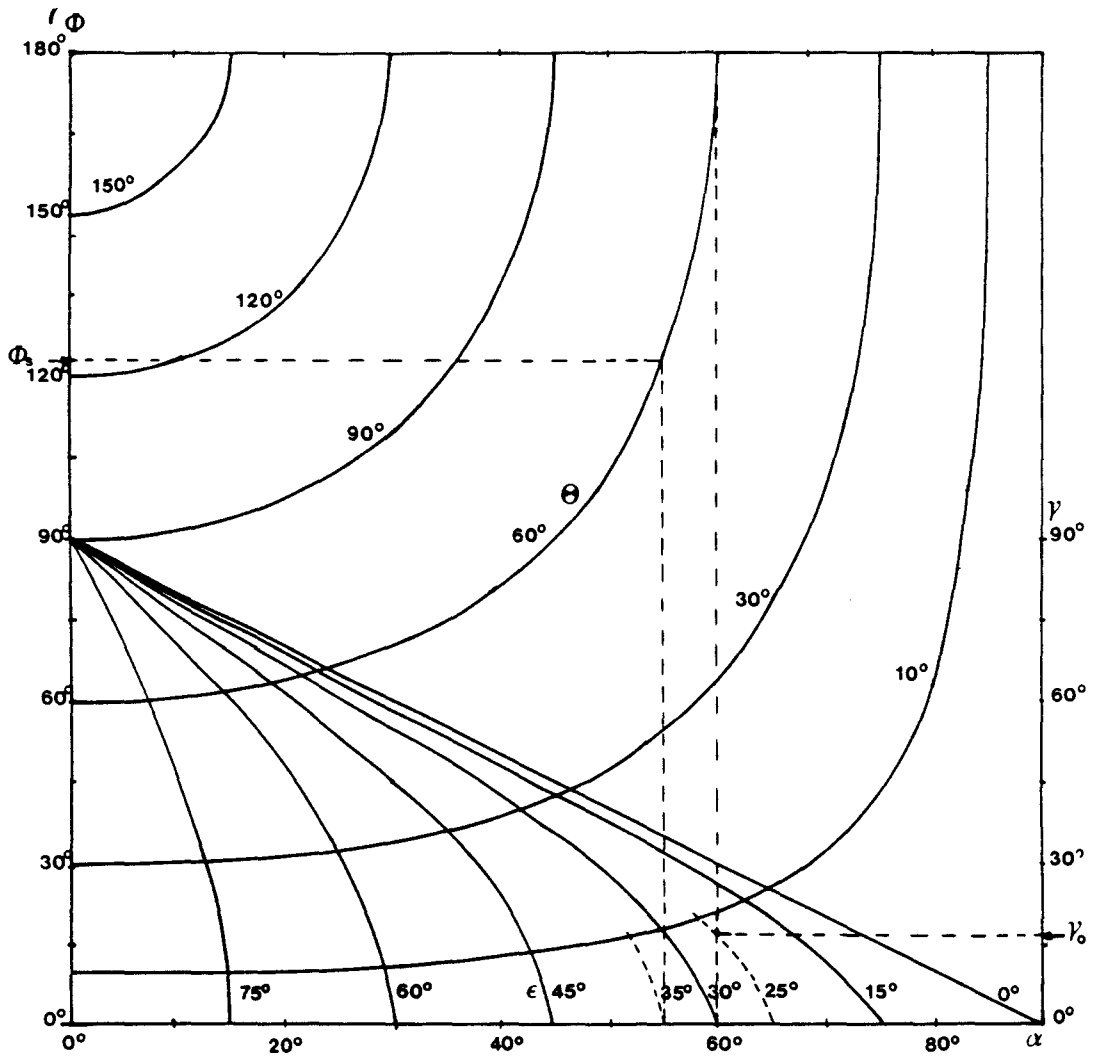


FIGURE 14: Orientation aléatoire dans un plan horizontal. Abaque résumant les différents domaines de variation des angles ψ , Θ , ϵ , γ et α .

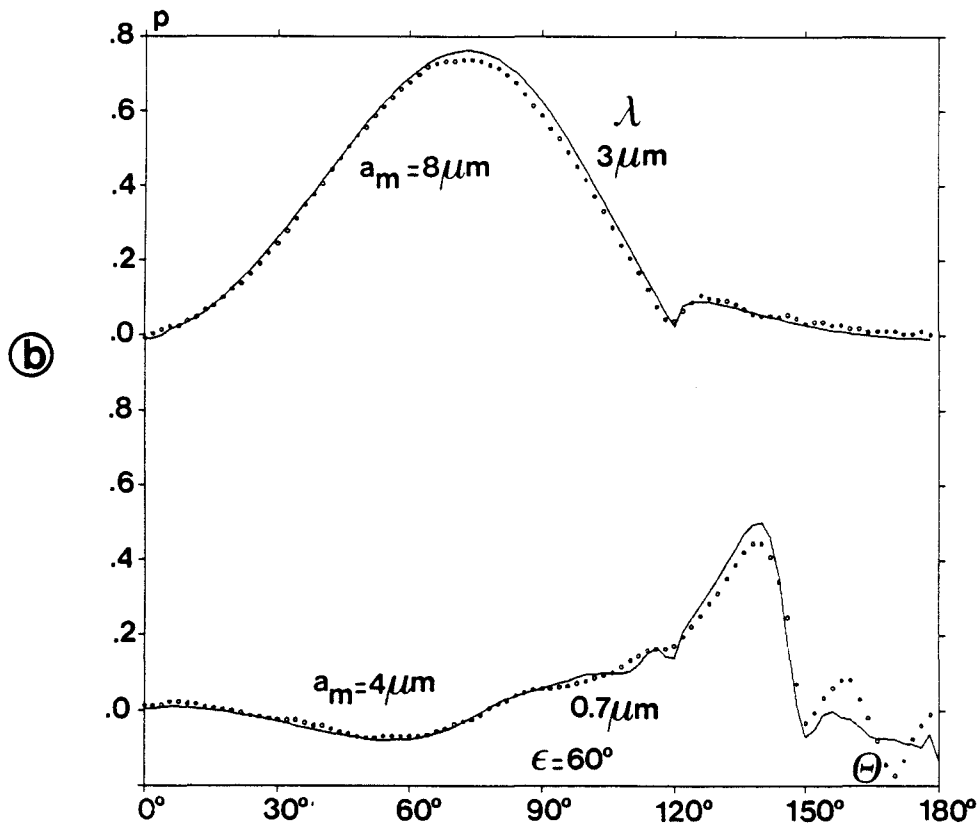
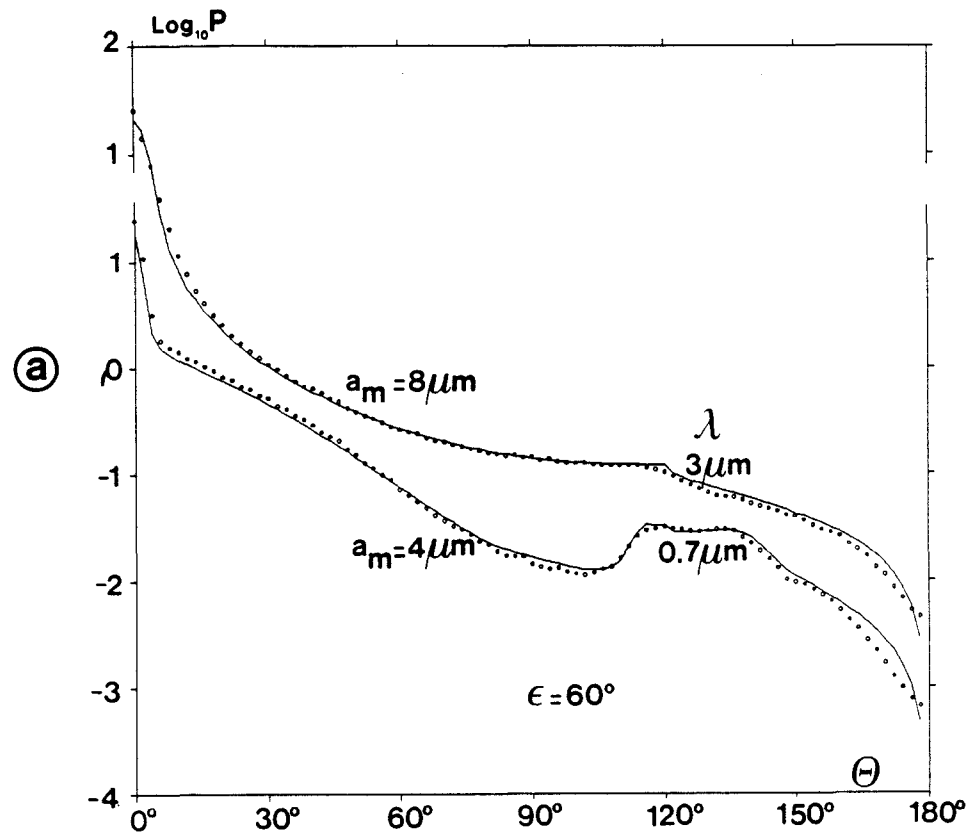


FIGURE 15: Orientation aléatoire dans un plan horizontal. Fonction de diffusion (a) et taux de polarisation (b). Comparaison avec les résultats de Liou, 1972b (en pointillés).

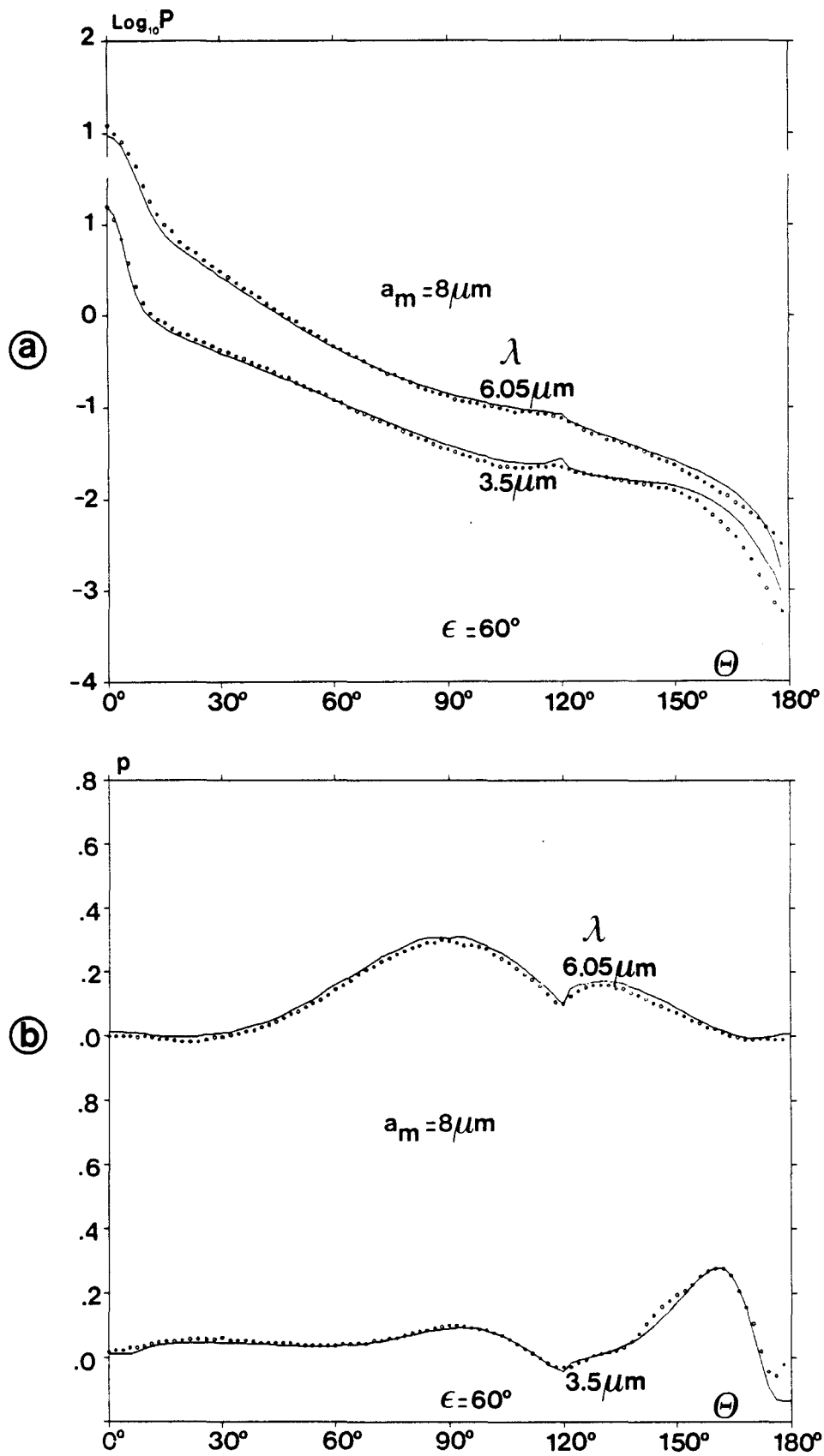


FIGURE 16: Orientation aléatoire dans un plan horizontal. Fonction de diffusion (a) et taux de polarisation (b). Comparaison avec les résultats de Liou, 1972b (en pointillés).

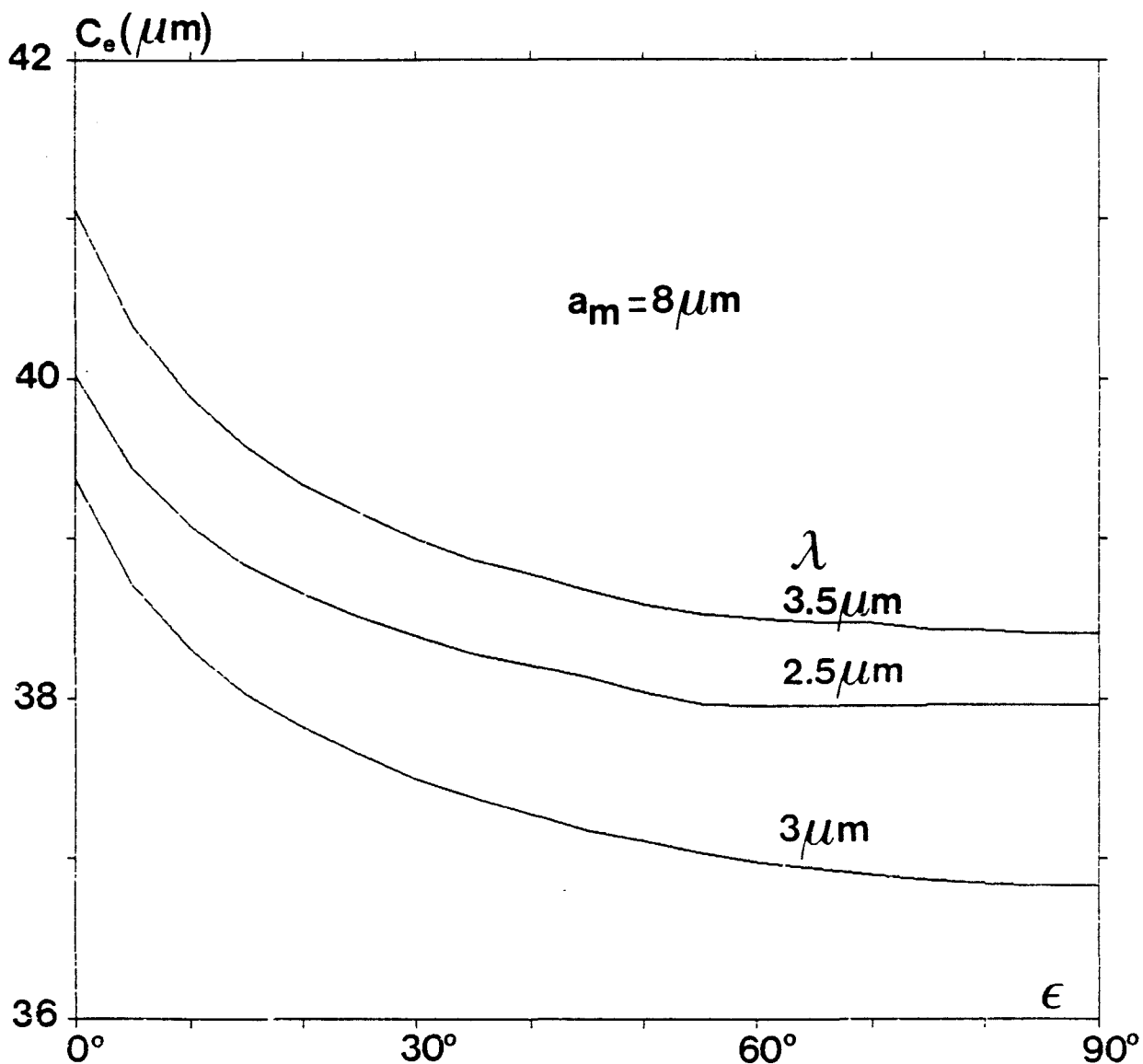


FIGURE 17: Orientation aléatoire dans un plan horizontal. Mise en évidence de l'effet directionnel. Variation de la section efficace d'extinction en fonction de l'élévation ϵ pour une granulométrie de rayon modal $a_m = 8 \mu\text{m}$.

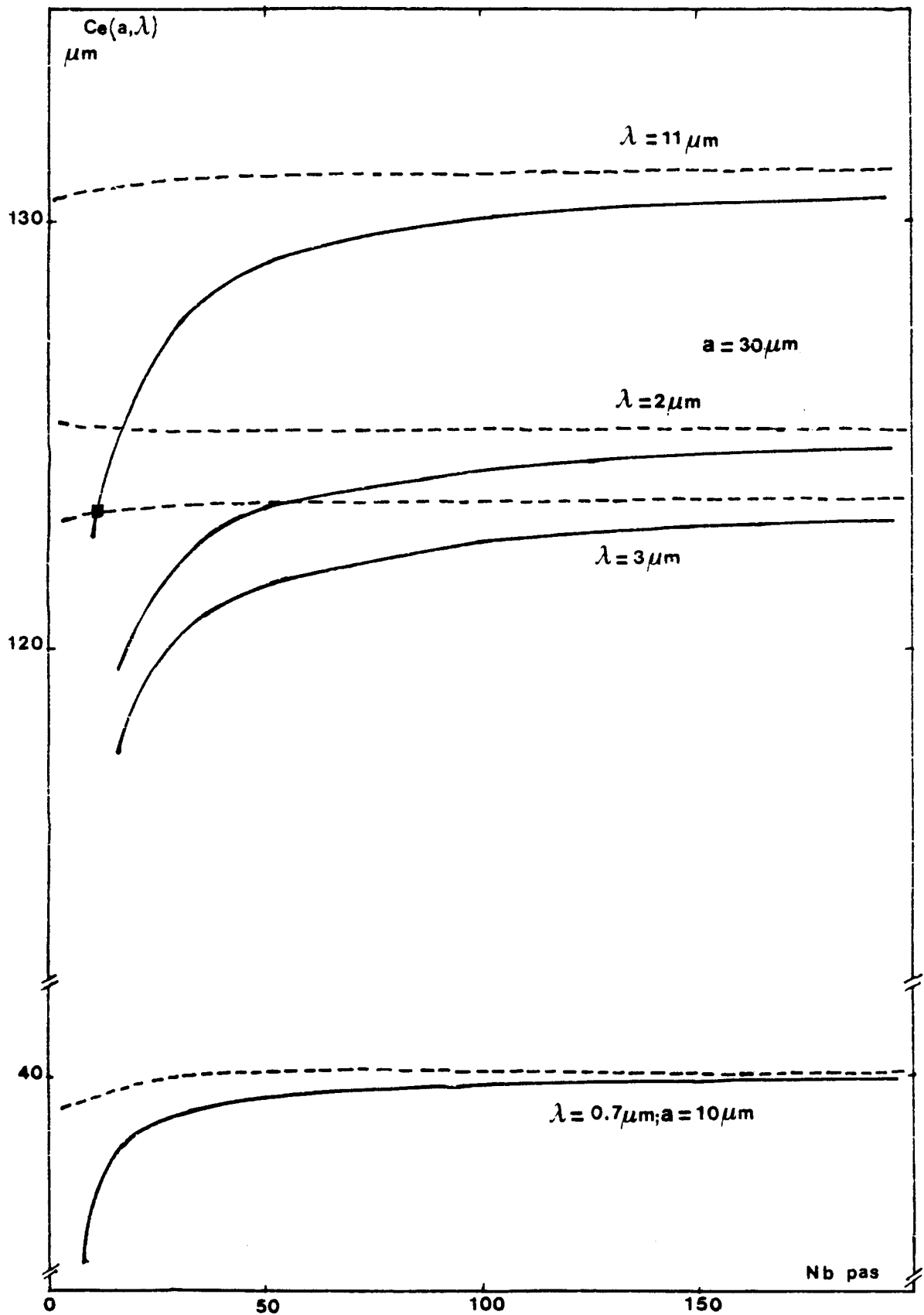


FIGURE 18: Tests de rapidité de convergence entre les quadratures de Gauss (traits pleins) et celle de Romberg (pointillés).

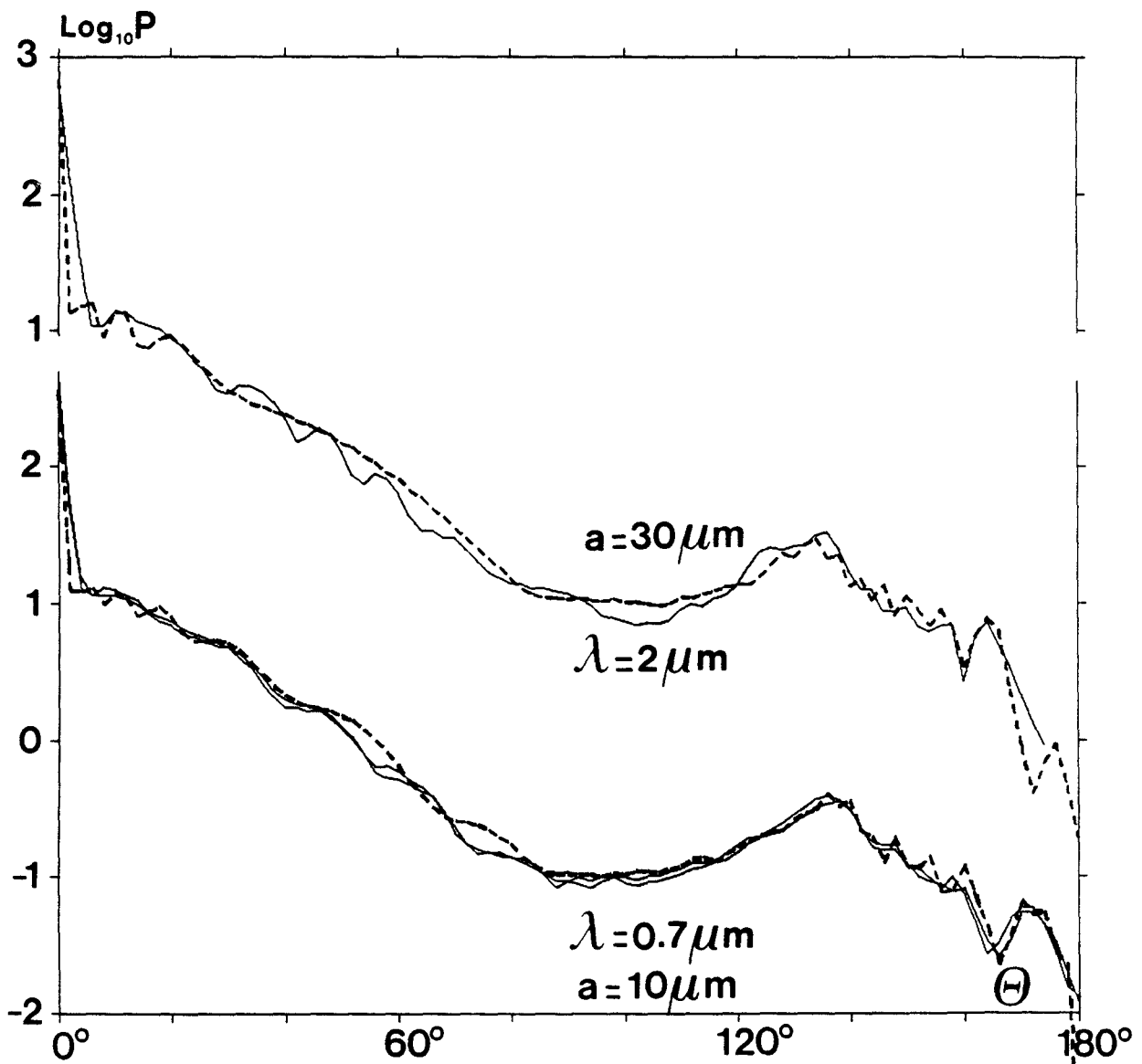


FIGURE 19-a: Orientation aléatoire dans l'espace. Particules monodispersées.

Comparaison entre nos résultats (traits discontinus) et ceux de Liou, 1973 ($\lambda = 2 \mu\text{m}$), ainsi que ceux de Liou, 1973 et Liou, 1972c ($\lambda = 0,7 \mu\text{m}$).

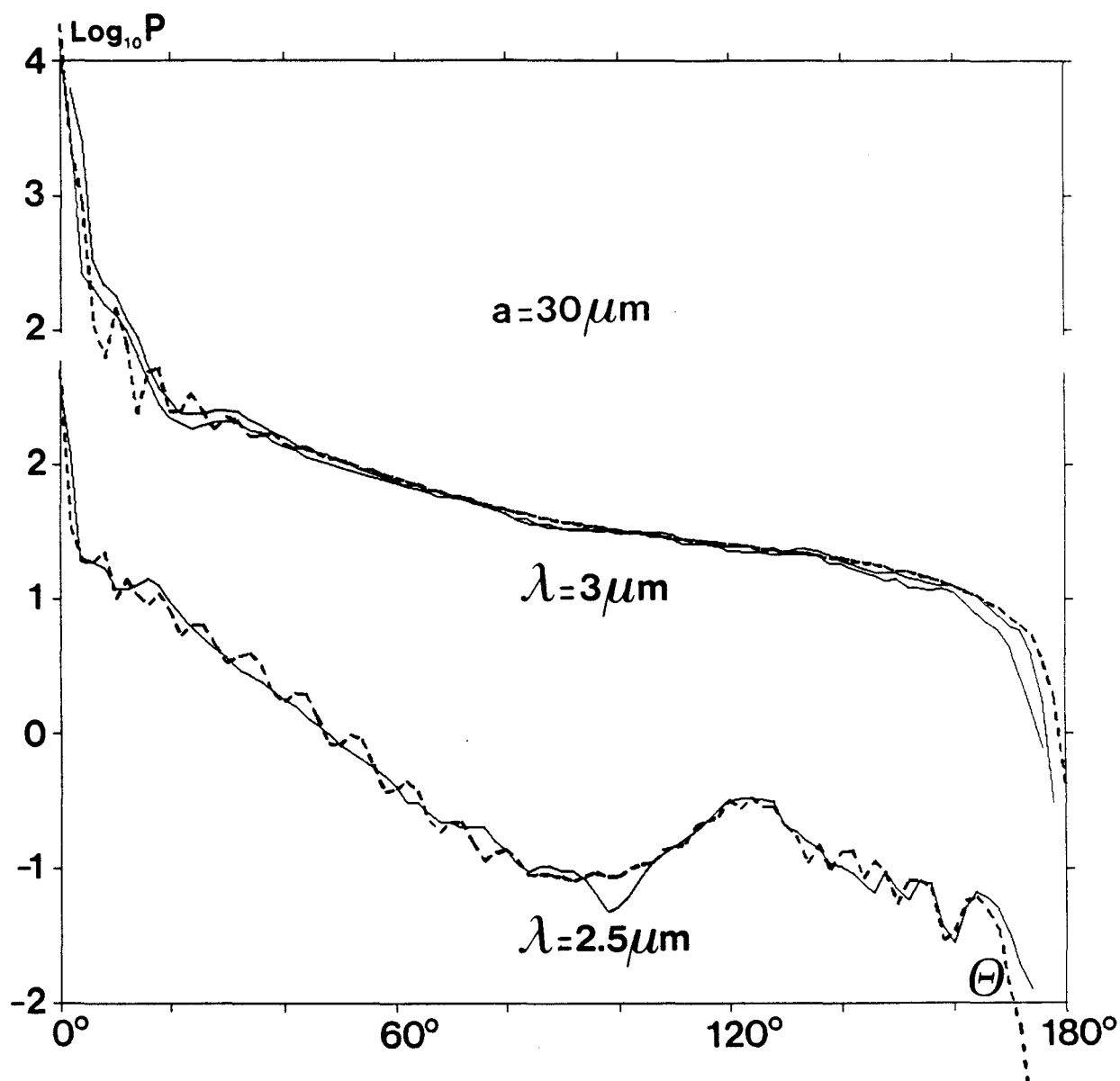


FIGURE 19-b: Orientation aléatoire dans l'espace. Particules monodispersées.

Comparaison entre nos résultats (traits discontinus) et ceux de Liou, 1973 ($\lambda = 2,5\mu\text{m}$), ainsi que ceux de Liou, 1972c et Liou, 1973 ($\lambda = 3\mu\text{m}$).

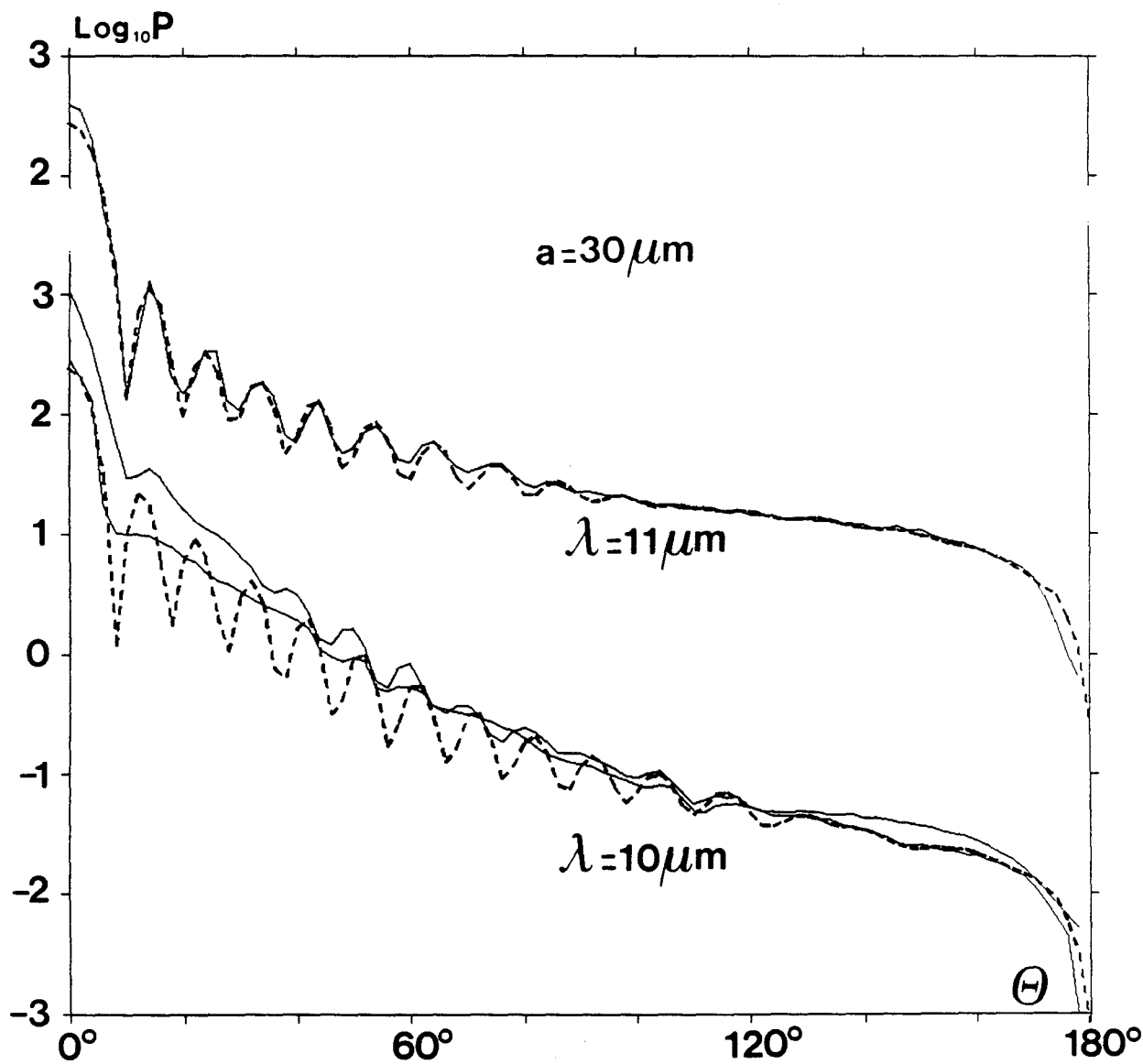
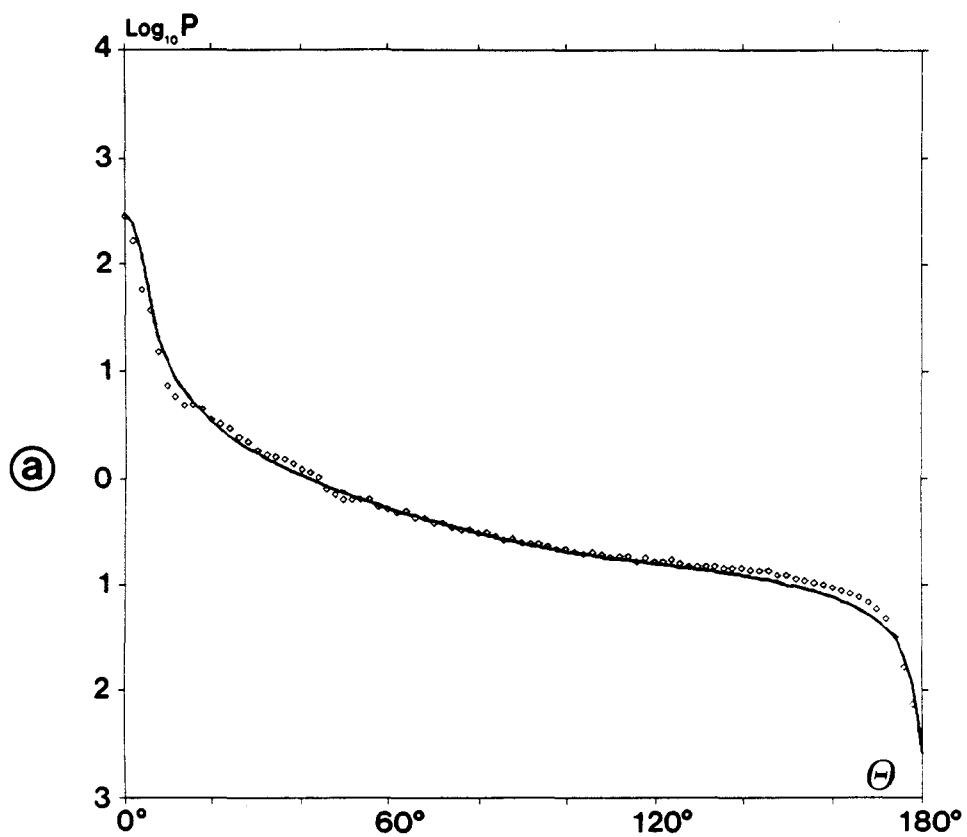


FIGURE 19-c: Orientation aléatoire dans l'espace. Particules monodispersées.

Comparaison entre nos résultats (traits discontinus) et ceux de Stephens, 1980 ($\lambda = 11 \mu m$), ainsi que ceux de Liou, 1972c et Liou, 1974 ($\lambda = 10 \mu m$).



$a_m = 30 \mu m$ $\lambda = 11 \mu m$ 3-D

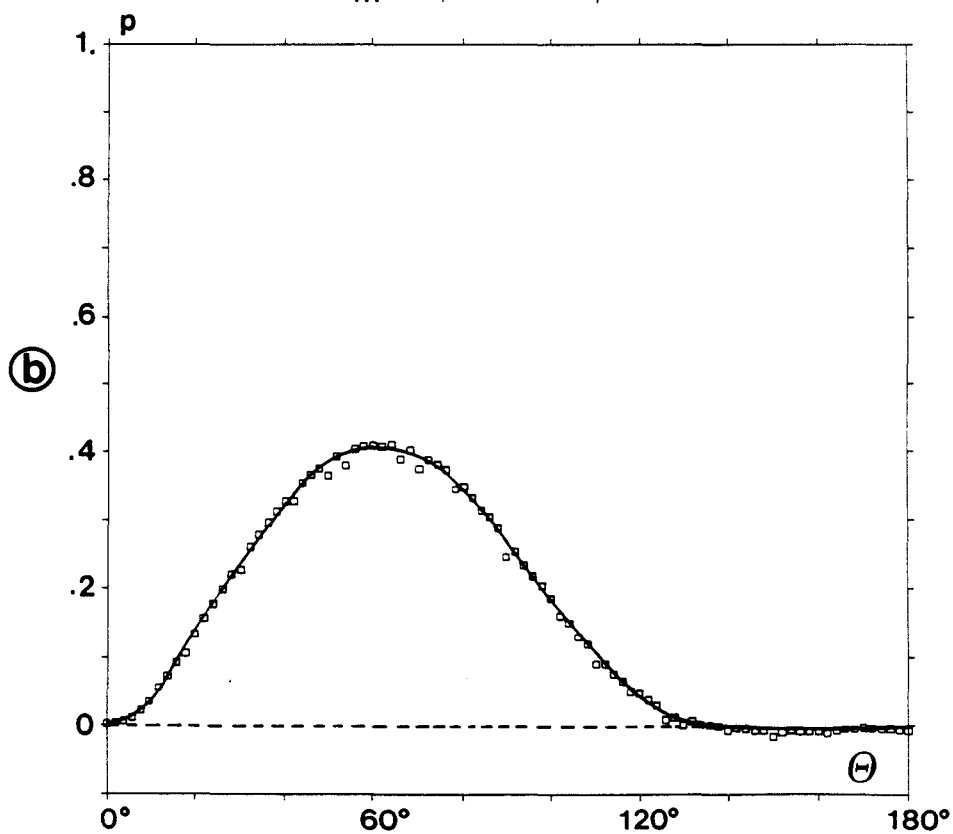


FIGURE 20: Orientation aléatoire dans l'espace. Particules polydispersées de rayon modal $a_m = 30 \mu m$.

(a) Fonction de diffusion à $\lambda = 11 \mu m$: Comparaison entre nos résultats (traits continus) et ceux de Stephens, 1980 (pointillés).

(b) Taux de polarisation correspondant: Résultats de notre calcul.

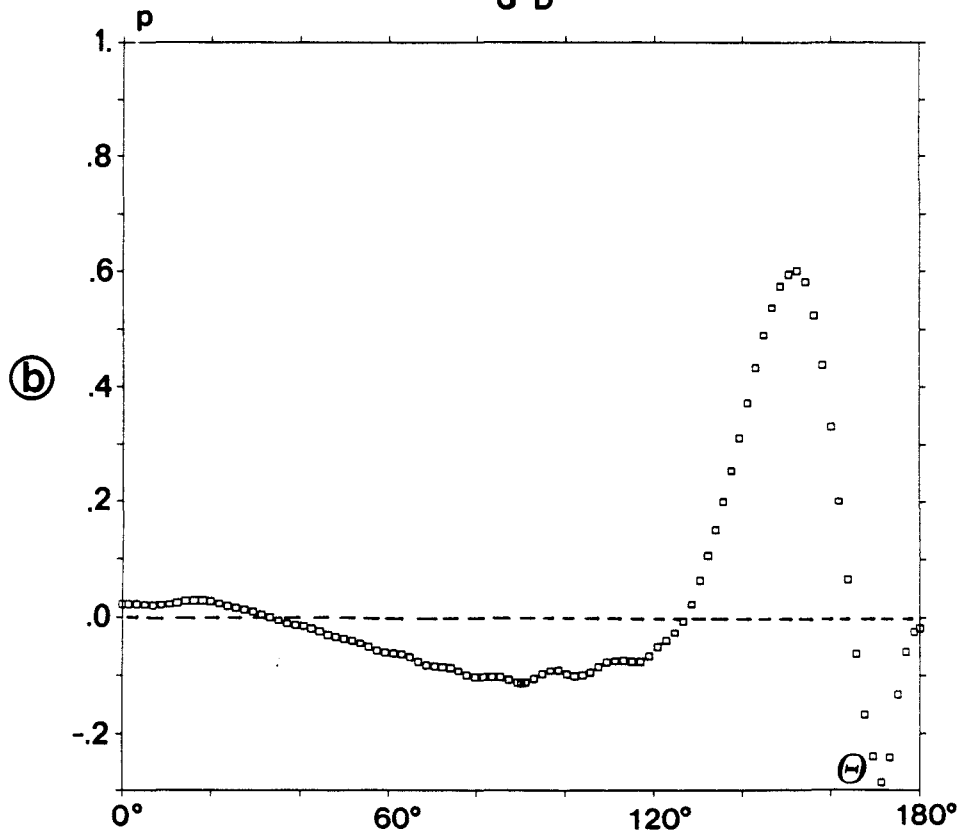
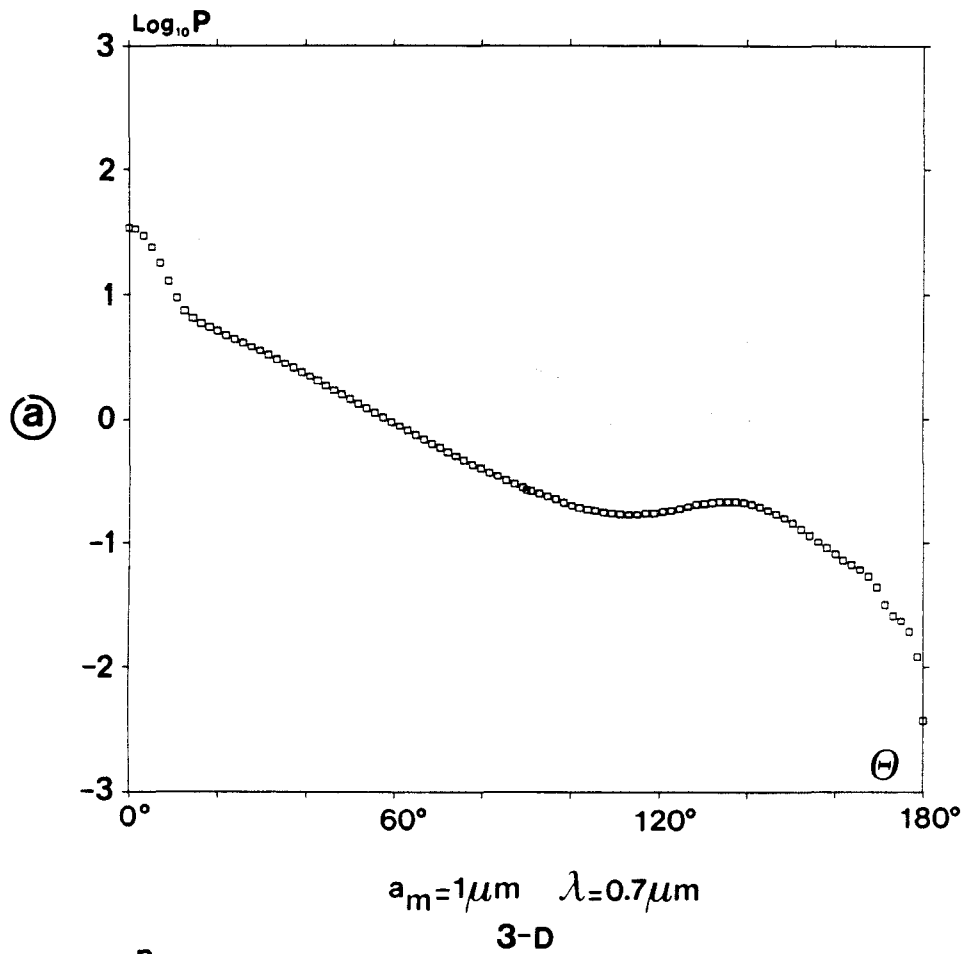


FIGURE 21: Orientation aléatoire dans l'espace. Particules polydispersées de rayon modal $a_m = 1\mu\text{m}$.

(a) Fonction de diffusion à $\lambda = 0.7\mu\text{m}$ et taux de polarisation correspondant (b).

CHAPITRE 2

APPLICATION DE LA DIFFUSION DE LA LUMIERE PAR DES CRISTAUX CYLINDRIQUES AUX OBSERVATIONS SATELLITAIRES

Information Content of AVHRR Channels 4 and 5 with Respect to the Effective Radius of Cirrus Cloud Particles

F. PAROL, J. C. BURIEZ, G. BROGNIEZ AND Y. FOUQUART

Laboratoire d'Optique Atmosphérique, Université des Sciences et Techniques de Lille, Villeneuve d'Ascq, France

(Manuscript received 27 June 1990, in final form 9 November 1990)

ABSTRACT

This paper investigates the important difference in the relationship between brightness temperatures between the 11- μm and the 12- μm AVHRR data and the microphysical properties of the semitransparent cirrus clouds. In the nonscattering approximation, the emittance for channels 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 μm for polydisperse spheres and 12 μm 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 large for cylinders. To obtain the size of cloud particles, the method developed in the nonscattering case is still applicable if one makes use of the effective emittance that 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 μm 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, Schlesinger 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 long-wave 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 dataset of cloud covers and cloud properties at the 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 semitransparency. 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 McCormick (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

Corresponding author address: F. Parol, Laboratoire D'Optique Atmosphérique, Université des Sciences et Techniques de Lille Flandres Artois, Batiment P5, 59655 Villeneuve d'Ascq Cedex, France.

method is very sensitive to cirrus clouds that 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 Woodburry and McCormick is systematically much larger than that found by Barton, who used the data collected by the nadir looking Selective Chopper Radiometer onboard of Nimbus 5. Barton's method made use of dual-wavelength observations of reflectances near $2.7 \mu\text{m}$. Prabhakara et al. used a bispectral technique based on Nimbus 4 Infrared Interferometer Spectrometer (IRIS). Their method is based on the significant differences that exist between the spectral extinctions at 10.8 and $12.6 \mu\text{m}$.

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 and $12 \mu\text{m}$. According to these authors, 1) the difference in brightness temperatures of the 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 $12 \mu\text{m}$ 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 applies for scattering particles provided 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 $1000 \text{ km} \times 1000 \text{ km}$ satellite picture taken by the AVHRR instrument on board of NOAA 9. The picture is centered on the west Atlantic Ocean (40°N , 20°W) and was collected on 30 January 1985 at 1500 UTC. Figure 1a is a channel 1 ($0.58\text{--}0.68 \mu\text{m}$)

reflectance image and Fig. 1b presents channel 4 ($10.5\text{--}11.3 \mu\text{m}$) brightness temperature T_4 , whereas Fig. 1c shows the brightness temperature difference (BTD) between channel 4 and channel 5 ($11.5\text{--}12.5 \mu\text{m}$). 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 northwestern (upper left) part of the image. This system contains thick high clouds, which appear white on both Figs. 1a and 1b, and more tenuous clouds that have a rather small reflectance but appear white on both Figs. 1b and 1c. Other cirrus streaks may also be detected on the southeastern (lower right) part of the pictures; despite the fact that 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 the identification of semitransparent 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 ($T_4 \approx 220 \text{ K}$), the BTD is close to zero, whereas for the pixels with semitransparent 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 $T_4 \approx 250 \text{ K}$. For the cloud-free pixels ($T_4 \approx 280 \text{ K}$), 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 southeastern part of the image. In this case, the cold cluster is not well marked with only a few pixels around 240 K ; a deep analysis of the BTDs for those semitransparent clouds is thus ambiguous since the actual temperature is not well known. Moreover, the signal is also affected by some low clouds that can be seen on Fig. 1a. It will be seen, in section 3a, 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

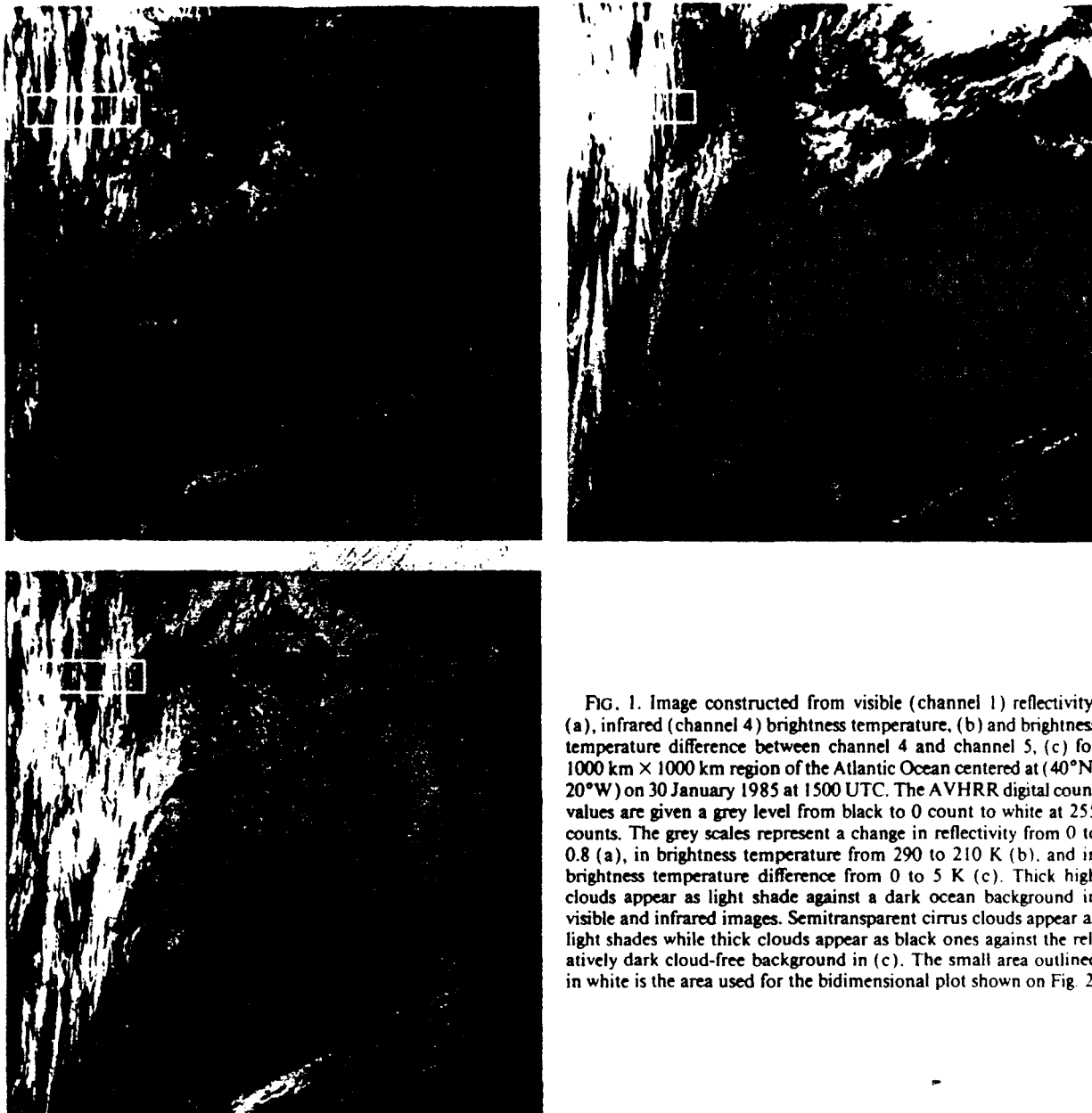


FIG. 1. Image constructed from visible (channel 1) reflectivity, (a), infrared (channel 4) brightness temperature, (b) and brightness temperature difference between channel 4 and channel 5, (c) for 1000 km × 1000 km region of the Atlantic Ocean centered at (40°N, 20°W) on 30 January 1985 at 1500 UTC. 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. Semitransparent cirrus clouds appear as light shades while thick clouds appear as black ones against the 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.

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

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

In this expression, θ is the satellite viewing angle, i is the channel number, N the fractional cloud cover, $t_i(\theta,$

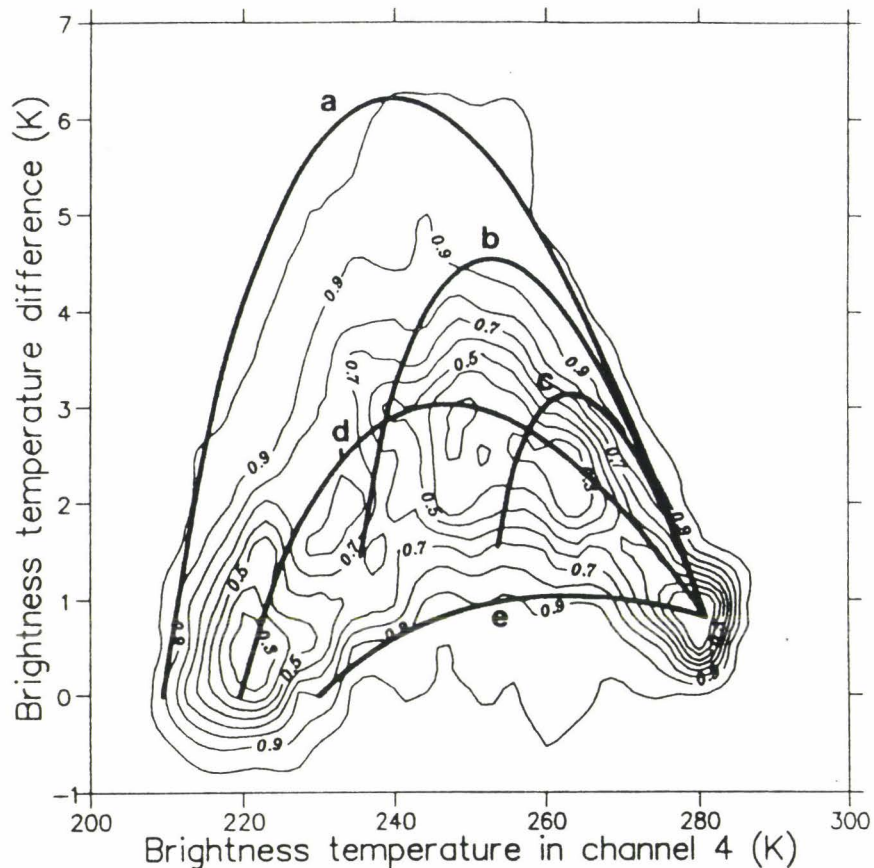


FIG. 2. Comparison between observed (isolines) and theoretical (thick lines) brightness temperature differences $T_4 - T_5$ for the small outlined area in Fig. 1. For example, 70% of the pixels are situated within the isolines 0.7. The thick lines correspond to several combinations of the cloud top temperature T^{cloud} , the cloud cover N , and the absorption coefficient ratio β : (a) $T^{\text{cloud}} = 210$ K, $N = 1.00$, $\beta = 1.18$; (b) $T^{\text{cloud}} = 210$ K, $N = 0.75$, $\beta = 1.18$; (c) $T^{\text{cloud}} = 210$ K, $N = 0.50$, $\beta = 1.18$; (d) $T^{\text{cloud}} = 220$ K, $N = 1.00$, $\beta = 1.08$; (e) $T^{\text{cloud}} = 230$ K, $N = 1.00$, $\beta = 1.00$. The cloud-free brightness temperatures are fixed to 281.0 and 280.2 K in channels 4 and 5, respectively.

θ') 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, $I_i^d(\theta')$ 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 blackbody 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 ra-

diance in Eq. (1) should be neglected. Therefore, Eq. (1) becomes

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

a. Nonscattering 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) that limits the impact of liquid water on the radiation field to that spectral range where the scattering efficiency of particles with dimensions typical of nonprecipitating 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 BTDs, 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 disregard 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

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

where the superscript *ns* is a reminder of the nonscattering approximation.

As a first approximation, one can consider that the absorption coefficient σ_{α_i} of liquid water and ice are constant over the spectral bandpass of each AVHRR channel. The cloud emittance can thus be written as

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

where *Z* is the cloud thickness.

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

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

where $\beta = \sigma_{\alpha_5} / \sigma_{\alpha_4}$ 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 the cloud base. In the present analysis, the 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 neighboring 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 $T_4 - T_5 = 0.8$ K. On the other hand, T^{cloud} cannot be directly derived from the radiances escaping from semitransparent cirrus cloud. We get access to it only if the cirrus has an optically thick part, assuming that the emitting temperature of the semitransparent part is approximately the same as that of the optically thick. Strictly speaking, this is certainly not true because since cirrus can be some kilometers thick, their emitting temperature can vary very substantially according to 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 $\beta \approx 1.08$. Using $N = 1$, $\beta = 1.08$, and $T^{\text{cloud}} = 210$ K, we calculated T_4 and the BTD 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 BTDs, however, do not fit this particular set of parameters and with $\beta = 1.08$ they would lead to $T^{\text{cloud}} \approx 180$ K, which is probably too cold. Curve a presents another possible set of parameters ($N = 1$, $T^{\text{cloud}} = 220$ K, $\beta = 1.18$), which agrees with the largest BTD. Curve e ($N = 1$, $T^{\text{cloud}} = 230$ K, $\beta = 1.00$) represents another extreme choice with agreement for small BTDs. 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 BTDs (see curve 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 0.1–1.5 km. 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 and (ii) the apparent value based upon the assumption that $N = 1$, is smaller than the actual one.

b. Sensitivity of the BTD to microphysics

In the nonscattering 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(θ, γ), random orientation in the horizontal plane 2D - ROC(θ), and full random orientation in space 3D - ROC. In the nonscattering case, θ on Fig. 3 is the zenith angle of the satellite direction, $\theta = 0^\circ$ corresponds to the subtrack, and $\theta = 60^\circ$ to a satellite viewing angle of roughly 50° , for the NOAA polar orbiters.

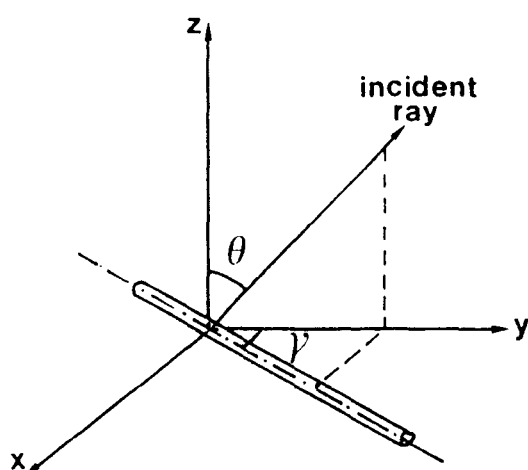


FIG. 3. Geometry of the orientation of a cylinder with respect to the incident ray.

TABLE 1. Real and imaginary parts of the 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

For both spheres and cylinders, the particle-size distribution is assumed to be a *gamma* function (Deirmendjian 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,

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

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 nonscattering approximation, Eqs. (6)–(8) apply and $\beta = \sigma_a / (\sigma_s + \sigma_a)$ 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 increases 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 $r_{\text{eff}} \approx 18 \mu\text{m}$ or to cylinders with $r_{\text{eff}} \approx 9\text{--}15 \mu\text{m}$.

c. Influence of multiple scatterings

The influence of scattering is small either when the single-scattering albedo $\omega_i = \sigma_s / (\sigma_s + \sigma_a)$ is small,

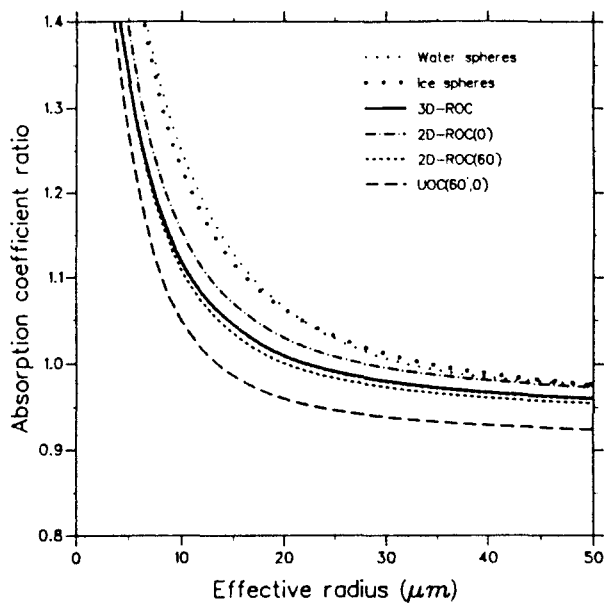
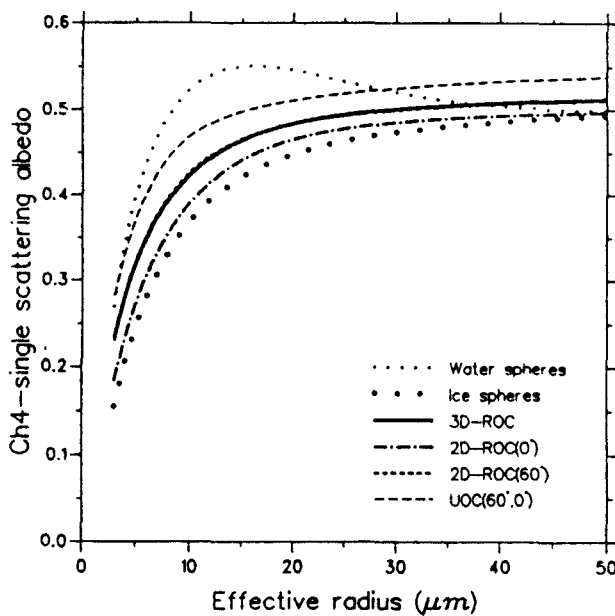


FIG. 4. The absorption coefficient ratio β versus the effective radius of spheres and long cylinders. The ice cylinders are uniformly oriented [(UOC(θ, γ))] and randomly oriented in the horizontal plane [2D-ROC(θ)] or in space (3D-ROC). Note that 2D-ROC($\theta = 0$) is equivalent to UOC($\theta = 0, \gamma$) and UOC($\theta, \gamma = 0$).

close to zero or, since scattering in the forward peak does not redistribute the radiation, when the scattering phase function $P_i(\theta)$ is 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 the single-scattering albedo and the asymmetry factor, respectively. 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 $r_{eff} \approx 15 \mu m$. 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, quite a significant difference between spheres and cylinders. Liou (1976) described in detail this property of the cylinder phase function which, compared to that of spheres, gives a large probability of scattering in the region $\theta \approx 20^\circ - 160^\circ$ 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 is 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 that have a much larger forward peak of scattering.

d. Calculation of brightness temperatures in scattering conditions

The upward radiances at the top of the atmosphere have been calculated for both spheres as well as the 3D-ROC for which there is no privileged orientation that makes the calculations much simpler. The scattering problem was solved using the spherical harmonics method (Devaux 1977). To simplify the calcula-

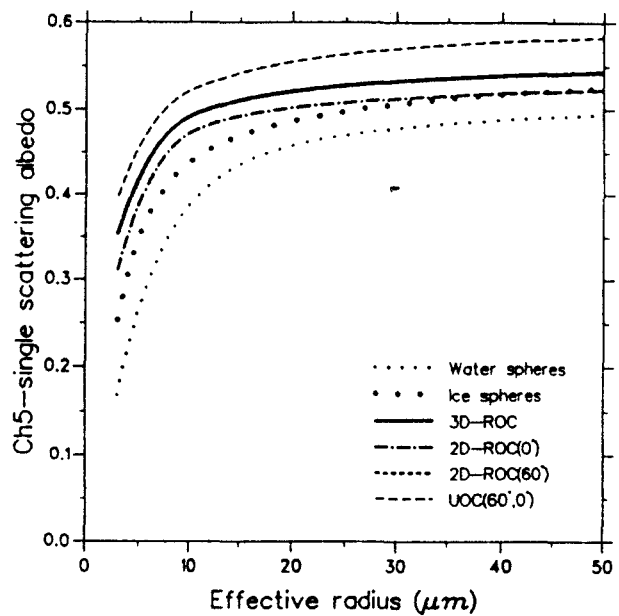


FIG. 5. Single-scattering albedoes ω_4 and ω_5 as functions of the effective radius of spheres and long ice cylinders.

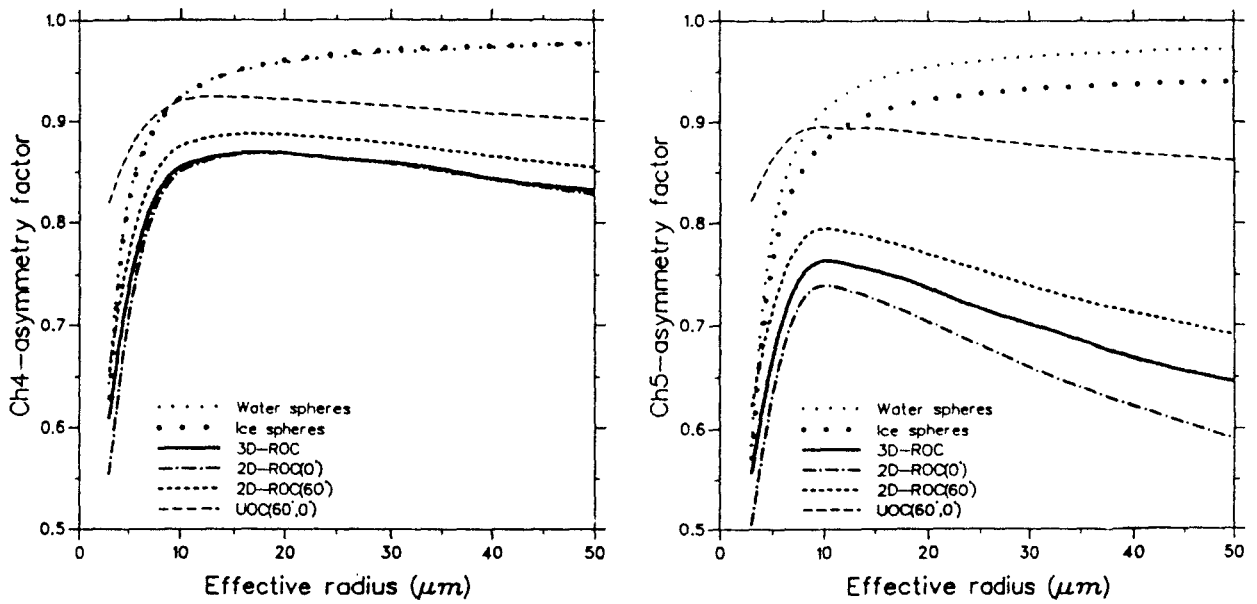


FIG. 6. Asymmetry factors g_4 and g_5 as functions of the effective radius of spheres and long ice cylinders.

tions, here we assumed isotropic upward radiance at cloud base.

Further specifications are $T^{\text{cloud}} = 220$ K, $T_4^{\text{clear}} = 281$ K, and $T_5^{\text{clear}} = 280.2$ K 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

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

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

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

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 $\bar{\tau}_i(\theta) < t_i^{\text{ns}}(\theta)$. Consequently, $I_i(\theta) < I_i^{\text{ns}}(\theta)$ so that the difference $\delta T_i = T_i - T_i^{\text{ns}}$ 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 pathlength 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 $\bar{\tau}_i(\theta)$ 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

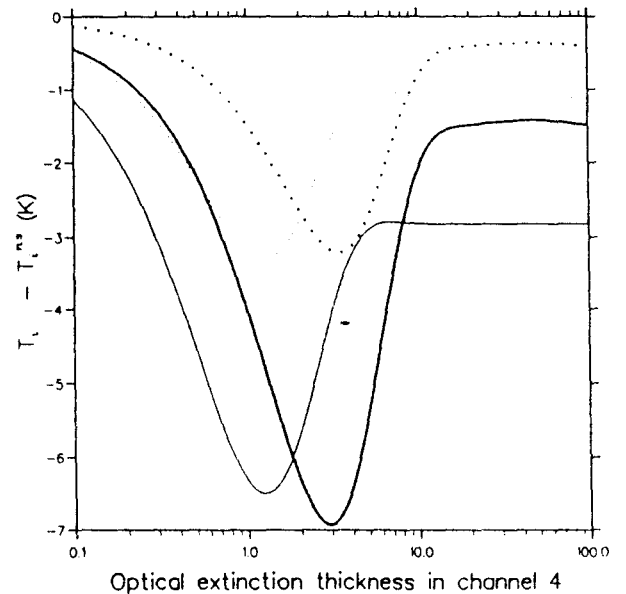


FIG. 7. Difference between the brightness temperatures T_i (accounting for the scattering) and T_i^{ns} (when scattering is neglected) as a function of the cloud optical extinction thickness in channel 4 for the two zenith angle values: $\theta = 0$ (thin curves) and $\theta = 60^\circ$ (thick curves). The effective radius of the long ice cylinders, randomly oriented in space (3D-ROC), is $r_{\text{eff}} = 33 \mu\text{m}$. The full lines correspond to $T_5 - T_5^{\text{ns}}$ and the dotted lines to $T_4 - T_4^{\text{ns}}$.

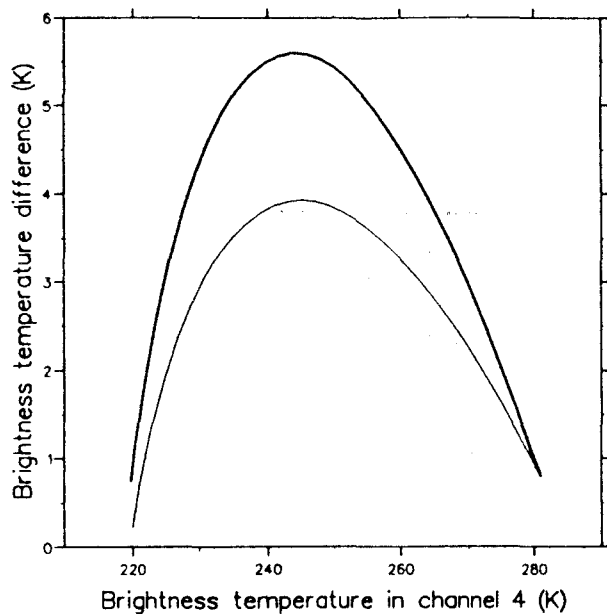


FIG. 8. Brightness temperature difference $T_4 - T_5$ versus the brightness temperature T_4 , for a zenith angle $\theta = 30^\circ$, for 3D - ROC of effective radius $r_{\text{eff}} = 12 \mu\text{m}$ (thick line), and for ice spheres of effective radius $r_{\text{eff}} = 18 \mu\text{m}$ (thin line), both corresponding to the same absorption coefficient ratio $\beta = 1.08$. The dotted line refers to neglecting the scattering effect.

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 the BTDs are reported for both ice spheres and 3D - ROC. On this figure, both spheres and cylinders present the same BTDs in the nonscattering approximation. 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 nonscattering approximation, as used by Inoue (1985), and presented in section 3a, is adapted the most easily 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

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

which implicitly includes the effects of scattering. Primarily, the concept of the effective emittance was applied to in situ measurement of upward (or downward) infrared irradiances, so that the equivalent cloud emitting temperature $T_{\text{eff}}^{\text{cloud}}$ 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, $I_i < B_i(T_{\text{eff}}^{\text{cloud}})$ when $T_i \rightarrow 0$. Note also that, since the cloud reflectances are different in channels 4 and 5, the BTD differ slightly from zero even for thick clouds.

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

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

Actually, the cloud layer reflectance and emittance in Eq. (5) are angularly dependent; therefore, even for isotropic incoming radiance at the cloud boundaries, the BTD 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 3D randomly oriented cylinders of effective radius $r_{\text{eff}} = 33 \mu\text{m}$. In this example, the actual BTDs were calculated using the spherical harmonics method and the β_{eff} were calculated by adjusting the actual BTDs with equivalent nonscattering ones through a least-square fit for variable cloud thick-

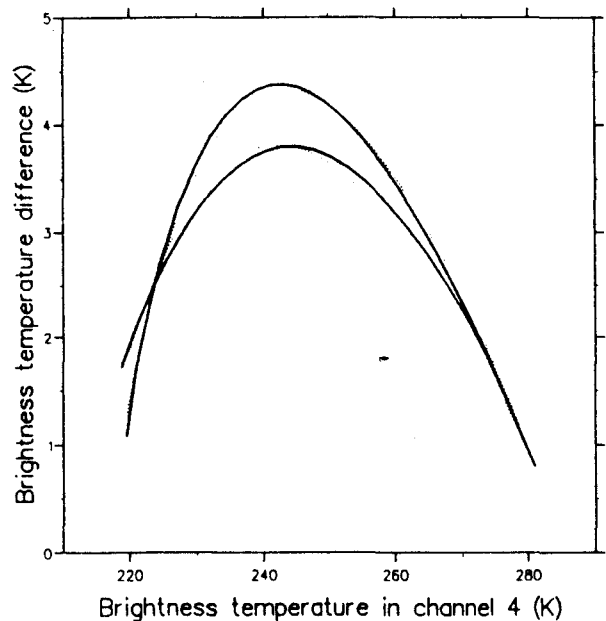


FIG. 9. Brightness temperature difference $T_4 - T_5$ versus the brightness temperature T_4 , for 3D - ROC of effective radius $r_{\text{eff}} = 33 \mu\text{m}$. The full lines refer to actual BTDs for $\theta = 0^\circ$ (upper curve) and for $\theta = 60^\circ$ (lower curve). The dotted lines refer to approximate BTDs: $\beta_{\text{eff}} = 1.146$ (upper curve adjusted for $\theta = 0^\circ$), and $\beta_{\text{eff}} = 1.116$ (lower curve adjusted for $\theta = 60^\circ$). Note that β_{eff} differs very significantly from $\beta = 0.975$.

nesses. In this case, $\beta_{\text{eff}} = 1.146$ for $\theta = 0^\circ$ and $\beta_{\text{eff}} = 1.116$ for $\theta = 60^\circ$; the relative variation is thus only 3% and is generally less than 1% 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 United States 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: +10 K and -10 K. The largest anisotropy is for the tropical atmosphere and a surface temperature jump of +10 K; in this case, the upward radiance decreases by about 9% when θ varies from 0° to 60° . Without surface discontinuities, the decrease is only 1% for the tropical atmosphere and less than 1% for the very dry subarctic winter atmosphere. In the worst case, the influence on β_{eff} is typically 1% for $\theta = 60^\circ$, 0.3% 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 ($\beta \approx 1.08$, see also Fig. 2) corresponds to spheres with $r_{\text{eff}} \approx 18 \mu\text{m}$ for both water and ice;

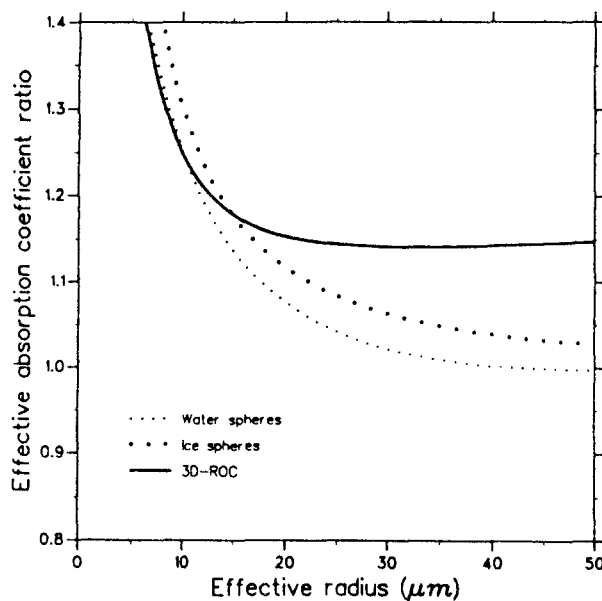


FIG. 10. Effective absorption coefficient ratio β_{eff} as a function of the effective radius of spheres and randomly oriented long ice cylinders.

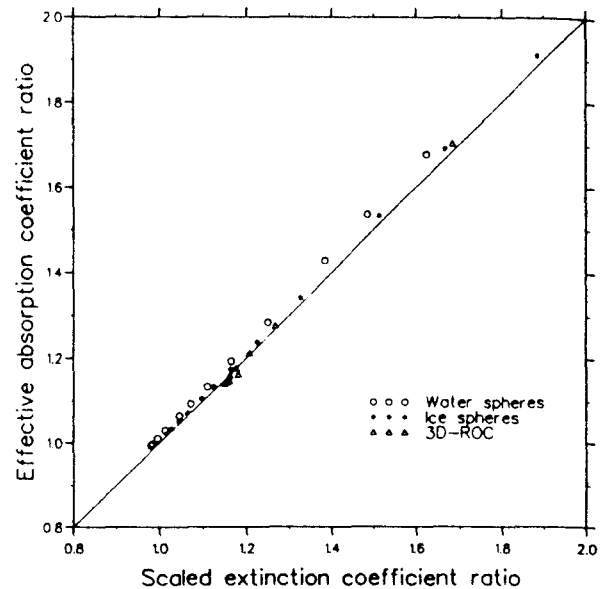


FIG. 11. Effective absorption coefficient ratio β_{eff} as a function of the scaled extinction coefficient ratio $[(1 - \omega_5 g_5) \sigma_{e_5}] / [(1 - \omega_4 g_4) \sigma_{e_4}]$ for spheres and randomly oriented long ice cylinders of effective radius varying from 3 to $100 \mu\text{m}$.

when scattering is accounted for, it corresponds to $r_{\text{eff}} \approx 20 \mu\text{m}$ for water spheres and $26 \mu\text{m}$ for ice spheres. As expected from section 3c, 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 $20 \mu\text{m}$. The largest influence, however, is for 3D-ROC, whose asymmetry factor is much smaller than that of spheres; in the 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

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

The effective absorption coefficient ratio β_{eff} differs significantly from the absorption ratio β (compare Fig. 4 to Fig. 10). Oppositely, the agreement between β_{eff} and the right-hand side of Eq. (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 regard 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 that 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 Figs. 5 and 6 suggests that this approximation is still applicable, at least for 2D random cylinders. However, more accurate calculations are needed to fully demonstrate this indication.

5. Discussion and conclusion

In contradiction with the affirmation of Prabhakara et al. (1988), the BTD is significantly dependent on

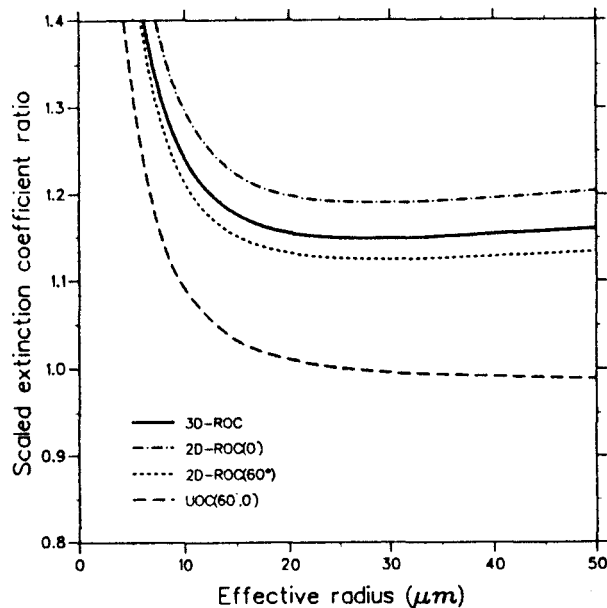


FIG. 12. Scaled extinction coefficient ratio $[(1 - \omega_s g_s) \sigma_{e_s}] / [(1 - \omega_s g_s) \sigma_{e_s}]$ as a function of the effective radius r_{eff} of long ice cylinders.

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 the ice crystal.

Our observations of the effective absorption coefficient ratio ($\beta_{eff} \approx 1.08$ for $\theta = 60^\circ$) are in good agreement with Inoue (1985) who found the same averaged value for a larger dataset (8 images) and various satellite viewing angles. For overcast pixels, such a value might correspond to ice spheres of effective radius $r_{eff} \approx 26 \mu m$ or a bit less in the case of supercooled particles (see Fig. 10), but no agreement can be obtained for fully random-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 that can be considered as intermediate 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 semitransparent cirrus clouds. For partial cloud covers, β_{eff} would thus be larger than 1.08 (see Fig. 2), but would certainly remain smaller than 1.18. This larger value agrees with spheres as cylinders with $r_{eff} \approx 15 \mu m$.

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 to this hypothesis, the large BTDs would correspond more to the coldest part of the cloud system (curve a on Fig. 2) and the smallest BTDs to the warmest parts (curve e on Fig. 2).

The BTD method is certainly very efficient to identify semitransparent 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 explain 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 measure-

ments 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.
- , D. S. McDougal, D. A. Randall and R. A. Schiffer, 1987: FIRE—The First ISCCP Regional Experiment. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **68**, 114-118.
- Deirmendjian, D., 1969: *Electromagnetic Scattering on Spherical Polydispersions*. Elsevier, 290 pp.
- Derrien, M., L. Lavanant and H. Legleau, 1988: Retrieval of the top temperature of semitransparent clouds with AVHRR. *Proc. of the IRS '88*, Lille, France, International Association of Meteorology and Atmospheric Physics, 199-202.
- 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. Ph.D. thesis, Université des Sciences et Techniques de Lille, 134 pp.
- Downing, H. D., and D. Williams, 1975: Optical constants of water in the infrared. *J. Geophys. Res.*, **80**, 1656-1661.
- Heymsfield, A. J., 1975: Cirrus uncinus 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.
- , 1977: Precipitation development in stratiform ice clouds: A microphysical and dynamical study. *J. Atmos. Sci.*, **34**, 367-381.
- , N. C. Knight and K. Sassen, 1988: Hydrometeor development in cold clouds in FIRE. *FIRE Science Team Workshop*, Vail, Colorado, 402 pp.
- Houghton, H. T., 1984: *The Global Climate*. Cambridge University Press, 233 pp.
- Inoue, T., 1985: On the temperature and effective emissivity determination of semitransparent cirrus clouds by bispectral measurements in the 10 μm window region. *J. Meteorol. Soc. Jpn.*, **63**, 88-98.
- Knezyz, 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.
- , 1980: *An Introduction to Atmospheric Radiation*. Academic Press, 404 pp.
- , 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 semitransparent cirrus clouds using channels 4 and 5 of the Advanced Very High Resolution Radiometer. *Proc. of the IRS '88*, Lille, France, International Association of Meteorology and Atmospheric Physics, 203-206.
- Platt, C. M. R., 1984: Extinction in clouds. *Proc. of the IRS '84*, Perugia, Italy, International Association of Meteorology and Atmospheric Physics, 163-166.
- , 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**, 11 151-11 164.
- 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 preliminary results from the first field phase. *Proc. of the IRS '88*, Lille, France, International Association of Meteorology and Atmospheric Physics, 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 Climatology Project (ISCCP): The first project of the world climate research program. *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.
- , 1980b: Radiative transfer on a linear lattice: Application to anisotropic ice crystal clouds. *J. Atmos. Sci.*, **37**, 2095-2104.
- , 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. Atmos. Sci.*, **47**, 1742-1753.
- Szejwach, G., 1982: Determination of semitransparent 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*. Wiley, 470 pp.
- , 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.
- , 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.
- , and —, 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.

CHAPITRE 3

DIFFUSION DE LA LUMIERE PAR DES NUAGES COMPOSES DE CRISTAUX PARFAITS DE GLACE

1 INTRODUCTION

Le transfert radiatif dans les cirrus a, dans une première approche au chapitre 1, été modélisé en faisant l'hypothèse que ces nuages sont composés de longs cylindres circulaires orientés de toutes les manières possibles par rapport au rayonnement incident.

Les microphotographies présentées sur la planche 1 représentent des cristaux de glace collectés entre -30°C et -43°C dans un cirrostratus (Heymsfield, 1975a). Nous trouvons des particules dont la plus grande dimension est de l'ordre de $100\mu\text{m}$ à $200\mu\text{m}$. On observe des structures relativement simples telles des colonnes, des particules de structure un peu plus complexe comme des plaquettes. On trouve également des structures cristallines beaucoup plus compliquées comme par exemple des rosettes. Ces microphotographies ne représentent bien sûr qu'un échantillonnage limité mais toutefois représentatif de toutes les structures et dimensions rencontrées (Auer et Veal, 1970). En fait, la température et le degré de saturation en eau de l'atmosphère, sont des facteurs primordiaux qui déterminent la forme du cristal de glace. La figure 1 représente schématiquement cette classification (Mason, 1957). Afin de modéliser plus proprement les nuages de glace et au regard de l'étude de Auer et Veal, nous considérons qu'ils sont composés de particules constituées de cristaux purs de glace, c'est à dire de cristaux de structure hexagonale. La longueur finie de ces cristaux pourra être grande (colonnes) ou petite (plaquettes) devant les dimensions de leur base.

Les cristaux de glace présents dans les nuages de la haute troposphère, dans la mesure où ils sont parfaits (Humphreys, 1929), sont à l'origine de phénomènes de diffusion de la lumière très caractéristiques dont le plus connu, se situant en diffusion avant, est le halo à 22° . Or ces phénomènes n'apparaissent pas dans la modélisation qui vient d'être effectuée sur les nuages composés de particules cylindriques.

Le problème de la diffusion ne peut plus, cette fois, être abordé à l'aide la théorie électromagnétique pour des raisons de complexité bien compréhensibles. Nous l'abordons en appliquant la dualité onde corpuscule: un photon incident parcourt un trajet dans un diélectrique suivant les lois de l'optique géométrique, se comporte également comme une onde rencontrant un obstacle ce qui provoque le phénomène de diffraction.

Cela nous amène à utiliser d'une part la théorie géométrique qui consiste à utiliser la méthode du lancer de rayons, et la diffraction de Fraunhofer d'autre part. Cette méthode, abordée pour la première fois par Jacobowitz en 1971 pour des colonnes hexagonales infiniment longues, n'est qu'une approche asymptotique de la solution exacte. Des calculs effectués par Liou et Hansen (1971), ont montré que l'approximation de l'optique géométrique consistant à étudier le chemin parcouru par un grand nombre de photons dans un cristal sphérique non absorbant et la théorie de Mie sont en bon accord lorsque le paramètre de Mie est supérieur à 300. Ceci implique que, étant donné les dimensions des cristaux de glace présents dans les cirrus, nous devons nous limiter à la partie visible du spectre solaire.

Ainsi, pour des particules dont les dimensions sont importantes vis à vis de la longueur d'onde du rayonnement incident, l'énergie diffusée $\mathcal{E}(\Theta)$ est représentée par:

$$\mathcal{E}(\Theta) = \frac{\mathcal{E}^d(\Theta) + \mathcal{E}^g(\Theta)}{2}, \quad (1)$$

où Θ est l'angle de diffusion, $\mathcal{E}^d(\Theta)$ la distribution angulaire de l'énergie diffractée et $\mathcal{E}^g(\Theta)$ la distribution d'énergie liée aux différentes réflexions-réfractions dans le cristal.

2 GEOMETRIE DU PROBLEME

La géométrie du problème est présentée sur la figure 2. Le système de coordonnées trirectangle (O, X, Y, Z) est attaché au cristal dont l'axe longitudinal est confondu avec OZ . Le rayon incident, repéré par son élévation ϵ , appartient au plan OX_1Z_1 du système d'axes trirectangle de référence (O, X_1, Y_1, Z_1) . L'axe OZ est repéré par l'azimut γ . L'angle d'incidence θ qui est l'angle entre le rayon incident et sa projection OX_p dans le plan OXY s'écrit:

$$\sin \theta = \cos \gamma \cos \epsilon \quad (2)$$

L'angle φ représente l'orientation de l'axe OX par rapport à la projection OX_p du faisceau incident.

Compte tenu de la symétrie du problème, les angles que nous venons de définir ont les bornes suivantes:

$$\begin{cases} \theta \in [0, \pi/2] \\ \varphi \in [0, \pi/6]. \end{cases} \quad (3)$$

- L'étude qui suit est effectuée dans le repère (O, X, Y, Z) attaché à la particule.
- Une sommation unique sur φ correspond à une orientation uniforme des cristaux suivant un axe OZ .
 - Une sommation supplémentaire sur l'azimut γ correspond à une orientation aléatoire avec une incidence θ . Notons que dans le cas où θ est nul, nous obtenons une orientation aléatoire dans un plan avec une incidence normale.
 - Une sommation supplémentaire sur l'élévation ϵ a pour effet d'orienter aléatoirement la particule dans l'espace.

3 METHODE DU LANCER DE RAYONS

La méthode consiste essentiellement à utiliser les lois de Snell-Descartes pour calculer le trajet d'un photon dans le cristal, chaque réflexion et réfraction sur l'une quelconque des faces externe ou interne du cristal étant régie par les lois de Fresnel. Puisqu'un faisceau transporte une énergie élémentaire, supposée égale à l'unité, il faut, pour éclairer uniformément le cristal, un nombre suffisant de rayons parallèles équirépartis dans l'espace. Chaque rayon suit alors un chemin spécifique et émerge dans une direction propre avec une énergie bien déterminée.

3.1 ETUDE DU PARCOURS D'UN PHOTON DANS LE CRISTAL

Le cristal doit être dimensionné, longueur L et rayon R (rayon du cercle circonscrit dans l'hexagone). Le faisceau incident est repéré par θ et φ dans le système (O, X, Y, Z) (figure 2). Sa direction est donnée en fonction des cosinus directeurs:

$$\begin{cases} \alpha = -\cos \theta \cos \varphi \\ \beta = -\cos \theta \sin \varphi \\ \gamma = -\sin \theta \end{cases} \quad (4)$$

La figure 3 représente la position des faces du cristal par rapport à ce système d'axe. Le plan XOY passe par le milieu du cristal. Si les faces sont repérées par l'indice n variant de 0 à 7, les plans correspondant ont pour équation:

$$x \cos(n\pi/3) + y \sin(n\pi/3) - R\sqrt{3}/2 = 0 \quad n = 0, 1, \dots, 5 \quad (5)$$

$$z \cos \pi(n - 6) - L/2 = 0 \quad n = 6, 7. \quad (6)$$

Etant données les bornes de θ et de φ , le point d'impact d'un rayon quelconque ne peut avoir lieu que sur les seules faces éclairées numérotées 0, 1, 5 ou 6.

3.1.1 DETERMINATION DE LA POSITION DU POINT D'IMPACT

Soit A , la surface exposée au flux lumineux, c'est à dire la surface de la projection de la particule sur un plan perpendiculaire à la direction du rayonnement incident. Cette surface projetée a pour aire:

$$A = -3R(\gamma R\sqrt{3}/2 + 2\alpha L/3). \quad (7)$$

(Le signe (-) tient compte du fait que α et γ sont négatifs).

Il s'agit d'exprimer que la position du point d'impact d'un photon incident prise parmi tous les points possibles appartenant à la surface A exposée au flux lumineux est équiprobable.

a/ Point d'impact dans un plan de cote donnée.

Supposons le point M pris arbitrairement sur l'axe xx' à distance d de O (figure 3). xx' est un axe perpendiculaire à la projection d'un rayon incident dans le plan XOY de cote arbitraire Z_o . Si a_{xy} est une variable aléatoire comprise entre 0 et 1, nous avons:

$$d = (2a_{xy} - 1)R \cos \varphi. \quad (8)$$

Les coordonnées de M dans le plan de cote Z_o s'écrivent alors simplement:

$$\begin{cases} X_o = -d \sin \varphi \\ Y_o = d \cos \varphi \end{cases} \quad (9)$$

Nous pouvons alors:

1/- Définir la droite paramétrée IM , matérialisant le faisceau incident, par ses coordonnées

$x, y, z.$

$$\begin{cases} x = X_o - \rho\alpha \\ y = Y_o - \rho\beta \\ z = Z_o - \rho\gamma \end{cases} \quad (10)$$

2/- Déterminer son point d'impact N_1 sur le cristal:

L'intersection de cette droite IM avec les plans 0, 1, 5 ou 6 précédemment cités et seuls soumis à l'éclairement incident donne:

$$\rho_n = \frac{X_o \cos(n\pi/3) + Y_o \sin(n\pi/3) - R\sqrt{3}/2}{\alpha \cos(n\pi/3) + \beta \sin(n\pi/3)} \quad n = 0, 1, 5 \quad (11)$$

$$\rho_n = \frac{Z_o \cos \pi(n-6) - L/2}{\gamma \cos \pi(n-6)} \quad n = 6. \quad (12)$$

Remarquons que ρ_n est négatif lorsque le point d'impact est derrière l'axe xx' par rapport au faisceau incident.

Dans les autres cas, le minimum de l'ensemble des ρ_n positif correspond à la solution.

b/ Variation de la cote.

Afin de couvrir uniformément toutes les faces, nous devons faire parcourir à la cote Z_o l'intervalle maximum $[-Z_M, +Z_M]$ (figure 3), avec:

$$Z_M = L/2 + R \tan \theta \cos(\pi/6 - \varphi). \quad (13)$$

Si a_z est une variable aléatoire comprise entre 0 et 1, la cote aléatoire Z_o s'écrit:

$$Z_o = Z_M(2a_z - 1). \quad (14)$$

Nous aboutissons finalement à la détermination du numéro de face d'impact n_1 (0, 1, 5, 6) et des coordonnées $N_1(x_1, y_1, z_1)$ du point d'impact sur cette face.

c/ Validation des coordonnées d'impact obtenues.

(i) Si $n_1 = 0, 1$ ou 5, nous devons vérifier que la cote z_1 obtenue se situe dans l'intervalle $[-L/2, L/2]$. Si z_1 est extérieure à cet intervalle, un autre photon est tiré.

(ii) Si $n_1 = 6$, il faut valider les coordonnées (x_1, y_1) sur cette face d'impact. C'est à dire si $x_1 \cos(m\pi/3) + y_1 \sin(m\pi/3) > R\sqrt{3}/2 \quad \forall m = 0, 1, 2, 3, 4, 5$, un autre photon est tiré.

Pour un éclaircissement incident constant donné, le nombre de photons envoyés, est proportionnel à la surface totale projetée A sur un plan normal à la direction de cet éclaircissement. Ce coefficient de proportionnalité N_p est constant quelquesoit l'orientation du cristal.

Les figures 4, 5, 6, 7, 8a et 8b donnent des exemples de points d'impact obtenus à l'aide de cette méthode qui montrent l'uniformité de l'éclaircissement sur un cristal pour diverses orientations (θ, φ) avec un nombre $N_p=5$ photons. μm^{-2} ($N_p=50$ photons. μm^{-2} pour la figure 8b).

3.1.2 ETUDE DES REFLEXIONS INTERNES OU EXTERNE DU FAISCEAU

Les réflexions externes ou internes à la particule concernent toutes les faces du cristal ($n = 0, \dots, 7$). Il est aisé, plutôt que de repérer les faisceaux par rapport au système d'axe (O, X, Y, Z) , de prendre la référence par rapport à la surface latérale considérée.

a/ Cas des surfaces latérales indicées de 0 à 5.

Le faisceau incident est repéré par ses cosinus directeurs (α, β, γ) par rapport au système d'axe (O, X, Y, Z) , de vecteurs unitaires $(\vec{i}, \vec{j}, \vec{k})$ (figure 9a). Nous exprimons ces cosinus directeurs dans le système $(\vec{p}, \vec{t}, \vec{k})$ lié au plan réflecteur indicé n . Ils deviennent (a, b, c) par l'intermédiaire de la matrice de changement de base M_n :

$$M_n = \begin{pmatrix} \cos \psi_n & \sin \psi_n & 0 \\ -\sin \psi_n & \cos \psi_n & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad (15)$$

où $\psi_n = n\pi/3$ est la rotation $\vec{i} \rightarrow \vec{p}$ subie par le vecteur unitaire \vec{i} .

Dans le système $(\vec{p}, \vec{t}, \vec{k})$, la matrice de réflexion M_r est immédiate et est identique pour tous les plans indicés $n \in [0, 5]$:

$$M_r = \begin{pmatrix} -1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (16)$$

Nous obtenons alors facilement dans le système (O, X, Y, Z) , les cosinus directeurs $(\alpha_r, \beta_r, \gamma_r)$ du faisceau réfléchi par la face indicée n :

$$\begin{pmatrix} \alpha_r \\ \beta_r \\ \gamma_r \end{pmatrix} = M_n^t M_r M_n \begin{pmatrix} \alpha \\ \beta \\ \gamma \end{pmatrix} \quad (17)$$

où M_n^t représente la matrice transposée de M_n .

b/ Cas des surfaces de base indicées 6 et 7.

Les cosinus directeurs $(\alpha_r, \beta_r, \gamma_r)$ du faisceau réfléchi sont obtenus facilement par l'intermédiaire de la matrice réflexion M_r' commune aux faces 6 et 7 (figure 9b):

$$M_r' = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}. \quad (18)$$

Nous obtenons donc:

$$\begin{pmatrix} \alpha_r \\ \beta_r \\ \gamma_r \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \alpha \\ \beta \\ -\gamma \end{pmatrix}. \quad (19)$$

3.1.3 CALCUL DU TRAJET DU FAISCEAU DANS LE CRISTAL

Soient $N_1(x_1, y_1, z_1)$ les coordonnées du point d'impact sur une des faces éclairées indicée n_1 (0, 1, 5 ou 6), et supposons $(\alpha_t, \beta_t, \gamma_t)$ les cosinus directeurs du faisceau réfracté dans le cristal, exprimés par rapport au système d'axes (O, X, Y, Z) (ces cosinus directeurs sont déterminés au paragraphe suivant). L'équation paramétrée du faisceau réfracté s'écrit alors:

$$\begin{cases} x = x_1 - \delta\alpha_t \\ y = y_1 - \delta\beta_t \\ z = z_1 - \delta\gamma_t \end{cases} \quad (20)$$

Compte tenu des équations des plans du cristal hexagonal (relations 5 et 6), nous obtenons le paramètre δ_n caractéristique de l'intersection du faisceau réfracté avec le plan indicé n :

$$\delta_n = \frac{R\sqrt{3}/2 - (x_1 \cos(n\pi/3) + y_1 \sin(n\pi/3))}{\alpha_t \cos(n\pi/3) + \beta_t \sin(n\pi/3)} \quad n = 0, 1, 2, 3, 4, 5. \quad (21)$$

$$\delta_n = \frac{L/2 - z_1 \cos \pi(n - 6)}{\gamma_t \cos \pi(n - 6)} \quad n = 6, 7 \quad (22)$$

avec pour ces deux équations $n \neq n_1$ qui est l'indice repère de la face d'entrée.

La solution correspond au minimum positif de l'ensemble des δ_n obtenus, soit δ_n^s . Cette solution δ_n^s est la distance parcourue par le faisceau entre deux réflexions dans le cristal. Celle-ci détermine une nouvelle face d'impact ainsi que des nouvelles coordonnées d'impact.

3.1.4 ETUDE DE LA REFRACTION D'UN FAISCEAU DE DIRECTION INCIDENTE (θ, φ) A TRAVERS LES DIOPTRES DU CRISTAL HEXAGONAL.

Cette étude consiste à calculer les angles de réfraction et les cosinus directeurs du faisceau réfracté, en distinguant les surfaces latérales et les surfaces de base.

a/ Etude générale (Born et Wolf, 1959).

Soit \tilde{m} l'indice de réfraction complexe par rapport à l'air, du milieu constituant la particule: $\tilde{m} = m_r - im_i$ avec $m_i \geq 0$.

La loi de Snell-Descartes se généralise au cas d'un milieu absorbant: si τ est l'angle d'incidence, l'angle de réfraction $\tilde{\tau}_c$ est donné par la relation suivante:

$$\tilde{m} \cos \tilde{\tau}_c = (\tilde{m}^2 - \sin^2 \tau)^{1/2} = p - jq, \quad (23)$$

qui permet de résoudre p et q .

L'onde transmise est alors hétérogène et l'angle entre le plan d'onde réfracté et la surface du dioptre, est un angle τ_t défini à partir d'un indice de réfraction réel associé m_e tel que:

$$\sin \tau = m_e \sin \tau_t, \quad (24)$$

avec $m_e = \sqrt{p^2 + \sin^2 \tau}$.

L'intensité de cette onde est alors atténuée exponentiellement dans la direction τ_t suivant une loi du type:

$$\exp(-2kq \cos \tau_t \delta), \quad (25)$$

où δ est le chemin parcouru dans le milieu et k est le module du vecteur d'onde du faisceau incident.

Remarque importante:

Lorsque une onde hétérogène émerge dans un milieu non absorbant, il n'existe notamment plus d'angle limite et le calcul des facteurs de réflexion et de transmission devient extrêmement complexe (Stratton, 1941).

Dans le but de simplifier le problème, nous restons dans des domaines de longueur d'onde pour lesquels l'indice d'extinction est petit (≤ 0.1). Dans ce cas, l'angle de réfraction r est donné par la relation $\sin i = m_r \sin r$ et l'intensité de l'onde suit une loi en $\exp(-2km_i \delta)$ et cela, avec une précision meilleure que 1%.

b/ Réfraction d'un faisceau par les plans latéraux indicés de 0 à 5.

La figure 10a représente la géométrie de la réfraction pour un faisceau incident sur le plan indicé n et repéré par (θ, φ_n) . Soit τ l'angle d'incidence donné par $\cos \tau = \cos \theta \cos \varphi_n$. Des considérations de trigonométrie sphérique dans le triangle sphérique ABC , permettent d'obtenir les directions (θ_t, φ_t) du faisceau réfracté. Ainsi, nous avons:

$$\sin \theta = m_r \sin \theta_t, \quad (26)$$

$$\sin \varphi_n = \frac{(m_r^2 - \sin^2 \theta)^{1/2}}{\cos \theta} \sin \varphi_t. \quad (27)$$

c/ Réfraction d'un faisceau par les plans de base indicés 6 et 7.

Le problème est cette fois évident (figure 10b). Quelquesoit φ nous avons dans ce cas :

$$\sin \tau = m_r \sin \tau_t, \quad (28)$$

où $\tau = \pi/2 - \theta$ et $\theta_t = \pi/2 - \tau_t$.

Et :

$$\varphi_t = \varphi. \quad (29)$$

**d/ Détermination des cosinus directeurs d'un faisceau réfracté par les diop-
tres d'entrée.**

Il s'agit de la réfraction du faisceau incident par les faces éclairées du cristal.

- Cas des faces latérales indicées 0, 1 ou 5.

Soient (a, b, c) les cosinus directeurs du faisceau incident dans le trièdre $(\vec{p}, \vec{t}, \vec{k})$ lié au plan indicé n (figure 11a). Dans le même système de coordonnées, les cosinus directeurs (a_t, b_t, c_t) du faisceau réfracté s'obtiennent aisément, soient :

$$\begin{cases} a_t = \frac{a}{|a|} \frac{(m_r^2 - 1 + a^2)^{1/2}}{m_r} \\ b_t = b/m_r \\ c_t = c/m_r. \end{cases} \quad (30)$$

Réexprimés dans le système d'axes (O, X, Y, Z) par l'intermédiaire de la matrice de changement de base transposée M_n^t , nous obtenons :

$$\begin{pmatrix} \alpha_t \\ \beta_t \\ \gamma_t \end{pmatrix} = M_n^t \begin{pmatrix} a_t \\ b_t \\ c_t \end{pmatrix}. \quad (31)$$

- Cas du plan de base indicé 6 .

Nous obtenons de la même façon, dans le système d'axes (O, X, Y, Z) attaché à la particule (figure 11b):

$$\begin{cases} \alpha_t = \alpha/m_r \\ \beta_t = \beta/m_r \\ \gamma_t = \frac{\gamma}{|\gamma|} \frac{(m_r^2 - 1 + \gamma^2)^{1/2}}{m_r} \end{cases} \quad (32)$$

3.1.5 CALCUL DE LA DIRECTION DU FAISCEAU EMERGENT

Il s'agit, dans le cas du faisceau émergent, de réfractions glace-air.

Les cosinus directeurs du faisceau émergent s'obtiennent à partir des cosinus directeurs du faisceau incident à l'intérieur du cristal (a_i, b_i, c_i) et des résultats obtenus précédemment, par une simple conversion de l'indice m_r en $1/m_r$. Nous obtenons:

a/ Emergence par les faces latérales.

$$\begin{cases} a_s = \frac{a_i}{|a_i|} (1 + m_r^2 (a_i^2 - 1))^{1/2} \\ b_s = m_r b_i \\ c_s = m_r c_i \end{cases} \quad (33)$$

Notons que si $a_i^2 \leq 1 - 1/m_r^2$, la solution n'est pas possible et nous obtenons une réflexion totale.

Réexprimés dans le système d'axes (O, X, Y, Z) , il vient:

$$\begin{pmatrix} \alpha_s \\ \beta_s \\ \gamma_s \end{pmatrix} = \tilde{M}_n \begin{pmatrix} a_s \\ b_s \\ c_s \end{pmatrix}. \quad (34)$$

b/ L'émergence par les faces de base, s'obtient de la même façon dans le système d'axes (O, X, Y, Z) :

$$\begin{cases} \alpha_s = a_i m_r \\ \beta_s = b_i m_r \\ \gamma_s = \frac{c_i}{|c_i|} (1 + m_r^2 (c_i^2 - 1))^{1/2}. \end{cases} \quad (35)$$

Si $c_i^2 \leq 1 - 1/m_r^2$, la solution n'est pas possible, il s'agit là encore d'une réflexion totale.

3.2 EXPRESSION DE L'ANGLE ENTRE LES FAISCEAUX INCIDENT ET EMERGENT

Dans le cas d'orientations aléatoires dans l'espace ou dans un plan le phénomène est indépendant de l'azimut et l'angle entre les faisceaux incident et émergent suffit à la description du phénomène. Dans le système d'axes (O, X, Y, Z) , soient (α, β, γ) les cosinus directeurs du faisceau incident de vecteur unitaire $\vec{\Omega}_i$, repéré par les angles (θ, φ) et $(\alpha_s, \beta_s, \gamma_s)$ les cosinus directeurs d'un faisceau émergent de vecteur unitaire $\vec{\Omega}_s$, repéré par (θ_s, φ_s) (figure 12). L'angle Θ entre le faisceau incident et le faisceau émergent, est donné par la relation suivante:

$$\cos \Theta = \vec{\Omega}_i \cdot \vec{\Omega}_s = \alpha \alpha_s + \beta \beta_s + \gamma \gamma_s. \quad (36)$$

Dans le cas d'orientations uniformes le phénomène devient alors dépendant de l'azimut et l'angle Θ entre les faisceaux incidents et émergents doit alors nécessairement être complété par l'angle azimutal $\Phi = \varphi - \varphi_s$, donné par la relation:

$$\cos \Phi = \frac{\alpha \alpha_s + \beta \beta_s}{\sqrt{(\alpha^2 + \beta^2)(\alpha_s^2 + \beta_s^2)}}. \quad (37)$$

3.3 ORGANIGRAMME DU CALCUL

L'organigramme du calcul du trajet optique d'un photon, dans le cristal hexagonal est représenté sur la figure 13a.

La suite des opérations Réflexion - Réfraction - Calcul du trajet δ_n^s est renouvelée jusqu'à un ordre que nous définissons au paragraphe suivant.

3.4 EXPRESSION DE L'INTENSITE EMERGENTE

Parallèlement à la détermination du chemin suivi par un photon dans le cristal et de sa direction d'émergence, il est nécessaire d'évaluer son intensité, compte tenu des lois de Fresnel et de l'indice d'extinction du milieu.

3.4.1 DEFINITION DES COEFFICIENTS DE FRESNEL

Le faisceau incident est, par hypothèse non polarisé. Dans le système d'axes (O, X, Y, Z) , lié au cristal (figure 12a), nous repérons l'onde plane incidente, de direction de propagation définie par le vecteur unitaire $\vec{\Omega}_i$, par les cosinus directeurs (α, β, γ) . Le problème de la polarisation du faisceau émergent peut se résoudre si l'on considère que l'onde plane incidente non polarisée est constituée d'une onde d'amplitude \vec{A} , donc d'intensité $I = \vec{A}^2$, polarisée circulairement avec un angle de polarisation κ aléatoire. Nous considérons qu'une composante de \vec{A} vibre perpendiculairement à $\vec{\Omega}_i$, tout en restant parallèle au plan XOY , soit \vec{A}_{\parallel} colinéaire au vecteur unitaire \vec{e}_{yp} . L'autre composante \vec{A}_{\perp} , vibre dans une direction perpendiculaire à $\vec{\Omega}_i$ et à \vec{A}_{\parallel} . L'amplitude de ces deux composantes s'écrit:

$$\begin{cases} A_{\parallel} = A \cos \kappa \\ A_{\perp} = A \sin \kappa, \end{cases}$$

où l'angle κ est aléatoire entre 0 et 2π .

Expression des composantes polarisées de l'onde dans le repère lié au dioptre considéré.

Soit \vec{p}_n , le vecteur unitaire normal au dioptre considéré (figure 12a).

- Si l'indice n repérant le dioptre est compris entre 0 et 5, $\vec{p}_n = (\cos n\pi/3, \sin n\pi/3, 0)$.
- Si l'indice repérant le dioptre est égal à 6, $\vec{p}_n = (0, 0, 1)$.
- Si l'indice repérant le dioptre est égal à 7, $\vec{p}_n = (0, 0, -1)$.

Le plan $(\vec{p}_n, \vec{\Omega}_i)$ appartient au plan d'incidence du faisceau.

Le vecteur unitaire $\vec{n}_n = \frac{\vec{\Omega}_i \wedge \vec{p}_n}{\sin \tau_n}$ est perpendiculaire à ce plan d'incidence (τ_n est l'angle d'incidence).

L'angle $\nu_n = (e_{yp}, \vec{n}_n)$ donné par $\cos \nu_n = e_{yp} \vec{n}_n$, représente alors le complémentaire de l'angle de rotation χ_n que l'on doit appliquer aux ondes \vec{A}_{\parallel} et \vec{A}_{\perp} afin de les exprimer dans les plans d'incidence et d'orthoïncidence du dioptre indicé n . Nous avons,

$$\begin{cases} A_n^{\parallel} = A^{\parallel} \cos \chi_n - A^{\perp} \sin \chi_n \\ A_n^{\perp} = A^{\parallel} \sin \chi_n + A^{\perp} \cos \chi_n, \end{cases}$$

avec,

$$\sin \chi_n = \frac{-\gamma}{\sqrt{1-\gamma^2}} \frac{\alpha \cos(n\pi/3) + \beta \sin(n\pi/3)}{\sqrt{1 - \{\alpha \cos(n\pi/3) + \beta \sin(n\pi/3)\}^2}},$$

et

$$\cos \chi_n = \frac{-\gamma}{\sqrt{1-\gamma^2}} \frac{\alpha \sin(n\pi/3) - \beta \cos(n\pi/3)}{\sqrt{1 - \{\alpha \cos(n\pi/3) + \beta \sin(n\pi/3)\}^2}}.$$

Si l'indice qui repère le plan d'incidence vaut 6 ou 7 (cas des faces de bout), l'angle de rotation χ_n vaut $\pi/2$.

Les intensités polarisées s'écrivent alors, dans les plans de référence du dioptre considéré:

$$\begin{pmatrix} I_n^{\parallel} \\ I_n^{\perp} \end{pmatrix} = R_n \begin{pmatrix} I^{\parallel} \\ \sqrt{I^{\parallel} I^{\perp}} \\ I^{\perp} \end{pmatrix},$$

avec

$$R_n = \begin{pmatrix} \cos^2 \chi_n & -2 \cos \chi_n \sin \chi_n & \sin^2 \chi_n \\ \sin^2 \chi_n & 2 \cos \chi_n \sin \chi_n & \cos^2 \chi_n \end{pmatrix}.$$

Cette rotation étant effectuée, nous appliquons les facteurs de réflexion de Fresnel en intensité aux termes I_n^{\parallel} et I_n^{\perp} . Les facteurs de réflexion de Fresnel, exprimés en terme d'amplitude dans l'espace complexe s'écrivent:

$$\begin{cases} \tilde{r}_{\parallel}(\tau) = \frac{(\tilde{m}^2 + \cos^2 \tau - 1)^{1/2} - \tilde{m} \cos \tau}{(\tilde{m}^2 + \cos^2 \tau - 1)^{1/2} + \tilde{m} \cos \tau} \\ \tilde{r}_{\perp}(\tau) = \frac{(\tilde{m}^2 + \cos^2 \tau - 1)^{1/2} - \cos \tau}{(\tilde{m}^2 + \cos^2 \tau - 1)^{1/2} + \cos \tau} \end{cases} \quad (38)$$

τ est l'angle d'incidence du faisceau, défini par $\cos \tau = \cos \theta \cos \varphi$ et \tilde{m} est l'indice complexe de la glace par rapport à l'air.

Les facteurs de réflexion en intensité s'écrivent:

$$\begin{cases} R_{\parallel}(\tau) = \tilde{r}_{\parallel}(\tau) \tilde{r}_{\parallel}^*(\tau) \\ R_{\perp}(\tau) = \tilde{r}_{\perp}(\tau) \tilde{r}_{\perp}^*(\tau), \end{cases} \quad (39)$$

où $\tilde{r}_{\parallel}^*(\tau)$ et $\tilde{r}_{\perp}^*(\tau)$ représentent les conjugués complexes respectivement de $\tilde{r}_{\parallel}(\tau)$ et de $\tilde{r}_{\perp}(\tau)$.

Les facteurs de transmission en intensité sont donnés par:

$$\begin{cases} T_{\parallel}(\tau) = 1 - R_{\parallel}(\tau) \\ T_{\perp}(\tau) = 1 - R_{\perp}(\tau). \end{cases} \quad (40)$$

Lorsque l'angle d'incidence τ est supérieur ou égal à un angle limite (voir paragraphe 3.1.5), il y a réflexion totale et nous avons: $T_{\parallel}(\tau) = 0$; $R_{\parallel}(\tau) = 1$; $T_{\perp}(\tau) = 0$; $R_{\perp}(\tau) = 1$.

A chaque fois que l'onde rencontre un dioptre n , nous devons donc effectuer une rotation d'un angle χ_n sur les composantes polarisées de celle-ci, afin de les amener dans les plans d'incidence et d'orthoincidence de ce dioptre, appliquer les relations de Fresnel à ces



à ces nouvelles composantes, pour ensuite effectuer une rotation respectivement de $-\chi_n^t$ et $-\chi_n^r$ aux composantes transmises et réfléchies du faisceau, afin de les ramener dans le trièdre initial O, X, Y, Z . Les angles de rotation $-\chi_n^t$ et $-\chi_n^r$ sont calculés en fonction des cosinus directeurs des vecteurs unitaires de propagation transmis et réfléchi $\vec{\Omega}_t$ et $\vec{\Omega}_r$.

A l'émergence, les composantes parallèle et perpendiculaire de l'onde doivent être exprimées par rapport au plan de diffusion qui est le plan défini par les directions d'incidence $\vec{\Omega}_i$ et d'émergence $\vec{\Omega}_s$.

La normale \vec{n}_s à ce plan de diffusion est définie par $\vec{n}_s = \vec{\Omega}_s \wedge \vec{\Omega}_i$. Une dernière rotation des composantes parallèle et perpendiculaire de l'onde émergente doit donc être effectuée par rapport à \vec{n}_s .

3.4.2 CALCUL DE L'INTENSITE DU FAISCEAU EMERGENT

Pour un photon incident, trois types de calcul sont à envisager (figure 13b):

- (a) Une réflexion sur la face d'entrée.
- (b) Une réfraction, puis une deuxième réfraction avec émergence du faisceau (pas de réflexions internes).
- (c) Une réfraction, plusieurs réflexions internes, puis une réfraction avec émergence du photon.

Pour le cas (a), si τ_1 est l'angle d'incidence et $E_{\parallel,\perp}^i$ l'énergie incidente polarisée parallèlement ou perpendiculairement au plan d'incidence, l'énergie émergente polarisée $E_{\parallel,\perp}^g$ s'écrit:

$$E_{\parallel,\perp}^g = R_{\parallel,\perp}(\tau_1) E_{\parallel,\perp}^i. \quad (41)$$

Cas (b): Soient τ_1 et τ_2 les angles d'incidence sur les dioptries d'entrée et de sortie, τ_1^t , l'angle de réfraction à la traversée du dioptré d'entrée, δ_1 le trajet parcouru par le faisceau et k le module du vecteur d'onde du rayonnement incident de longueur d'onde dans le vide λ ($k = 2\pi/\lambda$), nous obtenons:

$$E_{\parallel,\perp}^g = T_{\parallel,\perp}(\tau_1) T_{\parallel,\perp}(\tau_2) E_{\parallel,\perp}^i \exp(-2kq_1 \cos \tau_1^t \delta_1), \quad (42)$$

Cas (c): Considérons le dioptre d'entrée indicé 1, les $N-1$ dioptres de réflexion suivants indicés de 2 à N et le dioptre d'émergence numéroté $N+1$. δ_n est le trajet parcouru par le faisceau entre deux dioptres de réflexion et τ_n est l'angle d'incidence sur le dioptre indicé n . Nous avons:

$$E_{\parallel,\perp}^g = E_{\parallel,\perp}^i T_{\parallel,\perp}(\tau_1) \exp(-2kq_1 \cos \tau_1^i \delta_1) \left[\prod_{n=2}^N R_{\parallel,\perp}(\tau_n) \exp(-2kq_n \cos \tau_n \delta_n) \right] T_{\parallel,\perp}(\tau_{N+1}) \quad (43)$$

l'ordre N du produit intervenant dans cette équation est défini par:

$$\frac{E^g (= E_{\parallel}^g + E_{\perp}^g)}{E^i (= E_{\parallel}^i + E_{\perp}^i)} \leq 10^{-M}. \quad (44)$$

Avec un exposant $M = 3$, nous ne perdons que 0,1% de l'énergie incidente. Cela revient, comme nous le voyons pratiquement dans l'exemple présenté dans le tableau 1 à traiter 4 ou 5 dioptres. Ce tableau montre un exemple de résultat obtenu avec un faisceau de longueur d'onde $\lambda = 1\mu m$. Le cristal considéré a une longueur $L = 100\mu m$ et un rayon $R = 10\mu m$, son indice est $\tilde{m} = 1.500 - 0.005i$.

Ce faisceau a son point d'impact en $y = 0$ et $z = 0$ sur le plan indicé $n = 0$. La direction de ce faisceau par rapport au repère (O, X, Y, Z) est repérée par les angles $(\theta = 45^\circ, \varphi = 20^\circ)$. Dans ce tableau sont indiqués successivement:

- Le numéro de la face du cristal atteinte par le photon.
- La longueur en microns de la trajectoire effectuée par le photon entre deux faces successivement concernées.
- L'abscisse, l'ordonnée et la cote de l'impact sur la face atteinte.
- Les cosinus directeurs $(\alpha_s, \beta_s, \gamma_s)$ du faisceau émergent de la face concernée (s'il n'y a pas de réflexion totale (notée R. T.).
- L'angle Θ entre le faisceau incident et le faisceau émergent.
- Les énergies polarisées émergentes de la face atteinte $(E_{\parallel,\perp}^g)$.

Cette procédure est bien sûr reprise pour tous les faisceaux parallèles entre eux et pour toutes les faces 0, 1, 5 et 6, soumises à l'éclairement incident. Elle permet d'obtenir la répartition de l'intensité diffusée par le cristal en ne tenant compte que des lois de l'optique géométrique c'est à dire des diverses réflexions et réfractions internes que subit un faisceau incident rencontrant la particule.

Num.	δ	x_1	y_1	z_1	α_s	β_s	γ_s	Θ	$E_{ }^g$	E_{\perp}^g
0	0.0	8.66	0.0	0.0	0.66	-0.24	-0.71	83.28	0.242	0.524
3	19.98	-8.66	-3.22	-9.42	-0.66	-0.24	-0.71	0.0	14.114	11.421
5	17.80	6.77	-6.09	-17.81	R.T.	R.T.	R.T.			
0	6.43	8.66	-0.75	-20.84	R.T.	R.T.	R.T.			
1	8.68	6.11	6.47	-24.93	R.T.	R.T.	R.T.			
3	17.03	-8.66	3.73	-32.96	-0.66	-0.24	-0.71	0.0	0.003	0.050
0	19.98	8.66	0.51	-42.38	0.66	-0.24	-0.71	83.28	0.389 E-5	0.002

Tableau 1: Energie incidente = 100

La figure 14 présente une illustration de la répartition angulaire et énergétique des faisceaux diffusés suivant les lois de l'optique géométrique lorsque le faisceau incident est dans le plan de section droite de la particule.

($\lambda = 1\mu m$, $L = 100\mu m$, $R = 10\mu m$, $\tilde{m} = 1.500 - 0.005i$). Ce faisceau a son point d'impact en $y = 0$ et $z = 0$ sur le plan indicé $n = 0$. La direction de ce faisceau par rapport au repère (O, X, Y, Z) est repérée par les angles $\theta = 0^\circ$ et $\varphi = 20^\circ$).

4 ETUDE DE L'EFFET DE DIFFRACTION

Dans le problème de la diffusion de la lumière par des grandes particules, l'étude de l'aspect géométrique doit être complété par une étude des phénomènes ondulatoires, c'est à dire principalement du phénomène de diffraction.

En effet, la particule placée dans le champ de l'onde plane incidente diffracte cette onde, ce qui joue un rôle sur la détermination de la fonction de diffusion de la particule.

La figure de diffraction produite par la particule est identique a celle produite par une ouverture de forme et de taille analogues à l'ombre géométrique de cette particule dans le champ du faisceau incident (Théorème de Babinet).

4.1 EXPRESSION DU CONTOUR GEOMETRIQUE DE L'OMBRE PROJETEE DE LA PARTICULE

Sur la figure 15a $X'O'Y'$ est un plan perpendiculaire à la direction IOO' du faisceau incident repéré par (θ, φ) dans le système d'axes (O, X, Y, Z) . Les axes $O'Z'$ et IO' étant colinéaires et $O'Y'$ appartenant au plan IOZ , la matrice T de transformation des vecteurs unitaires $(\vec{i}, \vec{j}, \vec{k})$ du système (O, X, Y, Z) en vecteurs unitaires (\vec{i}', \vec{j}') du plan $X'O'Y'$ s'écrit:

$$T = \begin{pmatrix} -\sin \varphi & \cos \varphi & 0 \\ -\cos \varphi \sin \theta & -\sin \varphi \sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix}. \quad (45)$$

Puisque $\theta \in [0, \pi/2]$ et $\varphi \in [0, \pi/6]$, le contour de l'ombre du cristal sera obtenu en joignant les projections sur le plan $X'O'Y'$ des sommets P_i ($i = 1, \dots, 8$). Les coordonnées des points P_i dans le repère lié à la particule sont données ci-dessous:

$$\begin{cases} P_{x,n} = -R \sin(n-1)\pi/3 \\ P_{x,9-n} = R \sin(n-1)\pi/3 \\ \\ P_{y,n} = R \cos(n-1)\pi/3 \\ P_{y,9-n} = R \cos(n-1)\pi/3 \\ \\ P_{z,n} = L/2 \\ P_{z,9-n} = -L/2, \end{cases} \quad (46)$$

où l'indice n varie de 1 à 4.

Nous obtenons alors dans le plan $X'OY'$, les projections P'_i ($i = 1, \dots, 8$) qui définissent le contour polygonal de l'ombre du cristal:

$$\begin{pmatrix} P'_{x,i} \\ P'_{y,i} \end{pmatrix} = T \begin{pmatrix} P_{x,i} \\ P_{y,i} \\ P_{z,i} \end{pmatrix}. \quad (47)$$

4.2 ETUDE DE LA DIFFRACTION DE FRAUNHOFER PAR UNE OUVERTURE POLYGONALE

4.2.1 EXPRESSION GENERALE DE L'AMPLITUDE DIFFRACTEE

Les directions des faisceaux incident \vec{N}_i et diffracté \vec{N}_d sont repérées par leurs cosinus directeurs dans le plan $O'X'Y'$ (figure 15b). Posons (μ, η) les cosinus directeurs du faisceau diffracté. L'amplitude complexe $\tilde{S}(\mu, \eta)$ de la vibration diffractée dans la direction (μ, η) (Born et Wolf, 1959) est donnée par:

$$\tilde{S}(\mu, \eta) = K \int \int_A \exp jk(\mu x' + \eta y') dx' dy'. \quad (48)$$

-L'intégrale double est étendue à l'aire A de la surface projetée du cristal.
 - k est le module du vecteur d'onde.
 - K est une constante de normalisation que l'on définit plus loin en écrivant que l'énergie totale diffractée est égale à l'énergie incidente.
 L'aire A est un octogone irrégulier que nous décomposons en huit triangles quelconques $O'P'_i P'_{i+1}$ ($i = 1, \dots, 8$ avec $P'_9 = P'_1$). Nous obtenons ainsi, pour chaque aire élémentaire, une intégrale $\tilde{I}_i(\mu, \eta)$, ce qui donne:

$$\tilde{S}(\mu, \eta) = K \sum_{i=1}^8 \tilde{I}_i(\mu, \eta), \quad (49)$$

où nous nous avons:

$$\tilde{I}_i(\mu, \eta) = jq_i \left\{ \text{sinc}\left(\frac{kd_{i+1}}{2}\right) \exp\left(j\frac{kd_{i+1}}{2}\right) - \text{sinc}\left(\frac{kd_i}{2}\right) \exp\left(j\frac{kd_i}{2}\right) \right\}. \quad (50)$$

Dans cette équation, nous définissons:

$$\text{le sinus cardinal } \text{sinc}(X) = \sin(X)/X,$$

$$d_i = \mu x'_i + \eta y'_i, \quad q_i = \frac{\zeta_i}{d_i - d_{i+1}}, \quad \zeta_i = x'_i y'_{i+1} - y'_i x'_{i+1},$$

avec (x'_i, y'_i) , les coordonnées de la projection P'_i .

Le calcul doit être repris pour quelques cas particuliers, de façon à lever l'indétermination apparaissant alors dans les équations précédentes.

- **Cas particulier 1:** $d_i = d_{i+1}$.

Un développement de Taylor limité au premier ordre nous donne dans ce cas:

$$\tilde{I}_i(\mu, \eta) = \frac{j \zeta_i}{k d_i} \left\{ \exp\left(j \frac{k d_i}{2}\right) \text{sinc}\left(\frac{k d_i}{2}\right) - \exp(j k d_i) \right\}. \quad (51)$$

- **Cas particulier 2:** $\mu = 0$ et $\eta = 0$.

Nous obtenons alors:

$$\tilde{I}_i(0, 0) = \frac{\zeta_i}{2}. \quad (52)$$

4.2.2 DETERMINATION DE LA CONSTANTE DE NORMALISATION K (Relation 48)

Si E est l'énergie incidente sur l'ouverture d'aire A , la loi de conservation implique que E soit égale à la somme des énergies diffractées dans toutes les directions, d'où la condition de normalisation:

$$E = \int \int \tilde{S}(\mu, \eta) \tilde{S}^*(\mu, \eta) d\mu d\eta, \quad (53)$$

où les intégrales sont étendues à toutes les valeurs possibles de μ et η .
 D'autre part, la relation 48 définissant $\tilde{S}(\mu, \eta)$ se met sous la forme d'une intégrale de Fourier:

$$\tilde{S}(\mu, \eta) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} G(x', y') \exp \frac{2j\pi}{\lambda} (\mu x' + \eta y') dx' dy', \quad (54)$$

où $G(x', y') = K$ si $(x', y') \in A$; $G(x', y') = 0$ sinon.

Nous pouvons alors utiliser le théorème de Parseval et écrire:

$$\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |G(x', y')|^2 dx' dy' = \frac{1}{\lambda^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{S}(\mu, \eta) \tilde{S}^*(\mu, \eta) d\mu d\eta. \quad (55)$$

Les expressions étant petites et rapidement négligeables sauf au centre, on peut étendre sur des domaines infinis les intégrations sur μ et η .

Nous obtenons alors $K^2 A = E/\lambda^2$ et, puisque l'énergie incidente E est proportionnelle à l'aire A avec un coefficient de proportionnalité que nous appelons N_p , il vient:

$$K = \frac{\sqrt{N_p}}{\lambda}. \quad (56)$$

4.2.3 CALCUL DE L'ENERGIE DIFFRACTEE

L'intensité diffractée dans la direction \vec{N}_d de cosinus directeurs (μ, η) est égale au carré du module de l'amplitude $\tilde{S}(\mu, \eta)$, soit:

$$I^d(\mu, \eta) = \tilde{S}(\mu, \eta) \tilde{S}^*(\mu, \eta), \quad (57)$$

exprimée par unité d'angle solide.

Afin de repérer la direction du faisceau diffracté, nous utilisons plus commodément les angles (θ_d, φ_d) (avec $0 \leq \theta_d \leq \pi$ et $0 \leq \varphi_d \leq 2\pi$), plutôt que les cosinus directeurs (μ, η) . Or, dans le repère (O', X', Y', Z') , ceux-ci sont définis par:

$$\begin{cases} \mu = \sin \theta_d \cos \varphi_d \\ \eta = \sin \theta_d \sin \varphi_d. \end{cases} \quad (58)$$

L'énergie élémentaire diffractée dans la direction (θ_d, φ_d) dans un angle solide $d\mu d\eta$ est alors égale à:

$$dE^d(\theta_d, \varphi_d) = I^d(\mu, \eta) J(\theta_d, \varphi_d) d\theta_d d\varphi_d, \quad (59)$$

où nous avons effectué le changement de variable $(\mu, \eta) \rightarrow (\theta_d, \varphi_d)$ en utilisant le jacobien $J(\theta_d, \varphi_d)$ de la transformation:

$$J(\theta_d, \varphi_d) = \frac{\partial \mu}{\partial \theta_d} \frac{\partial \eta}{\partial \varphi_d} - \frac{\partial \mu}{\partial \varphi_d} \frac{\partial \eta}{\partial \theta_d}. \quad (60)$$

Dans un angle solide délimité par deux cônes coaxiaux de demi angle au sommet $\theta_d - \Delta\theta/2$ et $\theta_d + \Delta\theta/2$ et délimités par les azimuts $\varphi_d - \Delta\varphi/2$ et $\varphi_d + \Delta\varphi/2$, l'énergie diffractée a pour expression:

$$E^d(\theta_d, \varphi_d) = \int_{\theta_d - \Delta\theta/2}^{\theta_d + \Delta\theta/2} \int_{\varphi_d - \Delta\varphi/2}^{\varphi_d + \Delta\varphi/2} I^d(\mu, \eta) J(\theta_d, \varphi_d) d\varphi_d d\theta_d. \quad (61)$$

4.3 CONCLUSION

Nous venons d'étudier le phénomène de diffusion causé par des particules cristallines de forme hexagonale. Ce phénomène, pour être résolu, a dû être décomposé en étudiant d'une part, l'aspect de l'optique géométrique et d'autre part, l'effet de diffraction causé par la particule placée dans le champ de l'onde plane incidente.

Dans les paragraphes qui suivent, nous verrons que ces deux effets conjugués permettent de définir toutes les paramètres qui caractérisent la diffusion de la lumière par ces particules cristallines, à savoir:

- La fonction de diffusion et donc le facteur d'assymétrie, le taux de polarisation.
- Les sections efficaces d'extinction et de diffusion et donc l'albedo de diffusion simple.

5 ETUDE DU PHENOMENE DE DIFFUSION PAR DES CRISTAUX DE GLACE HEXAGONAUX

Nous allons étudier successivement:

(i) Le cas de l'orientation aléatoire dans un plan sous incidence normale.

(ii) L'orientation aléatoire dans l'espace.

(iii) L'orientation aléatoire dans un plan sous incidence oblique.

La première étude (i) qui est un cas particulier de (iii), n'étant justifiée que dans la mesure où des comparaisons avec d'autres auteurs sont alors possibles.

5.1 CAS DE L'ORIENTATION ALEATOIRE DANS UN PLAN SOUS INCIDENCE NORMALE

Pour une orientation aléatoire dans le plan Y_1OZ_1 , l'énergie diffusée est, dans de le cas de l'incidence normale, indépendante de l'azimut et ce par simple raison de symétrie (figure 2).

5.1.1 DIFFUSION DUE AUX LOIS DE L'OPTIQUE GEOMETRIQUE

Considérons, pour N_γ orientations γ_j ($j = 1, \dots, N_\gamma$), du cristal dans le plan Y_1OZ_1 , une orientation φ_i prise parmi N_φ orientations possibles. L'énergie incidente totale pour chaque orientation γ_j définie à φ_i constant est égale à:

$$\mathcal{E}_i = N_p A_{\varphi_i}, \quad (62)$$

où:

- A_{φ_i} est l'aire projetée du cristal (indépendante de γ_j) correspondant à l'orientation φ_i .

($A_{\varphi_i} = 2RL \cos \varphi_i$).

- N_p représente l'énergie incidente par unité de surface.

L'énergie diffusée correspondant au trajet de la lumière suivant les lois de Snell-Descartes et rapportée à une énergie incidente \mathcal{E}_i , s'écrit, pour les N_γ orientations:

$$F_{\parallel,\perp,i}^g(\Theta) = \frac{\sum_{j=1}^{N_\gamma} E_{\parallel,\perp,i,j}^g(\Theta)}{N_\gamma}. \quad (63)$$

Dans cette équation $E_{\parallel,\perp,i,j}^g(\Theta)$ représente l'énergie polarisée, diffusée dans la direction Θ (relation 36) pour une orientation du cristal (φ_i, γ_j) .

Afin de limiter le nombre de photons envoyés sur le cristal, il est nécessaire de se donner une résolution sur les angles de diffusion de façon à ce que dans chaque intervalle de résolution de p degrés aboutissent un nombre suffisant de photons.

Estimation de la précision

Supposons le lancement d'un nombre total élevé de N_o photons incidents devant aboutir dans les P cases de p degrés de largeur comprises dans l'intervalle $[0^\circ, 180^\circ]$. Les N_o photons lancés constituent autant d'expériences auxquelles on peut associer une variable 0 ou 1 selon que le photon aboutisse ou non dans une case donnée. Compte tenu de la précision désirée, si \bar{N} est le nombre de photons que l'on obtient dans une case donnée et N le nombre de photons que l'on doit réellement y trouver, le nombre de photons N_o à utiliser dans l'hypothèse d'une sortie sensiblement isotrope de photons est donné par la relation suivante (Marchuk et al, 1980):

$$N_o \simeq \frac{P}{\left(\frac{\bar{N}-N}{N}\right)^2}. \quad (64)$$

Ainsi, supposons une résolution $p = 2^\circ$, le nombre de cases est alors $P = 91$; si la précision désirée est de l'ordre de 2%, il faut donc lancer un nombre N_o d'environ 227 500 photons.

5.1.2 ETUDE DE L'EFFET DE LA DIFFRACTION

a/ Calcul exact.

Considérons une orientation aléatoire du cristal autour de l'axe \vec{N} ; (figure 15b), représentant la direction du faisceau incident. Une intégration sur l'angle φ_d va prendre en compte

toutes les orientations du cristal autour de \vec{N}_i et l'angle θ_d représente alors l'angle de diffusion Θ .

L'effet de diffraction, pour une orientation aléatoire dans le plan Y_1OZ_1 ne dépend que de A_{φ_i} et de N_p (relation 62) et l'énergie diffractée dans un angle solide délimité par deux cônes coaxiaux de demi angle au sommet $\theta_d - \Delta\theta/2$ et $\theta_d + \Delta\theta/2$, est donc égale à:

$$F^d(\Theta) = 2 \int_{\theta_d - \Delta\theta/2}^{\theta_d + \Delta\theta/2} \int_0^\pi I^d(\mu, \eta) J(\theta_d, \varphi_d) d\varphi_d d\theta_d, \quad (65)$$

où $\theta_d - \Delta\theta/2 \geq 0$.

L'intégration sur φ_d est limitée, par raison de symétrie, puisque $I_d(\mu, \eta) = I_d(\mu, -\eta)$, à l'intervalle $[0, \pi]$. Cette intégration est effectuée à l'aide de la procédure de Romberg explicitée dans le chapitre 1.

Afin de garder la résolution de p degrés il suffit de prendre $\Delta\theta = p$ dans la relation 65. Remarquons qu'il n'est pas nécessaire d'évaluer l'énergie diffractée $F_i^d(\Theta)$ au delà d'un angle $\Theta = 20^\circ$. Pratiquement, plus de 99% de l'énergie incidente est alors diffractée comme le montre le tableau 2 et ceci est bien sûr d'autant plus vrai que la particule est grande.

Θ	10/100 (μm)	30/240 (μm)	60/300 (μm)
0-2	89.494	96.788	98.329
2-4	5.736	1.578	0.908
4-6	1.680	0.532	0.321
6-8	0.669	0.280	0.153
8-10	0.460	0.177	0.094
10-12	0.364	0.111	0.054
12-14	0.237	0.067	0.037
14-16	0.148	0.049	0.025
16-18	0.121	0.037	0.019
18-20	0.114	0.025	0.017
Energie totale diffractée	99.022	99.632	99.957

Tableau 2: L'énergie totale incidente est égale à 100

b/ Calcul approché

Puisque le rapport de la longueur d'onde du rayonnement incident à la dimension moyenne de la particule est très petit ($< 10^{-2}$), l'interfrange angulaire du phénomène de diffraction est de l'ordre du dixième de degrés, si bien que numériquement les pas d'intégration sur φ_d et sur θ_d doivent être de l'ordre du centième de degré. A titre indicatif, pour la particule de dimensions $R/L = (60/300)\mu m$ présentée dans le tableau 2, nous devons effectuer plus de 2 600 000 calculs de l'intensité $I^d(\mu, \nu)$ pour chaque intervalle angulaire de 2 degrés avant d'obtenir la convergence de l'intégrale.

Finalement, le calcul de la diffraction est très long puisqu'il est nécessaire de l'effectuer pour chaque orientation φ de la particule. Un calcul approché simple a donc été mis en oeuvre. Celui-ci consiste à interpoler linéairement pour chaque surface apparente A_{φ_i} , l'énergie diffractée $F_{\varphi_i}^d(\Theta)$ en fonction des surfaces apparentes extrêmes minimum A_{φ_m} , maximum A_{φ_M} correspondant aux angles extrêmes φ_m et φ_M et des énergies diffractées $F_{\varphi_m}^d(\Theta)$ et $F_{\varphi_M}^d(\Theta)$. Nous écrivons :

$$F_i^d(\Theta) = F_{\varphi_i}^d(\Theta) = F_{\varphi_m}^d(\Theta) + \frac{F_{\varphi_M}^d(\Theta) - F_{\varphi_m}^d(\Theta)}{A_{\varphi_M} - A_{\varphi_m}}(A_{\varphi_i} - A_{\varphi_m}). \quad (66)$$

Le tableau 3 montre qu'une telle approximation effectuée par exemple dans le cas de particules de dimensions $(56/300)\mu m$ aléatoirement orientées dans un plan est très correcte. Au maximum l'écart relatif observé avec un calcul exact n'atteint pas 4%, ceci avec un gain supérieur à 30 sur le temps de calcul.

Θ	Energie exacte diffractée	Calcul approché	Ecart relatif (%)
0-2	98.183	98.220	-0.04
2-4	0.988	0.954	3.30
4-6	0.331	0.339	-2.26
6-8	0.167	0.161	4.40
8-10	0.098	0.100	-1.90
10-12	0.058	0.056	3.15
12-14	0.036	0.039	-2.54
14-16	0.027	0.026	3.22
16-18	0.020	0.019	1.59
18-20	0.017	0.018	-2.47
Energie totale diffractée	99.928	99.930	

Tableau 3: L'énergie totale incidente est égale à 100

5.1.3 FONCTION DE DIFFUSION - TAUX DE POLARISATION

a/ Fonction de diffusion

Pour l'orientation φ_i , nous obtenons la distribution angulaire de l'énergie diffusée rapportée à une énergie incidente unité (relation 1):

$$F_i(\Theta) = \frac{F_i^g(\Theta) + F_i^d(\Theta)}{2\mathcal{E}_i}, \quad (67)$$

où $F_i^g(\Theta) = F_{\parallel,i}^g(\Theta) + F_{\perp,i}^g(\Theta)$,
soit la somme des énergies diffusées polarisées perpendiculairement entre elles.

Si l'on considère les N_φ orientations φ_i , nous obtenons alors la distribution angulaire de l'énergie diffusée, rapportée à une énergie incidente unité:

$$\mathcal{E}(\Theta) = \frac{1}{N_\varphi} \sum_{i=1}^{N_\varphi} F_i(\Theta), \quad (68)$$

ou encore:

$$\mathcal{E}(\Theta) = \frac{1}{2N_\varphi} \sum_{i=1}^{N_\varphi} [E_i^d(\Theta) + \frac{1}{N_\gamma} \sum_{j=1}^{N_\gamma} [E_{\parallel,i,j}^g(\Theta) + E_{\perp,i,j}^g(\Theta)]]]. \quad (69)$$

La fonction de diffusion est alors obtenue en exprimant la distribution d'énergie diffusée $\mathcal{E}(\Theta)$ par unité d'angle solide soit:

$$\mathcal{P}(\Theta) = \frac{\mathcal{E}(\Theta)}{\Delta\Omega} = \frac{\mathcal{E}(\Theta)}{2\pi \sin \Theta \Delta\Theta}. \quad (70)$$

b/ Taux de polarisation

Pour une orientation φ_i , nous définissons le taux de polarisation $p_i(\Theta)$ d'après les relations 63, 66 et 67, par:

$$p_i(\Theta) = \frac{F_{\parallel,i}^g(\Theta) - F_{\perp,i}^g(\Theta)}{F_i^g(\Theta) + F_i^d(\Theta)}. \quad (71)$$

Si l'on considère les N_φ orientations φ_i , nous obtenons alors le taux de polarisation $p(\Theta)$:

$$p(\Theta) = \frac{\sum_{i=1}^{N_\varphi} \sum_{j=1}^{N_\gamma} [E_{\parallel,i,j}^g(\Theta) - E_{\perp,i,j}^g(\Theta)]}{\sum_{i=1}^{N_\varphi} [N_\gamma E_i^d(\Theta) + \sum_{j=1}^{N_\gamma} [E_{\parallel,i,j}^g(\Theta) + E_{\perp,i,j}^g(\Theta)]]}. \quad (72)$$

c/ Présentation des résultats obtenus et discussion

Les indices de réfraction et d'extinction de la glace qui sont utilisés sont ceux récemment déterminés par Warren (1984). Son étude porte sur une gamme de longueurs d'onde qui s'étend de $0.044\mu m$ à $167\mu m$ et qu'il a validé pour une gamme de températures allant de $0^\circ C$ à $-60^\circ C$. Les résultats qu'il a obtenu sont présentés sur la figure 16.

• Sur la figure 17, nous représentons un exemple de distribution angulaire de l'énergie diffusée $\mathcal{E}(\Theta)$, dans le cas de cristaux hexagonaux aléatoirement répartis dans le plan $Y'OZ'$ (figure 2). Ils sont caractérisés par leurs dimensions $L = 100\mu m$, $R = 10\mu m$ et leur indice de réfraction $\tilde{m} = 1.311 - 0.000i$. La longueur d'onde du rayonnement incident est $\lambda = 0.55\mu m$. Ces particules correspondent à des sphères équivalentes de rayon $r_e \simeq 24\mu m$, avec un paramètre de Mie $\alpha \simeq 270$. Notons que ce paramètre de Mie est à la limite de validité l'approximation de l'optique géométrique selon Liou et al (1971), toutefois ce test même non réaliste n'est qu'expérimental et n'engage pas la validité physique du phénomène.

La résolution R_Θ sur l'angle de diffusion Θ est égale à 2° .

Après avoir effectué de nombreux tests, nous avons retenu les paramètres suivants:

- $N_p = 1$ photon.

- γ_j et φ_i sont régulièrement répartis avec un incrément $p_\alpha = 0.1^\circ$.

Cette répartition ainsi définie correspond à un envoi total approximatif de 541 500 photons, le calcul étant effectué typiquement en 2 heures sur un ordinateur *HP - UX9000* série 800.

Les résultats sont comparés à ceux de Wendling et al (1979) obtenus dans les mêmes conditions et également sans tenir compte de la diffraction. L'accord est très satisfaisant dans la mesure où la comparaison est faite avec des résultats digitalisés.

- La courbe obtenue est caractérisée par un pic de diffusion avant très étroit dû aux réfractions à travers deux faces parallèles du cristal (figure 18a).

- Une décroissance importante de la répartition de l'énergie diffusée entre 0° et 20° est suivie par un brusque accroissement dont le maximum qui se situe à 22° est causé par des réfractions à travers deux faces non consécutives du cristal (figure 18b) qui forment un prisme d'angle au sommet de 60° et pour lequel le minimum de déviation, c'est à dire l'accumulation de lumière se situe vers 22° .

- On trouve un autre maximum secondaire vers 46° qui représente le minimum de déviation d'un prisme de 90° formé par la face d'entrée et une face de bout (figure 18c).

- Un maximum de distribution apparaît également vers 153° . Il est dû à des angles d'incidence inférieurs à $21,3^\circ$ sur les faces latérales, ce qui correspond à des angles de diffusion supérieurs à 140° , puisque dans ce cas, à l'énergie réfléchie sur la face éclairée, s'ajoute l'énergie correspondant à la réflexion sur la face opposée (figure 18d). Lorsque l'angle d'incidence diminue, l'intensité réfléchie sur la face externe décroît également, ce qui a pour effet de provoquer le maximum de distribution d'énergie à 153° .

- Des maximums dus à des phénomènes secondaires et situés à 72° , 120° , et 172° , se retrouvent également sur les deux distributions d'énergie présentées.

- Sur la figure 19 nous présentons cette fois, la fonction de diffusion $\mathcal{P}(\Theta)$ obtenue pour des cristaux dont les dimensions sont maintenant $L = 240\mu m$ et $R = 30\mu m$ ($r_e \simeq 62\mu m$, $\alpha \simeq 700$). Les autres paramètres restant identiques au cas précédent. Cette fonction de phase est comparée à celle donnée par Wendling et al (1979) dans les mêmes conditions. L'accord est très bon compte tenu du fait que la comparaison est toujours effectuée à partir d'une courbe digitalisée. Toutefois, dans les 20 premiers degrés, un écart significatif est observé, il est essentiellement dû au mode de calcul du phénomène de diffraction. En effet, chez Wendling la diffraction est calculée dans l'approximation d'un obstacle de forme rectangulaire lorsqu'il s'agit de colonnes et dans le cas de cristaux hexagonaux minces, l'approximation qu'il utilise consiste à prendre un obstacle circulaire.

- Sur la figure 20, nous obtenons la fonction de diffusion $\mathcal{P}(\Theta)$ correspondant aux calculs de Cai et al (1982) dans le cas de cristaux de dimensions $R/L = 60/300\mu m$ ($r_e \simeq 100\mu m$, $\alpha \simeq 1140$). L'accord reste bon, mais il est à remarquer que Cai ne retrouve pas les maximums secondaires à 46° , 72° et 120° . L'absence de ces maximums ne s'explique pas, à moins peut être d'une résolution R_Θ plus faible.

- La figure 21 présente, dans les mêmes conditions que celles de la figure 20, le taux de polarisation $p(\Theta)$. La courbe présente un maximum positif d'environ 75% vers 120° . Le halo à 22° correspond à une polarisation négative valant au maximum 8%, qui est en accord avec les observations présentées par Minnaert (1954) L'accord avec les résultats de Cai est très bon en dépit d'erreurs à 120° et 143° , dues au fait que le calcul du taux de polarisation est extrêmement sensible aux imprécisions du calcul numérique.

5.1.4 SECTIONS D'EXTINCTION ET DIFFUSION. ALBEDO DE DIFFUSION SIMPLE.

Soit A l'aire projetée du cristal pour une orientation donnée et appelons:

- E_i l'énergie incidente sur l'obstacle d'aire A .
- E_d l'énergie totale diffractée par l'obstacle d'aire A .
- E_g l'énergie totale diffusée du fait du trajet de la lumière dans le cristal suivant les lois de Snell- Descartes et de Fresnel.
- E_a l'énergie totale absorbée dans le cristal.

D'après le principe de conservation de l'énergie, nous avons $E_i = E_g + E_a$, et puisque l'énergie incidente E_i est égale à l'énergie totale diffractée E_d , la densité d'énergie incidente vaut E_d/A .

La section efficace d'extinction C_e est alors égale à:

$$C_e = \frac{E_d + E_g + E_a}{E_d/A} = 2A. \quad (73)$$

Remarquons que ce résultat, indépendant de la longueur d'onde est très classique, il correspond au coefficient d'extinction égal à 2 obtenu de manière asymptotique par la théorie de Mie.

De la même façon, la section efficace de diffusion C_s vaut:

$$C_s = \frac{E_d + E_g}{E_d/A} = A\left(1 + \frac{E_g}{E_d}\right). \quad (74)$$

Nous obtenons alors l'albedo de diffusion simple ϖ_o :

$$\varpi_o = \frac{C_s}{C_e} = \frac{1}{2}\left(1 + \frac{E_g}{E_d}\right). \quad (75)$$

Dans le cas des particules orientées aléatoirement dans le plan, pour obtenir les différents paramètres optiques, il faut considérer d'une part:

Une particule d'aire moyenne \bar{A} dont la valeur, obtenue à partir des relations 2, 4 et 5 est:

$$\bar{A} = \frac{6}{\pi} \int_0^{\pi/6} A(\varphi) d\varphi = \frac{6RL}{\pi}. \quad (76)$$

D'autre part, puisque l'énergie totale diffractée est égale à l'énergie incidente, si l'on considère toutes les orientations possibles du cristal dans le plan, l'énergie totale diffractée s'écrit, d'après la relation 61:

$$E_d = \frac{N_p}{N_\varphi} \sum_{i=1}^{N_\varphi} A(\varphi_i). \quad (77)$$

5.2 CAS DE L'ORIENTATION ALEATOIRE DANS L'ESPACE

L'étude de la diffusion de la lumière dans le cas de cristaux arbitrairement orientés dans l'espace avec une égale probabilité pour chaque orientation nécessite une sommation supplémentaire sur l'élévation ϵ (figure 2).

La démarche est ici tout à fait identique à celle présentée dans le paragraphe précédent.

5.2.1 FONCTION DE DIFFUSION, FACTEUR D'ASYMETRIE. TAUX DE POLARISATION

La seule difficulté réside dans la longueur du calcul complet de l'effet de diffraction, aussi il est indispensable d'utiliser une relation approchée. Nous utilisons une interpolation du même type que celle proposée dans la relation 66, qui permet d'obtenir l'énergie diffractée pour toute orientation φ et toute élévation ϵ , soit:

$$F_{\epsilon,\varphi}^d(\Theta) = F_m^d(\Theta) + \frac{F_M^d(\Theta) - F_m^d(\Theta)}{A_M - A_m} (\bar{A}(\epsilon, \varphi) - A_m), \quad (78)$$

où nous avons:

• $\bar{A}(\epsilon, \varphi)$, l'aire projetée moyennée sur tous les angles γ pour une particule d'orientation (ϵ, φ) c'est à dire:

$$\bar{A}(\epsilon, \varphi) = \frac{6R}{\pi} \left(\frac{R\sqrt{3}}{2} \cos \epsilon + \frac{2L}{3} E(\cos^2 \epsilon) \cos \varphi \right).$$

où $E(\cos^2 \epsilon)$ est l'intégrale elliptique complète du second ordre et d'argument $\cos^2 \epsilon$.

• $A_{M,m}$, les aires projetées extrêmes, moyennées sur les angles γ , correspondant aux orientations extrêmes (φ_M, ϵ_M) et (φ_m, ϵ_m) , soit:

$$A_{M,m} = \frac{2}{\pi} \int_0^{\frac{\pi}{2}} A(\varphi_{M,m}, \epsilon_{M,m}, \gamma) d\gamma.$$

• $F_{M,m}^d(\Theta)$, les énergies extrêmes diffractées suivant l'angle Θ par les surfaces extrêmes $A_{M,m}$.

Parmi toutes les orientations possibles de la particule, la probabilité d'obtenir une particule orientée suivant (θ, φ) , est donnée par $d\Omega/4\pi$ où $d\Omega$ est l'angle solide élémentaire autour de la direction (θ, φ) . Les paramètres obtenus pour chaque orientation de la particule doivent donc être convolués par cette probabilité.

Si l'on considère N_ϵ élévations comprises entre 0 et $\pi/2$, nous obtenons la **distribution angulaire de l'énergie diffusée**, soit:

$$\mathcal{E}(\Theta) = \frac{1}{N_\epsilon} \sum_{k=1}^{N_\epsilon} \left\{ \frac{1}{2N_\varphi} \sum_{i=1}^{N_\varphi} \left\{ E_{i,k}^d(\Theta) + \frac{1}{N_\gamma} \sum_{j=1}^{N_\gamma} \cos \theta_j [E_{||,i,j,k}^g(\Theta) + E_{\perp,i,j,k}^g(\Theta)] \right\} \right\}, \quad (79)$$

où θ_j est donné par la relation (2).

La **fonction de diffusion** $\mathcal{P}(\Theta)$ se déduit aisément à partir de l'équation (70) et nous permet d'obtenir le **facteur d'asymétrie** g :

$$g = \frac{\int_{-1}^{+1} \mathcal{P}(\Theta) \cos \Theta d \cos \Theta}{\int_{-1}^{+1} \mathcal{P}(\Theta) d \cos \Theta}. \quad (80)$$

Le **taux de polarisation** $p(\Theta)$ est maintenant défini par la relation suivante:

$$p(\Theta) = \frac{\sum_{k=1}^{N_\epsilon} \sum_{i=1}^{N_\varphi} \sum_{j=1}^{N_\gamma} \cos \theta_j \{ E_{||,i,j,k}^g(\Theta) - E_{\perp,i,j,k}^g(\Theta) \}}{\sum_{k=1}^{N_\epsilon} \sum_{i=1}^{N_\varphi} \left\{ N_\gamma E_{i,k}^d(\Theta) + \sum_{j=1}^{N_\gamma} \cos \theta_j [E_{||,i,j,k}^g(\Theta) + E_{\perp,i,j,k}^g(\Theta)] \right\}}. \quad (81)$$

5.2.2 PRESENTATION DES RESULTATS OBTENUS

Comme dans le paragraphe précédent, nous comparons nos résultats avec ceux obtenus par d'autres auteurs dans des cas identiques. Pour tous les cas présentés, la longueur d'onde du rayonnement incident est $\lambda = 0.55\mu m$ avec un indice de réfraction de la glace $\tilde{m} = 1.311 - 0.00i$.

a/ Fonction de diffusion

- La figure 22 présente la fonction de diffusion obtenue pour des particules arbitrairement orientées dans l'espace, de dimensions $R/L = (30/240)\mu m$. Nos calculs sont comparés à ceux digitalisés de Wendling et al (1979).
- La figure 23 présente la comparaison de nos résultats avec ceux du même auteur pour des particules de dimensions $R/L = (30/120)\mu m$ où l'on note cette fois une meilleure concordance entre les deux résultats.
- Sur la figure 24, nous comparons nos calculs avec ceux de Cai et al (1982) et de Coleman et al (1981) pour un rapport $R/L = (60/300)\mu m$.

De manière générale, nous pouvons conclure que nos résultats sont corrects compte tenu de la dispersion actuelle entre les différents résultats généralement obtenus par ailleurs.

b/ Facteur d'assymétrie

Pour différentes dimensions R/L des particules, nous présentons dans le tableau 4, une comparaison entre les résultats de nos calculs de g et ceux obtenus par Liou (1986) et Kinne et al (1989), pratiquement les seuls auteurs ayant présenté des résultats concernant ce paramètre.

$R/L(\mu m)$	Travail présent	Liou	Kinne et al
10/20	0.8517		0.7704
20/50	0.8557		0.7780
30/120	0.8695		0.8155
60/300	0.8798	0.9880	
50/300	0.8759		0.8429
80/750	0.8855		0.8592

Tableau 4: Comparaisons entre les facteurs d'assymétrie g obtenus par différents auteurs. Les calculs correspondent à des nuages composés de cristaux de glace de diverses dimensions aléatoirement orientés dans l'espace. La longueur d'onde du rayonnement incident est $\lambda = 0.55\mu m$

Pour les dimensions $R/L = 60/300\mu m$ et $50/300\mu m$, il semble que nous obtenons des valeurs de g intermédiaires à celles des deux auteurs présentés. De manière générale, la convergence des résultats n'est pas obtenue à mieux que $\pm 10\%$. A l'analyse des fonctions de diffusion, il semble qu'une des plus importantes cause de divergence réside dans le calcul de la distribution de l'énergie diffractée.

c/ Taux de polarisation

Peu de références sont à notre disposition. Seuls, les résultats des calculs de Cai et al (1982) et de Takano et al (1989a) pour des particules dont le rapport des dimensions est $R/L = 0.2$ peuvent nous permettre de valider nos résultats. De plus, nous disposons des mesures de Stahl et al (1983). Ces mesures ont été obtenues à l'aide d'un système utilisant un laser $He - Ne$ à $0.63\mu m$ utilisé comme source de rayonnement incident et un ensemble de 15 détecteurs espacés de 10° permettant de mesurer le degré de polarisation de la lumière en fonction de l'angle de diffusion. Les particules cristallines utilisées comme diffusant sont des colonnes aléatoirement orientées dans l'espace et d'environ $11\mu m$ de longueur moyenne.

Nous représentons sur la figure 25, en fonction de l'angle de diffusion, les résultats de nos calculs, ceux de Takano et ceux de Cai effectués dans les mêmes conditions, ainsi que superposées, les mesures de Stahl. Nous observons que les résultats des trois calculs restent voisins et sont assez proches des valeurs obtenues lors de la mesure.

Nous pouvons alors imaginer que des mesures de polarisation appliquées à des cirrus homogènes semi-transparentes peuvent permettre de spécifier la phase de l'eau dans le nuage, et le cas échéant, de déterminer une structure moyenne équivalente des cristaux de glace.

5.2.3 SECTIONS EFFICACES D'EXTINCTION, DE DIFFUSION, ALBEDO DE DIFFUSION SIMPLE

La probabilité d'obtenir une aire projetée de la particule $A(\theta, \varphi)$ correspondant à une orientation (θ, φ) , est donnée par $d\Omega/4\pi$ où $d\Omega$ est l'angle solide élémentaire autour de la direction (θ, φ) . L'aire projetée correspondant à chaque orientation, doit donc être convoluée par cette probabilité.

Si l'on considère toutes les orientations possibles de la particule dans l'espace ($0 \leq \varphi \leq 2\pi$ et $0 \leq \theta \leq \pi$), nous obtenons, d'après les équations (7) et (73), la section efficace d'extinction C_e :

$$C_e = \frac{1}{4\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^\pi 2A(\theta, \varphi) \cos \theta d\theta d\varphi = \frac{3\sqrt{3}}{2} R^2 + 3RL = \frac{S}{2}, \quad (82)$$

où S est la surface extérieure totale de la particule.

Cette expression est conforme à la théorie de Vouk (1948) sur l'aire projetée des particules convexes.

La section efficace de diffusion C_s s'écrit d'une manière analogue à l'équation (74) soit:

$$C_s = \frac{S}{4} \left(1 + \frac{E_g}{E_d}\right), \quad (83)$$

avec l'expression suivante pour l'énergie totale diffractée E_d :

$$E_d = \frac{N_p}{N_\epsilon N_\varphi N_\gamma} \sum_{k=1}^{N_\epsilon} \sum_{i=1}^{N_\varphi} \sum_{j=1}^{N_\gamma} A(\epsilon_k, \gamma_j, \varphi_i). \quad (84)$$

TESTS ET COMPARAISONS

Les résultats obtenus pour différents types de particules sont regroupés dans le tableau 5 avec les résultats comparatifs de Wendling et al (1979), Liou (1986), Coleman et al (1981) et Takano et al (1989a).

$L/R(\mu m)$	Travail présent	Wendling et al	Liou	Coleman et al	Takano et al
300/60	63353.1		56530	47000	
8/10	499.8		120		
30/37.5	7028.5		7350		
240/30	23938.3	23940			
21/100	32280.8	32460			
20/10	859.8				859.8
50/20	4039.2				4039.2
120/30	13138.3				13138.3
300/50	51495.2				51495.2
750/80	196627.7				196627.7

Tableau 5: Sections efficaces d'extinction $C_e(\mu m^2)$ correspondants à des cristaux de glace de diverses dimensions aléatoirement orientés dans l'espace.
Comparaisons entre divers auteurs.

Le tableau 5 montre que, comparés aux valeurs trouvées par Wendling et al et de Takano et al, les résultats de nos calculs coïncident. Par contre, nous n'obtenons aucune similitude avec les résultats de Liou ou de Coleman et al, qui, par extrapolation avec les résultats des premiers auteurs cités, nous semblent erronés.

5.2.4 CAS DE L'ORIENTATION ALÉATOIRE DANS UN PLAN SOUS INCIDENCE OBLIQUE

Dans le cas d'une orientation aléatoire sous incidence oblique, seule la symétrie azimutale subsiste et les paramètres optiques vont alors dépendre de l'élévation du rayonnement incident.

A l'aide des notations introduites au paragraphe 5.1.4, nous devons désormais considérer une particule d'aire moyenne $\bar{A}(\epsilon)$, pour une élévation ϵ :

$$\bar{A}(\epsilon) = \frac{6R}{\pi} \left(\frac{R\sqrt{3}}{2} \cos \epsilon + \frac{2L}{\pi} E(\cos^2 \epsilon) \right), \quad (85)$$

L'énergie diffractée par une surface d'aire $A(\epsilon, \gamma_j, \varphi_i)$ s'écrit à l'aide d'une relation analogue à celle exprimée par l'équation 62, soit:

$$\mathcal{E}_{ij} = N_p A(\epsilon, \gamma_j, \varphi_i) \quad (86)$$

Pour toutes les orientations possibles du cristal dans le plan, nous obtenons alors une énergie diffractée:

$$E_d = \frac{N_p}{N_\varphi N_\gamma} \sum_{i=1}^{N_\varphi} \sum_{j=1}^{N_\gamma} A(\epsilon, \gamma_j, \varphi_i). \quad (87)$$

Les sections d'extinction, de diffusion et l'albedo de diffusion simple sont alors exprimées à l'aide de relations analogues aux relations 73, 74 et 75.

Un exemple de calcul de la section d'extinction $C_e(\epsilon)$ est présenté sur la figure 26 pour un rayonnement incident de longueur d'onde $\lambda = 0.55\mu m$ et des particules de dimensions $(R/L) = (60/300)\mu m$. Ces résultats sont obtenus avec un pas $p_a = 0.1^\circ$. La valeur correspondant à une orientation aléatoire 3D est également représentée.

6 CONCLUSION

Un programme de calcul de diffusion et de polarisation de la lumière a été développé en diffusion primaire pour des nuages de glace composés de particules finies dont la structure cristalline est parfaite, c'est à dire composés de cristaux dont la surface de base est hexagonale. Le modèle permet de simuler, du point de vue radiatif, un nuage de particules dont les axes de symétrie sont, par rapport au rayonnement incident, orientés de manière quelconque dans l'espace. Cette étude, n'est rendue possible que par l'emploi de la technique dite du lancer de rayon que l'on doit compléter par un calcul de diffraction pour prendre en compte l'aspect ondulatoire de la lumière.

Etant donné que les résultats publiés sur ce sujet restent très peu nombreux et surtout, qu'il ne sont dûs qu'à un nombre très restreint d'auteurs, qui, parfois annoncent des

résultats contradictoires, nos calculs ne peuvent être validés de manière absolue. Toutefois, compte tenu de l'homogénéité de l'ensemble des résultats présentés ici, nous pouvons raisonnablement dire que notre modèle restitue correctement la réalité physique de la diffusion du rayonnement solaire par des particules cristallines de structure hexagonale. Cette hypothèse admise, nous pouvons utiliser notre modèle pour interpréter certaines mesures du champ de rayonnement visible diffusé par des nuages de glace homogènes semi-transparentes. Des mesures de ce type ont été effectuées lors de différentes campagnes dont les aspects sont présentés dans les chapitres suivants.

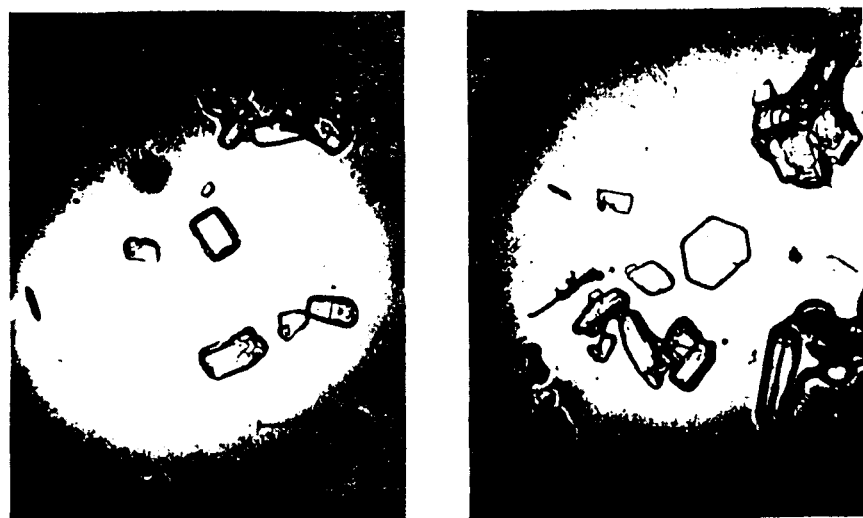
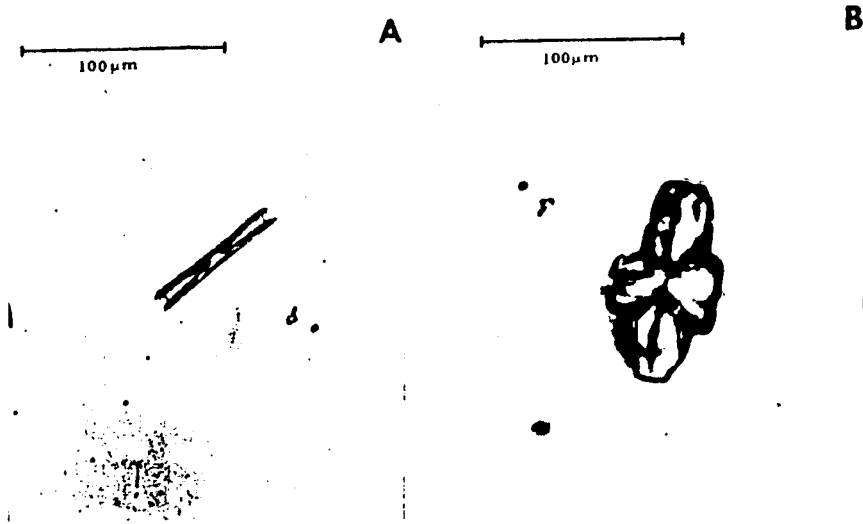


FIG. 1. Microphotographs of Formvar replicas of crystals collected in cirrus clouds: (A) hollow sheath near the base of a cirrostratus cloud at $T = -20^{\circ}\text{C}$; (B) bullet rosette in an altocumulus cloud at $T = -30^{\circ}\text{C}$; (C) column and bullets in a cirrostratus cloud at $T = -38^{\circ}\text{C}$; (D) plate and bullets in a cirrostratus cloud at $T = -38^{\circ}\text{C}$.

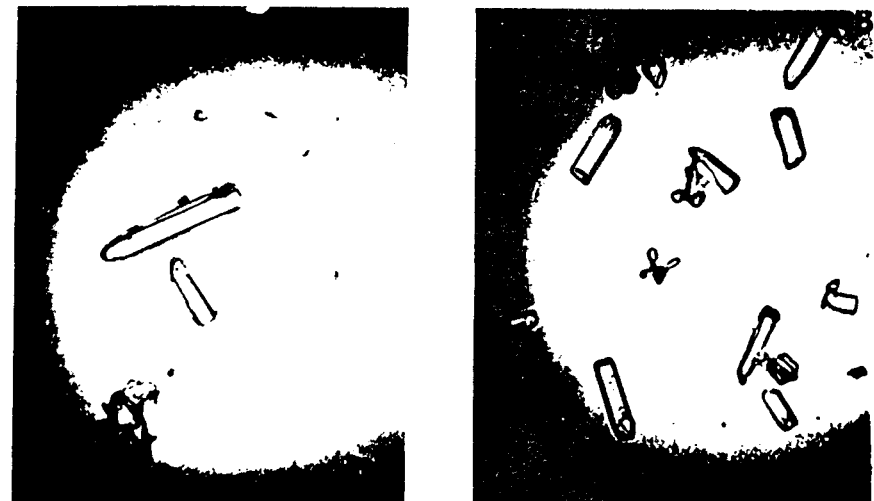


FIG. 2. Microphotographs of replicas of bullet and bullet rosette crystals collected at temperatures between -30 and -43°C in a cirrostratus cloud. Scale (barely visible) is the same as in the bottom half of Fig. 2.

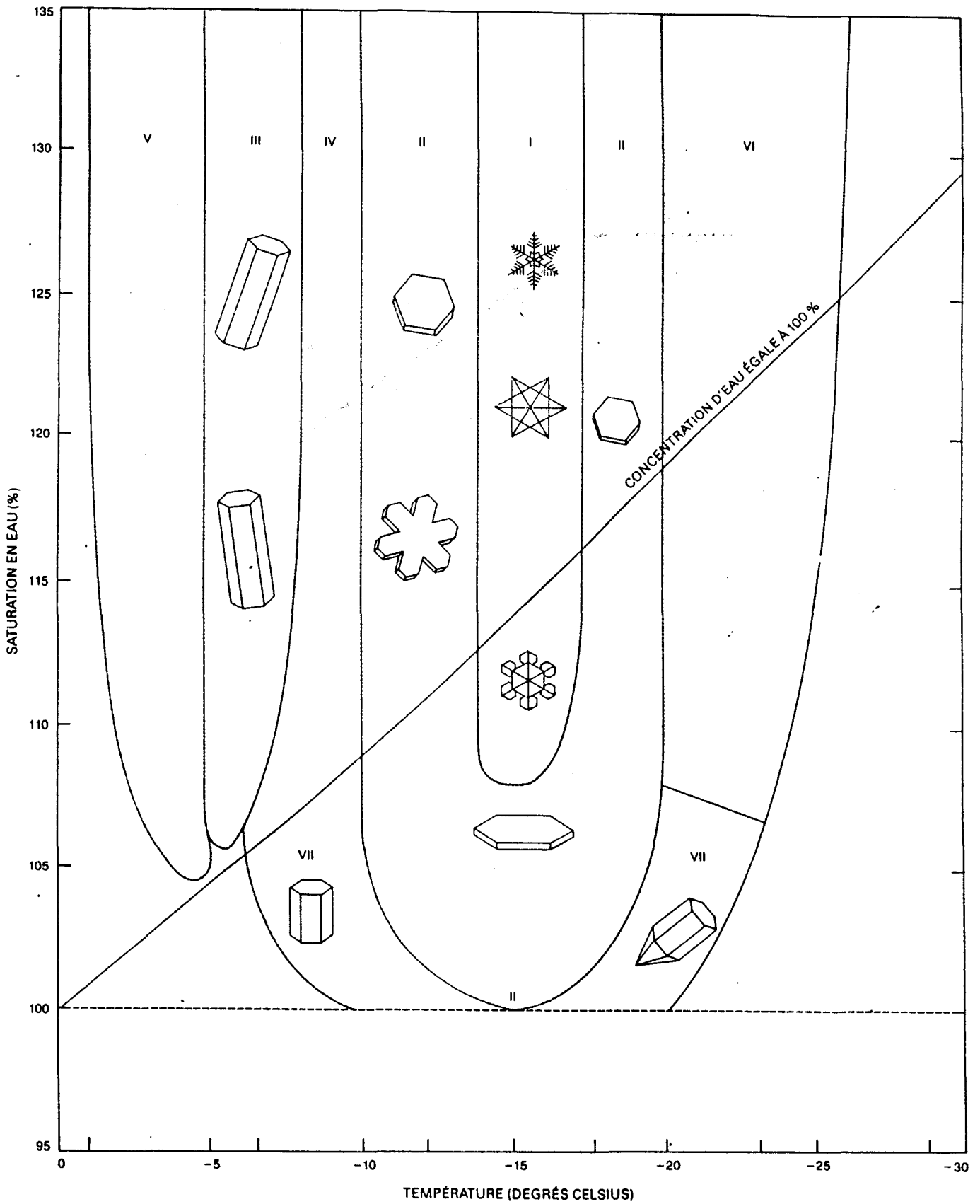


FIGURE 1: Relation entre les formes de cristaux de glace, la température ambiante et le degré de saturation en eau de l'atmosphère.

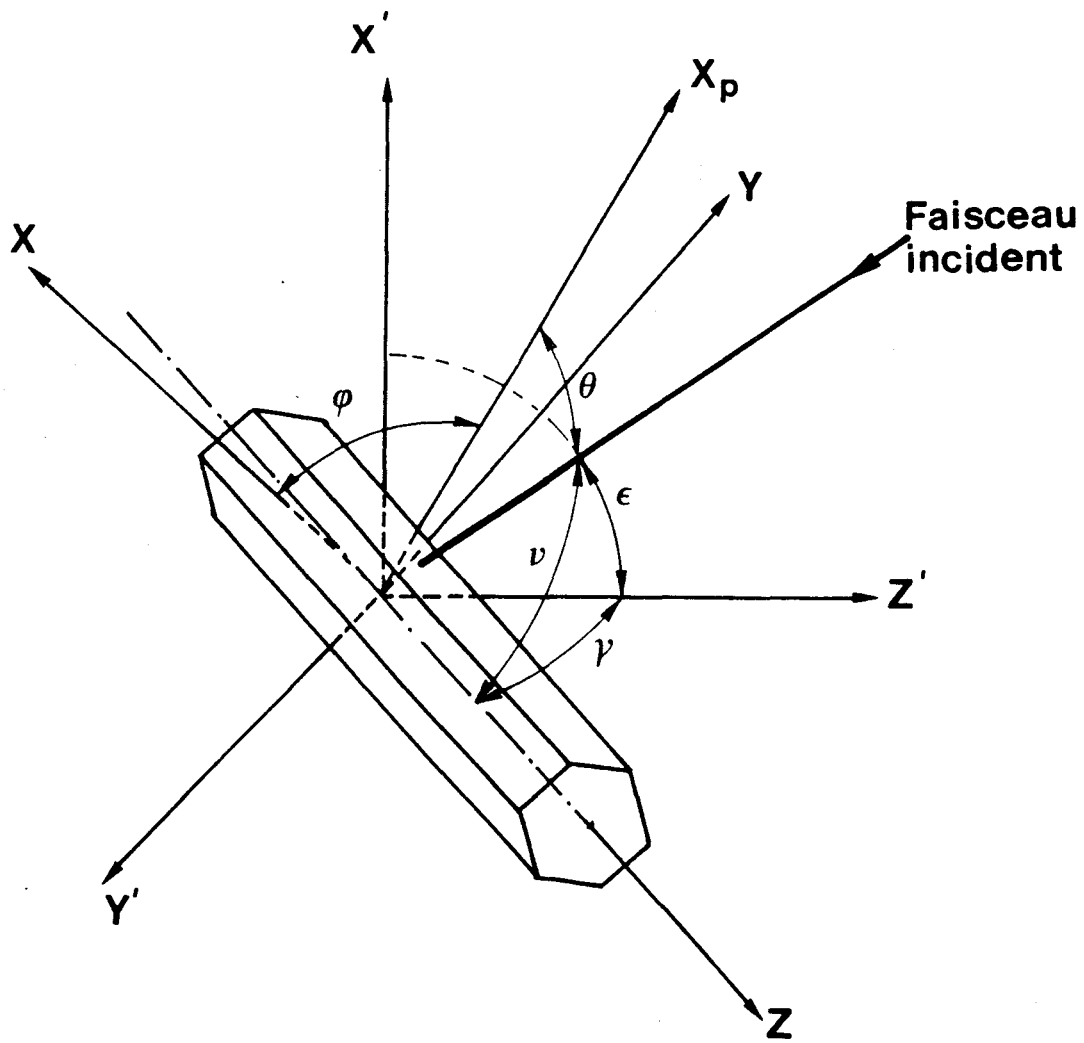


FIGURE 2: Représentation géométrique du problème.

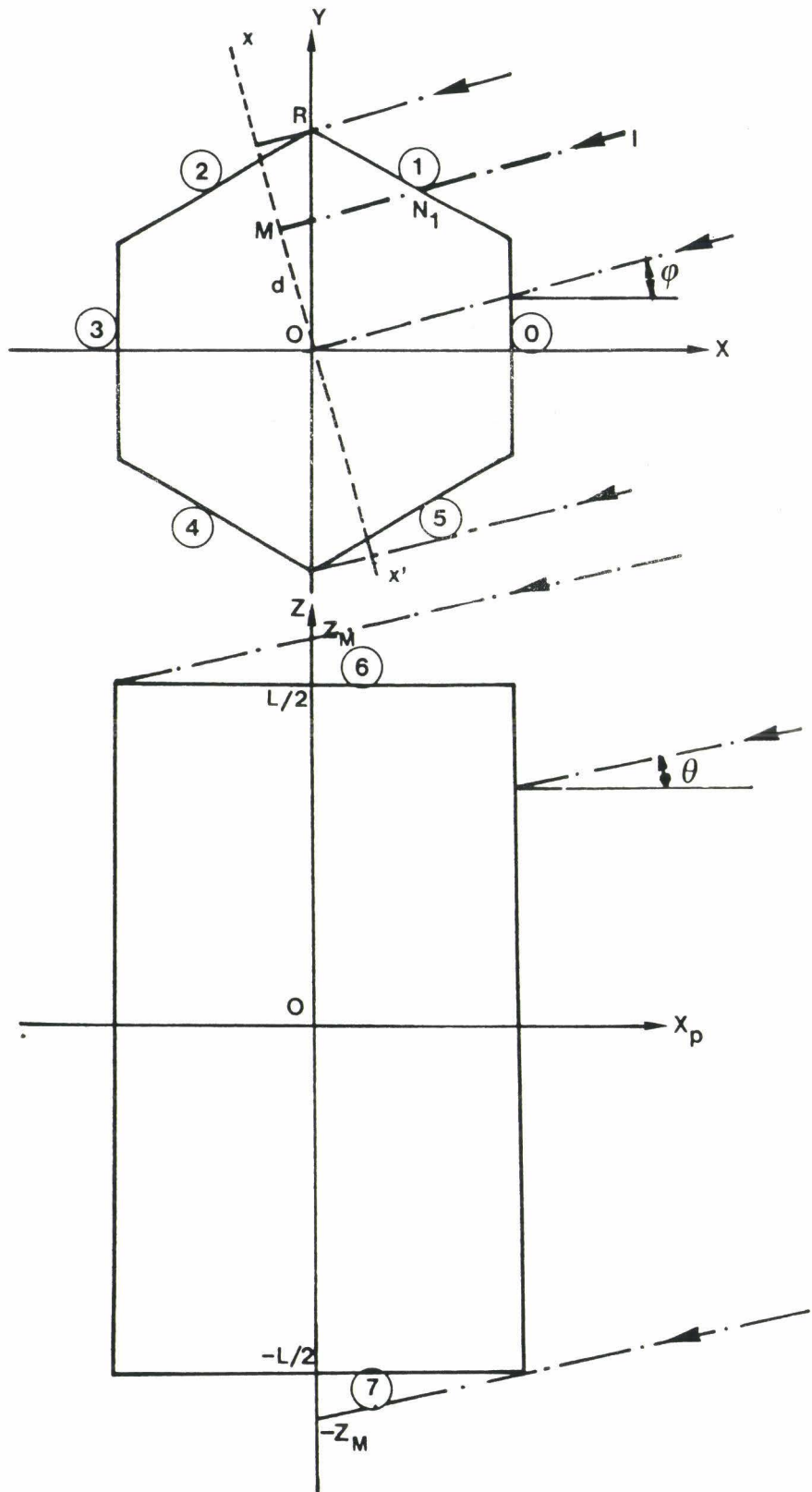


FIGURE 3: Détermination du point d'impact du faisceau incident avec une probabilité constante sur toute la surface éclairée.
Principe de la méthode du lancer de rayons.



RAYON= $10\mu\text{m}$

LONGUEUR= $100\mu\text{m}$

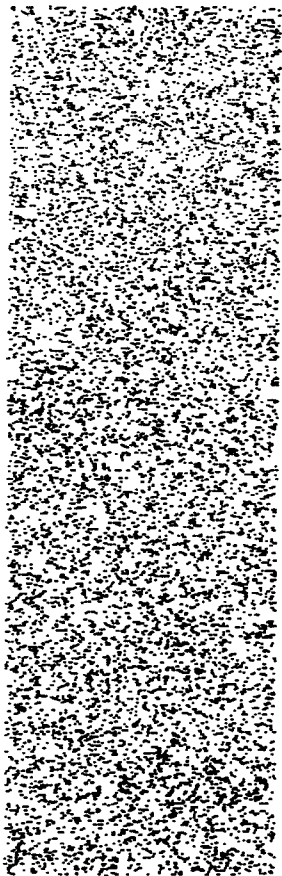
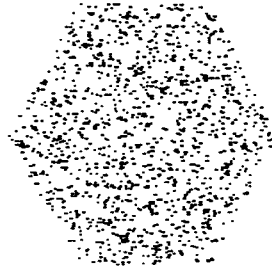


FIGURE 4: Illustration des points d'impact obtenus.

Cas $\theta = 0^\circ$, $\varphi = 0^\circ$, $N_p = 5\text{photons}/\mu\text{m}^2$.

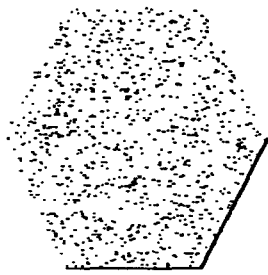


RAYON= $10\mu\text{m}$

LONGUEUR= $100\mu\text{m}$

FIGURE 5: Illustration des points d'impact obtenus.

Cas $\theta = 90^\circ$, $\varphi = 0^\circ$, $N_p = 5\text{photons}/\mu\text{m}^2$.



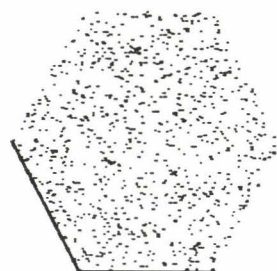
RAYON= $10\ \mu\text{m}$

LONGUEUR= $100\ \mu\text{m}$



FIGURE 6: Illustration des points d'impact obtenus.

Cas $\theta = 45^\circ$, $\varphi = 30^\circ$, $N_p = 5\ \text{photons}/\mu\text{m}^2$.



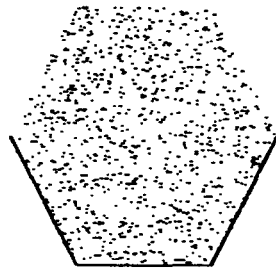
RAYON= $10\mu\text{m}$

LONGUEUR= $100\mu\text{m}$



FIGURE 7: Illustration des points d'impact obtenus.

Cas $\theta = 45^\circ$, $\varphi = -30^\circ$, $N_p = 5\text{photons}/\mu\text{m}^2$.



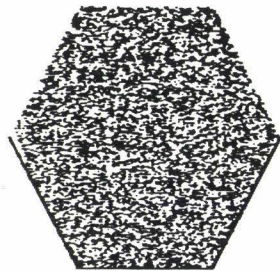
RAYON= $10\mu\text{m}$

LONGUEUR= $100\mu\text{m}$



FIGURE 8a: Illustration des points d'impact obtenus.

Cas $\theta = 45^\circ$, $\varphi = 20^\circ$, $N_p = 5\text{photons}/\mu\text{m}^2$.



RAYON= $10\ \mu\text{m}$

LONGUEUR= $100\ \mu\text{m}$

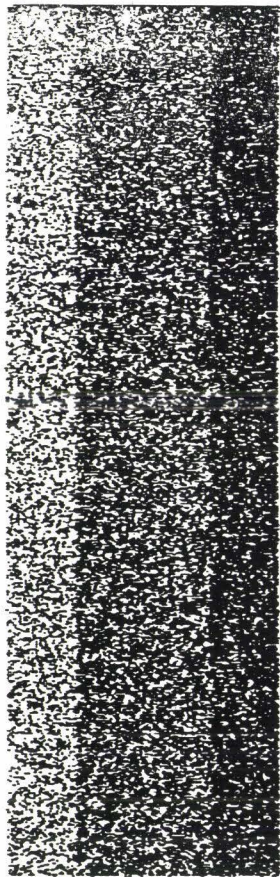
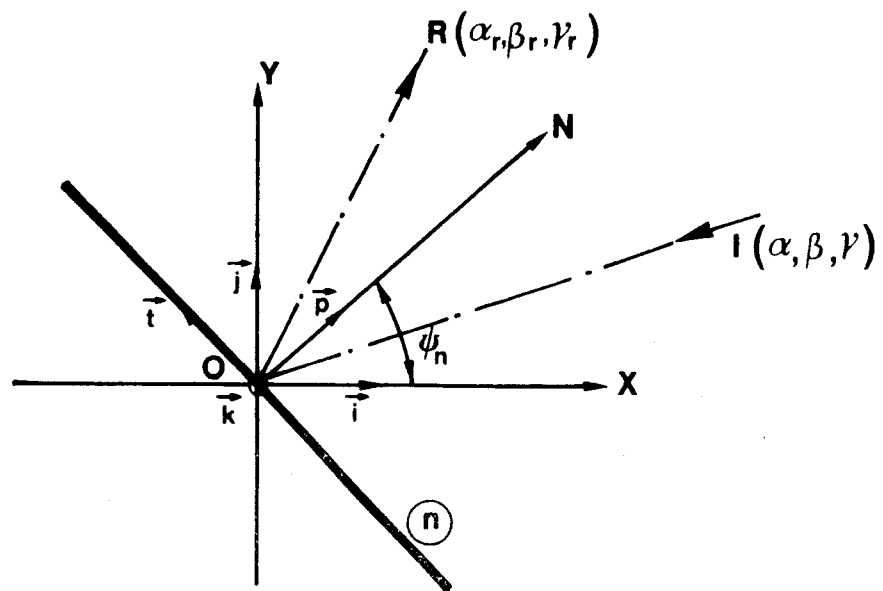
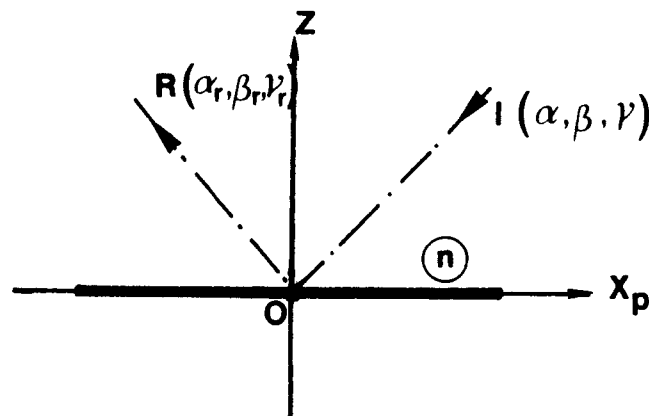


FIGURE 8b: Illustration des points d'impact obtenus.

Cas $\theta = 45^\circ$, $\varphi = 20^\circ$, $N_p = 50\ \text{photons}/\mu\text{m}^2$.



9a

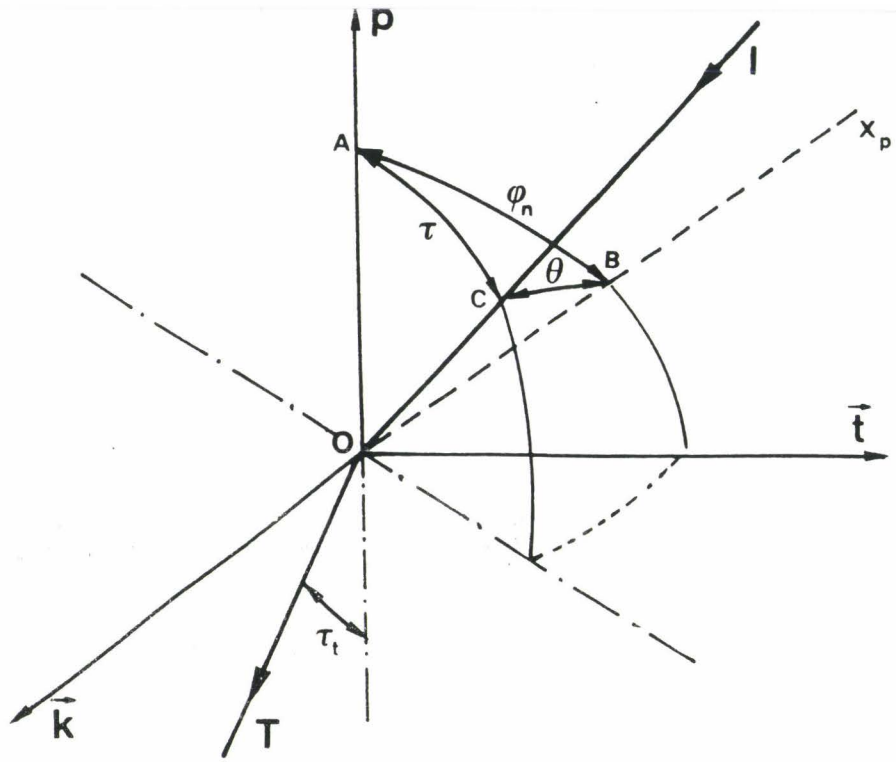


9b

FIGURE 9: Réflexions internes ou externes du faisceau sur les différentes faces de la particule.

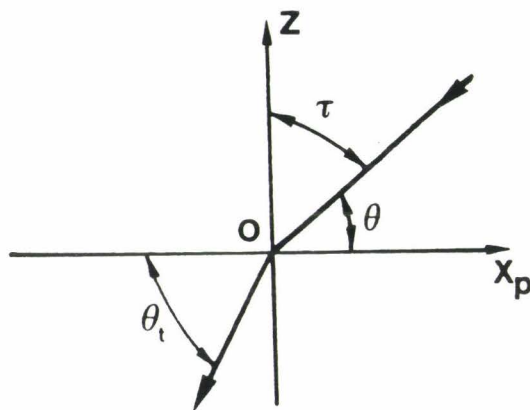
Figure 9a: Plan des dioptries indicés de 0 à 5.

Figure 9b: Plan des dioptries 6 et 7.



10a

(\vec{t}, \vec{k}) : plan du dioptre n



10b

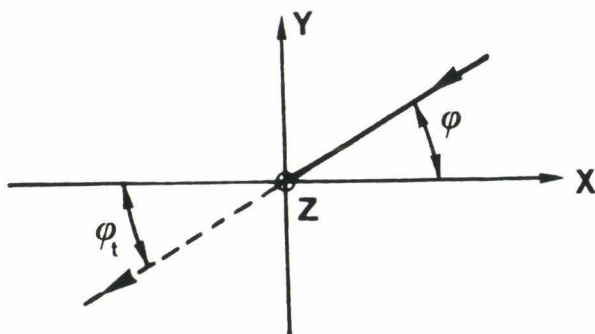
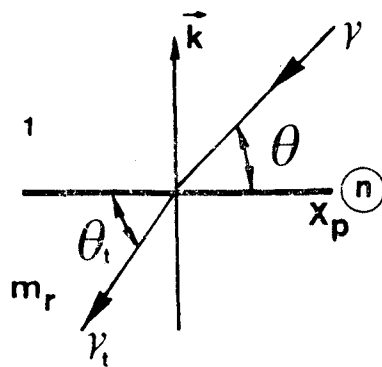
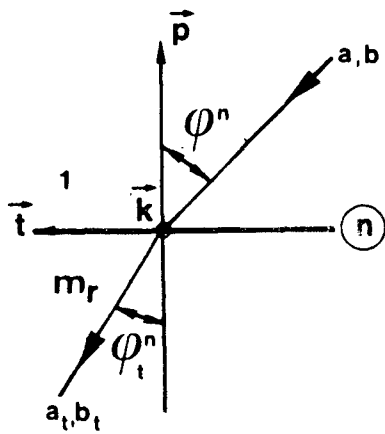


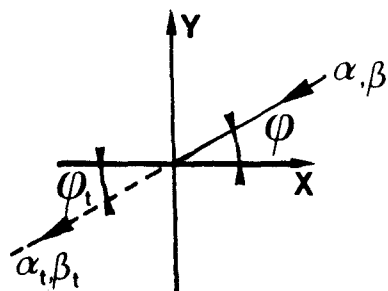
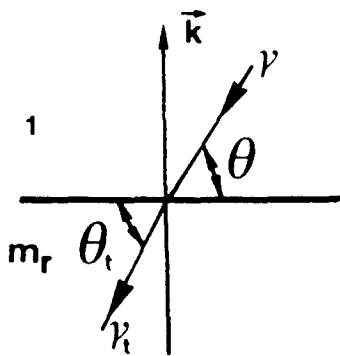
FIGURE 10: Réfractions du faisceau sur les différentes faces de la particule.

Figure 10a: Plan des dioptrés indiqués de 0 à 5.

Figure 10b: Plan des dioptrés 6 et 7.



11a



11b

FIGURE 11: Cosinus directeurs d'un faisceau réfracté par les faces d'entrée.

Figure 11a: Faces 0, 1 et 5.

Figure 11b: Face 6.

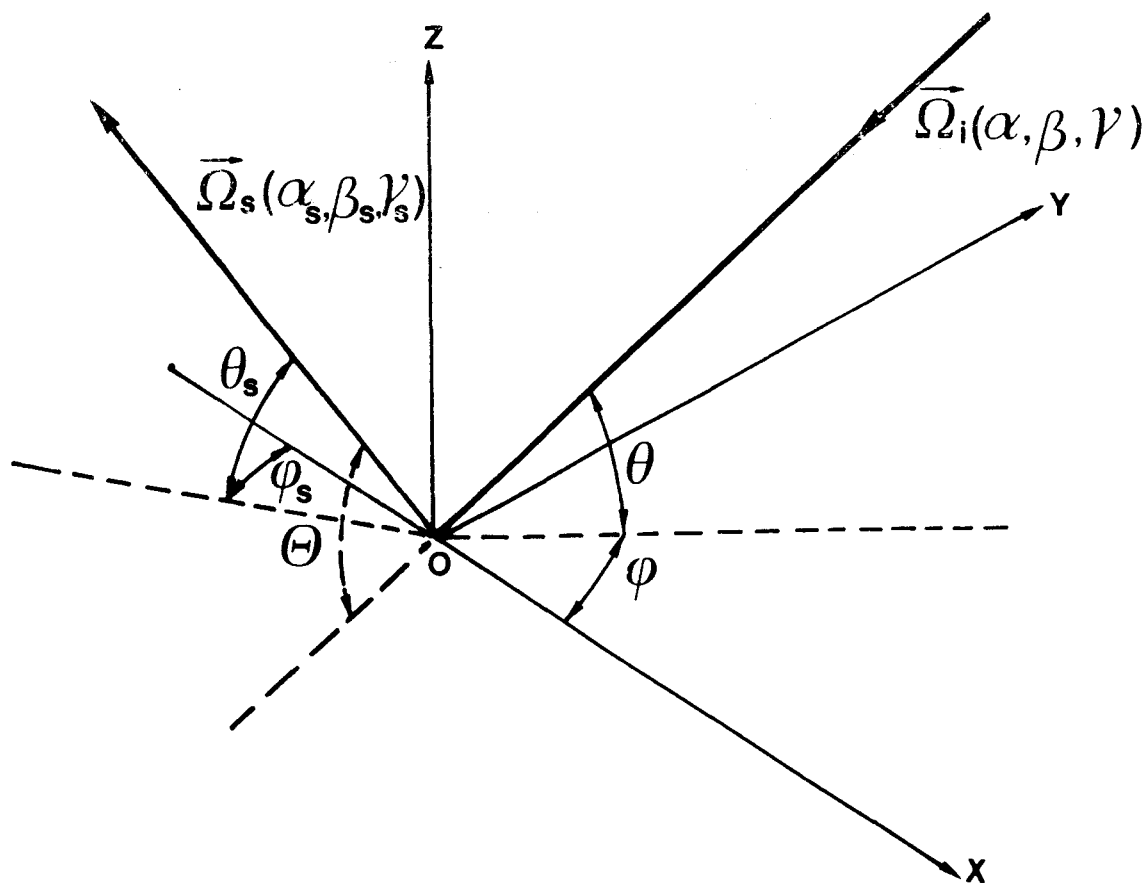


FIGURE 12: Représentation de la géométrie de la diffusion.

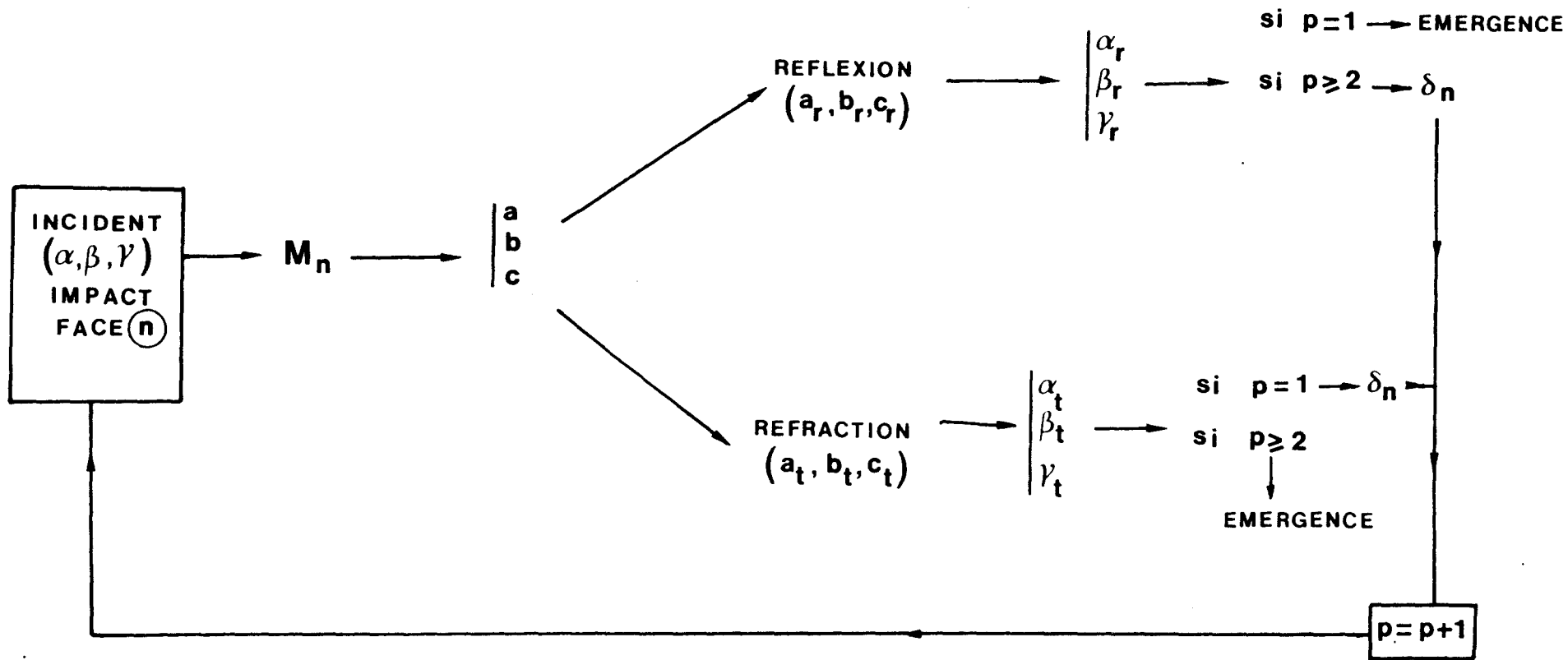


FIGURE 13a: Organigramme du calcul.

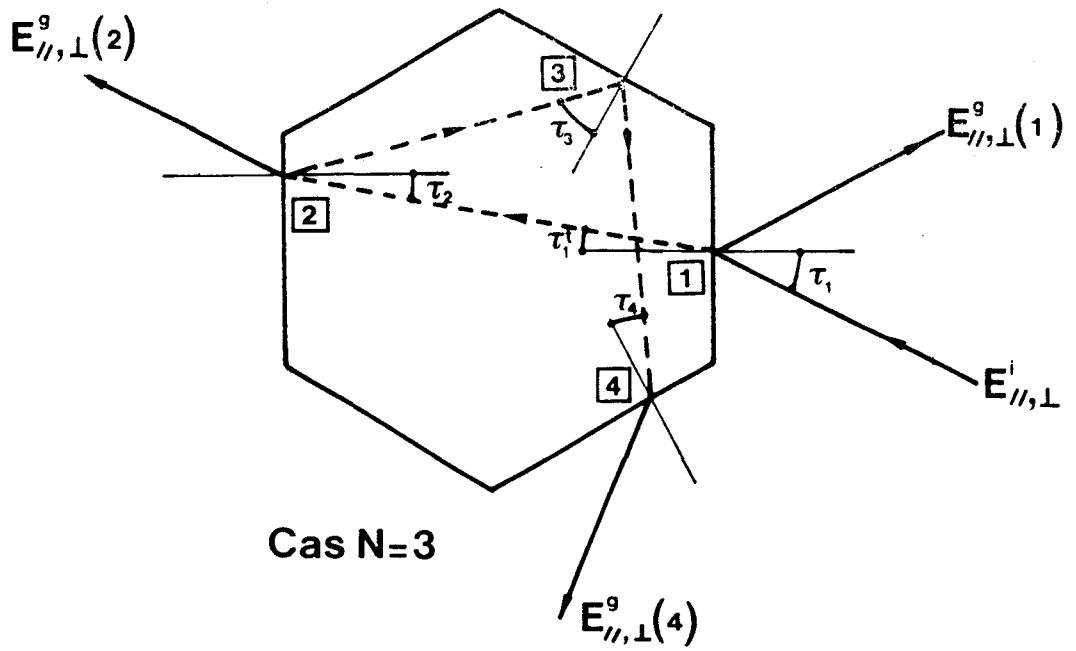


FIGURE 13b: Différents types de faisceaux émergents.

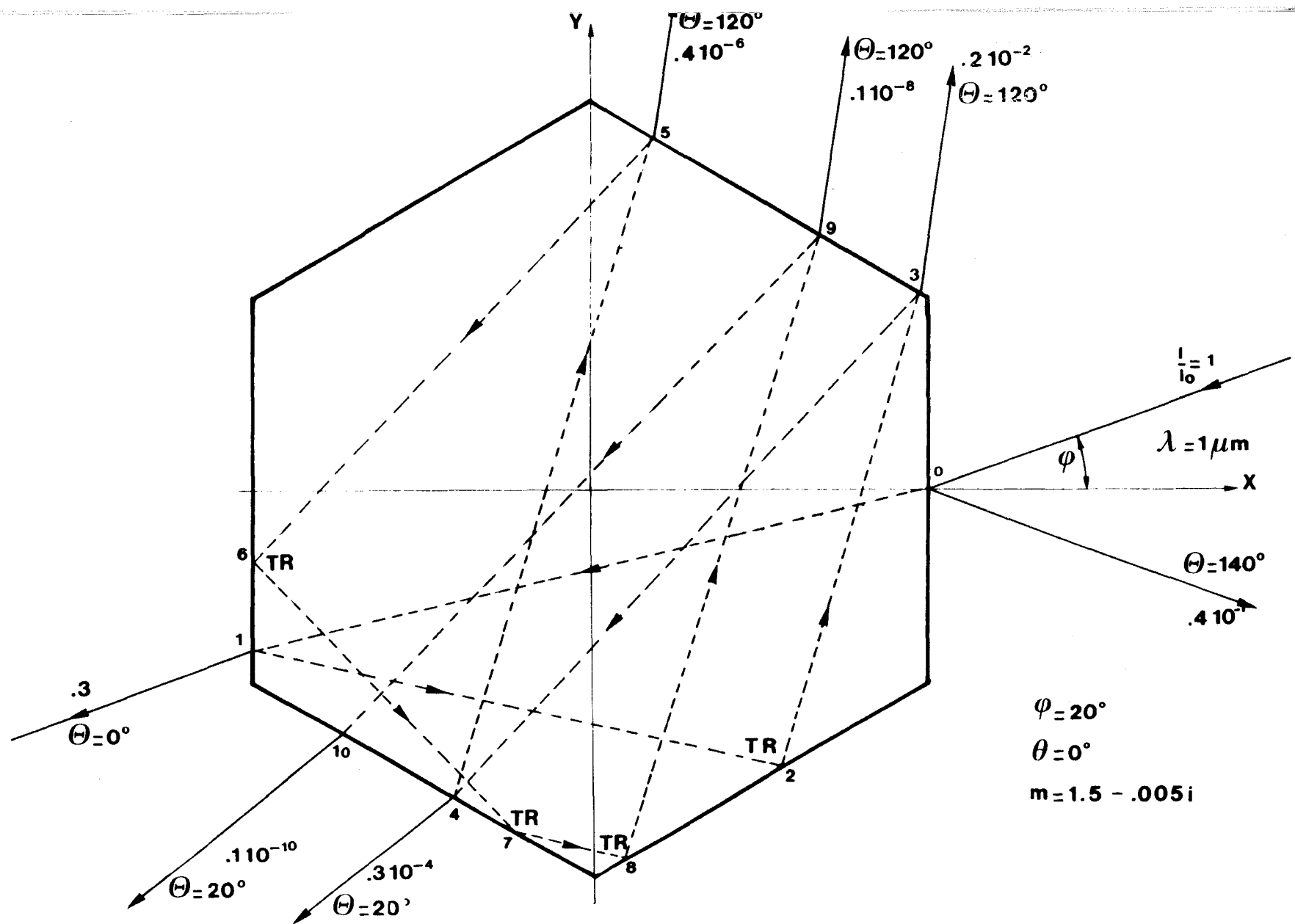


FIGURE 14: Illustration de la répartition angulaire et énergétique des faisceaux diffusés.

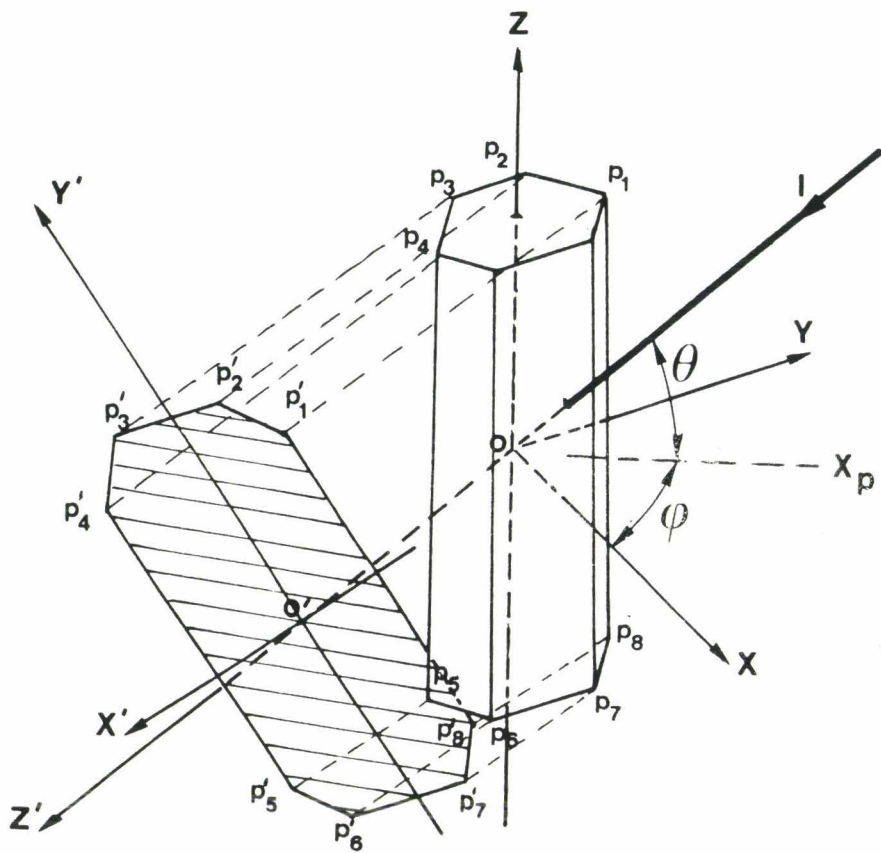


FIGURE 15a: Contour géométrique de l'ombre projetée par la particule.

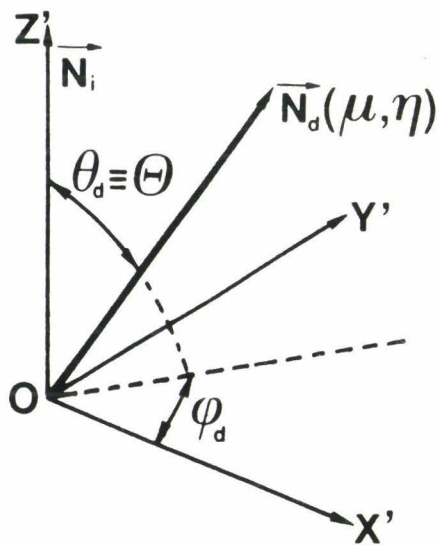


FIGURE 15b: Représentation d'un faisceau diffracté.

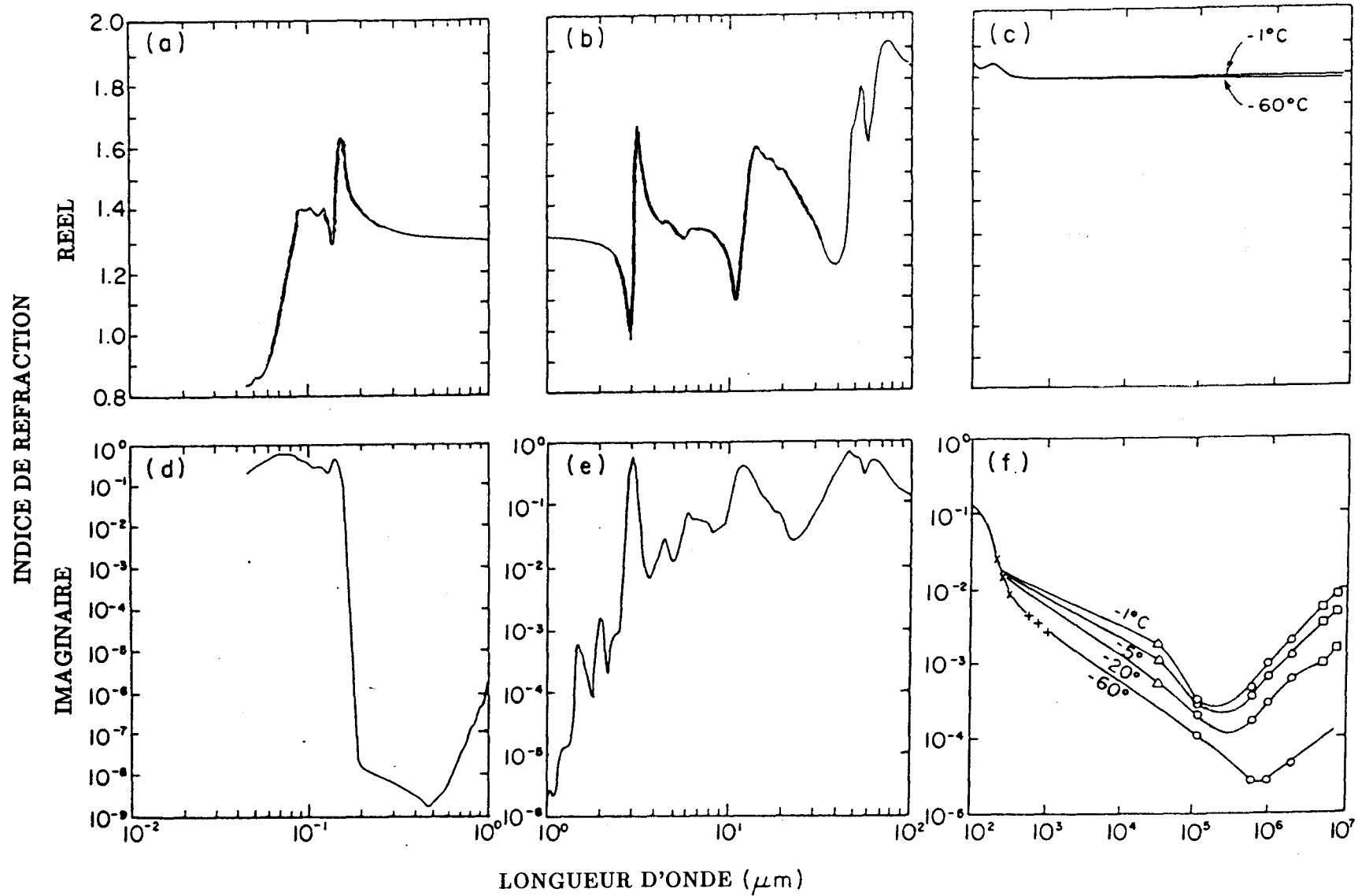


FIGURE 16: Indices de réfraction et d'extinction de la glace fonction de la longueur d'onde

(Warren, 1984).

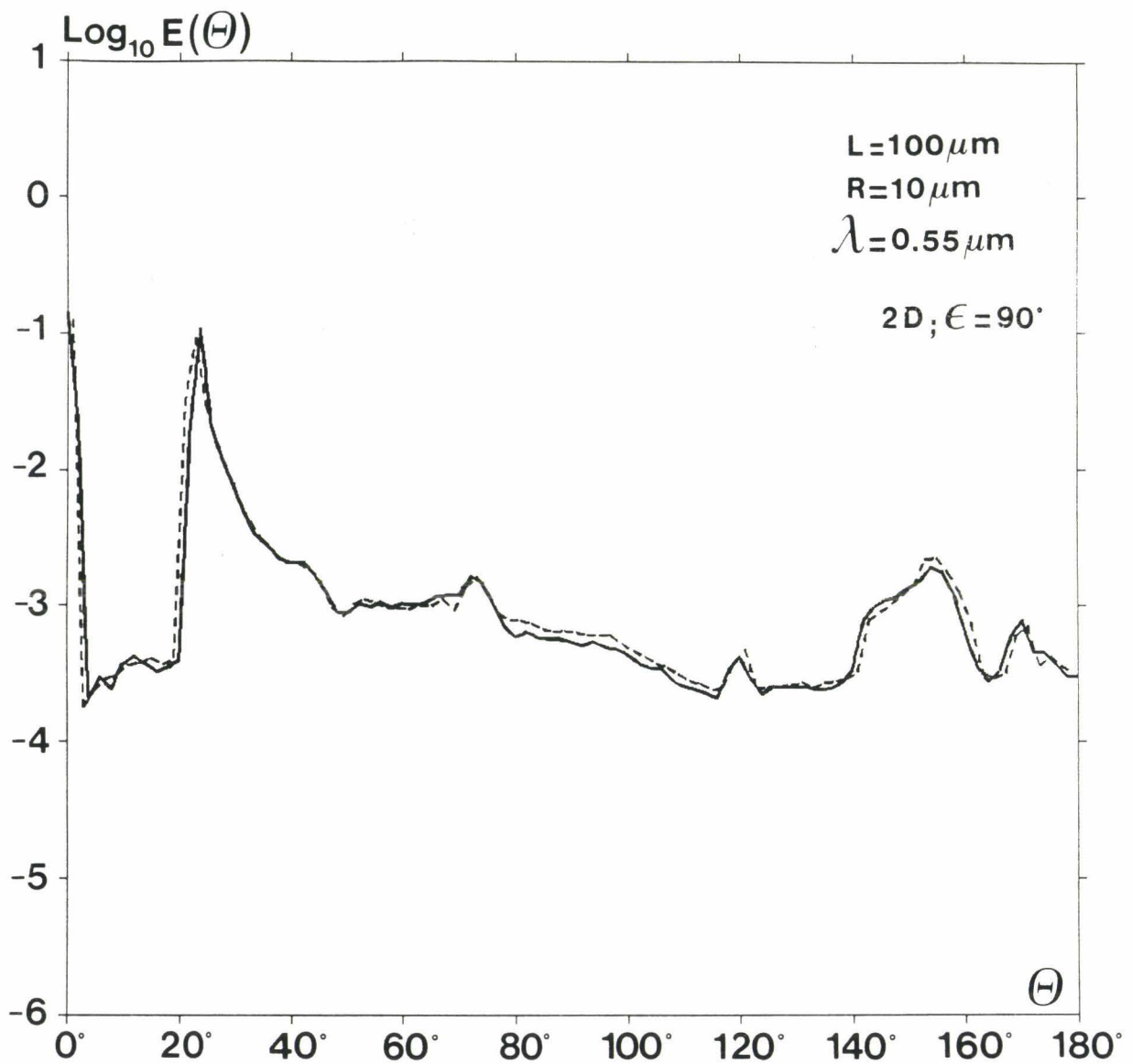


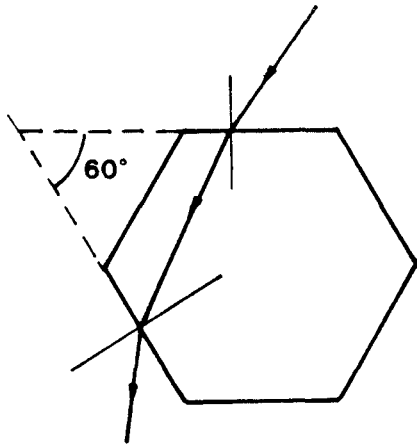
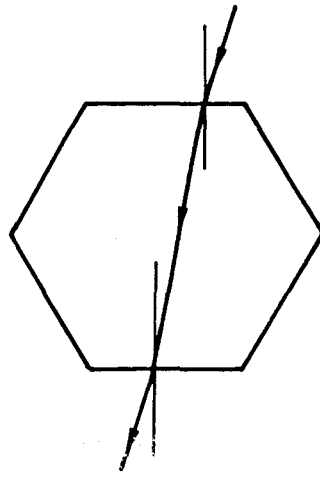
FIGURE 17: Distribution angulaire de l'énergie diffusée. Cas de particules aléatoirement orientées dans un plan, le rayonnement incident étant perpendiculaire à ce plan.

Traits pleins: Notre calcul.

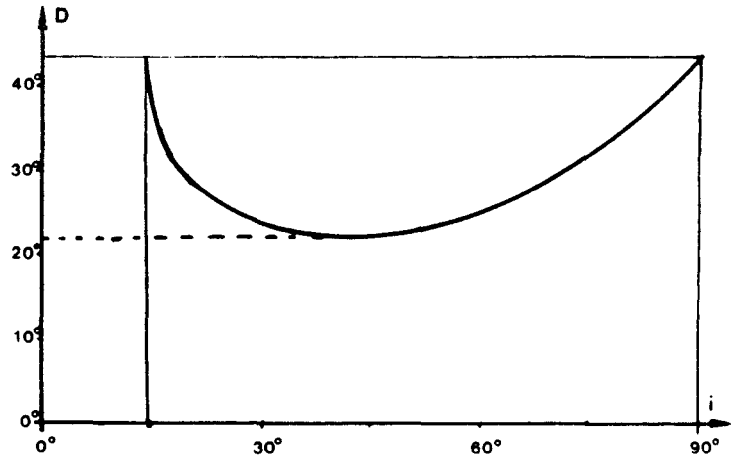
Traits discontinus: Résultats digitalisés de Wendling et al, 1979.

$m_r = 1.31$

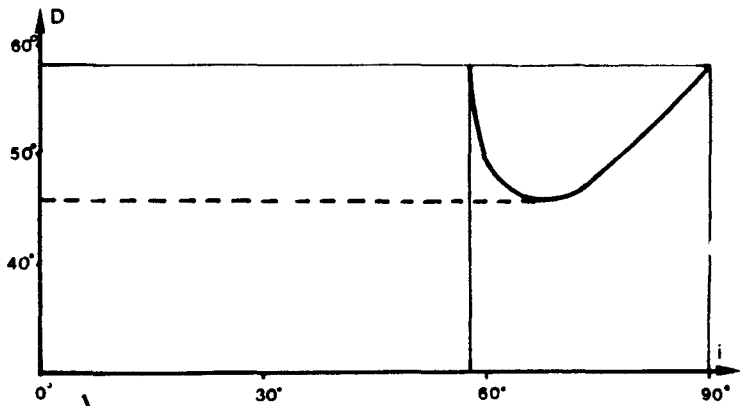
a



b



c



d

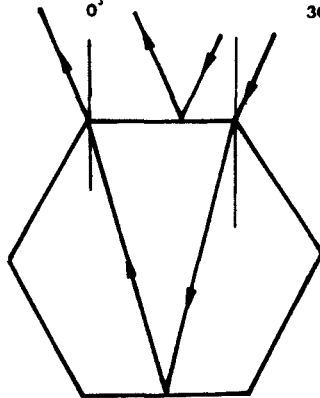


FIGURE 18: Causes physiques de quelques phénomènes observés:

- (a) Pic de diffusion avant;
- (b) Halo à 22° ;
- (c) Halo à 46° ;
- (d) Maximum à 153° .

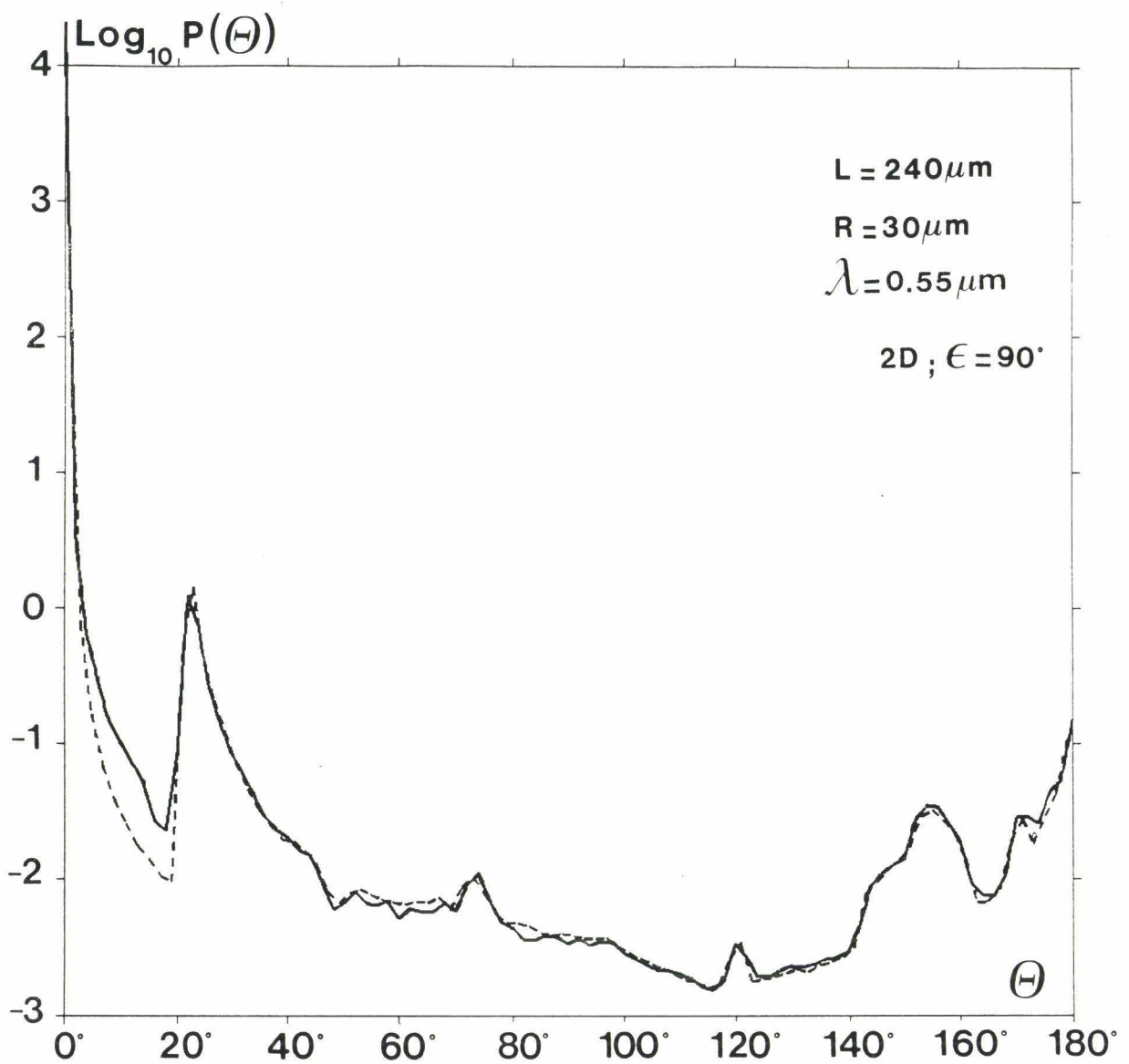


FIGURE 19: Fonction de diffusion obtenue dans le cas de particules aléatoirement orientées dans un plan, le rayonnement incident étant perpendiculaire à ce plan.

Traits discontinus: Notre calcul.

Traits pleins: Résultats digitalisés de Wendling et al, 1979.

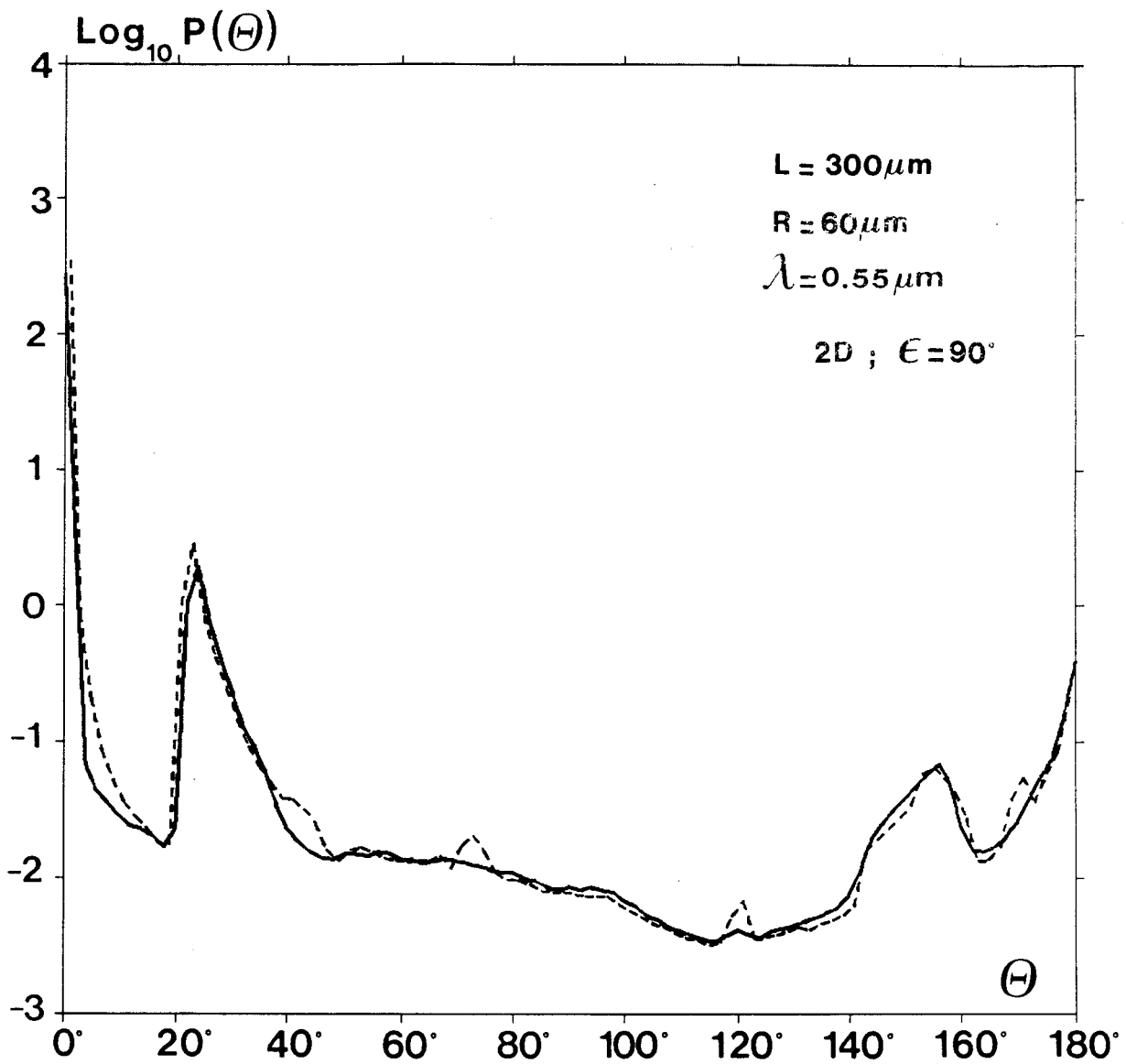


FIGURE 20: Fonction de diffusion obtenue dans le cas de particules aléatoirement orientées dans un plan, le rayonnement incident étant perpendiculaire à ce plan.

Traits discontinus: Notre calcul.

Traits pleins: Résultats digitalisés de Cai et al, 1982.

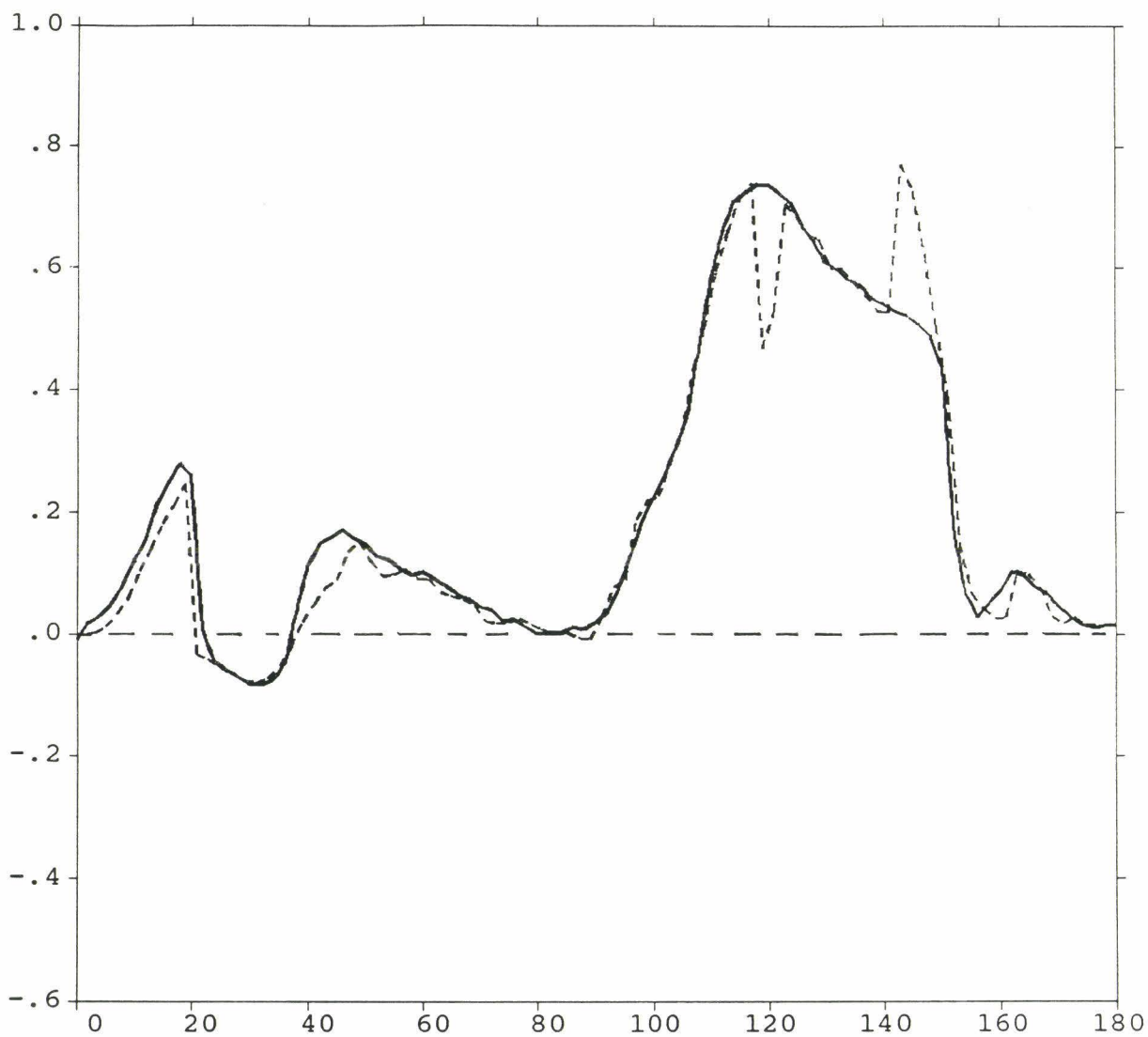


FIGURE 21: Taux de polarisation obtenu dans le cas de particules aléatoirement orientées dans un plan, le rayonnement incident étant perpendiculaire à ce plan.

Traits discontinus: Notre calcul.

Traits pleins: Résultats digitalisés de Cai et al, 1982.

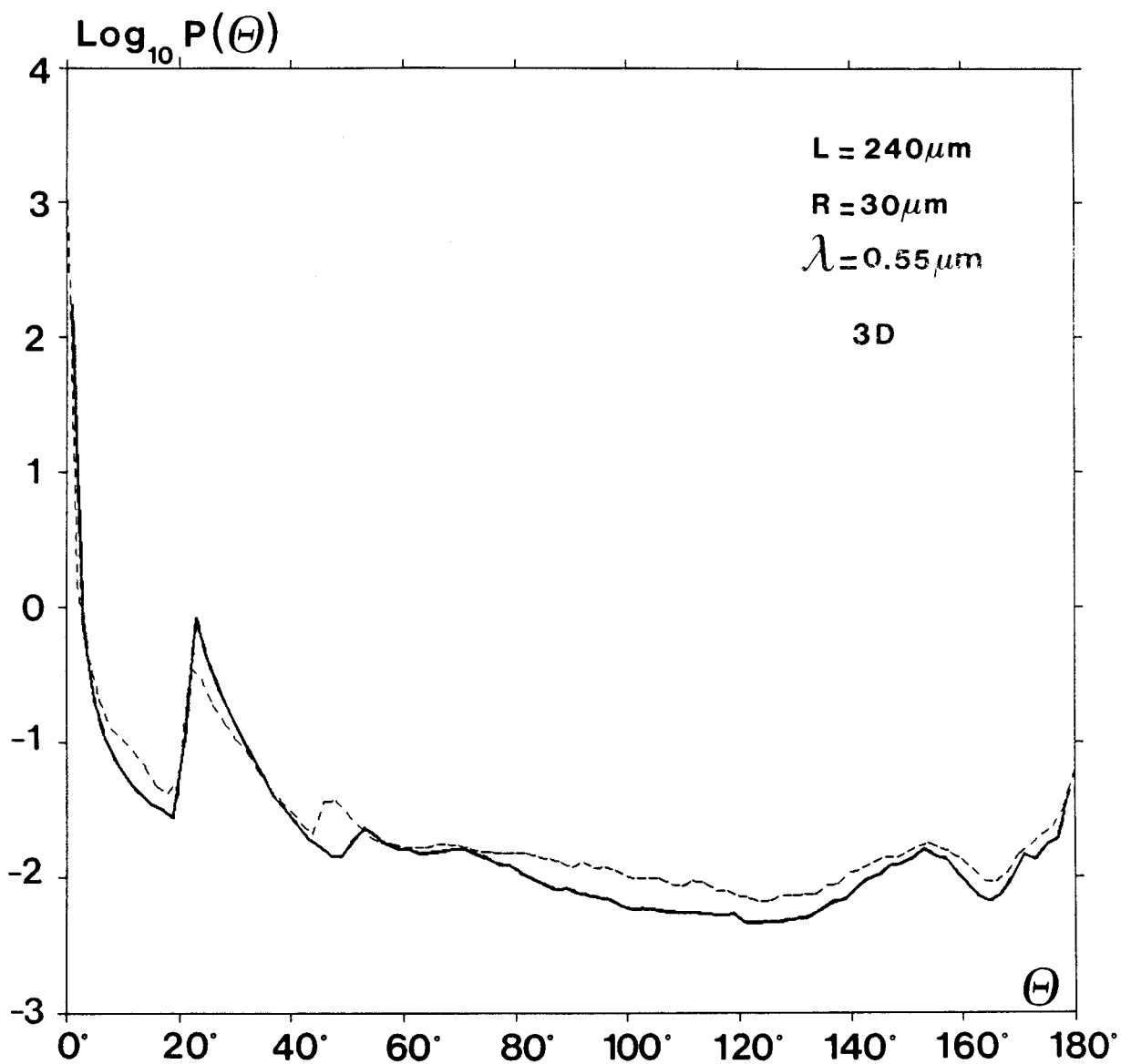


FIGURE 22: Fonction de diffusion obtenue dans le cas de particules aléatoirement orientées dans l'espace.

Traits pleins: Notre calcul.

Traits discontinus: Résultats digitalisés de Wendling et al, 1979.

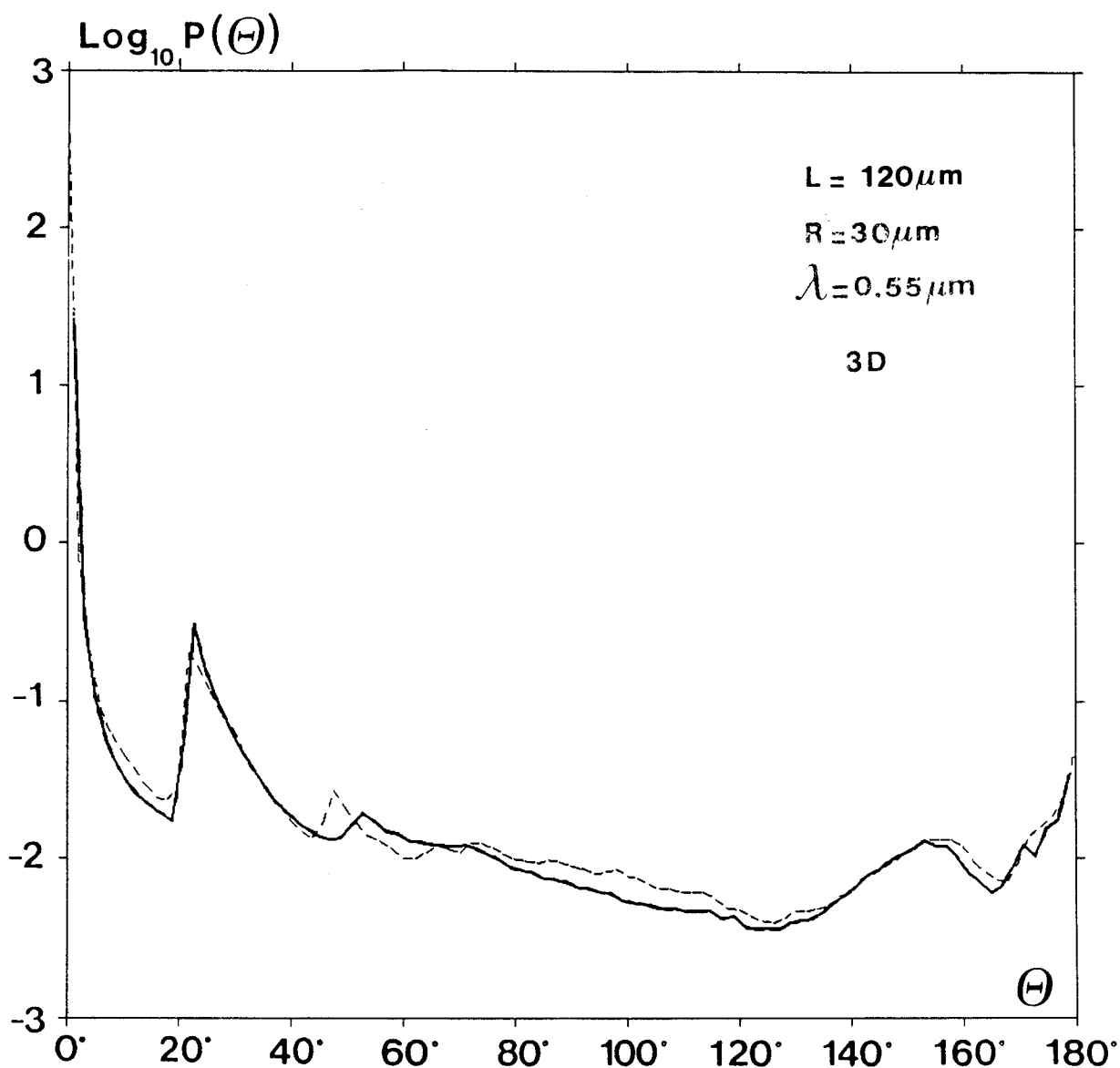


FIGURE 23: Fonction de diffusion obtenue dans le cas de particules aléatoirement orientées dans l'espace.

Traits pleins: Notre calcul.

Traits discontinus: Résultats digitalisés de Wendling et al, 1979.

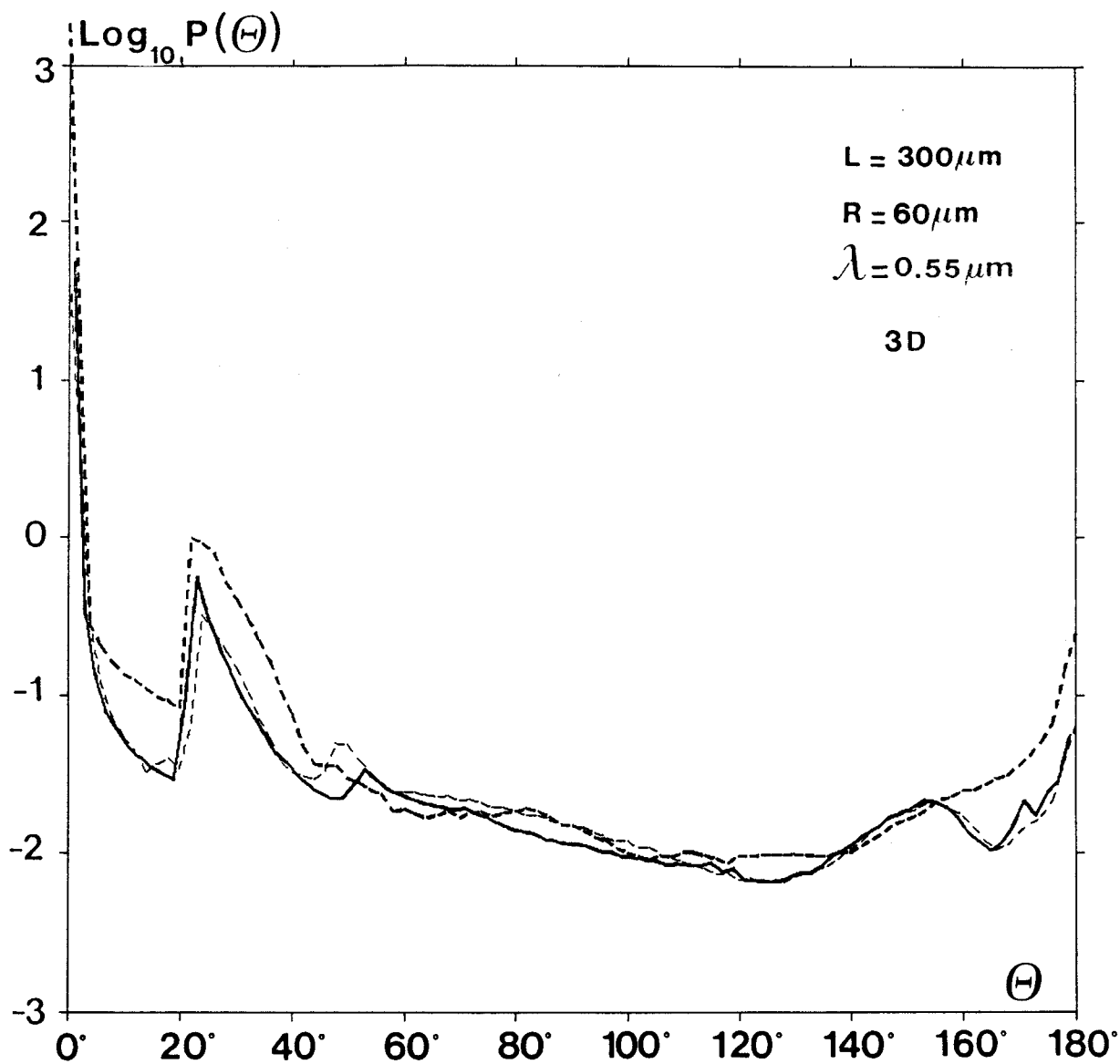


FIGURE 24: Fonction de diffusion obtenue dans le cas de particules aléatoirement orientées dans l'espace.

Traits pleins: Notre calcul.

Traits discontinus épais: Résultats digitalisés de Cai et al, 1982.

Traits discontinus fins: Résultats digitalisés de Coleman et al, 1981.

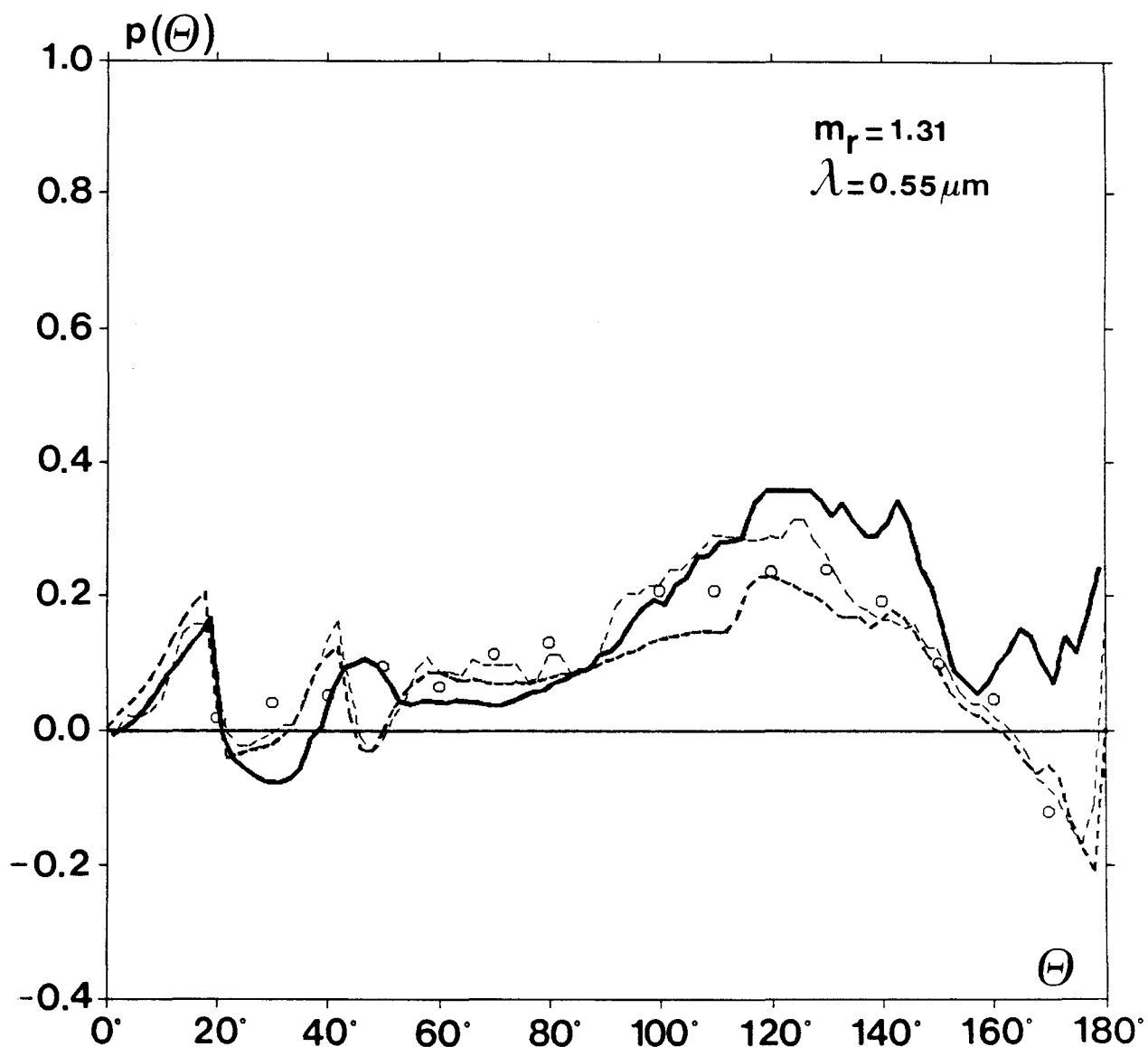


FIGURE 25: Taux de polarisation obtenu dans le cas de particules aléatoirement orientées dans l'espace.

Traits pleins: Notre calcul.

Traits discontinus épais: Résultats digitalisés de Takano et al, 1989.

Traits discontinus fins: Résultats digitalisés de Cai et al, 1982.

Points ronds: Mesures de Stahl et al, 1983.

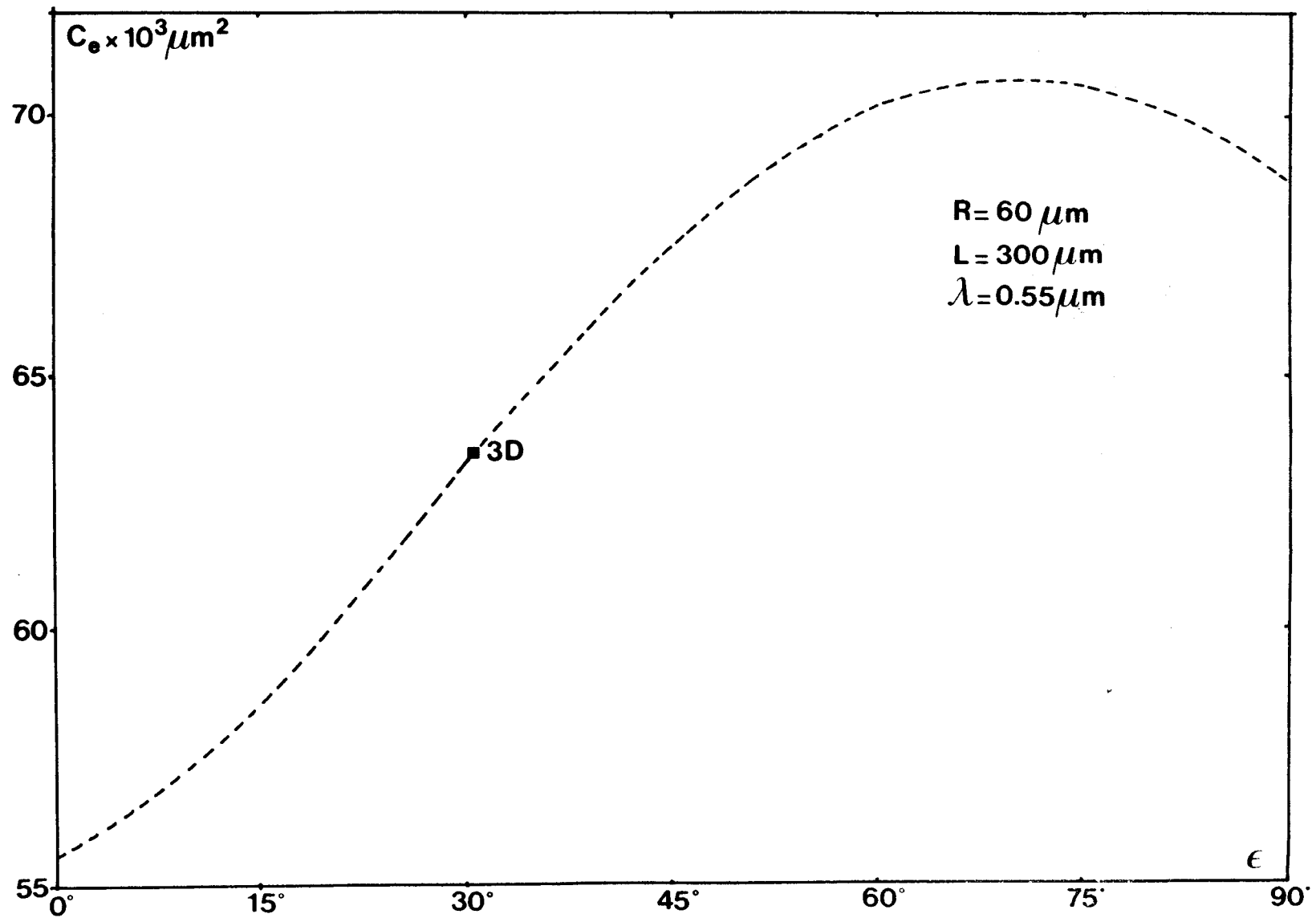
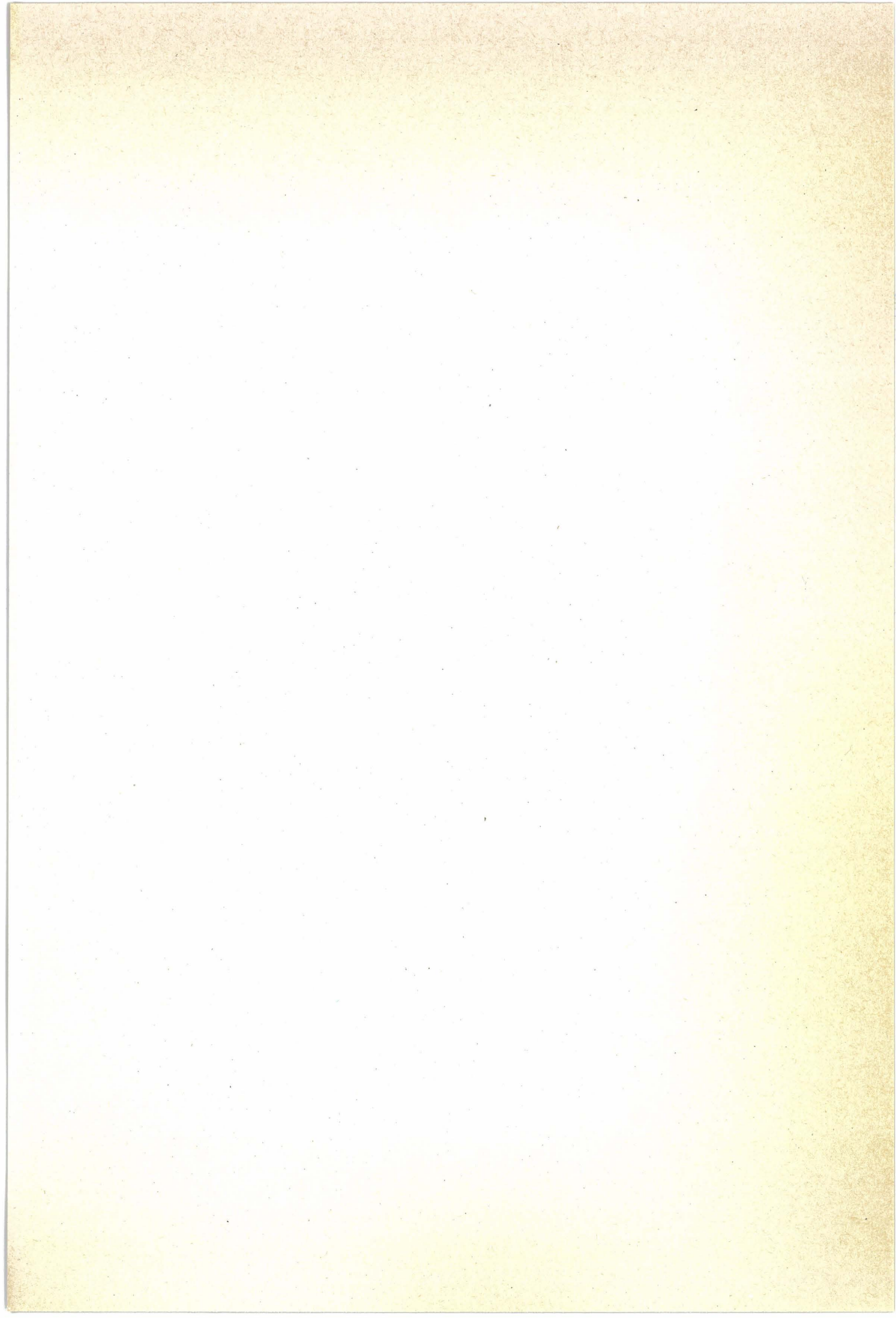


FIGURE 26: Section efficace d'extinction pour des particules orientées aléatoirement dans un plan en fonction de l'élévation du rayonnement incident. La valeur obtenue dans le cas d'une orientation aléatoire dans l'espace est également représentée.



CHAPITRE 4

APPLICATION: EXPERIENCE A L'OBSERVATOIRE DE HAUTE PROVENCE



High altitude cloud observations by ground-based lidar, infrared radiometer and Meteosat measurements

Pierre FLAMANT ⁽¹⁾, Gérard BROGNIEZ ⁽²⁾, Michel DESBOIS ⁽¹⁾, Yves FOUQUART ⁽²⁾,
Jean-François FLOBERT ⁽¹⁾, Jean-Claude VANHOUTTE ⁽²⁾, and Upendra NAT SINGH ⁽¹⁾

⁽¹⁾ *Laboratoire de Météorologie dynamique du CNRS, Ecole Polytechnique, 91128 Palaiseau, France*

⁽²⁾ *Laboratoire d'Optique Atmosphérique, Université des Sciences de Lille Flandres-Artois,
59655 Villeneuve d'Ascq Cedex, France*

Received February 14, 1988 ; revised July 1, 1988 ; accepted July 14, 1988.

ABSTRACT. Several field campaigns have been conducted at the Observatoire de Haute-Provence in southern France (OHP) to study cirrus and high clouds. The backscatter lidar technique is used for two wavelengths in the visible at 0.53 μm for nighttime measurements and in the near infrared at 1.06 μm for daytime measurements. In the present case, the skylight background reduces the signal to noise and limits the lidar operation at 0.53 μm to nighttime only. Observation of cirrus clouds during a one week period have been conducted at various times in 1983-84 at OHP. For an altostratus cloud observed in February 1984, ground-based lidar and infrared radiometric measurements at OHP were coordinated with Meteosat observations. The vertical profiles of the air temperature and of the air humidity were obtained by a radiosounding at OHP. The preliminary results for geometric and optical characteristics are presented : despite the large difference in horizontal resolution, the infrared emissivity retrieved from ground-based measurements and from Meteosat observations do agree quite well. According to a simple cloud model, a discussion concerning the occurrence of ice crystals in the cloud is presented.

Annales Geophysicae, 1989, 7, (1), 1-10.

1. INTRODUCTION

The extensive clouds of the upper troposphere, in particular the cirrus clouds, have a considerable influence on the radiation budget of the planet. This is due to their large spatial and temporal extent, their low temperature leading to a strong greenhouse effect in the longwave which combines with a low reflectivity in the shortwave. Sensitivity studies with numerical models have demonstrated that the radiative properties of optically thin and nonblack cirrus can affect the global atmospheric circulation and hence the weather and climate components (Ramanathan *et al.*, 1983). The influence of the upper tropospheric clouds depends both on their location in the atmosphere (altitude and geographical position) and their solar and thermal infrared radiative properties. These properties, in turn, are modulated by the cloud composition. These competing greenhouse and albedo effects result in an important though variable radiative impact which can lead to significant horizontal as well as vertical atmospheric differential heatings (Liou, 1986).

Because of their high altitude, the detailed microphysical composition and optical properties of cirrus and other upper tropospheric clouds require the use of the most advanced active and passive remote sensing

techniques by lidar and infrared radiometry, in conjunction with high flying aircraft equipped with sophisticated *in situ* instrumentation. Such local and regional studies can be broadened to a global scale using satellite observations to analyse the spatial and temporal expanse of these high clouds. Due to these experimental difficulties, the upper tropospheric clouds have long been neglected, however these clouds which regularly cover about 20 % or more of the globe have been identified as one of the major unsolved components in weather and climate research (Bretherton and Suomi, 1983).

The most extensive experimental studies involving ground-based lidar, infrared radiometers and satellite observations have been conducted by Platt (1973, 1975, 1979), Sassen (1974, 1977) and Sassen and Liou (1979). Other experiments by Sassen *et al.* (1986) involved a K-band radar in conjunction with lidar to determine the vertical velocity of the cirrus particles. However, it is well recognized that a larger and longer term dataset is now required for more comprehensive studies on a global scale. In addition to long-term monitoring, several extensive field campaigns : FIRE (First International satellite cloud climatology project Regional Experiment, 1986) in the U.S.A. and ICE (International Cirrus Experiment, 1990) in Europe, are devoted to high clouds in the frame of the World

Climate Research Programme and ISCCP (International Satellite Cloud Climatology Project, Schiffer and Rossow, 1983). The following elements have been identified as prime objectives for high clouds and cirrus: (1) climatology of occurrences; (2) micro-physical properties; (3) characteristic geometric parameters (altitude of base and top, morphology); (4) detailed and global radiative properties (optical thickness, scattering phase function, reflectivity, emissivity).

In the frame of these scientific objectives, several preliminary field experiments were conducted in France in 1983-84 in order to assess the possibility of a long term programme. These experiments consisted of either coordinated measurements by a ground-based Nd-YAG lidar and an infrared radiometer in conjunction with Meteosat pictures; or only lidar measurements. The active remote sensing measurements by lidar are presented in Section 2. Section 3 describes the infrared radiometric measurement of emissivity from the ground. Section 4 presents an example of a large scale observation of high clouds from a series of Meteosat pictures (infrared and visible channels). In Section 5, a comparison of the results of a joint campaign held in February 1984 is done along with a discussion of the experimental results.

2. GROUND-BASED LIDAR

Lidar measurements were taken at the CNRS lidar facility at Haute Provence Observatory (OHP) in Southern France (44° N, 5° E) (Lefrère *et al.*, 1981). The backscatter lidar technique is used for two wavelengths in the visible at 0.53 μm for nighttime measurements and in the near infrared at 1.06 μm for daytime measurements. In the present case, since no spectral filtering is done at 0.53 μm , the skylight background reduces the signal to noise (S/N) ratio and precludes measurements during daytime. Lidar operation at this wavelength is restricted to nighttime only.

2.1. Methodology

Lidar measurements allow retrieve of cloud geometric parameters: altitude of base and top, morphology (fig. 1) and optical parameters (backscattering coefficient, optical thickness). Figure 1a shows, as an example, the backscattered signal at 1.06 μm , plotted on a linear scale as a function of altitude. Below 5 km the lidar signal is mainly due to aerosol particles and thin altostratus cloud is detected between 5 and 7.5 km. Figure 1b is a plot, in a semi-logarithmic scale, of the range squared signal corrected for skylight background as a function of altitude. Note that the range squared signal is here the product of the lidar signal by the square of the altitude.

At visible wavelengths (0.53 μm) the backscatter signal from air molecules (Rayleigh backscattering) is 16 times larger than at 1.06 μm and can be used to calibrate the cloud backscatter coefficient to provide an absolute measurement (Collis and Russel, 1976).

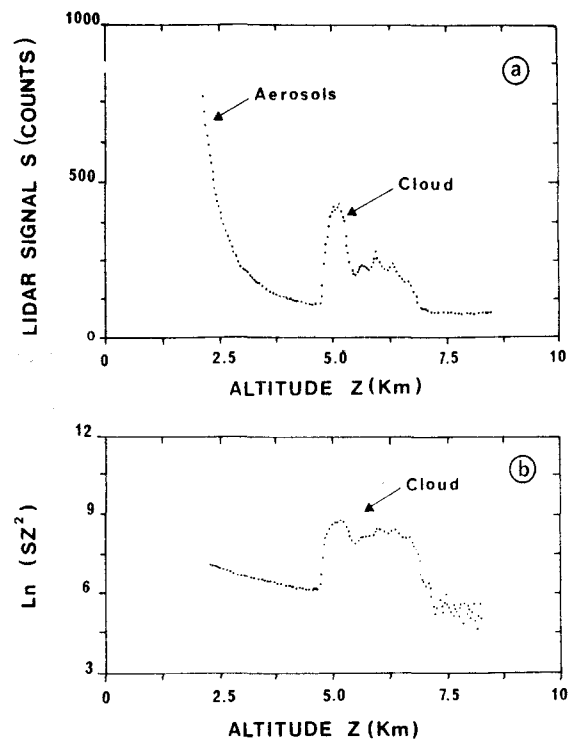


Figure 1
Lidar signal at 1.06 μm backscattered from an altostratus cloud as a function of altitude.
a) linear scale, the cloud signature is superimposed on aerosols particulate return signal;
b) logarithmic scale, range squared signal (SZ^2) corrected for the skylight background.

However, this technique requires simultaneous and accurate measurements of both scatter signals from cloud particles and molecules below cloud base. So, due to the large dynamics in backscatter coefficients, averaging a large number of shots is required to increase S/N on molecular return. At 1.06 μm , the dominant process is scattering by aerosols and cloud particles and the calibration technique outlined above cannot be used. An absolute calibration with hard target is now necessary (Hall and Ageno, 1974). A possible way to overcome this procedure is to make a direct comparison at night of the return signals at both wavelengths to calibrate the near infrared channel using the 0.53 μm channel.

Further considerations on the determination of molecular scattering at cloud base and top simultaneously should provide a direct measurement of the cloud optical thickness. Multiple scattering effects inside the cloud would have no impact on the lidar measurement which rely only on molecular scattering outside the cloud (provided the strength of molecules and aerosols multiple scattering processes can be ignored, as expected). Recording the molecular return above cloud top requires an even larger number of shots in order to make an accurate measurement. Consequently, as mentioned previously due to the large dynamics in backscatter, the requirement on molecular scattering at cloud top leads to signal saturation for cloud and precludes backscatter measurement using the same lidar profile. An additional measurement then is required for cloud

backscatter only. The ratio on lidar signal strength for these two measurements ranges between few tens to several hundreds. Simultaneous observation can be done using two detection channels at receiver, a strong channel for optical thickness and a weak channel for backscatter combining beam splitters and various PMT's with different electronic gain.

During various field experiments we tested the method presented here to make a direct estimate of the cloud optical thickness, instead of using a theoretical relationship between backscatter and extinction coefficients involving a phase function parameter. The backscatter signal is recorded in a « strong » detection channel, for which the return signal saturates for thick clouds. Figure 2 presents a sample of such a record. The difference in range squared signal (SZ^2) before (9.5 km) and after (12.5 km) the cirrus cloud corresponds to the attenuation through the cirrus cloud and is then equal to $\exp(2\delta)$ where δ is the optical thickness of the cloud. This method has already been used to measure the optical thickness of the stratospheric aerosols resulting from the El Chichón eruption and was in good agreement with sun photometer measurements ($\delta \approx 0.20$) (Mégie *et al.*, 1985). On figure 2, (i.e. in July 1983) a volcanic cloud is still present, indicated by the two maxima between 13 km and 15 km. A « strong » and « weak » channel which gives the optical thickness and backscatter coefficient simultaneously, allows an estimate of the phase function parameter using an iteration process. It starts with backscatter retrieved at cloud base (weak channel) and assuming an arbitrary value of the phase function parameter as a first guess. Extinction at next step inside the cloud is calculated using backscatter at previous step. At cloud top both the integrated extinction (weak channel) and optical thickness (strong channel) must be equal (within a given range), otherwise the iteration process is started over using a different value of the input parameter. Then the ratio of integrated backscatter (corrected for extinction) and optical thickness provides a mean value of the phase function parameter.

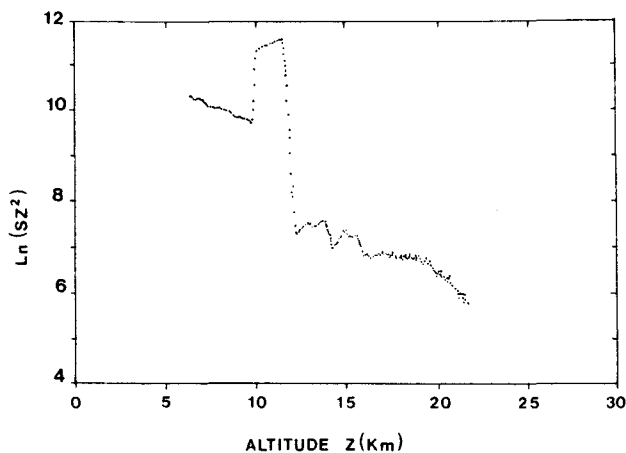


Figure 2
Lidar signal (logarithmic scale) backscattered from a cirrus cloud as a function of altitude. The maximum of the return signal is missing (saturation). The optical thickness at $0.53 \mu\text{m}$ is calculated using the molecular signal before and after the cirrus cloud (see text). Same cloud as figure 5.

2.2. Lidar system

The lidar system (fig. 3) includes a powerful 10 Hz Nd-YAG Q-switched laser (Quantel 480) with second harmonic generation as a transmitter. The energy per pulse is 0.50 J at $1.06 \mu\text{m}$ and 0.20 J at $0.53 \mu\text{m}$, with a pulse duration of about 20 ns. The laser beam divergence is 0.7 mrad. The backscattered signal by cloud particles and air molecules is collected by a 80 cm — diameter telescope (zenith viewing) with a 3 mrad field of view, and is detected simultaneously by 2 PMT's for $0.53 \mu\text{m}$ and $1.06 \mu\text{m}$ signals (Hamamatsu, R374 and R316S respectively). The return signal is splitted in two channels either by a dichroic mirror or a beam splitter (10 % for a weak channel and 90 % for a strong channel). Acquisition and data processing are made by a transient wave recorder (Physical Data 10 bits, 10 MHz), the data are fed into a PDP 11-43 minicomputer and stored on floppy disk. The computer is used both for the real time processing of the data (lidar signal as a function of altitude, range squared corrected lidar signal) and the control of the full automatic sequence of the lidar measurement procedure.

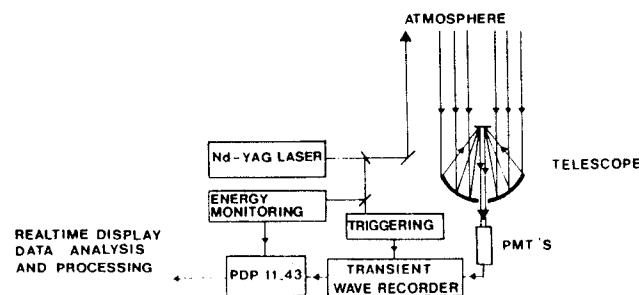


Figure 3
Lidar experimental set-up.

2.3. Cirrus

Observation of cirrus clouds during a one week period have been conducted at various times in 1983-84 at OHP. The results presented here were obtained in April 1983 and July 1983.

In April 1983, a cirrus cloud layer is observed at an altitude of 10.6 km just below the tropopause, the level of which was indicated by the radiosounding made at the nearest meteorological stations. On figure 4, each lidar measurement at $0.53 \mu\text{m}$ represents a 3200 laser shots average corresponding to a sampling time of about 6 min. Despite a cirrus backscatter profile can be recorded in few lidar shots, with our system, such an average results in a very high S/N for optical thickness retrieval as pointed out previously. Figure 5 shows a cirrus layer observed in July 1983 which optical thickness at $0.53 \mu\text{m}$ has a strong temporal variability. The optical thickness obtained using the method outlined above in Section 2.1, varied from 0 to 1.4 in about 15 min. The minimum detectable value is about 0.05 depending on S/N . Each point represents a 1200 laser shots average which gives a sampling time of about 2 min. For a wind speed of $17\text{-}20 \text{ m s}^{-1}$, at cirrus altitude (10-12

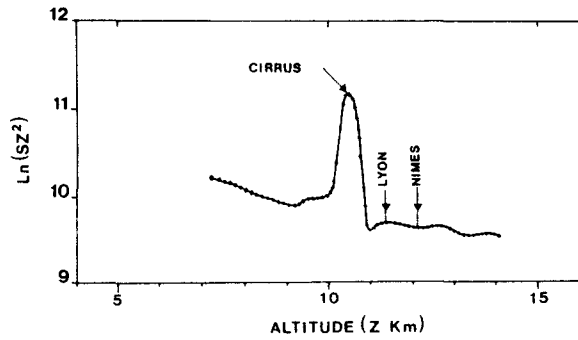


Figure 4
Lidar signal (logarithmic scale) backscattered from a cirrus cloud as a function of altitude. The tropopause height indicated by arrows is derived from radiosoundings from nearby meteorological stations Nimes and Lyon.

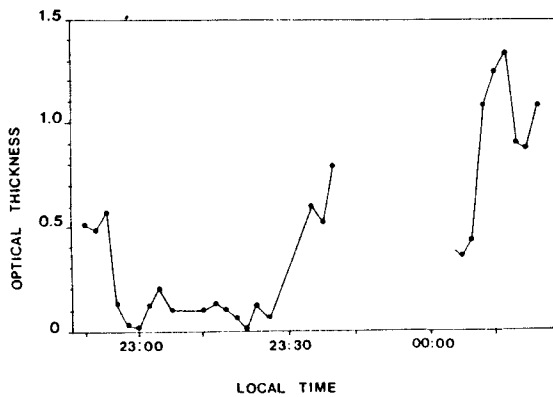


Figure 5
Time variation of the 0.53 μm optical thickness of a cirrus cloud observed in July 1983.

km), this corresponds to a horizontal spatial averaging of about 2.4 km. The lack of measurement between 23 : 45 and midnight is due to a system malfunctioning.

2.4. Altostratus

In February 1984, ground-based lidar and infrared radiometric measurements at OHP were coordinated with Meteosat observations. Unfortunately, during this period no cirrus were present, and the only favorable case was that of an altostratus moving southward on 02/18 morning (fig. 6). The cloud altitudes ranged from 4.5 km (base) to 7.6 km (top) (fig. 1). For this experiment, the lidar measurements were made at 1.06 μm. The cloud was observed from 8:00 am to 1:00 pm local time; according to radiosoundings of the nearby meteorological stations of Nimes and Lyon, the wind speed at cloud altitude was about 18 m s⁻¹, the horizontal extent of the observed cloud is thus roughly 320 km. This estimate agrees fairly well with that obtained from a Meteosat picture (about 43 pixels, i.e. 300 km) (see Section 4). The backscatter coefficient in relative value integrated over the whole cloud vertical extension is plotted as a function of time on figure 7 (solid line). The 1.06 μm channel has not been calibrated in absolute value using the 0.53 μm channel due to the lack of appropri-



Figure 6
Meteosat picture taken at 9 : 30 GMT of the altostratus cloud studied at the OHP by ground-based lidar and infrared radiometry.
a) Visible channel (top)
b) Infrared channel (bottom).
The Mediterranean Sea is located in the lower right half (in black on the VIS channel), the Alpine arch shows up clearly in the upper right corner. The altostratus appears white on the infrared picture (b) near the center.

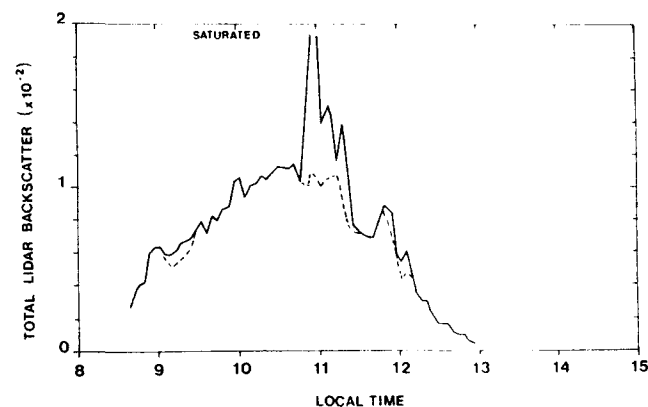


Figure 7
Total lidar backscatter (—) at 1.06 μm as a function of time. The contribution of a strong narrow peak has been evaluated and subtracted from the total (---) (see text).

ate meteorological conditions at nights during the campaign at the OHP. The integrated backscatter displays an increase by a factor of 4 from 9:00 am to 11:00 am local time with a sudden variation around 11:00 am. The maximum is not displayed to keep the low values at a reasonable size. As a matter of fact, a strong narrow peak is observed around 10:55 am local time at an altitude of about 5.2 km that is to say at a temperature of about -33°C . As discussed in Section 4 it seems to be due to a narrow layer of ice crystals. The lidar system at this time did not include a depolarization device to discriminate between ice and water particles but the infrared radiometry can help to interpret the results as discussed in the Section 5. The contribution of the peak to the integrated backscatter coefficient has been evaluated and can be subtracted. The integrated backscatter coefficient without this contribution is also plotted on figure 7 (dotted line).

3. GROUND-BASED INFRARED RADIOMETER

A ground-based infrared radiometer is used to measure the downward infrared radiance in order to deduce the cloud emissivity which, in turn, is compared with the emissivity derived from Meteosat observations (see Section 4).

3.1. Methodology

In the longwave spectrum, the influence of scattering on the emission process is weak (Stephens, 1978; Fouquart, 1985) and the vertical infrared emissivity ε_a can be related to the absorption optical thickness δ_a by :

$$\varepsilon_a = 1 - \exp(-\delta_a). \quad (1)$$

where
$$\delta_a = \int_{z_b}^{z_t} k(z) dz, \quad (2)$$

z_b and z_t are respectively the base and the top of cloud, $k(z)$ is the absorption coefficient at altitude z :

$$k(z) = \int_0^{\infty} n(r, z) \sigma_a(r) dr, \quad (3)$$

$n(r, z)$ is the cloud particle concentration of radius r and $\sigma_a(r)$ is the absorption cross section. Equation (3) is derived using a grey body approximation which treats the atmosphere as effectively having equal absorption or emissivity over the 8-14 μm atmospheric window. The cloud particle properties (mainly the absorption cross section) are assumed to be identical within the entire cloud volume which corresponds to the field of view of the infrared radiometer.

The infrared radiometer is a 8-14 μm broadband PRT-5 centered at 10.5 μm with the following main characteristics :

- field of view : 2° (corresponding to a foot print of about 100 m at an altitude of 6 km) ;
- calibration range capability : 0 to 5 $\text{mW cm}^{-2} \text{sr}^{-1}$ with an instrumental noise of 0.02 $\text{mW cm}^{-2} \text{sr}^{-1}$;
- acquisition time : 5 s.

In the ground-based experiment conducted at OHP, the infrared radiometer measures the downward radiance L_m which is related to the various atmospheric and cloud parameters. Then, a numerical model (LOWTRAN V, Kneizys *et al.*, 1980) is used to calculate a theoretical downward radiance L_g to be compared with L_m to give the cloud optical thickness and emissivity. As mentioned previously, the radiometric and lidar observations are made simultaneously at the same location. The lidar provides the cloud base altitude z_b , the geometric cloud thickness h and the cloud backscattering coefficient $\beta(z)$ as a function of altitude z . This parameter is proportional to the absorption coefficient $k(z)$ used in the numerical model (see Section 3.3). The temperature and humidity profiles are obtained by a radiosounding at OHP.

The lidar and radiosounding data are the inputs of the LOWTRAN V code used to calculate the spectral radiance $L(\nu)$ with a 20 cm^{-1} resolution. The theoretical downward radiance L_g is calculated taking into account the spectral transmission $f(\nu)$ of the radiometer filter :

$$L_g = \int_0^{\infty} L(\nu) f(\nu) d\nu. \quad (4)$$

In the infrared window region, the water vapor continuum absorption is of prime importance. In LOWTRAN V it is accounted for through the Roberts *et al.* (1976) parameterization. For each radiometer measurement L_m averaged over a 5 min period, the cloud is simulated by adding an arbitrary grey emissivity ε_a between the altitudes z_b and z_t derived from the lidar measurements. ε_a is adjusted to get agreement between L_g and L_m . One drawback of the method is that for clear conditions the experimental data are always larger than the theoretical values. This is due to various approximations such as neglecting aerosols extinction or minor species absorption, in addition with a poor knowledge of the temperature and humidity profiles in the upper atmosphere. In order to account for this discrepancy, a suitable additional optical thickness is used in the numerical model above the actual cloud altitude (Allen, 1971), so that to set $L_g = L_m$ for clear sky conditions.

In order to evaluate the sensitivity of the method, a comparison was made for a midlatitude winter atmosphere (Mc Clatchey *et al.*, 1971) between the radiances calculated for clear sky conditions and those corresponding to a cirrus cloud at 6 km with a 1 km geometrical thickness and an optical thickness of 0.3. The downward radiance at the ground level is 0.50 $\text{mW cm}^{-2} \text{sr}^{-1}$ for clear sky conditions and 0.68 $\text{mW cm}^{-2} \text{sr}^{-1}$ with the cirrus cloud. These values are within the measurement range of the PRT-5. The instrumental noise of 0.02 $\text{mW cm}^{-2} \text{sr}^{-1}$ would then correspond for the optical thickness to an accuracy of about 0.03.

3.2. Measurements

The altostratus observed on 02/18/1984 (see Section 3.4) was studied from 9:00 am to 1:00 pm local time (fig. 8a). The downward radiance ranges from

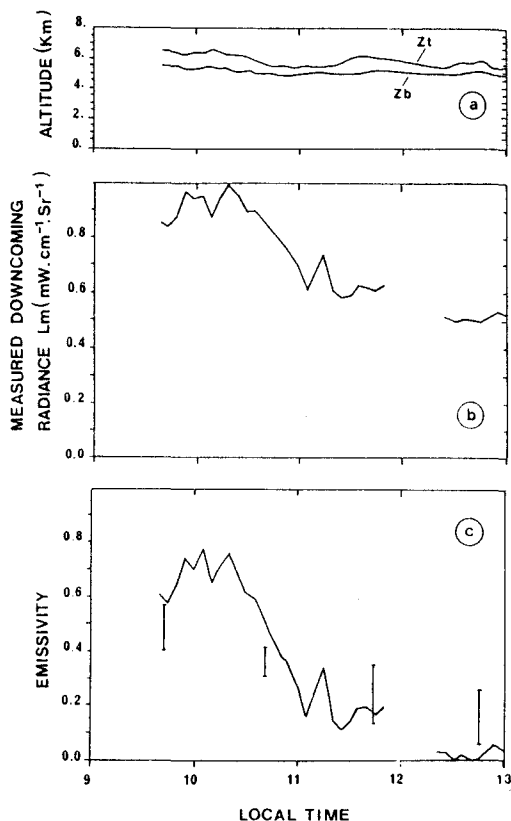


Figure 8
 Altostratus observed on 02/18/1984 versus local time.
 a) Cloud top and cloud base altitude deduced by lidar measurements integrated over 5 min periods.
 b) Measured downward radiance L_m by a ground-based IR radiometry.
 c) Cloud emissivity obtained by ground-based IR radiometry (—) and Meteosat IR imagery (---).

0.5 to 1.0 $\text{mW cm}^{-2} \text{sr}^{-1}$ (fig. 8b). The reference clear sky radiance is taken between 12:30 am and 1:00 pm local time when L_m is minimum, and when there is no cloud observed by lidar.

The radiosonde was launched at 11:30 am and reached an altitude of about 18 km in about 90 min. The vertical profiles of the air temperature T_a and of the dew point temperature T_d are plotted on figure 9.

In order to determine the cloud emissivity using the method outlined in Section 3.1, one has to specify the vertical variation of the absorption coefficient $k(z)$; this is done by linearly smoothing the vertical profile of the backscattering coefficient $\beta(z)$. The absorption coefficient is maximum at z_b and decreases linearly with height to be zero at z_t . The corresponding emissivity is plotted as a function of time on figure 8c (continuous line). A maximum emissivity of 0.80 is obtained at 10:05 am local time. The sensitivity of the method to the vertical profile of absorption coefficient was tested by setting $k(z)$ constant with altitude. The largest discrepancy ($\Delta\epsilon \approx 0.02$) was obtained for the maximum of L_m , and it corresponds to a difference of $0.02 \text{ mW cm}^{-2} \text{sr}^{-1}$ for L_g , which is the limit of the instrumental noise of the PRT-5 radiometer. Moreover, uncertainty on z_b and z_t due to the vertical spatial resolution of lidar measurements is about $\Delta z = 15 \text{ m}$. This implies in the worst case, an uncertainty for the emissivity around 0.003, which is,

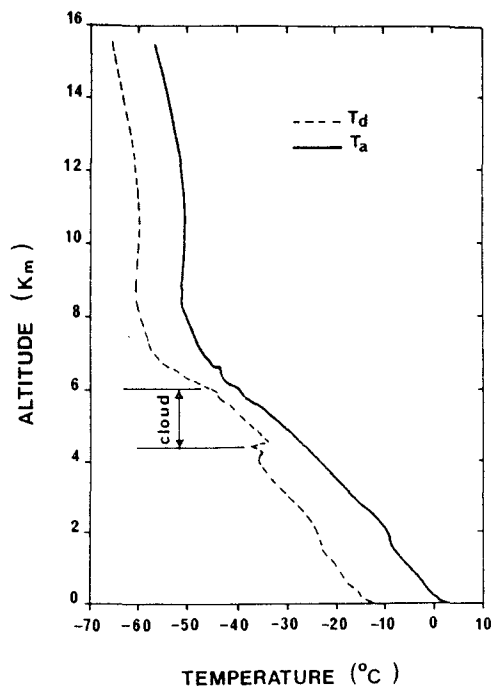


Figure 9
 Radiosounding launched at OHP on 02/18/1984 (11:30 am local time). Air temperature profile: T_a ; dew point temperature profile: T_d .

just as said before, unobservable taking into account the instrumental noise.

3.3. Effect of infrared cloud reflectivity on ground-based cloud emissivity measurement

The above method assumes non reflecting clouds, however since the radiometer was looking upward, the cloud modified the downward radiance by adding a contribution due to the upward radiance flux density from the ground. So, to derive the infrared cloud emissivity, various parameters must be known: ground temperature, atmospheric temperature and humidity profiles, cloud optical thickness, cloud particles size distribution. In order to evaluate the contribution of the reflectivity of the altostratus on the infrared emissivity measured from ground, the cloud reflectance was derived from multiple scattering calculations assuming a droplets size distribution $n(r)$ corresponding to an altostratus model droplet distribution (Stephens, 1979) fitting by a gamma function:

$$n(r) = Cr^6 \exp(-6r/r_0), \quad (5)$$

where r is the droplet radius and r_0 , the mode radius is equal to $5 \mu\text{m}$. C is a normalization constant. The corresponding single scattering albedo is $\bar{\omega}_0 = 0.605$. In addition, we assumed a plane parallel cloud with uniform droplet concentration, zero flux value entering at cloud top, and no internal sources of emissivity in the cloud (Zdunkowski *et al.*, 1971). Thus, at cloud base (fig. 10), the upward radiance from ground is $L^+(\mu)$ with: $\mu = \cos(\theta)$, where θ is the angle of incidence of the upward infrared radiance. We used the FN-method (Devaux *et al.*, 1982) to determine for any given cloud optical thickness δ , the transmitted

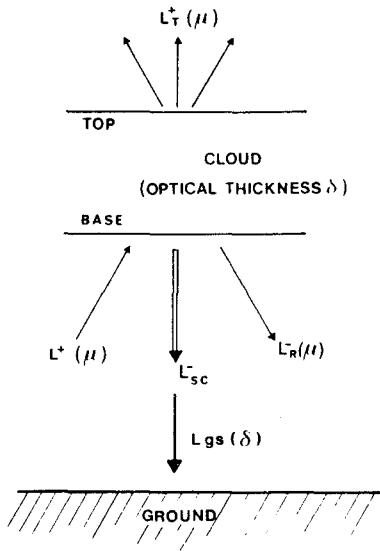


Figure 10

Radiances reflected from and transmitted through a cloud of optical thickness δ . The incoming radiance is $L_T^+(\mu)$. The downward radiance at nadir angle is L_{sc}^- , at cloud base and $L_{gs}(\delta)$ at ground level.

radiance $L_T^+(\mu)$ at cloud top and the reflected radiance $L_R^-(\mu)$ at cloud base.

The total downward radiance $L_{gs}(\delta)$ at ground is :

$$L_{gs}(\delta) = L_g + \tau L_{sc}^- , \quad (6)$$

where L_g is the radiance obtained considering the cloud as a purely absorbing layer (see Section 3.1), τ is the atmospheric transmission between the cloud and the ground, L_{sc}^- is the fraction of the upward radiant flux density at cloud base reflected at normal incidence. The cloud reflectance R is given by :

$$R = \frac{\int_0^1 \mu L_R^-(\mu) d\mu}{\int_0^1 \mu L_T^+(\mu) d\mu} , \quad (7)$$

and the cloud transmittance T :

$$T = \frac{\int_0^1 \mu L_T^+(\mu) d\mu}{\int_0^1 \mu L_T^+(\mu) d\mu} , \quad (8)$$

and assuming local thermodynamic equilibrium, the cloud layer emissivity ε is

$$\varepsilon = 1 - R - T . \quad (9)$$

The directional emissivity ε_d is then derived from ε and from the diffusivity factor (Elsasser, 1942). By fitting L_{gs} with L_m , one gets the cirrus emissivity ε_d accounting for the cloud reflectance. The relative variation of the cloud emissivity $(\varepsilon_a - \varepsilon_d)/\varepsilon_d$, where ε_a is for a purely absorbing layer is smaller than 4% for optical thicknesses smaller than 3. The corresponding additional downward radiance τL_{sc}^- at ground

reflected from the cloud is smaller than $0.02 \text{ mW cm}^{-2} \text{ sr}^{-1}$ which is less than 4%, of the measured quantity and compares with the infrared radiometer accuracy. This is in a good agreement with Platt (1973) who found that for a cirrus of emissivity equal to 0.5, the infrared reflected radiance ranges from 5% to 9% for cloud temperatures between -30°C and -50°C .

4. METEOSAT OBSERVATIONS

On 02/18/1984 a series of images were used with the full Meteosat temporal resolution (30 min), both in the visible and infrared channels, starting at 8:30 GMT. In order to identify the altostratus cloud on a picture, a cloud classification scheme is used, based on histogram clustering by a statistical method (Desbois *et al.*, 1982, Sèze and Desbois, 1987). The bi-dimensional histograms (fig. 11) combine the visible channel radiances (VIS) (in counts, from dark to bright) and the infrared radiances (IR) (in counts, from cold to warm), and represent the numbers of occurrence for every VIS-IR couple. Each histogram corresponds to a segment of 100×100 pixels.

The OHP is not far from the Alpes and the Mediterranean sea. The 100×100 pixels histograms contain the contribution of land, sea and snow in addition to high

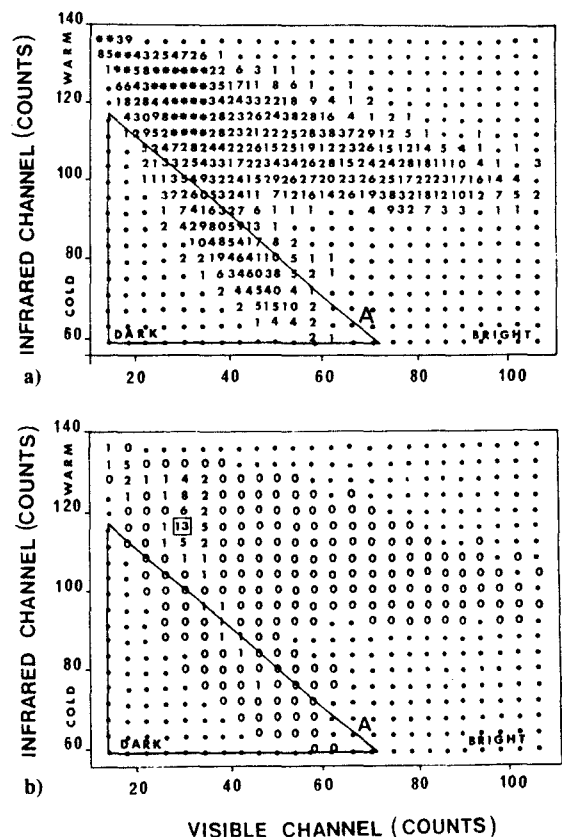


Figure 11
2-D histograms (100×100 pixels) for Meteosat visible and infrared channels which represent the numbers of occurrence of every visible-infrared couple.

a) The high altitude clouds are below line A. The stars indicate occurrences greater than 100.

b) Determination of ground radiance by the largest occurrence in the 2-D histogram. The numbers of occurrence are now divided by 100.

and low clouds. On figure 11a, the lower branch of the histogram can be identified as due to mid- and high-clouds (Desbois *et al.*, 1982), and has been approximated by the region below the line A.

The limit changes for each picture because of the dependence on the solar zenith angle of the VIS radiances, but using a series of Meteosat images, it is possible to follow the altostratus moving southward from 8 : 30 GMT to 12 : 30 GMT. For each picture the center of the cloud can be determined, and from picture to picture a mean velocity can be calculated every 30 min. In 3 h the altostratus moved 22 pixels to the south and 6 pixels to the west which corresponds respectively to 154 km and 28 km. The mean speed is 15 m s^{-1} . It compares well with the values of 18 m s^{-1} observed at the nearby radiosounding stations of Nîmes and Lyon at 500 hPa and 400 hPa at 0 : 00 GMT on 02/18/1984 and 02/19/1984 (see Section 2.4).

In a second step, histograms of the infrared channel data are plotted for a segment of 10×10 pixels centered on OHP to reckon the infrared emissivity (fig. 12). It corresponds to an area of about $70 \times 55 \text{ km}^2$. The cloud emissivity ε is calculated from each histogram assuming,

$$L_S = \varepsilon L_C + (1 - \varepsilon) L_G \quad (10)$$

where L_S is the total upward radiance at the satellite

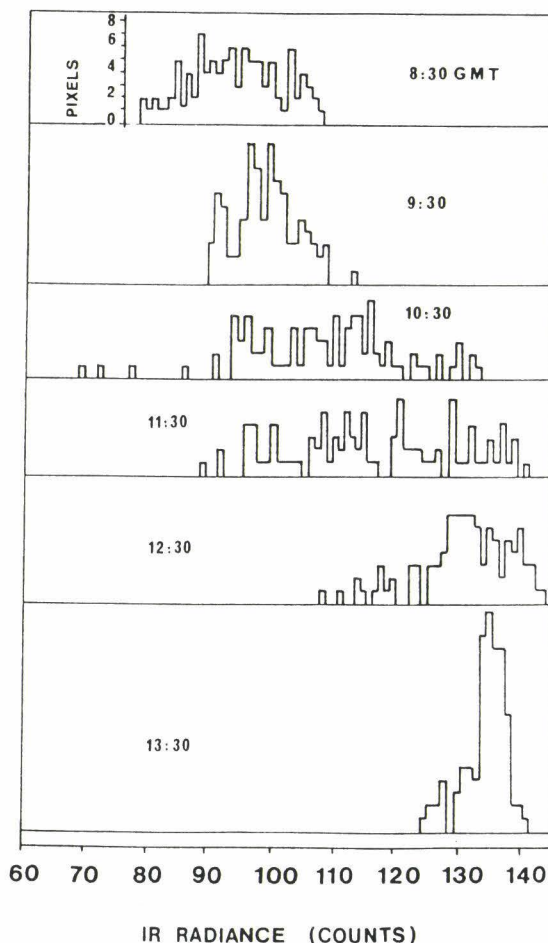


Figure 12
1-D histograms (10×10 pixels) for the Meteosat infrared channel as a function of time (GMT).

level, L_C the cloud radiance for a cloud temperature T_C and L_G the upward radiance in clear conditions. L_G the so-called ground radiance, that is the upward radiance at satellite level in clear conditions. These radiances are expressed in Meteosat counts. T_C was obtained from the radiosounding chart using the cloud altitude determined by the lidar. We did consider a mean temperature $T_C = 241 \text{ K}$ at an altitude of 500 hPa or 5.5 km. This temperature corresponds to a radiance $L_C = 60$ equivalent counts (ESA, 1984). L_G was determined from each individual 100×100 pixels bi-dimensional histogram: the ground radiance is given by the largest occurrence, (13 on fig. 11b, for $L_G = 116$ counts). For the successive Meteosat pictures the ground radiances are given in table 1; the second value at 12 : 30 GMT corresponds to the warmest steps of the histogram well separated from the rest of the histogram (the last 8 channels). We used the two values to calculate the cloud emissivity (table 2).

Table 1

Radiances observed by Meteosat.

GMT	L_G (counts)		L_S (counts)
	2 D-histo	IR-histo	
8 : 30	112	-	89
9 : 30	116	-	97
10 : 30	119	-	105
11 : 30	125	-	116
12 : 30	127	140	124

Table 2

Cloud emissivity from Meteosat.

GMT	Local time	Emissivity	
8 : 30	9 : 43	0.54-0.40	---
9 : 30	10 : 43	0.32-0.40	---
10 : 30	11 : 43	0.15-0.35	---
11 : 30	12 : 43	0.03-0.25	---
12 : 30	13 : 43	0.00-0.10	0.20

The total upward radiance L_S is derived from the infrared histogram displayed on figure 12. We used a mean value which did not take into account the infrared counts outside a 1σ standard deviation. For the successive pictures L_S are given in table 1. The cloud emissivity is given by :

$$\varepsilon = \frac{L_S - L_G}{L_C - L_G} \quad (11)$$

Prior to calculation, a 5 counts background level is subtracted from L_S and L_G (ESA, 1984). The upward emissivities observed by Meteosat are reported on table 2 and plotted on figure 8c versus local time. At the latitude of OHP there exists a lagtime of 20 min with respect to the beginning of each sequence. Moreover, Meteosat is navigated at ground level, whereas the cloud is navigated at cloud level. The cloud moving southward with a speed of about 18 m s^{-1} at a mean altitude of 6 km causes an error in

timing of about 7 min. Then, a picture labelled 8 : 30 GMT for example corresponds to 9 : 43 am local time. Despite the large difference in horizontal resolution, the infrared emissivity retrieved from ground-based measurements and from Meteosat observations do agree quite well.

5. DISCUSSION

For measurements made on 02/18/1984, figure 13 shows the time variation of the infrared emissivity and the lidar backscatter. From 10 : 40, the infrared emissivity presents a strong *decrease*, starting 0.65 ± 0.10 between 9 : 50 and 10 : 40 to 0.20 ± 0.10 between 11 : 00 and 11 : 30. Emissivity variations around 0.65 and around 0.20 are due to the variations of the vertical geometric structure of the cloud (altitude, thickness). From 10 : 50, the lidar backscatter presents a strong *enhancement* until saturation.

These variations, by no means are due to an increase of the liquid water content in the cloud, because the emissivity of the cloud would be increasing too, but corresponds to a change in the backscattering phase function possibly linked to the presence of ice crystals instead of water droplets.

In order to assess the presence of ice crystals, we calculated the infrared emissivity and backscattering phase function for a cloud model made of either ice particles or water droplets. For liquid water, the concentration of a typical altostratus is 450 droplets per cm^3 with a mode radius equal to $5 \mu\text{m}$ (Stephens, 1979), while for ice, assuming crystals with $30 \mu\text{m}$ radius and $200 \mu\text{m}$ length (Liou, 1972), the concentration is 0.5 crystal per cm^3 to get constant condensed water content.

At $\lambda = 11 \mu\text{m}$, the absorption coefficient for water droplets is 28 km^{-1} while it is only 7 km^{-1} for randomly oriented ice cylinders (Liou, 1972). So, the

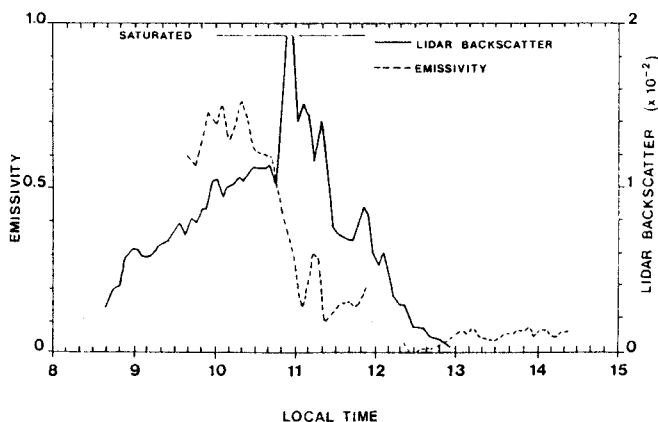


Figure 13
Comparison of total lidar backscatter (including the strong narrow peak, see fig. 7) and the infrared emissivity versus local time.

ratio of the absorption coefficients is about 4, corresponding to a ratio of emissivities (ice/liquid water) equal to 0.35, which agrees to the emissivity attenuation observed on figure 13 between 9 : 50-10 : 40 and 11 : 00-11 : 30. At $\lambda = 1.06 \mu\text{m}$, the ratio of backscattering phase functions (ice/liquid water) is about $11.2/0.7$ and the ratio of the volume scattering coefficients is about equal to $12/75$. Then the ratio of backscatter coefficient is about 3, which agrees with the lidar results plotted on figure 13 (considering the saturation of the lidar signal). According to this simple model, it seems that the occurrence of ice in the altostratus cloud can explain the sudden increase in lidar backscatter in conjunction with a decrease of infrared emissivity.

Nevertheless, a lag time of about 10 to 30 min between these two variations is observed. That is probably due to the conjunction of three factors :

- a non parallelism between PRT 5 and lidar optical axes (deviation of around 2 to 4 degrees) ;
- the difference of the spatial horizontal resolution between the PRT 5 and the lidar (respectively 3 m and 100 m at an altitude of 6 km) ;
- the horizontal inhomogeneity of the cloud structure.

6. CONCLUSION

Several field campaigns have been conducted to study cirrus and high clouds by lidar, infrared radiometry and Meteosat observations and determine their optical and geometric characteristics. Simultaneous measurements by lidar and infrared radiometry allowed to discriminate between ice and liquid water and determine the cloud optical characteristics. Also the infrared emissivity retrieved from ground and from Meteosat measurements are in reasonable agreement in spite of the large differences in horizontal resolution. More generally the various experiments reported here assess the possibility to conduct a mid-term programme for high cloud climatology in the frame of ISCCP. However the location of OHP near the Alps is not a good choice for Meteosat observations which requires a more homogeneous area for the purpose of cloud classification. This led us to start a new lidar and radiometry station near Paris. Since early 1987 a Nd-YAG lidar is operated in Magny-les-Hameaux on a routine basis with a twofold objective : climatology of cloud bases and climatology of high clouds.

Acknowledgements

The authors are pleased to thank the INSU-CNRS and OHP authorities who made the CNRS lidar facility available for several field campaigns. They are also grateful to two referees who made helpful comments to improve the original manuscript.

REFERENCES

- Allen, J. R., Measurements of cloud emissivity in the 8-13 μm wavelength, *J. Appl. Meteorol.*, **16**, 260-265, 1971.
- Bretherton, F. P., and V. E. Suomi, First International Satellite Cloud Climatology Project Regional Experiment (FIRE), *Research Plan*, 76 pp. (Available from the National Climatic Program Office, Rm. 108, 11400 Rockville Pike, Rockville, MD., 20852), 1983.
- Collis, R. T. H., and P. B. Russel, Lidar measurements of particles and gases by elastic backscattering and differential absorption, in: *Laser Monitoring of the Atmosphere*, Ed. E. D. Hinkley, Springer-Verlag, Berlin, 1976.
- Desbois, M., G. Sèze, and G. Szejwach, Automatic classification of clouds on METEOSAT imagery: Application to high-level clouds, *J. Appl. Meteorol.*, **21**, 401-412, 1982.
- Devaux, C., C. E. Siewert, and Y. L. Yuan, The complete solution for radiative transfer problems with reflecting boundaries and internal sources, *Astrophys. J.*, **253**, 773-784, 1982.
- Elsasser, W. M., Heat transfer by infrared radiation in the atmosphere, *Harvard Meteorol. Studies*, N° 6, 107 p., 1942.
- E.S.A., METEOSAT-2, Calibration Report, Issue 7, January-March 1984.
- Fouquart, Y., Radiation in boundary layer clouds, *WMO/CAS Workshop of boundary layer*, Fort Collins, 22-26 April, 1985.
- Hall, F. F., and G. Y. Ageo, Absolute calibration of a lidar system for atmospheric probing, *Appl. Opt.*, **9**, 1820-1824, 1974.
- Kneizys, F. X., E. P. Schettle, W. O. Gallery, J. M. Chetwind Jr, L. W. Abreu, J. E. A. Selby, R. W. Fenn, and R. A. Mc Clatchey, Atmospheric transmittance/radiances, Computer Code Lowtran V, *AFGL-TR 80-0067, Environ. Res. Pap.*, N° 697, 1980.
- Lefrère, J., J. Pelon, C. Cahen, A. Hauchecorne, and P. H. Flamant, Lidar survey of the post Mt. St. Helens stratospheric aerosol at Haute Provence Observatory, *Appl. Opt.*, **20**, (7), A70, 1981.
- Liou, K. N., Light scattering by ice in the visible and infrared: A theoretical study, *J. Atmos. Sci.*, **29**, 524-536, 1972.
- Liou, K. N., Influence of cirrus clouds on weather and climate processes: A global perspective, *Mon. Wea. Rev.*, **114**, 1167-1199, 1986.
- Mc Clatchey, R. A., R. W. Fenn, J. E. A. Selby, F. E. Volz, and J. S. Garing, Optical properties of the atmosphere (revised), *AFGL 71-0279, Environ. Res. Pap.* N° 354, 1971.
- Mégie, G., J. Lefrère, P. Flamant, C. Devaux, R. Santer, D. Tarré, and J. F. Geleyn, Conséquences de l'éruption du volcan El Chichón, modification des équilibres atmosphériques, impact climatique, *P.I.R.E.N. Rapport final du contrat A.T.P. Volcan*, 27 p., 1985.
- Platt, C. M. R., Lidar and radiometric observation of cirrus clouds, *J. Atmos. Sci.*, **30**, 1191-1204, 1973.
- Platt, C. M. R., Infrared emissivity of cirrus-simultaneous satellite, lidar and radiometric observations, *Q. J. Roy. Meteorol. Soc.*, **101**, 119-126, 1975.
- Platt, C. M. R., Remote sounding of high clouds: I. Calculation of visible and infrared optical properties from lidar and radiometer measurements, *J. Appl. Meteorol.*, **18**, 1130-1143, 1979.
- Ramanathan, V., E. J. Pitcher, R. C. Malone, and M. L. Blackmon, The response of a spectral general circulation model to refinements in radiative processes, *J. Atmos. Sci.*, **40**, 605-630, 1983.
- Roberts, R. E., J. E. A. Selby, and L. M. Biberman, Infrared continuum absorption by atmospheric water vapor in the 8-12 μm window, *Appl. Opt.*, **14**, 2085, 1976.
- Sassen, K., Depolarisation of laser backscattered by artificial clouds, *J. Appl. Meteorol.*, **13**, 923-933, 1974.
- Sassen, K., Ice crystal habit discrimination with the optical backscatter depolarization technique, *J. Appl. Meteorol.*, **16**, 425-431, 1977.
- Sassen, K., and K. N. Liou, Scattering of polarized light by water droplet, mixed phase, and ice crystal clouds: I. Angular scattering patterns, *J. Atmos. Sci.*, **36**, 838-851, 1979a.
- Sassen, K., and K. N. Liou, Scattering of polarized light by water droplet, mixed phase, and ice crystal clouds: II. Angular depolarizing and multiple scattering behavior, *J. Atmos. Sci.*, **36**, 852-861, 1979b.
- Sassen, K., R. M. Rauber, and J. B. Snider, Multiple remote sensor observations of supercooled liquid water in a winter storm at Beaver, Utah, *J. Clim. Appl. Meteorol.*, **25**, 825-834, 1986.
- Schiffer, R. A., and W. B. Rossow, The International Satellite Cloud Climatology Project ISCCP: The first project of the world climate research programme, *Bull. Am. Meteorol. Soc.*, **64**, 779-784, 1983.
- Sèze, G., and M. Desbois, Cloud cover analysis from satellite imagery using spatial and temporal characteristics of the data, *J. Clim. Appl. Meteorol.*, **26**, 287-303, 1987.
- Stephens, G. L., Radiation profiles in extended water cloud: I. Theory, *J. Atmos. Sci.*, **35**, 2111-2122, 1978.
- Stephens, G. L., Optical properties of eight water cloud types, *CISRO Aust. Div. Atmos. Phys. Tech. Pap.* N° 36, 1-35, 1979.
- Zdunkowski, W. G., and W. K. Crandall, Radiative transfer of infrared radiation in model clouds, *Tellus*, **23**, 517-527, 1971.

LIGHT SCATTERING BY FINITE HEXAGONAL CRYSTALS ARBITRARILY ORIENTED IN SPACE

G. Brogniez

Laboratoire d'Optique Atmosphérique
Université des Sciences et Techniques de Lille Flandres-Artois
59655 Villeneuve d'Ascq Cedex, France

ABSTRACT

In order to modelize ice clouds for radiative calculations, a geometric ray tracing solution for finite hexagonal ice crystals arbitrarily oriented in space is developed by means of analytic geometry. We include the contribution of Fraunhofer diffraction for hexagonal aperture. Numerical computation have been performed to study the effects of size and orientation on scattering phase function and linear polarisation. We compare these results with those obtained with clouds of water droplets and clouds of randomly oriented infinite ice cylinders. This allowed us to discriminate ice and liquid water in a cloud.

1. INTRODUCTION

Because of their high altitude, the detailed microphysical composition and optical properties of cirrus and other upper tropospheric clouds require the use of the most advanced active and passive remote sensing techniques by lidar and infrared radiometry, in conjunction with high flying aircraft equipped with sophisticated in situ instrumentation. Due to these experimental difficulties, the upper tropospheric clouds have long been neglected, however these clouds which regularly cover about 20% or more of the globe have been identified as one of the major unsolved components in weather and climate research (Bretherton and Suomi, 1983).

The most extensive experimental studies involving ground-based lidar, infrared radiometers and satellite observations have been conducted by Platt (1979), Sassen (1977) and Sassen and Liou (1979). However, it is well recognized that a larger and longer term dataset is now required for more comprehensive studies on a global scale. Several preliminary field experiments were conducted in France in 1983-84 at the Observatoire de Haute Provence (Flamant et al., 1988) in order to assess the possibility of a long-term programme.

2. MEASUREMENTS

The backscatter lidar technique is used in the near infrared at $1.06 \mu\text{m}$. The lidar system at this time did not include a depolarization device to discriminate between ice and water particles. A ground-based infrared radiometer is used to measure the downward infrared radiance in order to deduce the cloud emissivity. The infrared radiometer is a 8-14 μm broadband PRT-5 centered at $10.5 \mu\text{m}$. The temperature and humidity profiles are obtained by a radiosonde. Then, a numerical model is used to calculate a theoretical downward radiance L_g to be compared with L_m to give the cloud optical thickness and emissivity (Brogniez et al, 1988).

In February 1984, ground-based measurements were coordinated with Meteosat observations. An altostratus cloud was observed on February 18 morning. The cloud was observed from 8:00 am to 1:00 pm local time. The backscatter coefficient in relative value integrated over the whole cloud vertical extension is plotted as a function of time on figure 1 (solid line). The corresponding emissivity is plotted versus time (dashed line). From 10:40, the infrared emissivity presents a strong decrease, starting 0.65 ± 0.10 between 9:50 and 10:40 to 0.20 ± 0.10 between 11:00 and 11:30. From 10:50, the lidar backscatter presents a strong enhancement at an altitude of about 5.2 km that is to say at a temperature of about -33°C . These variations, are by no means due to an increase of the liquid water content in the cloud, because the emissivity of the cloud would be increasing too, but corresponds to a change in the backscattering phase function possibly linked to the presence of ice crystals instead of water droplets.

In order to assess the presence of ice crystals, we calculated the infrared emissivity and optical properties for a cloud model made of either ice crystals particles or water droplets.

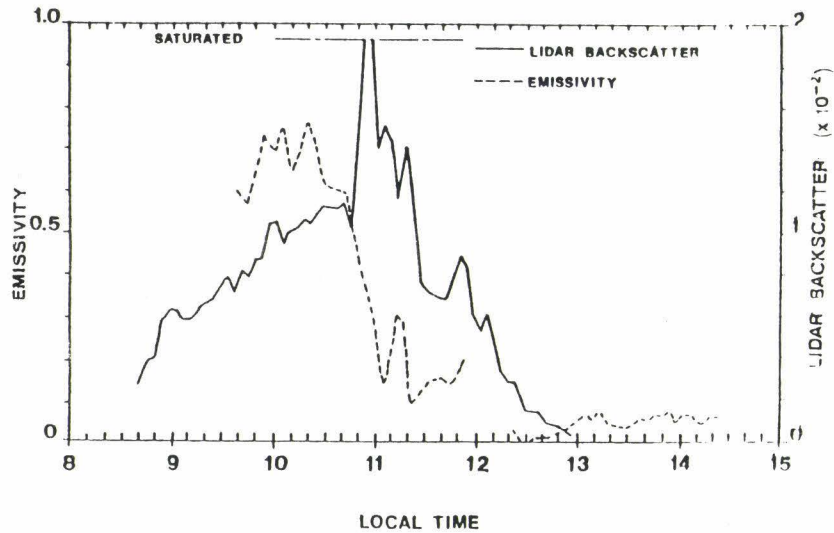


FIGURE 1. Comparison of total lidar backscatter and the infrared emissivity vs local time.

3. SCATTERING OF RADIATION BY FINITE HEXAGONAL ICE CRYSTALS

We use a ray optics method for particles larger than a few wavelengths. (Wendling et al, 1979, Coleman and Liou, 1981). The incident light is assumed to be unpolarized, but the polarization effects due to reflected and refracted rays in the crystal are taken into account in order to obtain the linear polarization. In addition, the Fraunhofer diffraction of the incident wave is calculated for the polygonal area of the apparent surface of the particle.

We obtain phase functions, an example of which is compared with Liou's calculations on figure 2.

4. DISCUSSION

For liquid water, the concentration of a typical altostratus is 450 droplets per cm^3 with an effective radius equal to $5 \mu m$ (Stephens, 1979), while for ice, assuming crystals with $30 \mu m$ radius and $200 \mu m$ length (Liou, 1973), the concentration is 0.5 crystal per cm^3 to get constant condensed water content.

In table 1, we have reported the main properties of these clouds. At $\lambda = 11 \mu m$, the absorption coefficient for water droplets is $28 km^{-1}$ while it is only $7 km^{-1}$ for randomly oriented ice crystals. So, the ratio of the absorption coefficients is about 4, corresponding to a ratio of emissivities (ice/liquid water) equal to 0.35, which agree to the emissivity attenuation observed on figure 1 between 9:50 - 10:40 and 11:00 - 11:30.

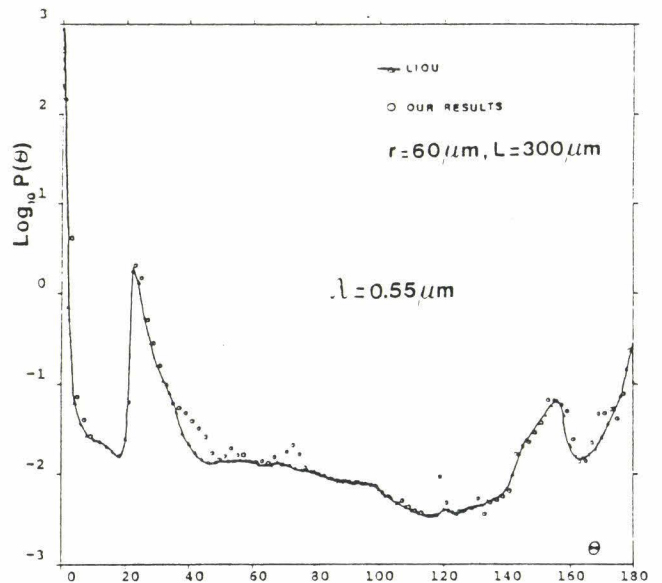


FIGURE 2. Example of phase function compared with Liou calculations. Case of columns arbitrarily oriented in horizontal plane. The incident radiation is perpendicular to this plane. The scattering angle resolution is 2 degrees. For our calculations, the total number of incident photons is about $1.3 \cdot 10^6$.

At $\lambda = 1.06 \mu m$, the ratio of backscattering phase functions (ice/liquid water) is about 1.45/0.7 and the ratio of the volume scattering coefficients is about equal to 12/75. Then the ratio of backscatter coefficient is about 1.7 which agrees with the lidar results plotted on figure 1. Note that the model of infinite circular cylinder crystals does not agree, the backscattering being then very small (figure 3). According to this simple model, it seems that the occurrence of ice in the altostratus cloud can explain the sudden increase in lidar backscatter in conjunction with a decrease of infrared emissivity.

OPTICAL AND PHYSICAL PROPERTIES OF CLOUDS

- | | |
|---|---|
| <ul style="list-style-type: none"> • Liquid water cloud (altostratus): • 450 droplets/cm³, $r_m = 5 \mu\text{m}$ (Stephens) | <ul style="list-style-type: none"> • Ice cloud (cirrostratus): • 0.5 crystal/cm³ <li style="padding-left: 20px;">$r = 30 \mu\text{m}$, $L = 200 \mu\text{m}$ (Liou) |
| to get constant condensed water content | |

$\lambda = 11 \mu\text{m}$	
$\sigma_{ext} = 60 \text{ km}^{-1}$	$\sigma_{ext} = 13.7 \text{ km}^{-1}$
$\sigma_{abs} = 28 \text{ km}^{-1}$	$\sigma_{abs} = 7 \text{ km}^{-1}$
$\lambda = 1.06 \mu\text{m}$	
$\sigma_{ext} \approx \sigma_{scat} \approx 74.6 \text{ km}^{-1}$	$\sigma_{ext} \approx \sigma_{scat} \approx 11.8 \text{ km}^{-1}$
$P(\pi) \approx 0.70$	$P(\pi) \approx 1.45$

• INFRARED EMISSIVITY ($\lambda = 11 \mu\text{m}$)

$$\frac{\sigma_{abs}(ice)}{\sigma_{abs}(water)} \approx 0.25 = \frac{\delta_i}{\delta_w}$$

If $\epsilon_w = 0.8$, then $\delta_w = 1.6 \Rightarrow \epsilon_i \approx 0.3$

- Effectively observed between 10:00 and 11:15 local time.

• INTEGRATED LIDAR BACKSCATTER ($\lambda = 1.06 \mu\text{m}$) (Platt)

$$\gamma'(\pi) = \frac{\bar{\omega}_0}{4\pi} P(\pi) \left[1 - \exp\left(-2 \frac{\sigma_{ext}(1.06)}{\sigma_{abs}(11)} \text{Log}\left(\frac{1}{1-\epsilon}\right)\right) \right]$$

$$\Rightarrow \frac{\gamma'_{ice}(\pi)}{\gamma'_{water}(\pi)} \approx 1.7$$

- Approximatively observed between 10:50 and 11:15 local time.

LIST OF SYMBOLS:

- | | |
|---|--|
| • σ_{ext} : Extinction coefficient of cloud particles. | • δ : Infrared optical depth of the cloud |
| • σ_{abs} : Absorption coefficient of cloud particles. | • ϵ : Infrared emissivity of the cloud. |
| • σ_{scat} : Scattering coefficient of cloud particles. | |
| • $\bar{\omega}_0 = \sigma_{scat}/\sigma_{ext}$: Single scattering albedo. | |
| • $P(\pi)$: Phase function at $\lambda = 1.06 \mu\text{m}$ for scattering angle of π . | |

TABLE 1. Optical and physical properties of water droplets cloud and of ice crystals cloud.

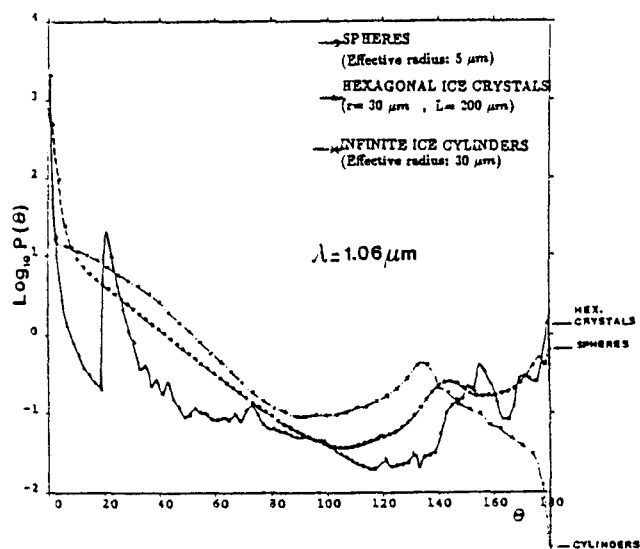


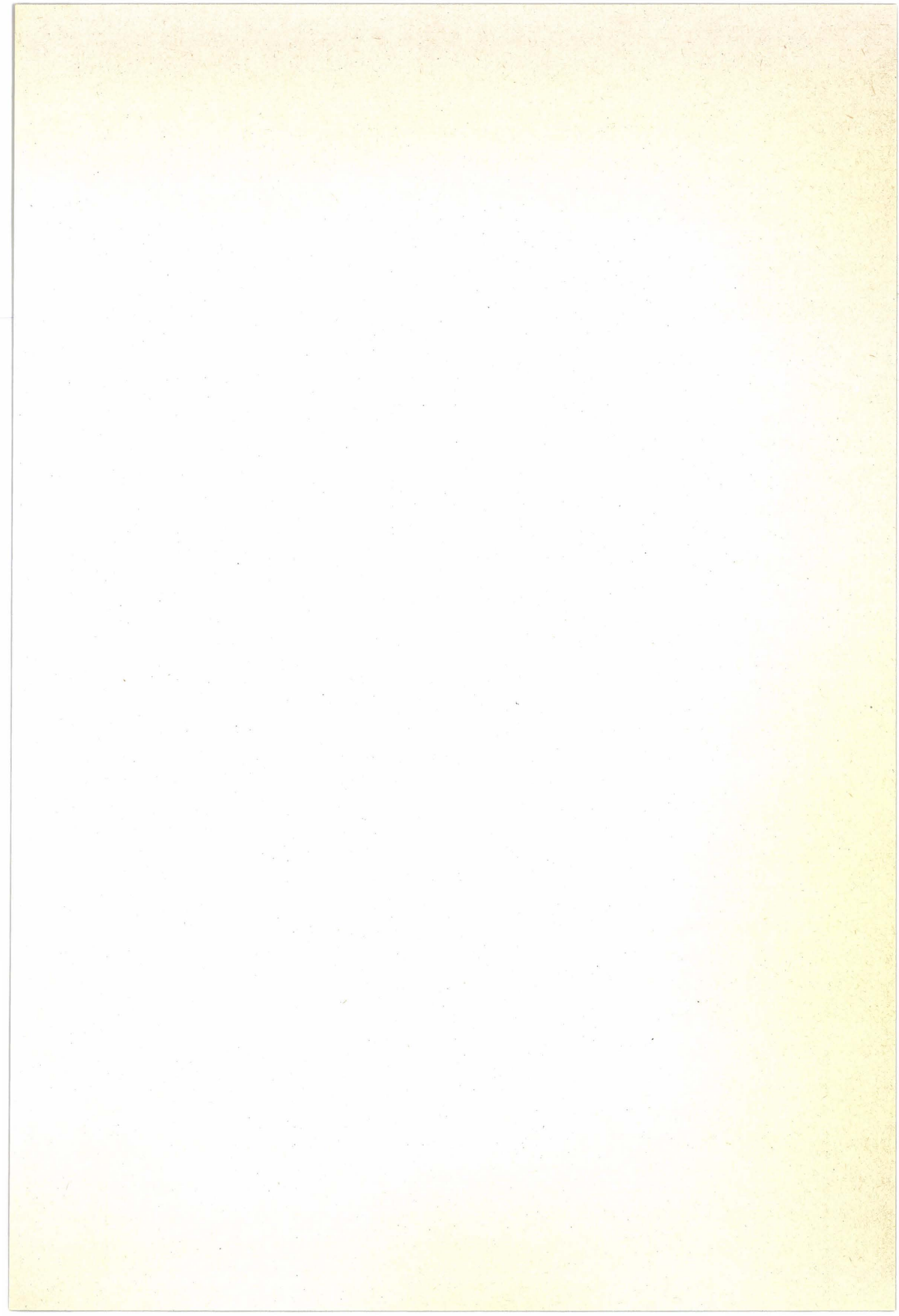
FIGURE 3. Comparison of angular scattering function for hexagonal ice crystals, for water droplets and for infinite cylinders.

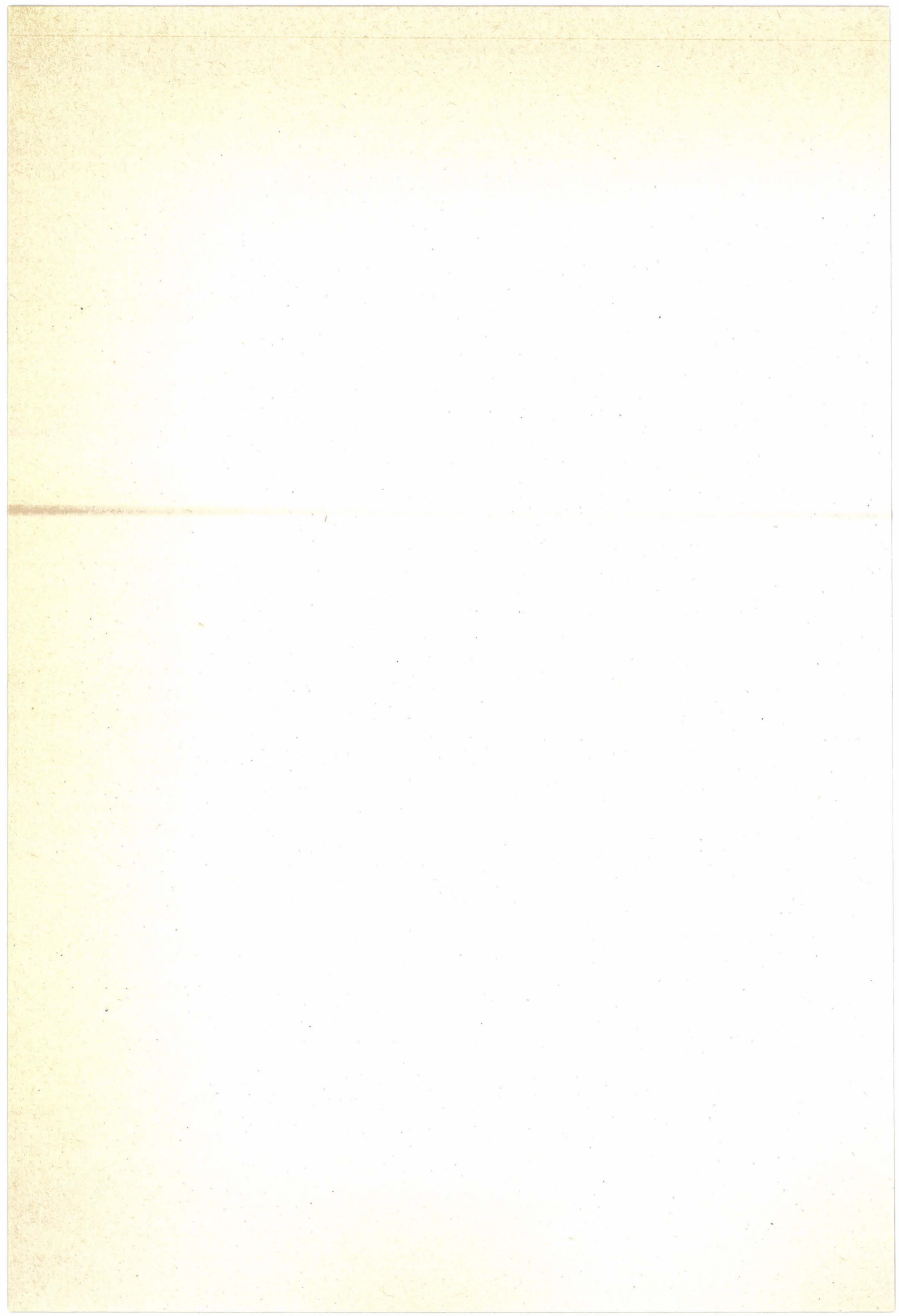
5. CONCLUSION

The finite hexagonal crystals arbitrarily oriented in space seems to be a good model for cirrus cloud in order to give a possible explanation to the behaviour of simultaneous measurements by lidar and infrared radiometry. This allowed us to discriminate between ice and liquid water in the cloud and to determine the cloud optical characteristics.

REFERENCES

- Bretherton, F. P., and V. E. Suomi, 1983. First International Satellite Cloud Climatology Project Regional Experiment (FIRE), *Research Plan*, 76 pp. [Available from the National Climatic Program Office, Rm. 108, 11400 Rockville, MD., 20852].
- Brogniez, G., P. Flamant, Y. Fouquart, M. Desbois and J. C. Vanhoutte, 1988. High altitude cloud observations by ground-based lidar, infrared radiometer and Meteosat imagery. *International Radiation Symposium Lille, France 18-24 August*.
- Flamant, P., G. Brogniez, M. Desbois, Y. Fouquart, J. F. Flobert, J. C. Vanhoutte, U. N. Singh, 1988. High altitude cloud observations by ground-based lidar, infrared radiometer and Meteosat measurements. *Annales Geophys.*, Vol 7, numb 1.
- Coleman, R. F. and K. N. Liou, 1981. Light scattering by hexagonal ice crystals. *J. Atmos. Sci.*, 38, 1260-1271.
- Liou, K. N., 1973. Transfer of solar irradiance through cirrus cloud layers. *J. Geophys. Res.*, 78, 1409-1418.
- Platt, C. M. R., 1979. Remote sounding of high clouds: I Calculation of visible and infrared optical properties from lidar and radiometer measurements. *J. Appl. Meteor.*, 18, 1130-1143.
- Sassen, K., 1977. Ice crystal habit discrimination with the optical backscatter depolarization technique. *J. Appl. Meteor.*, 16, 425-431.
- Sassen, K., and K. N. Liou, 1979. Scattering of polarised light by water droplet, mixed phase, and ice crystal clouds: II Angular depolarizing and multiple scattering behavior. *J. Atmos. Sci.*, 36, 852-861.
- Stephens, G. L. 1979. Optical properties of eight water cloud types. *CISRO Aust. Div. Atmos. Phys. Tech. Pap. N°36*, 1-35.
- Wendling, P., R. Wendling, H. Weickmann, 1979. Scattering of solar radiation by hexagonal ice crystals. *Appl. Opt.*, 18, 15, 2663-2671.





CHAPITRE 5

INTERNATIONAL CIRRUS EXPERIMENT 89. NORDHOLZ - F. R. G.

1 INTRODUCTION

Les cirrus ont un rôle très important dans la bilan radiatif global de l'atmosphère (Liou, 1986), aussi la connaissance de leurs structures macrophysique et microphysique est essentielle dans la modélisation du climat. Une campagne internationale de mesures (ICE -International Cirrus Experiment) dont le but est d'évaluer l'impact radiatif des nuages de la haute troposphère, a eu lieu du 16 septembre au 18 octobre 1989 à Nordholz en R. F. A. (Raschke et al, 1988, 1989). Cette campagne a été effectuée dans le cadre du WCRP (World Climate Research Programme) ISCCP (International Satellite Cloud Climatology Project) avec les objectifs primordiaux suivants pour l'étude des cirrus:

- Climatologie et formation
- Propriétés microphysiques
- Caractéristiques géométriques (altitude, morphologie)
- Propriétés radiatives (épaisseur optique, fonction de diffusion, réflectance, émittance).

La campagne ICE'89 a été effectuée conjointement avec des laboratoires allemands, britannique, suédois et français. La participation du Laboratoire d'Optique Atmosphérique de Lille concernait:

1/ **Une station sol** composée d'instruments de mesures passifs basée à Nordholz dont les coordonnées géographiques sont: latitude = 53.765° , longitude = 8.667° .

Cette station comportait (photographie 1):

- **Un auréolemètre.** Cet appareil mesure la partie avant de la fonction de diffusion d'une couche de particules diffusantes (ici, un cirrus semi transparent), ce qui permet, par

comparaison avec les résultats obtenus avec différents modèles (Chapitres I et III), d'en déduire des informations sur la forme, l'orientation et les dimensions des particules.

- **Un radiomètre infrarouge 'Barnes' de type 'PRT5'**. Cet appareil effectue des mesures de radiances zénithales. Il opère en parallèle avec un lidar (Laboratoire de Météorologie Dynamique- E. D. F.) basé au même endroit. Les mesures de ces deux capteurs ont pour but d'obtenir l'émissivité infrarouge ainsi que la fonction de phase en rétrodiffusion des cirrus.

- **Un photomètre visant le soleil**. Calibré hors atmosphère lors d'expériences en ballon stratosphérique du CNES, il permet d'obtenir directement l'épaisseur optique d'une l'atmosphère et donc d'en déduire celle des cirrus semi transparents.

- **Un pyranomètre clair et un pyrgéomètre infrarouge** tous deux de marque "EPPLEY", servant à la mesure des flux radiatifs. Le pyranomètre a une bande passante $\Delta\lambda_S \simeq [0.3 - 2.8\mu m]$, celle du pyrgéomètre est $\Delta\lambda_L \simeq [4 - 40\mu m]$. Afin d'éviter un échauffement parasite dû à l'éclairement solaire et d'homogénéiser la température de ces appareils, nous leur avons adapté un système de ventilation (Brogniez et al, 1986).

Etant donné la variabilité importante des propriétés optiques et microphysiques des cirrus, le but des mesures effectuées par cette station est d'en rechercher une description globale des effets radiatifs. Nous utilisons donc l'ensemble des mesures acquises par les instruments de cette station pour élaborer un modèle équivalent, cohérent, dont on vérifie la validité sur d'autres cas en espérant que la variabilité de ces paramètres globaux est faible ou en tout cas beaucoup moindre.

Le site de Nordholz fait partie d'un réseau de mesures de flux au sol dont les différentes composantes sont présentés sur la figure 1. Sur cette carte, figurent les sites de Helgoland (H), Norderney (N), Sylt (S), Nordholz (No) ainsi que le vaisseau Poseidon (P). Le rôle de ce réseau est:

- (i) D'observer les flux radiatifs et leurs variabilités temporelle et spatiale.
- (ii) De servir de référence sol pour le programme de "Détermination des flux de surface à partir d'observations satellitaires".
- (iii) Compte tenu des données d'épaisseur optique et des données de radio-sondages, ils aident également à valider les modèles radiatifs établis au LOA.

2/ Une station aéroportée: l'avion "Merlin IV" de la Météorologie Nationale. Son équipement comportait entre autres:

- Des capteurs de rayonnement (pyranomètres et pyrgeomètres haut et bas, radiomètre infrarouge bas) qui permettent la mesure des flux radiatifs de courte et grande longueur d'onde.

- Des capteurs microphysiques de type 'KNOLLENBERG 1D et 2D' qui effectuent un échantillonnage des particules de glace composant les cirrus. Le capteur 2D donne la structure en bidimensionnelle des particules. L'équipement microphysique est mis en oeuvre par le Laboratoire Associé de Météorologie Physique de Clermont- Ferrand.

Trois autres avions instrumentés participent également à cette campagne. Ce sont:

- Le Falcon E et le Dornier 228 Allemands du D. L. R.

- Le C130 Hercules du Meteorological Office de Farnborough (Grande-Bretagne).

Ils sont équipés de capteurs de rayonnement et de capteurs d'analyse microphysique de même type que ceux installés sur le Merlin, et (ou) d'appareils particuliers tels:

- Le 'Multi Channel Radiometer' et un analyseur holographique de particules sur le C130.

- Le 'Counterflow Virtual Impactor' ainsi que le radiomètre AVCSR (Airborne Version of the Conical Scanning Radiometer) sur le Falcon.

- Le lidar aéroporté 'ALEX-F' et l'analyseur de particules 'Optical Multichannel Analyser' sur le Dornier (Hennings et al, 1990).

3/ Parallèlement à ces mesures au sol et in situ, nous disposons également d'observations effectuées par les satellites Landsat, Meteosat, NOAA 10 et NOAA 11.

Dans ce chapitre, nous allons essentiellement détailler et analyser les mesures réalisées par la station sol du laboratoire. Les résultats obtenus sont comparés avec une analyse de données satellitaires. En ce qui concerne les mesures aéroportées, nous ne présentons en annexe que des méthodes originales permettant d'exploiter les données issues des capteurs de rayonnement.

2 STATION DE MESURES AU SOL

Dans ce qui suit, nous présentons successivement les divers éléments de la station sol, à savoir:

1- L'auréolemètre et la technique de la mesure appliquée au cas des cirrus homogènes semi transparents.

2- Le radiomètre étalon ainsi que son principe d'utilisation.

3- Le couple radiomètre infrarouge - lidar et le mode d'exploitation des données acquises en simultanéité par ces deux capteurs.

Les résultats et les analyses des mesures obtenues lors de la campagne ICE sont présentés pour chacun des éléments de cette station. Une analyse globale de tous les résultats obtenus est également proposée.

2.1 L'AURÉOLEMÈTRE.

En complément des mesures microphysiques in situ qui ne présentent l'état du cirrus que suivant une radiale donnée, des déterminations au sol de la fonction de diffusion des particules composants les nuages cristallins semi transparents sont souhaitables, elles peuvent permettre, par comparaison avec des calculs théoriques, d'évaluer une forme moyenne des particules présentes dans la couche nuageuse et en conséquence d'en modéliser l'impact radiatif.

De telles mesures de détermination de la fonction de diffusion des particules cristallines présentes dans les cirrus ont déjà été abordées. Citons notamment Platt et Dilley, 1984. Leur technique consiste à mesurer le rayonnement solaire diffusé par un cirrus semi transparent à l'aide du récepteur lidar visant au zénith à la longueur d'onde $\lambda = 0.694 \mu m$. Le rayonnement solaire diffusé apparaît en signal de fond de l'écho lidar, les mesures étant effectuées à différentes hauteurs solaires. La figure 2a représente le schéma synoptique du

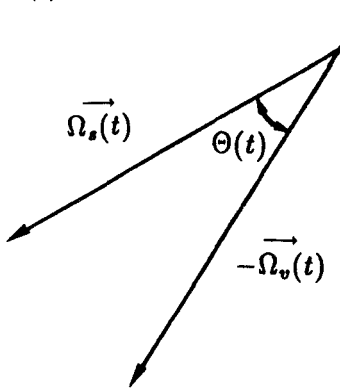
dispositif expérimental, sur la figure 2b sont portés leurs résultats comparés à un modèle de particules de structure hexagonale (Wendling et al, 1979) dont les dimensions sont $R/L = 30/120\mu m$. La dispersion temporelle des mesures (plusieurs nuages sont concernés durant plusieurs jours) est ici un inconvénient majeur.

L'auréolemètre que nous avons installé durant ICE permet une mesure rapide de la partie avant de la fonction de diffusion d'une couche de cirrus homogène semi transparent.

2.1.1 Description de l'appareil.

L'appareil, construit au laboratoire, effectue des mesures de radiance intégrées sur une ouverture angulaire à mi-hauteur $\Delta\omega \simeq 0.8^\circ$ (figure 3). L'optique de l'appareil est constituée d'un doublet achromatique de 30 cm de focale qui concentre la lumière sur une diode au silicium. Cette optique est munie d'un filtre interférentiel qui sélectionne le rayonnement à la longueur d'onde $\lambda = 0.848\mu m$ pour laquelle la diffusion moléculaire est très faible. Le traitement du signal s'effectue par l'intermédiaire d'un amplificateur à changement de gain automatique qui comprend six sensibilités qui se suivent dans un rapport 10, permettant à la fois la mesure des flux directs et des flux diffus. Le signal est acquis à raison d'une mesure toutes les 5 secondes.

Les mesures de radiance sont effectuées dans l'almicantarat passant par le soleil au début de la phase d'enregistrement, soit à l'instant t_0 . La direction azimutale de l'appareil $\psi(t)$ varie avec une vitesse angulaire constante $\dot{\psi} = 4^\circ/mn$ (figure 4).



La variation temporelle de la direction du soleil $\vec{\Omega}_s(t)$ repérée par la hauteur $\mu(t)$ et l'azimut $\varphi(t)$ (qui dépend des coordonnées géographiques du lieu, de l'époque de l'année et de l'heure) et la variation azimutale de la direction de visée $-\vec{\Omega}_v(t)$ repérée par $(\mu(t_0), \psi(t))$ permettent de générer une variation temporelle de l'angle de diffusion $\Theta(t) = (\vec{\Omega}_s(t), -\vec{\Omega}_v(t))$ (schéma ci-contre). Nous avons:

$$\cos \Theta(t) = \mu(t)\mu(t_0) + \sqrt{1 - \mu^2(t)}\sqrt{1 - \mu^2(t_0)} \cos\{\psi(t) - \varphi(t)\}, \quad (1)$$

où:

$$\psi(t) = \varphi(t_0) - \psi.$$

L'inversion des mesure de l'auréole solaire est une technique très largement utilisée pour déterminer la granulométrie des aérosols atmosphériques. Citons entre autre Twitty (1975), Santer (1984) et Devaux et al (1988). Durant cette campagne, nous nous sommes proposé d'utiliser l'auréolemètre en présence d'une couche de cirrus semi transparents. Ceci nous a permis, pour la première fois, de caractériser, à partir du sol, une structure microphysique du nuage en terme d'équivalent radiatif.

La présence d'une couche étendue de cirrus semi transparents s'étendant sur un champ angulaire d'au moins 40° autour du soleil est absolument nécessaire pour pouvoir interpréter correctement les mesures.

2.1.2 Etalonnage de l'auréolemètre.

Lorsque la direction de visée de l'appareil et celle du soleil sont confondues, la surface sensible reçoit un éclaircissement solaire dans lequel on peut négliger le rayonnement diffus, soit pour une hauteur solaire μ correspondant à une masse d'air m :

$$L_s^\mu \simeq L_o \exp(-\delta m), \quad (2)$$

où L_o représente la radiance solaire hors atmosphère et δ l'épaisseur optique apparente de la couche diffusante, prenant compte de la diffusion du rayonnement atmosphérique diffusé en dehors de cette couche (voir la remarque du paragraphe 2.3.1). Durant la période d'observations, des mesures ont été effectuées pour diverses hauteurs solaires, durant diverses journées claires. Nous pouvons alors utiliser la méthode de Bouguer-Langley à savoir exprimer le $\ln(L_s^\mu)$ en fonction de m et extrapoler la régression linéaire obtenue vers l'abscisse nulle pour évaluer L_o . La figure 5 présente cette détermination à l'aide des mesures effectuées les 21 septembre, 3 et 5 octobre 1989 qui correspondent à des journées pour lesquelles l'atmosphère est particulièrement stable.

La connaissance de L_o ici exprimée en unités arbitraires permet, pour toute mesure de radiance directe de connaître immédiatement l'épaisseur optique apparente δ d'une atmosphère donnée et de là celle d'un cirrus semi-transparent.

2.1.3 Position du problème.

La mesure ne pouvant s'appliquer qu'à des cirrus optiquement peu épais, nous considérons les hypothèses de diffusion simple dans le nuage avec une atmosphère non diffusante dessous, rendant le problème indépendant des conditions de surface.

Nous pouvons alors écrire que la radiance diffuse $L^\mu(\Theta)$ dans une direction Θ par rapport à la direction d'incidence du rayonnement solaire repérée par μ et traversant une couche d'épaisseur optique apparente δ est donnée par la relation suivante:

$$L^\mu(\Theta) = \frac{E}{4\pi} \frac{\delta}{\mu} \exp(-\delta/\mu) \mathcal{P}(\Theta), \quad (3)$$

où $\mathcal{P}(\Theta)$ représente la fonction de diffusion de la couche envisagée et $E = \int_{\Delta\lambda} E_\lambda f_\lambda d\lambda$ est l'éclairement solaire convolué par la fonction filtre f_λ , de bande passante $\Delta\lambda$, de l'appareil.

La stratégie de la mesure comporte quatre étapes:

1/ Si l'on considère un ensemble de mesures obtenues en ciel clair, pour une épaisseur optique apparente δ_c et une hauteur solaire représentée par μ_c , nous écrivons:

$$L_c^{\mu_c}(\Theta) = \frac{E}{4\pi} \frac{\delta_c}{\mu_c} \exp(-\delta_c/\mu_c) \mathcal{P}_c(\Theta), \quad (4)$$

où $\mathcal{P}_c(\Theta)$ est la fonction de diffusion du ciel dépourvu de nuages.

2/ Lorsque l'on superpose à la situation précédente une couche homogène de cirrus semi transparents d'épaisseur optique apparente δ_n , caractérisés par la fonction de diffusion $\mathcal{P}_n(\Theta)$ et recevant un flux solaire sous incidence μ_n , la radiance diffuse s'écrit désormais:

$$L_{c+n}^{\mu_n}(\Theta) = \frac{E}{4\pi} \frac{\delta_c \mathcal{P}_c(\Theta) + \delta_n \mathcal{P}_n(\Theta)}{\mu_n} \exp\left(-\frac{\delta_c + \delta_n}{\mu_n}\right), \quad (5)$$

3/ En conditions homogènes et pour une épaisseur optique δ donnée, les mesures effectuées à une hauteur solaire μ se ramènent aisément à une hauteur de référence μ_r suivant la relation:

$$L^{\mu_r}(\Theta) = L^{\mu}(\Theta) \frac{\mu}{\mu_r} \exp\left\{-\delta\left(\frac{1}{\mu_r} - \frac{1}{\mu}\right)\right\}. \quad (6)$$

4/ L'obtention de la fonction de diffusion du cirrus nécessite de connaître, outre ces deux ensembles de mesures, donnés par les relations (4) et (5), les deux épaisseurs optiques δ_c et δ_n , plus exactement δ_c et $\delta_c + \delta_n$. Ces déterminations effectuées, nous obtenons immédiatement:

$$\frac{E\delta_n}{4\pi\mu_r} \exp\left(-\frac{\delta_n + \delta_c}{\mu_r}\right) \mathcal{P}_n(\Theta) = L_{n+c}^{\mu_r}(\Theta) - L_c^{\mu_r}(\Theta) \exp(-\delta_n/\mu_r), \quad (7)$$

ce qui nous permet d'obtenir l'allure de la fonction de diffusion du cirrus.

-Les résultats des mesures sont présentés dans le paragraphe 2.1.4 suivant.

-Afin de valider les hypothèses conduisant à la relation (7), des simulations de champ de radiance à travers un cirrus sont présentées au paragraphe 2.1.5. Elles consistent en des tests de sensibilité de la luminance reçue au sol à la diffusion atmosphérique et la réflectance du sol.

2.1.4 Présentation des mesures.

I.- Un premier ensemble cohérent de mesures a été obtenu le 16 septembre 1989 vers 16 heures T.U. avec une couche homogène de cirrus et en complément, le 18 septembre toujours vers 16:00 T.U., des mesures avec un ciel dépourvu de nuages. La présence ou non de nuages est confirmée par la station lidar du L. M. D. Entre ces deux dates, nous faisons l'hypothèse d'un état atmosphérique inchangé sous le cirrus.

Nous présentons les principales caractéristiques de ces mesures dans le tableau I ci-dessous:

Date	Heure T.U.	Etat du ciel	μ	L_g^μ (u. a.)	δ	δ_n	$\bar{Z}(km)$
18/09/1989	15:37	Clair	0.2861	40285415	0.244		
16/09/1989	15:44	Cirrus	0.2823	17958084	0.469	0.225	10

Tableau I: Caractéristiques des mesures effectuées à l'aide de l'auréolemètre le 16/09/89.

L'heure T. U. correspond à l'heure de la mesure de la radiance directe L_g^μ (exprimée en unités arbitraires) c'est à dire lorsque la direction de visée de l'appareil et celle du soleil sont confondues. L'épaisseur optique δ de la couche est obtenue à partir de la relation 2, compte tenu de la radiance L_o obtenue par la méthode de Bouguer-Langley (figure 5). Ces résultats indiquent que l'épaisseur optique δ_n du cirrus dans la zone de visée est de 0.225. $\bar{Z}(km)$ représente l'altitude moyenne de la couche de cirrus donnée par la station lidar.

Les figures 6a et 7a représentent les enregistrements des 16 et 18 septembre ramenés à la hauteur solaire de référence $\mu_r = 0.2823$ à l'aide de la relation 6. Ils correspondent à des mesures de radiance diffuse en fonction de l'heure T.U. Les figures 6b et 7b représentent ces mêmes radiances en fonction de l'angle de diffusion Θ . L'allure de la fonction de diffusion $P_n(\Theta)$ de la couche nuageuse du 16 septembre en est alors déduite (relation 7) et est représentée sur la figure 8.

II.- Les enregistrements effectués le 5 octobre qui semblaient à priori intéressants ne sont pas exploitables. En effet, la couverture de cirrus présents ce jour là était très fractionnée et il est alors impossible de déduire une fonction de diffusion correcte des mesures.

III.- Deux autres situations intéressantes se sont produites le 18 octobre avec une couche homogène de cirrus entre 13 heures et 15 heures T.U., des mesures en ciel clair dépourvu de nuages (confirmées par les renseignements de la station lidar) ayant été effectuées vers 10.30 T.U.

Caractéristiques de ces situations:

Date	Heure T.U.	Etat du ciel	μ	L_s^μ (u. a.)	δ	δ_n	Z (km)
18/10/1989	10:24	Clair	0.4384	74647687	0.104		
18/10/1989	12:48	Cirrus1	0.3986	55990961	0.209	0.105	9.5
18/10/1989	14:52	Cirrus2	0.1977	39459912	0.173	0.070	9.5

Tableau II: Caractéristiques des mesures effectuées à l'aide de l'auréolemètre le 18/10/89.

Dans la zone de visée de l'auréolemètre, nous avons donc deux couches de cirrus assez ténues ($\delta_n \simeq 0.1$).

a/ Les figures 9a et 10a représentent la radiance diffuse en fonction de l'heure T. U. respectivement pour le cas clair et le cas 'Cirrus1' ramenés à la hauteur solaire de référence $\mu_r = 0.3986$. Sur les figures 9b et 10b sont reportées les mêmes radiances en fonction de l'angle de diffusion Θ . L'allure de la fonction de diffusion du nuage est présentée sur la figure 11.

b/ Le cas 'Cirrus2' est présenté sur les figures 12(a,b) et 13(a,b) où la hauteur solaire de référence est $\mu_r = 0.1977$. L'allure de la fonction de diffusion du nuage, présentée sur la figure 14 montre à la différence du cas 'Cirrus1', une courbe très bruitée résultant de l'inhomogénéité de la couverture nuageuse.

2.1.5 Evaluation de l'interaction sol-cirrus.

La détermination de l'interaction sol-cirrus $L_{sn}(\Theta)$ ne peut être faite sans la connaissance des paramètres optiques du nuage et de l'atmosphère (épaisseur optique, albedo de diffusion simple, fonction de diffusion) et de la réflectivité du sol.

Une estimation du rapport $L_{sn}(\Theta)/L_{gs}(\Theta)$ (luminance globale parvenant au sol) a été effectuée par Platt et Dille (1984) pour une fonction de diffusion représentative d'un cirrus à $\lambda = 0.69\mu m$. Flamant et al (1989) ont également estimé cette interaction dans la bande $8 - 14\mu m$.

En tenant compte des conditions les plus réalistes possibles, qui tiennent compte à la fois des résultats des mesures et des données aérologiques locales et climatologiques, nous avons simulé la mesure (à $\lambda = 0.85\mu m$) en utilisant un programme de transfert radiatif à deux couches basé sur la méthode des ordonnées discrètes (Dubuisson, 1990). N'ayant pas d'information a priori sur le type de particules composant le cirrus, ce programme a été appliqué à des cirrus hypothétiques composés de sphères de glace distribuées suivant une granulométrie Gamma (Deirmendjian, 1969) et situés au-dessus d'une atmosphère standard.

Le tableau III ci-dessous résume les conditions de cette simulation:

	Epaisseur optique mesurée	Albedo de diffusion simple	Rayons effectifs de la granulométrie Gamma des gouttes du nuage.
NUAGE (Hypothèse de sphères de glace pure)	0.105	1	g1: $r_{eff} = 16\mu m$ g2: $r_{eff} = 50\mu m$
ATMOSPHERE (Aérosols continentaux) (W.C.R.P.,1986)	0.104	0.841	
Réfectivités du sol (Bowker et al, 1985)	$\rho_s=0$ (noir) $\rho_s=0.5$ (végétation)		

Tableau III: Conditions de la simulation nous permettant d'évaluer l'interaction sol-cirrus.

Un résultat de cette simulation est présenté sur la figure 15. Il concerne les conditions de mesure rencontrées le 18/10/89 pour le cas 'Cirrus 1'.

Nous avons reporté sur cette figure les radiances calculées rapportées à la valeur obtenue lorsque la granulométrie du nuage est g1, la réflectivité du sol ρ_s est nulle et l'angle de diffusion est $\Theta = 40^\circ$.

Jusqu'à un angle de diffusion Θ de 40° , cette estimation montre que l'influence sur la radiance de l'interaction sol-nuage, $L_{sn}(\Theta)/L_{c+n}(\Theta)$, toutes granulométries confondues, ne dépasse pas 5%.

Nous faisons l'hypothèse que cette interaction reste du même ordre de grandeur pour un cirrus réel. L'incertitude sur la mesure du champ de rayonnement étant estimée à 2%, l'incertitude relative sur la fonction de diffusion du nuage, obtenue par la méthode différentielle décrite précédemment, est donc du même ordre de grandeur que $L_{sn}(\Theta)/L_{c+n}(\Theta)$.

Etant donné la précision des mesures, nous considérons donc, qu' en première approximation, entre le cirrus et le sol, le découplage est effectif.

2.2 LE RADIOMETRE ETALON.

2.2.1 Description.

Parallèlement à ces mesures, nous effectuons des déterminations d'épaisseur optique de l'atmosphère à l'aide du radiomètre étalon 'ETAL' construit au laboratoire (Verwaerde et al, 1987). La tête de visée de ce radiomètre est constituée d'une photodiode au silicium recevant, au travers d'un filtre interférentiel, un rayonnement à la longueur d'onde $\lambda = 0.450\mu m$ dans un champ angulaire de 1.5° . La radiance hors atmosphère L_o (relation analogue à 2) a été mesurée plusieurs fois, l'appareil étant installé sur une plateforme arrimée à un ballon stratosphérique du CNES. La précision sur la détermination de L_o , ramenée à une distance Soleil-Terre standard, s'est avérée meilleure que 1%.

L'appareil ainsi étalonné, permet par la seule connaissance de la position du soleil, donc de l'époque de l'année et de l'heure, de déterminer l'épaisseur optique d'une couche atmosphérique donnée.

Les séquences de mesures sont déclenchées manuellement (une séquence environ toutes les 10 minutes). Elles se composent chacune de rafales de 16 mesures effectuées en environ 40 secondes.

2.2.2 Présentation des Mesures.

Les enregistrements correspondants aux journées les plus intéressantes sont résumées dans le tableau IV ci-dessous et sont présentés sur les figures 16(1-2-3-4-5) où nous avons reporté l'épaisseur optique atmosphérique apparente totale en fonction du temps. L'épaisseur optique d'un nuage semi-transparent $\delta_{0.45}^n$ est déterminée à partir du minimum journalier que l'on considère être l'épaisseur optique du ciel clair, soit $\delta_{0.45}^c$.

	Date	Observations
Cas 1	21/09/1989	Ciel laiteux
Cas 2	02/10/1989	Passages de cumulus Mesures effectuées dans les "trous"
Cas 3	03/10/1989	Cirrus et Trainées de condensation laissées par des avions (contrails)
Cas 4	05/10/1989	Cirrus homogènes et 'contrails'
Cas 5	18/10/1989	Voile de cirrus et 'contrails'

Tableau IV: Présentation des mesures effectuées avec le radiomètre visible 'ETAL'.

La figure 16-5 présente par exemple les épaisseurs optiques obtenues au cours de la journée du 18 octobre. Le minimum d'épaisseur optique journalier, soit $\delta_{0.45}^c \simeq 0.39$ (relevés à 8:25 T.U., 9:20 T.U. et 10:24 T.U.) correspond à l'atmosphère dépourvue de nuages. Notons que le cas clair à 10:24 T.U. coïncide avec le relevé de référence de l'auréolemètre pour ce jour. Les zones correspondant à 'Cirrus1' et 'Cirrus2' sont également reportées.

Nous obtenons des passages nuageux pouvant atteindre une épaisseur optique $\delta_{0.45}^n = 0.3$. Les épaisseurs optiques $\delta_{0.45}^{n1}$ et $\delta_{0.45}^{n2}$ sont évaluées aux heures correspondant ce jour là, aux mesures du rayonnement solaire direct effectuées par l'auréolemètre, que nous avons nommé 'Cirrus1' et 'Cirrus2'. Nous obtenons respectivement $\delta_{0.45}^{n1} \simeq 0.10$ et $\delta_{0.45}^{n2} \simeq 0.07$ c'est à dire des valeurs tout à fait semblables à celles portées dans le tableau récapitulatif des mesures d'auréole du 18/10.

L'équivalence des épaisseurs optiques aux deux extrémités du spectre visible ($0,45\mu m$ et $0,85\mu m$) implique que nous sommes ici dans l'approximation de l'optique géométrique et que la dimension moyenne des cristaux de glace composant le nuage doit nécessairement être importante ($\geq 50\mu m$) (Cette dimension, d'après Auer et al (1970), est tout à fait de l'ordre de grandeur de la dimension typique des cristaux de glace dans les nuages naturels.

2.3 INTERPRETATION DES MESURES EN DIFFUSION AVANT.

Afin d'interpréter ces mesures, nous utilisons les différents modèles de nuages cristallins que nous avons à notre disposition, à savoir:

- Sphères de glace Polydispersées (SP).
- Aiguilles de glace Cylindriques Polydispersées, Orientées Uniformément dans une Direction (CPOUD), Orientées Aléatoirement dans un Plan (CPAOP) ou Aléatoirement dans l'Espace (CPAOE) (Chapitre I).
- Cristaux de glace de structure de base Hexagonale orientés dans l'espace suivant des modes identiques au cas des cylindres, soit: (HUO), (HAOP) et (HAOE) (Chapitre III).

Vue du sol, l'apparence générale de ces nuages (photographies 2) présente l'aspect de cirrostratus sans structure d'orientation particulière, si bien que pour l'interprétation, nous nous limitons au modèle (SP) et pour les particules non sphériques aux modèles (CPAOE) et (HAOE).

Les radiances diffuses obtenues à l'aide de l'auréolemètre pour des couvertures de cirrus homogènes conduisent, avec l'hypothèse de la diffusion simple à des fonctions de diffusion qui présentent une même caractéristique, à savoir une décroissance rapide suivie d'un maximum secondaire à 22° qui traduit le phénomène de diffusion particulier qu'est le halo (figures 9, 12, 15).

Nous avons choisi d'interpréter plus particulièrement les mesures correspondant au cas 'Cirrus1' du tableau II (18/10/89, 12:48 TU), elles coïncident en effet avec le passage du satellite NOAA11 au dessus de la zone de Nozdholz vers 12:25 TU (voir le Paragraphe 3 de ce Chapitre). Sur la figure 17a, nous avons superposé le résultat de la mesure effectuée avec l'auréolemètre et correspondant au cas 'Cirrus 1' avec des fonctions de diffusion obtenues à l'aide du modèle (HAOE). Les calculs ont été effectués à la longueur d'onde centrale $\lambda = 0.85\mu m$ de la bande passante spectrale de l'auréolemètre, et la résolution angulaire du modèle est ramenée à celle de l'appareil.

Le rapport (Rayon/Longueur) des cristaux hexagonaux est désormais le paramètre du problème et la restitution de l'allure particulière du profil de diffusion mesuré est effectuée à l'aide d'une méthode d'essais et d'erreurs. La meilleure restitution est obtenue pour des particules en forme de plaquettes dont le rapport des dimensions semble être $R/L = (125/15)\mu m$. D'après le test de sensibilité présenté, des remarques s'imposent:

1 - Des particules en forme de colonnes dont le rapport des dimensions est par exemple: $R/L = 0.12 = (30/240)\mu m$ ne peuvent en aucun cas correspondre à la mesure.

2 - La mesure est encadrée par des fonctions de diffusion dues à des particules en forme de plaquettes hexagonales aléatoirement orientées dans l'espace et dont le rapport des dimensions varie entre $R/L = 5.00 = (100/20)\mu m$ et $R/L = 16.66 = (150/9)\mu m$, ce qui nous donne une évaluation de l'imprécision. En tout état de cause, le choix de la valeur $R/L = 8.33 = (125/15)\mu m$ semble être un bon compromis.

3 - Les cristaux présents dans le nuage ne sont probablement pas parfaits. Cela provoque une atténuation de la magnitude du maximum secondaire à 22° et la valeur $R/L = 8.33$ n'est qu'un rapport 'effectif'.

4 - Un mélange de cristaux en forme de colonnes et de cristaux sphériques pourrait également restituer correctement ces mesures, mais dans ce cas, plusieurs paramètres seraient introduits, à savoir (i) le rapport R/L caractérisant les cristaux hexagonaux, (ii)

le rayon effectif des particules sphériques et leur granulométrie, (iii) et enfin la proportion de ces deux variétés de cristaux dans le nuage.

De toutes façons, du point de vue radiatif, la structure microphysique effective du nuage est équivalente à des particules en forme de plaquettes aléatoirement orientées dans l'espace et dont le rapport des dimensions semble être de l'ordre de $R/L \simeq (125/15)\mu m$. D'autre part, le modèle (HAOE) nous donnant la section efficace de diffusion par particule, nous obtenons, pour des cristaux de cette dimension, aléatoirement orientés dans l'espace, une section efficace de diffusion $C^{sc} = 46\,220 \pm 9\,200\mu m^2$. L'incertitude relative, importante est ici liée aux valeurs extrêmes de R/L encadrant la mesure. Le facteur d'assymétrie obtenu, provenant également du modèle vaut $g = 0.95 \pm 0.01$.

Sur la figure 17b, nous avons superposé la mesure 'Cirrus 1' avec la fonction de diffusion complète issue du modèle HAOE et correspondant au cas $R/L = 125/15\mu m$. Nous pouvons remarquer que le profil général de la fonction de diffusion est correctement restitué tout au moins dans le domaine exploré par l'auréolemètre.

Si nous retenons cette granulométrie du cirrus, nous remarquons qu'elles correspondent, en volume équivalent, à des sphères dont le rayon est $R_v = 52.5\mu m$. En terme de surface équivalente, nous obtenons cette fois des sphères de rayon $R_s = 85.8\mu m$. A cet effet, nous avons superposé à la mesure, sur la figure 18, les fonctions de diffusion déduites des modèles de particules sphériques (SP) et cylindriques (CPAOE) pour la longueur d'onde $\lambda = 0.85\mu m$. Nous avons choisi pour ces deux modèles une granulométrie Gamma de rayon modal $r_m = 33\mu m$ ($r_{eff} = 50\mu m$) correspondant, en volume, aux plaquettes hexagonales précédemment définies. Afin de faciliter la comparaison, les courbes ont été ramenées à une amplitude égale pour l'angle de diffusion $\Theta = 40^\circ$.

Il apparaît clairement qu'en aucun cas ces deux modèles ne peuvent expliquer l'allure de la fonction de diffusion mesurée.

2.3.1 Remarque: Influence de la diffusion primaire sur la mesure de l'épaisseur optique du nuage.

Lorsque la direction de visée de l'auréolemètre et celle du soleil sont confondues, la surface sensible reçoit l'éclairement solaire direct auquel s'ajoute un flux diffus intégré sur l'ouverture angulaire $\Delta\omega$ de l'appareil, soit dans l'approximation de la diffusion primaire, pour un angle solaire zénithal μ correspondant à une masse d'air m :

$$L_s^\mu = L_o \exp(-\delta^* m) + L_o \exp(-\delta^* m) \int_{\Delta\omega} \frac{\delta^* m P(\Theta)}{4\pi} d\omega, \quad (8)$$

où δ^* et $P(\Theta)$ sont respectivement l'épaisseur optique d'extinction réelle et la fonction de diffusion de la couche atmosphérique ($\delta^* P(\Theta) = \delta_c P_c(\Theta) + \delta_n P_n(\Theta)$) où δ_c , $P_c(\Theta)$, δ_n , $P_n(\Theta)$ sont respectivement l'épaisseur optique et la fonction de diffusion de la couche atmosphérique libre et celle de la couche de cirrus).

Si l'on considère une isotropie azimutale autour de la direction de visée de l'appareil, cette équation s'écrit encore:

$$L_s^\mu = L_o \left(1 + \delta^* m \frac{A}{2}\right) \exp(-\delta^* m), \quad (9)$$

où le coefficient A est représenté par l'intégrale:

$$\int_{\Delta\mu} P(\mu) d\mu$$

L'intervalle $\Delta\mu$ est défini par la demi ouverture angulaire de l'appareil soit:

$$\Delta\mu = [1 ; \cos 0.4^\circ].$$

Pour les particules cristallines de type plaquettes hexagonales dont le rapport des dimensions est $R/L = 125/15 \mu m$, la diffusion avant est très importante et nous évaluons, à l'aide de notre modèle, le coefficient A à 0.28. Dans la mesure où l'épaisseur optique δ^* est de l'ordre de 0.2 ($\delta_c \simeq \delta_n \simeq 0.1$) et la masse d'air m de l'ordre de l'unité, le terme $1 + A\delta^* m/2$ peut être considéré comme le développement au premier ordre d'une exponentielle. Nous obtenons alors:

$$L_s^\mu \simeq L_o \exp(-\delta m), \quad (10)$$

où $\delta = \delta^*(1 - A/2)$ représente l'épaisseur optique apparente de l'atmosphère. L'épaisseur optique réelle est donc supérieure à cette épaisseur optique apparente avec une

variation relative égale à $A/2$, c'est à dire dans notre cas à environ 14%.

Cette évaluation est également faite pour les mesures effectuées à l'aide du radiomètre 'ETAL'. Le résultat obtenu est du même ordre de grandeur.

2.4 LE COUPLE RADIOMETRE INFRAROUGE - LIDAR.

La détermination de certains paramètres optiques des cirrus semi-transparents s'effectue par traitement simultané des données radiométriques infrarouge et des données issues des tirs lidar, avec comme complément, les indications aérologiques de l'atmosphère fournies par des radiosondages, citons par exemple Platt (1973) et Flamant et al (1989).

Nous avons effectué lors de la campagne ICE, des mesures de radiance zénithale au sol dans la fenêtre atmosphérique $8 - 14\mu m$ en parallèle avec des mesures faites avec le lidar du LMD-EDF à $1.06\mu m$.

L'émissivité des cirrus, déduite des observations radiométriques, est reliée au coefficient de rétrodiffusion du nuage obtenu à partir des données du lidar. Nous verrons que les résultats ainsi obtenus complètent ceux déduits des mesures en prodiffusion effectués avec l'aurolemètre.

2.4.1 Le radiomètre infrarouge 'BARNES PRT5'.

A - Description.

La tête du radiomètre infrarouge 'BARNES PRT5' comporte une optique en ligne dont le champ angulaire est égal à 2° . Le signal, issu d'un détecteur de type 'bolomètre' est envoyé vers une chaîne d'amplification comportant trois gammes ajustables.

Remarquons que, compte tenu de ce champ angulaire, la résolution d'un cirrus situé à $10km$ d'altitude est d'environ $350m$.

La radiance zénithale infrarouge $L_{\Delta\lambda}^\perp$ est mesurée à travers un filtre interférentiel $f(\lambda)$ d'intervalle spectral $\Delta\lambda = (\lambda_1, \lambda_2) = (8 - 14)\mu m$.

Ce radiomètre infrarouge peut servir à la télédétection et la caractérisation des nuages de la haute troposphère à condition qu'il soit correctement étalonné.

B - Etalonnage.

La radiance zénithale, calculée à l'aide d'un code de rayonnement du type LOWTRAN 7 (Kneizys et al, 1988), vaut, pour une atmosphère claire de type Midlatitude Winter (Mc Clatchey, 1971) $0.4 \text{ mW.cm}^{-2}.\text{sr}^{-1}$. Si l'on ajoute un cirrus d'épaisseur optique infrarouge $\delta = 0.5$, qui est une valeur maximum pour un cirrus standard de 1 km d'épaisseur situé à une altitude de 10km, la radiance devient $1.0 \text{ mW.cm}^{-2}.\text{sr}^{-1}$. En terme de température apparente de rayonnement T_R définie par:

$$\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} B_{\lambda}(T_R) f(\lambda) d\lambda = L_{\Delta\lambda}^{\downarrow}, \quad (11)$$

nous obtenons respectivement $T_R \simeq 200K$ pour un ciel clair et $T_R \simeq 235K$ pour un ciel recouvert par le nuage décrit ci-dessus.

Cette simulation définit donc une gamme de températures pour un corps noir destiné à l'étalonnage du radiomètre.

Lorsque l'on utilise un corps noir à de telles températures, des dépôts de givre indésirables apparaissent. Pour éviter cet inconvénient, nous avons mis au point une enceinte d'étalonnage radiométrique dont le principe est le suivant (figure 19):

Un flux d'air est asséché à l'aide d'un piège à azote liquide (1). Cet air circule ensuite dans un serpentín de cuivre plongé dans un vase Dewar rempli d'azote liquide (2), afin d'abaisser très fortement sa température. Il est ensuite envoyé dans une enceinte adiabatique dans laquelle se trouve un corps noir. La formation de givre sur le corps noir est rendue impossible, car l'air froid et sec contenu dans l'enceinte empêche la pénétration de l'air ambiant humide dans celle-ci. A la base du corps noir, de grande inertie thermique, sont placés deux thermistors de type 'Uni-Curve UUA33J1' qui permettent la mesure des températures dans l'intervalle $[190K, 300K]$ qui correspond à nos besoins.

La procédure d'étalonnage consiste à refroidir l'enceinte par paliers en envoyant dans celle-ci une certaine quantité d'air froid. Les mesures radiométriques sont effectuées à chacun de ces paliers, tout en laissant dériver la température du corps noir. Des exemples d'étalonnage sont présentés sur les figures 20a, 20b et 20c respectivement pour les 3 gammes d'amplification (Low - Medium - High) du radiomètre. Ces étalonnages montrent que la régression linéaire entre l'énergie $L_{\Delta\lambda}$ reçue sur le détecteur, et la tension de sortie V de l'amplificateur du radiomètre est très bonne même aux faibles énergies (coefficient de corrélation toujours supérieur à 0.9998, variance inférieure à $10^{-2} \text{ mW.cm}^{-2}.\text{sr}^{-1}$).

C - Emissivités infrarouge des cirrus.

Si l'on considère une atmosphère claire, non diffusante en équilibre thermodynamique local, hypothèses généralement admises dans l'infrarouge lointain et pour des altitudes allant jusqu'à 60 km (Kondrat'yev, 1965), la radiance monochromatique zénithale descendante au niveau du sol s'écrit:

$$L_{\lambda}^{clair} = - \int_0^{\infty} B_{\lambda} \{T(z)\} \frac{\partial \tau_{\lambda}(0, z)}{\partial z} dz. \quad (12)$$

Dans cette équation:

- $\tau_{\lambda}(0, z)$ est la transmission atmosphérique zénithale entre le sol et l'altitude z pour la longueur d'onde λ et pour une atmosphère dépourvue de nuages.
- $B_{\lambda} \{T(z)\}$ est la fonction de Planck à la température $T(z)$, pour la longueur d'onde λ .

Supposons un passage de cirrus situé entre les altitudes Z_b et Z_s . Avec les hypothèses précédentes, cette transition ciel clair - ciel nuageux cause un accroissement de la radiance monochromatique au sol qui s'exprime par la relation suivante:

$$\begin{aligned} L_{\lambda}^{cirrus} - L_{\lambda}^{clair} = & \tau_{\lambda}(0, Z_b) \int_{Z_b}^{Z_s} B_{\lambda} \{T(z)\} \frac{\partial}{\partial z} \{ \tau_{\lambda}(Z_b, z) [1 - \tau_{\lambda}^c(Z_b, z)] \} dz \\ & - L_{\lambda}(Z_s) \tau_{\lambda}(0, Z_s) \{1 - \tau_{\lambda}^c(Z_b, Z_s)\}. \end{aligned} \quad (13)$$

- $L_{\lambda}(Z_s)$ est ici la radiance zénithale monochromatique descendante qui parvient au sommet du nuage.
- $\tau_{\lambda}^c(Z_b, z)$ est la transmission zénithale monochromatique propre du nuage entre l'altitude Z_b et l'altitude z .

Afin de rendre possible la comparaison avec les mesures, cette relation est intégrée sur la fonction filtre $f(\lambda)$ du radiomètre:

$$L^{cirrus} - L^{clair} = \int_0^{\infty} f(\lambda) \{ L_{\lambda}^{cirrus} - L_{\lambda}^{clair} \} d\lambda \quad (14)$$

Mode opératoire.

Le mode opératoire est celui utilisé au Chapitre 4, nous le rappelons:

1- Lorsque le ciel est clair, dont confirmation nous est donnée par les tirs lidar, la mesure radiométrique L_m^{clair} et un calcul théorique de L^{clair} obtenu à l'aide du logiciel LOWTRAN 7 doivent correspondre. Or, les biais qui affectent les divers paramètres que sont (i) la fonction filtre $f(\lambda)$ ainsi que l'étalonnage du radiomètre, (ii) les données aérologiques introduites dans le logiciel LOWTRAN 7 que sont l'altitude, la pression atmosphérique, la température et l'humidité relative obtenues par radiosondage, d'ailleurs non effectué exactement sur zone et complétées par des données climatiques, (iii) le logiciel LOWTRAN 7 lui-même et de façon moindre (iv) les concentrations estimées d'aérosols (W. C. R. P., 1986) et les concentrations d'ozone, rendent impossible la correspondance exacte. L'ajustement qui permet de compenser tous ces biais est obtenu par un léger glissement du profil d'humidité relative. La mesure de l'abondance de la vapeur d'eau, composante importante de l'atmosphère, particulièrement dans la fenêtre $8 - 14\mu m$, étant réputée peu fiable.

2- En présence d'un cirrus, les altitudes Z_b de la base et Z_s du sommet du nuage sont données par le lidar, la radiance mesurée au sol est L_m^{cirrus} .

Rappelons que l'épaisseur optique propre du cirrus $\delta^c(z)$ est proportionnelle à l'intégrale depuis l'altitude de la base Z_b du cirrus jusque l'altitude z considérée, de la concentration $n(z)$ de particules dans le nuage, elle même proportionnelle au coefficient de rétrodiffusion $B_{1,06}^{sca}(\pi, z)$ dans le nuage donné par le lidar (à la longueur d'onde $\lambda = 1,06\mu m$), soit:

$$\delta^c(z) = K \int_{Z_b}^z B_{1,06}^{sca}(\pi, z) dz. \quad (15)$$

Le coefficient de proportionnalité K est ajusté de façon à obtenir à tout moment $L^{cirrus} = L_m^{cirrus}$. La transmission $\tau^c(Z_b, Z_s)$ et l'émissivité propre $\epsilon = 1 - \tau_\lambda^c(Z_b, Z_s)$ du cirrus, intégrés sur la bande passante $f(\lambda)$, s'en déduisent alors aisément.

Approximations proposées. Justifications.

1/ Dans cette étude, nous n'avons pas tenu compte du terme correspondant à l'irradiance montante provenant du sol et rétrodiffusée vers le bas par le nuage, soit L_{sc}^\downarrow .

Ce terme de rétrodiffusion L_{sc}^\downarrow , est estimé en calculant la composante du rayonnement montant diffusée vers le bas par le nuage (Flamant et al, 1989).

Si nous négligeons ce terme, nous majorons l'émissivité propre du cirrus pour obtenir une émissivité effective au sol ϵ^{eff} .

Typiquement, un passage de cirrus d'épaisseur optique $\delta \simeq 0.2$ à $Z_b \simeq 10km$ d'altitude, provoque une augmentation de la radiance mesurée au sol de l'ordre de $0.1mW.cm^{-2}.sr^{-1}$, ce qui induit une augmentation relative de l'émissivité propre du nuage de l'ordre de 5%.

2/ Certaines hypothèses simplificatrices permettent d'aboutir à la relation utilisée par Platt:

Si l'on considère d'une part, que les couches atmosphériques situées au dessus du cirrus ($Z_s \geq 9km$) sont à très basses températures et très raréfiées en molécules d'eau, leur émissivité est pratiquement due, dans la zone spectrale $8 - 14\mu m$, à la présence de l'ozone et en première approximation, nous négligeons le terme en $L_\lambda(Z_s)$.

D'autre part, si nous sommes en présence d'un cirrus peu épais (500 mètres au maximum avec par conséquent, des variations de températures qui restent faibles dans le nuage), le terme $\tau_\lambda(Z_b, z)$ de l'intégrale est assimilé à l'unité et la fonction de Planck B_λ , déterminée pour la température moyenne du nuage \bar{T} , peut sortir de l'intégrale.

Nous obtenons alors:

$$L_\lambda^{cirrus} - L_\lambda^{clair} \simeq \tau_\lambda(0, Z_b) B_\lambda \left\{ \bar{T} \right\} \epsilon_\lambda^*, \quad (16)$$

relation qui, intégrée sur la fonction filtre du radiomètre, est utilisée entre autre par Platt (1973), (1979), Platt et Dilley (1979), pour la détermination de l'émissivité effective des cirrus.

La détermination de ϵ^* selon Platt sous estime l'émissivité effective au sol ϵ^{eff} . En effet, si l'on suppose typiquement un cirrus dont la base est située à l'altitude $Z_b = 10km$ avec une émissivité effective au sol ϵ^{eff} égale à 0.20, l'émissivité ϵ^* obtenue selon Platt vaut 0.15. Pour des valeurs de ϵ^{eff} égales à 0.10 et 0.05, les valeurs obtenues selon Platt sont respectivement égales à 0.08 et 0.04.

D - Présentation des résultats des mesures.

Les cas les plus intéressants, présence de cirrus et présence de trainées de condensation laissées par les avions ('contrails'), sont reportés dans le tableau V ci-dessous:

	Date	Heures de passage T.U.	Altitude moyenne (km)	Observations
Cas 1	21/09/1989	9:00-10:00	10	Ciel laiteux
Cas 2	28/09/1989	9:00-9:45	11.5	Passages de cumulus
Cas 3	02/10/1989	9:00-12:00	11	Passages de cumulus
Cas 4	03/10/1989	12:45-13:45	11	Cirrus et 'contrails'
Cas 5	05/10/1989	8:30-11:00	11.5	Cirrus homogènes et 'contrails'
Cas 6	05/10/1989	11:00-11:30	11.5	'Contrails'
Cas 7	05/10/1989	13:30-15:00	11.5	'Contrails'
Cas 8	15/10/1989	13:15-14:15	11.5	Cirrus et 'contrails'
Cas 9	18/10/1989	10:15-16:30	9	'Contrails' et voile de cirrus

Tableau V: Présentation des mesures effectuées à l'aide du radiomètre infrarouge 'Barnes PRT5'.

Les émissivités effectives des cirrus correspondant à ces cas sont calculées en fonction du temps avec l'aide des données aérologiques et des indications d'altitude des nuages données par le lidar. Celles-ci sont présentées sur les figures 21(1-2-3-4-5-6-7-8-9).

Par exemple, le cas du 18 octobre (figure 21-9) montre successivement des émissivités dûes:

- à des 'contrails' caractérisés par des pics de faible étendue (entre 10:15 et 11:15 T. U.).
- à un voile étendu et assez homogène de cirrus comprenant la tranche horaire correspondant au cas 'Cirrus 1' étudié avec l'auréolemètre (entre 12:30 et 13:00 T.U.).
- à des cirrus inhomogènes caractérisés par une grande variabilité des émissivités (après 14:30 T.U.).

Remarque Pour évaluer les émissivités effectives, dans certains cas et plus particulièrement le 18 octobre, seule la méthode de Platt est utilisable:

(1) En effet, le 18 octobre, la variation temporelle du coefficient de rétrodiffusion dans le nuage n'est pas disponible.

(2) L'information donnée par le lidar est quasi ponctuelle: à 10 km d'altitude le diamètre du spot du lidar est de 10 mètres tandis qu'une zone de 350 mètre de diamètre est concernée par le radiomètre. Donc, si le nuage est peu étendu, comme c'est le cas par exemple pour les contrails, il n'existe pas de relation entre le coefficient de rétrodiffusion $B^{sca}(\pi, z)$ et la luminance infrarouge descendante.

2.4.2 Le lidar L. M. D. - E. D. F. à 1.06 μm .

A - Rétrodiffusion lidar.

Le lidar, dont l'axe optique est dirigé vers le zénith, opère à la longueur d'onde $\lambda = 1.06 \mu m$. Il est mis en oeuvre par une équipe du Laboratoire de Météorologie Dynamique et fonctionne en simultanéité avec le radiomètre infra-rouge. Outre l'altitude et l'épaisseur du cirrus, le traitement du signal lidar permet d'obtenir le coefficient de rétrodiffusion intégré $\gamma_{1.06}(\pi)$. La figure 22 représente les variations en fonction de l'heure T. U. du coefficient de rétrodiffusion lidar mesuré le 18 octobre 89, chacun des points correspondant à une intégration temporelle de 40 secondes.

Pour un nuage situé entre les altitudes Z_b et Z_s , ce coefficient s'écrit:

$$\gamma_{1.06}(\pi) = \int_{Z_b}^{Z_t} B_{1.06}^{sca}(\pi, z) dz, \quad (17)$$

où $B_{1.06}^{sca}(\pi, z)$ représente le coefficient de rétrodiffusion du nuage à l'altitude z . Si l'on considère une distribution granulométrique $n(r, z)$ de cristaux de glace, à l'altitude z , dans l'hypothèse de diffusion primaire, nous obtenons:

$$B_{1.06}^{sca}(\pi, z) = \frac{1}{4\pi} \int_0^{\infty} C_{1.06}^{sca}(r, z) \mathcal{P}_{1.06}(\pi, r, z) n(r, z) dr, \quad (18)$$

où $C_{1.06}^{sca}(r, z)$ et $\mathcal{P}_{1.06}(\pi, r, z)$ représentent successivement la section efficace de diffusion et la fonction de diffusion pour une particule située dans le nuage à l'altitude z .

Si nous introduisons une fonction de diffusion effective:

$$\mathcal{P}_{1.06}^{eff}(\pi, z) = \frac{\int_0^{\infty} C_{1.06}^{sca}(r, z) \mathcal{P}_{1.06}(\pi, r, z) n(r, z) dr}{\int_0^{\infty} C_{1.06}^{sca}(r, z) n(r, z) dr}, \quad (19)$$

et le coefficient de diffusion:

$$\sigma_{1.06}^{sca}(z) = \int_0^{\infty} C_{1.06}^{sca}(r, z) n(r, z) dr, \quad (20)$$

nous obtenons le coefficient de rétrodiffusion à l'altitude z sous la forme:

$$B_{1.06}^{sca}(\pi, z) = \frac{1}{4\pi} \sigma_{1.06}^{sca}(z) \mathcal{P}_{1.06}^{eff}(\pi, z). \quad (21)$$

L'hypothèse supplémentaire d'homogénéité verticale dans le nuage permet d'aboutir finalement à l'expression suivante du coefficient de rétrodiffusion intégré où $\delta_{1.06}^{sca}$ représente l'épaisseur optique de diffusion du nuage à $1.06\mu m$:

$$\gamma_{1.06}(\pi) = \frac{1}{4\pi} \mathcal{P}_{1.06}^{eff}(\pi) \delta_{1.06}^{sca}. \quad (22)$$

B - Relation entre les paramètres optiques déduits des mesures lidar (1.06 μm) et radiométriques (8-14 μm).

Afin d'établir une relation entre les épaisseurs optiques à 11 μm et à 1.06 μm , nous avons testé le modèle de cirrus obtenu à l'aide de l'auréolemètre, c'est à dire composé de particules de glace en forme de plaquettes hexagonales orientées aléatoirement dans l'espace et dont le rapport des dimensions est $R/L = 125/15\mu m$. En utilisant les indices complexes de la glace donnés par Warren (1984), soit $\tilde{m}_{11} = (1.0925 ; -0.248)$ et $\tilde{m}_{1.06} = (1.3005 ; -1.96 \cdot 10^{-6})$, nous avons évalué les sections efficaces de diffusion C^{sca} et d'extinction C^{ext} à ces deux longueurs d'onde. Les résultats sont présentés dans le tableau VI où nous avons également fait figurer l'albedo de diffusion simple ω_0 et le facteur d'assymétrie g .

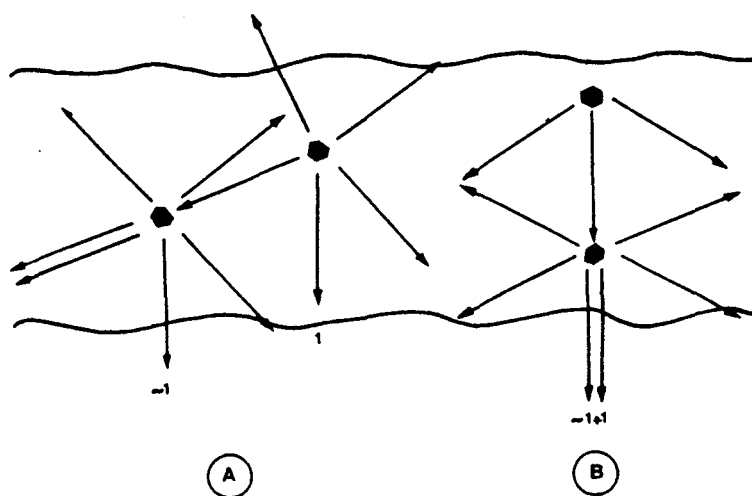
Ces résultats montrent que:

- A la longueur d'onde $\lambda = 1.06\mu m$, le cirrus est pratiquement conservatif et l'épaisseur optique du nuage est exclusivement due à la diffusion: $\delta_{1.06}^{ext} = \delta_{1.06}^{sca}$.
- Le rapport ζ des épaisseurs optiques de diffusion à 1.06 μm et d'absorption à 11 μm est égal à 2.23.

R/L (μm)	Longueur d'onde (μm)	$C^{ext}(\mu m^2)$	$C^{sca}(\mu m^2)$	ω_0	g	ζ
125/15	1.06	46220	46220	0.9999	0.9507	2.23
	11	46220	25498	0.5516	0.9216	

Tableau VI: Paramètres optiques à 1.06 μm et à 11 μm pour le modèle de cirrus composé de plaquettes cristallines de glace arbitrairement orientées dans l'espace, avec comme rapport des dimensions: $R/L = 125/15\mu m$.

• La fonction de diffusion d'une grosse particule cristalline présente, à 11 μm , une très forte pointe avant, si bien que pour un cirrus d'épaisseur optique faible où la diffusion primaire est prépondérante, le rayonnement isotrope émis par une particule n'est pratiquement pas redistribué lorsqu'il rencontre une autre particule, de ce fait l'influence de la diffusion est petite. Ce phénomène est schématisé figure ci-dessous.



En d'autres termes, l'influence de la diffusion est faible quand l'albedo de diffusion simple ω_0 est petit ou bien quand la fonction de diffusion ne redistribue pas le rayonnement, c'est à dire qu'elle présente un pic de diffusion avant très prononcé, amenant le facteur d'assymétrie g à une valeur proche de 1. Ce sont ces conditions que l'on rencontre ici et qui nous permettent d'écrire, en première approximation, que la mesure de l'épaisseur optique effective infrarouge du cirrus δ_{11}^{eff} déterminée d'après son émissivité effective ϵ^{eff} obtenue à partir des observations radiométriques, s'obtient par la relation:

$$\delta_{11}^{eff} = -\ln(1 - \epsilon^{eff}),$$

• En fait, le phénomène de diffusion dans le nuage entraine que l'épaisseur optique d'absorption δ_{11}^{abs} soit sensiblement différente de l'épaisseur optique effective δ_{11}^{eff} . Nous écrirons donc:

$$\delta_{11}^{abs} = \eta \delta_{11}^{eff}. \quad (23)$$

• Toutes ces considérations permettent alors d'écrire, le coefficient de rétrodiffusion intégré sous la forme:

$$\gamma_{1.06}(\pi) = \frac{\zeta \eta}{4\pi} \mathcal{P}_{1.06}^{eff}(\pi) \delta_{11}^{eff}. \quad (24)$$

Afin d'estimer le coefficient η à $11\mu m$, ainsi que produit $\eta\zeta$, nous testons le modèle

de cirrus précédemment décrit dans le tableau VI. Nous considérons le système cirrus-atmosphère-sol. A $11\mu m$, l'atmosphère est considérée non diffusante. Pour le cas nous concernant, nous avons pris:

- un cirrus à la température moyenne typique de $231K$,
- avec pour épaisseur optique d'extinction, une valeur sensiblement égale à 0.2 ,
- un sol à la température radiative de $289K$. La présence de l'atmosphère à cette longueur d'onde abaisse cette température radiative au niveau du cirrus à $287.2K$.

Les résultats des simulations, résumés dans le Tableau VII, sont obtenus à l'aide d'un calcul utilisant les Ordres Successifs de Diffusion (Van de Hulst, 1980):

$R/L (\mu m)$	δ_{IR}^{obs}	δ_{IR}^{eff}	η	$\zeta\eta$
125/15	0.1054	0.1083	0.9728	2.16

Tableau VII: Evaluation du rapport $\zeta\eta$ entre l'épaisseur optique de diffusion à $1.06\mu m$ et l'épaisseur optique effective à $11\mu m$.

Nous avons donc retenu ¹:

$$\zeta\eta = 2,16.$$

Ainsi, les mesures lidar de $\gamma_{1.06}(\pi)$ et radiométriques de δ_{11}^{eff} nous permettent, en prenant en compte les hypothèses d'homogénéité verticale dans un nuage de faible épaisseur optique composé de grosses particules cristallines, de donner une évaluation de la valeur de la fonction de diffusion effective pour $\Theta = 180^\circ$, soit: $\mathcal{P}_{1.06}^{eff}(\pi)$. Nous avons reporté sur la figure 23, les valeurs de

$$\text{Log}_{10}\mathcal{P}_{1.06}^{eff}(\pi) = \text{Log}_{10}\left\{\frac{4\pi\gamma_{1.06}(\pi)}{\zeta\eta\delta_{11}^{eff}}\right\}$$

ainsi obtenues en fonction de l'heure T. U. La moyenne spatio-temporelle entre 12 heures et 16 heures 30 T. U. ainsi que l'incertitude sur cette détermination sont également reportés. Nous avons respectivement $\overline{\mathcal{P}}_{1.06}^{eff}(\pi) = 0.053$ et $S[\mathcal{P}_{1.06}^{eff}(\pi)] = 0.018$. Cette dernière valeur est obtenue d'après la loi de Student pour un intervalle de confiance de 95%.

¹Le rapport entre les épaisseurs optiques visible (à $1.06\mu m$) et infrarouge (entre 8 et $12\mu m$) a été estimé à 2 grâce au lidar ALEX-F et au radiomètre PRT5 embarqués sur Dornier 228 lors du vol du 13 octobre 1989 (Gayet et al, 1990).

2.4.3 Résultats obtenus.

Nous avons porté sur la figure 17b ainsi que sur la figure 18, les résultats obtenus en rétrodiffusion à l'aide du couple lidar - radiomètre, soit $\overline{\mathcal{P}}_{1.06}^{eff}(\pi) \pm S[\mathcal{P}_{1.06}^{eff}(\pi)]$. Ces résultats bien qu'exprimés à $\lambda = 1.06\mu m$, restent compatibles avec les précédents, exprimés à $0.85\mu m$, car les indices complexes de la glace, très semblables à ces deux longueurs d'onde, comportent de plus une partie imaginaire très petite ($\tilde{m}_{1.06} = 1.3005 ; 1.96E-06$ et $\tilde{m}_{0.85} = 1.3040 ; 1.83E-07$). Le seul effet restant dépendant de la longueur d'onde est l'effet de diffraction en diffusion avant (Chapitre 3). Nous obtenons alors: $\overline{\mathcal{P}}_{1.06}(\pi) \simeq \overline{\mathcal{P}}_{0.85}(\pi)$.

Cet ensemble de résultats cohérents confirme le fait que les particules de glace qui composent le nuage ne peuvent être ni sphériques, ni cylindriques, car la fonction de diffusion pour ces deux variétés de nuage ne peut en aucun cas être compatible avec les mesures en diffusion avant et en rétrodiffusion. Par contre, cette valeur de $\overline{\mathcal{P}}_{1.06}^{eff}(\pi)$ est tout à fait compatible, aux incertitudes de mesure près, avec les résultats déduits des mesures en diffusion lorsqu'il s'agit d'un nuage formé de cristaux de glace dont la structure moyenne est prismatique avec une section hexagonale de dimensions $R/L = 125/15\mu m$ et dont l'orientation est aléatoire dans l'espace.

3 OBSERVATIONS SATELLITAIRES

Pour la situation du 18 octobre, nous avons bénéficié d'un passage du satellite NOAA11 au dessus de la zone de Nordholz vers 12:25 G.M.T. La carte présentée sur la figure 24 montre l'image en réflectance construite à partir du canal 2 à $0.85\mu m$ du radiomètre AVHRR porté par ce satellite. La croix indique la position de la station sol et la surface rectangulaire représente le domaine utilisé pour l'intercomparaison. Elle couvre un domaine d'environ $50km$ sur $200km$.

Ainsi que nous l'avons montré au Chapitre II, l'utilisation de la différence de température de brillance (*BTD*) entre les canaux 4, centré à $10.78\mu m$ ($10.4 - 11.5\mu m$) et 5, centré à $11.93\mu m$ ($11.5 - 12.5\mu m$) du radiomètre AVHRR permet d'accéder à certaines propriétés microphysiques d'un cirrus semi transparent.

Notons que la résolution spatiale pour ces canaux est de $(1.1 \times 1.1) km$.

Pour l'aire précédemment définie, la figure 25 présente la différence de température de brillance observée $T_4 - T_5$ en fonction de T_4 : 90% des pixels appartenant à cette aire se retrouvent à l'intérieur de l'isoligne 0.9. Les valeurs théoriques représentées par des carrés sont obtenues à l'aide de la méthode des harmoniques sphériques pour les plaquettes hexagonales orientées arbitrairement dans l'espace, dont nous avons déterminé les dimensions par télédétection au sol ce même jour au même moment. Nous observons que ces cristaux, de dimension $R/L = 125/15\mu m$, permettent une excellente restitution de l'observation satellitaire.

Plusieurs remarques s'imposent:

- Nous avons effectué les calculs des paramètres de diffusion, aux longueurs d'onde appartenant à l'infrarouge thermique ($\sim 10\mu m$), pour des cristaux pour lesquels le rayon effectif des sphères équivalentes en volume est $R_e = 52.5\mu m$. Le paramètre de Mie étant alors égal à 27, nous ne sommes plus dans l'approximation de l'optique géométrique. Or, pour les canaux 4 et 5, les indices d'extinction de la glace sont très élevés, respectivement 0.177 et 0.410. Liou et Hansen (1971) ont effectué des comparaisons entre les résultats donnés par la théorie de Mie et la technique du lancer de rayons toutes deux appliquées à des particules sphériques: Un accroissement de la valeur de l'indice d'extinction du milieu, provoque, dans la technique du lancer de rayons, un accroissement de la composante 'réflexions externes' par rapport à la composante 'réfractions', ce qui conduit à une amélioration de la précision de cette technique, même pour un paramètre de Mie donné relativement faible (~ 25), les résultats de la théorie de Mie servant de référence. Or, considérant ici, non plus des sphères mais des cristaux hexagonaux avec des indices d'extinction très élevés, nous faisons l'hypothèse que l'application de la technique du lancer de rayons est encore justifiée.

- La courbe théorique obtenue à partir des particules sphériques de volume équivalent à ces cristaux, c'est à dire de rayon effectif égal à $52.5\mu m$, représentée en très gros points sur cette figure, ne permet pas de simuler l'observation. L'accord est obtenu avec des sphères plus petites de rayon effectif égal à $27\mu m$. Cette remarque est tout à fait en accord avec Akerman et al (1990) qui conclue que les rayons effectifs déduits des mesures radiométriques sont, de manière générale plus petits que les résultats des mesures granulométriques effectuées in situ. Ceci prouve que la forme des particules du nuage cristallin a une importance primordiale dans l'interprétation de ce type d'observations.

- Un ordre de grandeur de la sensibilité à la dimension des cristaux est montré sur la figure 26. L'écart de *BTD* entre des cristaux de dimensions $R/L = 125/15\mu m$ et des cristaux de dimensions doublées, c'est à dire $R/L = 250/30\mu m$ est significatif, ce qui nous permet de conclure à une détermination des dimensions réelles des cristaux de glace du nuage.

- Une autre remarque concerne la forme de l'isoligne externe sur la figure 25. Celle-ci contient les derniers 10% pixels de la scène. Il apparaît très nettement un deuxième régime d'orientation générale des pixels qui ne peut s'expliquer que par des particules sphériques équivalentes de rayon $r_e = 4.5\mu m$. D'autre part, ces pixels appartiennent, sur l'image en *BTD* de la figure 27, à la traînée rectiligne induite par les réacteurs d'avion qui est donc formée de particules beaucoup plus petites que le cirrus semi transparent environnant.

4 OBSERVATIONS AEROPORTEES.

La détermination de l'ordre de grandeur des dimensions effectives des cristaux de glace peut également être accessible à l'aide de mesures annexes. En effet, la section efficace de diffusion moyenne pour une particule, dans la mesure où l'on reste dans l'hypothèse d'homogénéité du nuage, s'exprime par la relation suivante:

$$\overline{C}_{0.85}^{sca} = \frac{\delta_{0.85}^{sca}}{\overline{N}h}, \quad (25)$$

où $\delta_{0.85}^{sca}$ et h sont respectivement les épaisseurs optique et géométrique du nuage et \overline{N} la concentration moyenne des particules. Les inhomogénéités spatiales sont très importantes et \overline{N} correspond à une moyenne spatiale sur l'espace sondé. Une détermination directe de la concentration \overline{N} concernant le cirrus du 18/10 au dessus de Nordholz n'est pas possible, des mesures in situ n'ayant pas eu lieu ce jour, au dessus de la station. Par contre, il est possible d'avoir un ordre de grandeur réaliste des concentrations totales instantanées N_i rencontrées pour d'autres nuages de glace semi-transparents étudiés in situ durant l'expérience ICE. La figure 28a présente des enregistrements fournis par J. F. Gayet (1989), qui sont issus de différentes traversées de cirrus effectués par l'avion Merlin. Sur ces enregistrements figurent la concentration totale de particules de glace et la concentration de particules de dimension moyenne supérieure à $50\mu m$. Pour les trois traversées présentées l'hétérogénéité spatiale de la concentration est bien évidente, nous rencontrons des concentrations extrêmement variables allant de quelques unités à plusieurs dizaines de particules par litre. Les mesures sol, qui intègrent une grande partie du nuage, doivent nécessairement prendre en compte des concentrations moyennées et une valeur $\overline{N} \simeq 4 \sim 6 \text{ litre}^{-1}$ semble donc tout à fait réaliste. Avec une épaisseur optique $\delta_{0.85}^{sca}$ de l'ordre de 0.1 obtenue par mesure actinométrique et une épaisseur géométrique moyenne $h \simeq 500m$ donnée par les indications du lidar (figure 28b), nous obtenons, d'après la relation (24), une section efficace de diffusion moyenne par particule:

$$\overline{C}_{0.85}^{sca} = 35\,000 \sim 50\,000 \mu m^2. \quad (26)$$

Compte tenu des incertitudes, cette section efficace de diffusion est compatible avec celle déduite par calcul via les dimensions R/L déterminées par télédétection au sol. Cette évaluation très grossière correspond à un contenu moyen de glace $IWC_1 \simeq 3.10^{-3} g.m^{-3}$.

De façon générale, le tableau VIII ci-dessous résume divers résultats d'observations in situ concernant la composition et la structure des cirrus obtenus par différents auteurs.

Auteur	Type de Nuages	Composition
Weickmann, 1945, 1947	Cirrostratus Cirrocumulus	Colonnes $L \simeq 100 - 300\mu m$ $IWC \simeq 0.01g.m^{-3}$
Heymsfield et Knollenberg, 1972	Cirrus uncinus Cirrostratus	Rosettes, Colonnes (75%), Plaquettes (25%) $L \simeq 600 - 1000\mu m$ $IWC \simeq 0.15 - 0.25g.m^{-3}$
Hobbs et al, 1975	Cirrus, Cirrostratus 6 - 7km	Colonnes, Plaquettes $L \simeq 100 - 700\mu m$ $IWC \simeq 0.01 - 0.1g.m^{-3}$
Heymsfield, 1975a, b, c	Cirrus uncinus Cirrostratus	Rosettes, Colonnes, Plaquettes $L \simeq 20 - 2000\mu m$ $IWC \simeq 0.15 - 3.0g.m^{-3}$ $L \simeq 20 - 500\mu m$ $IWC \simeq 0.01 - 0.15g.m^{-3}$
Heymsfield, 1977	Nuage de glace stratiforme	Rosettes, Colonnes, Plaquettes épaisses $L \simeq 300 - 600\mu m$ $IWC \simeq 0.001 - 1g.m^{-3}$
Varley et al, 1980	Fins cirrus, cirrostratus 8 - 9km	Rosettes, Colonnes, Plaquettes $L \simeq 20 - 2000\mu m$ $IWC \simeq 0.001 - 0.05g.m^{-3}$

Tableau VIII: Caractérisation des cirrus au moyen d'observations in situ.

Du point de vue du bilan radiatif, le contenu en glace est un facteur déterminant aussi, les observations de Heymsfield (1977) l'on amené à corrélérer la taille moyenne des particules, la température et le contenu en glace. Heymsfield et Platt (1984) en ont déduit une paramétrisation de IWC en fonction de la température T et de la dimension maximum des particules et ce, entre $-20^{\circ}C$ et $-60^{\circ}C$. Puisque d'après ces auteurs, la température est un facteur qui joue un rôle prédominant dans la taille des particules, Liou (1986) déduit, d'après les données de Heymsfield et Platt (1984) (figure 29), une relation de moindres carrés entre les deux paramètres IWC et T , soit:

$$\ln(IWC) = -7.6 + 4 \exp \left\{ -0.2443 \cdot 10^{-3} (|T| - 20)^{2.455} \right\}, \quad |T| > 20. \quad (27)$$

où IWC est exprimé en $g.m^{-3}$ et T en degrés centigrades.

Une fois le niveau atmosphérique et donc la température définis, le contenu en glace d'un cirrus peut alors être approximativement évalué. Il serait intéressant de pouvoir confirmer ce genre de relation à l'aide des observations in situ effectuées durant d'autres campagnes.

Compte tenu de l'altitude moyenne de la couche de cirrus correspondant au cas 'Cirrus 1' donnée par les indications du lidar comme nous l'avons vu au Paragraphe 2.1.4 et des données aérologiques de la station de radiosondage la plus proche de Nordholz (Helgoland à 10:30 T.U., figure 30), nous obtenons à cette altitude, une température moyenne $T \simeq -42^{\circ}C$, ce qui, par application de la relation 27 donne $IWC_2 \simeq 5.9 \cdot 10^{-3} gm^{-3}$.

Ce contenu en glace est tout à fait comparable à l'évaluation IWC_1 , si l'on considère les diverses incertitudes apparues lors des évaluations in situ et par télédétection d'une part, et celles dues à la relation empirique d'autre part.

5 CONCLUSION

Durant la campagne ICE'89, nous avons mis au point une technique de télédétection qui a permis d'obtenir pour la première fois, une description des propriétés optiques et microphysiques des nuages semi-transparents de la haute troposphère. Cette technique a nécessité l'utilisation simultanée des différents moyens suivants:

- Un radiomètre étalonné hors atmosphère effectuant un suivi solaire. Il permet d'obtenir directement l'épaisseur optique du cirrus qui traverse le champ de cet appareil.

- Un auréolemètre effectuant des mesures de luminance à hauteur zénithale constante et dont la mesure de départ correspond à une visée directe du soleil. Il permet d'obtenir un diagramme de luminance de la couche de cirrus pour un angle zénithal donnée, jusqu'à un angle azimutal pouvant aller jusqu'à 50° par rapport au soleil.

Ce diagramme de luminance nous permet d'obtenir, la partie avant de la fonction de diffusion du nuage.

L'épaisseur optique du nuage nous est également donnée ici lors de la mesure du rayonnement direct.

- Un radiomètre infrarouge qui effectue des mesures de radiance zénithale dans la fenêtre atmosphérique. Celui-ci opère simultanément avec un lidar qui nous donne l'altitude, l'épaisseur géométrique et le coefficient de rétrodiffusion dans le cirrus. Les données aérologiques obtenues à l'aide de radiosondages complètent l'information donnée par ces deux capteurs pour nous permettre d'obtenir l'émissivité et la valeur de la fonction de diffusion à 180° du cirrus.

La différence d'ouverture entre le faisceau laser et l'optique du radiomètre (résolution respective: 10 mètres et 350 mètres à 10 km d'altitude) pose le problème de l'incohérence de ces deux paramètres que l'intégration temporelle permet de résoudre partiellement.

En plus de ces moyens, nous avons utilisé des modèles de calcul de diffusion de la lumière pour des cristaux de différentes formes telles des sphères, des cylindres et des prismes hexagonaux.

Les résultats donnés par ces modèles sont comparés aux résultats issus des différentes mesures en rétro et en prodiffusion, ce qui nous permet d'obtenir les caractéristiques microphysiques effectives d'un point de vue radiatif, des cristaux de glace qui composent le cirrus.

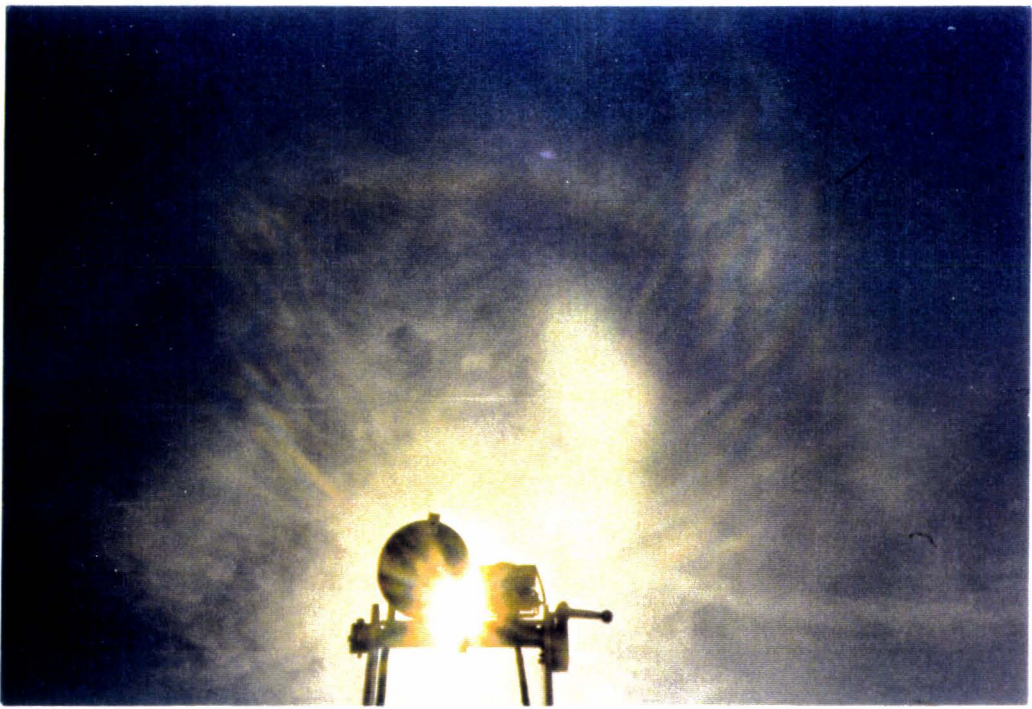
Il est à remarquer que le couple lidar-radiomètre infrarouge vise le zénith tandis que l'auréolemètre vise une zone centrée autour du soleil. Il y a donc non-coïncidence des zones nuageuses étudiées, mais compte tenu de la grande étendue du nuage, on peut considérer que les deux zones visées sont de même nature et nous considèrerons que les résultats obtenus à l'aide de l'auréolemètre en diffusion avant sont complémentaires à ceux obtenus avec le couple lidar-radiomètre en rétrodiffusion, ce qui nous donne une description globale du cirrus.

Du fait d'un manque de sensibilité avec la variable R/L , la mesure en rétrodiffusion ne permet d'accéder qu'à la nature, cristalline ou non, des particules nuageuses et non à l'information sur le rapport des dimensions de ces cristaux, cette information étant essentiellement fournie par le maximum secondaire de diffusion à 22° que l'on peut considérer comme une signature des cristaux de glace qui composent le cirrus.

• Nous avons bénéficié des observations satellitaires du radiomètre NOAA11-AVHRR. Les résultats obtenus par l'étude des températures de brillance dans les canaux 4 et 5, sont en excellent accord avec les résultats de l'inversion des mesures de télédétection effectuées au sol. Ces résultats confirment que la forme des particules a une importance primordiale dans l'interprétation des données satellitaires.

Nous obtenons un ensemble de données qui caractérisent le cirrus du point de vue radiatif. La faisabilité de cette technique de télédétection, associée au modèle de calcul de diffusion dans les cristaux de glace, semble concluante et rend envisageable son utilisation dans les prochaines campagnes d'étude des cirrus.

De plus, une amélioration de l'auréolemètre est en projet. Elle consiste à installer une barette de détecteurs au foyer d'un objectif grand angle, ce qui permettra de prendre un cliché instantané de la distribution du champ de rayonnement.



Photometer ETAL ($0.45\mu m$)

ar LMD-EDF ($1.06\mu m$)

Pyranometer ($0.3 - 2.8\mu m$)

Pyrgeometer ($4 - 40\mu m$)

Aureolemeter ($0.85\mu m$)

Barnes PRT5 ($8 - 14\mu m$)

PHOTOGRAPHIES 1:

Présentation de la station sol L.O.A.- L.M.D.

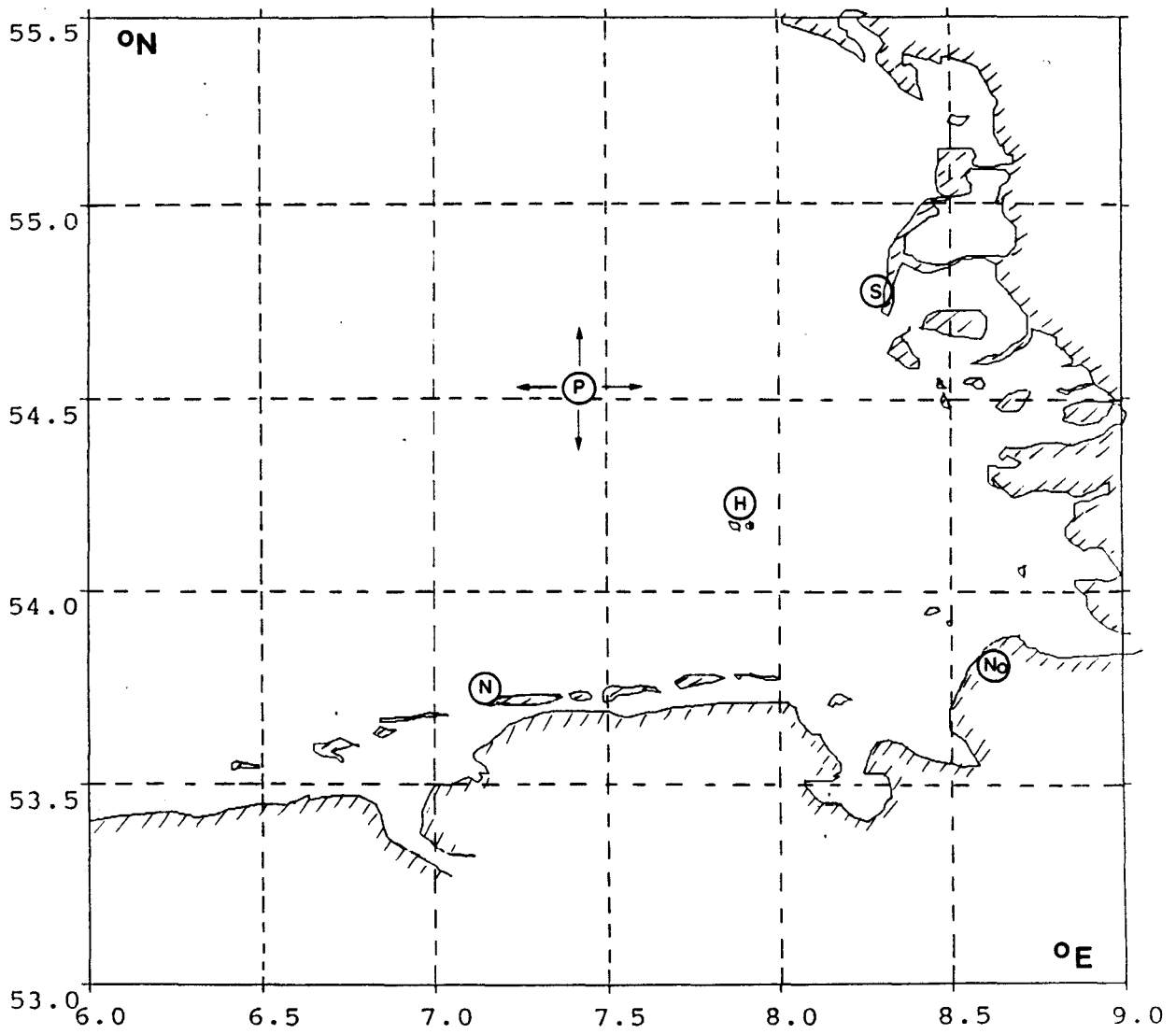
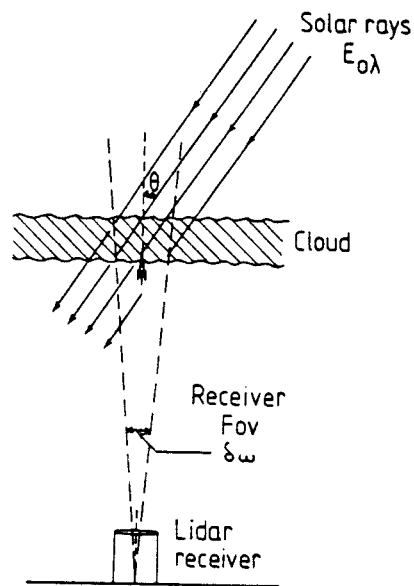


FIGURE 1: Emplacement des sites instrumentaux basés au sol durant l'expérience ICE89.



Geometry of the single scattering of solar rays by a cloud.

FIGURE 2a: Technique de Platt et Dilley utilisant le lidar.

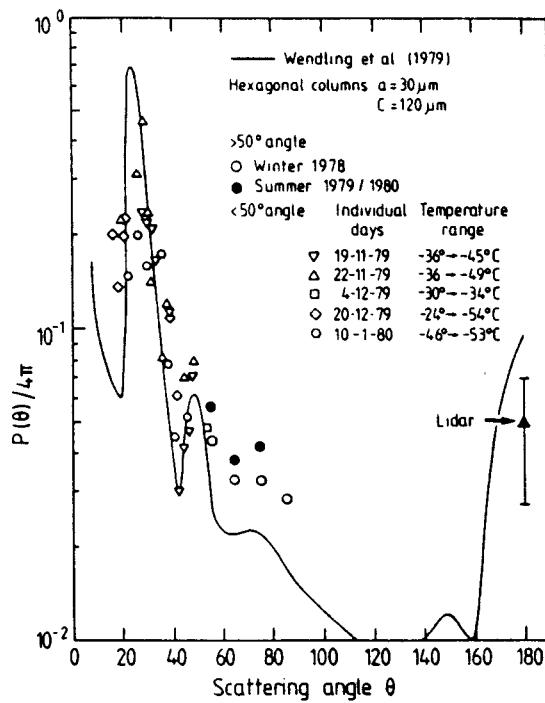


FIGURE 2b: Résultats obtenus à l'aide de cette technique.

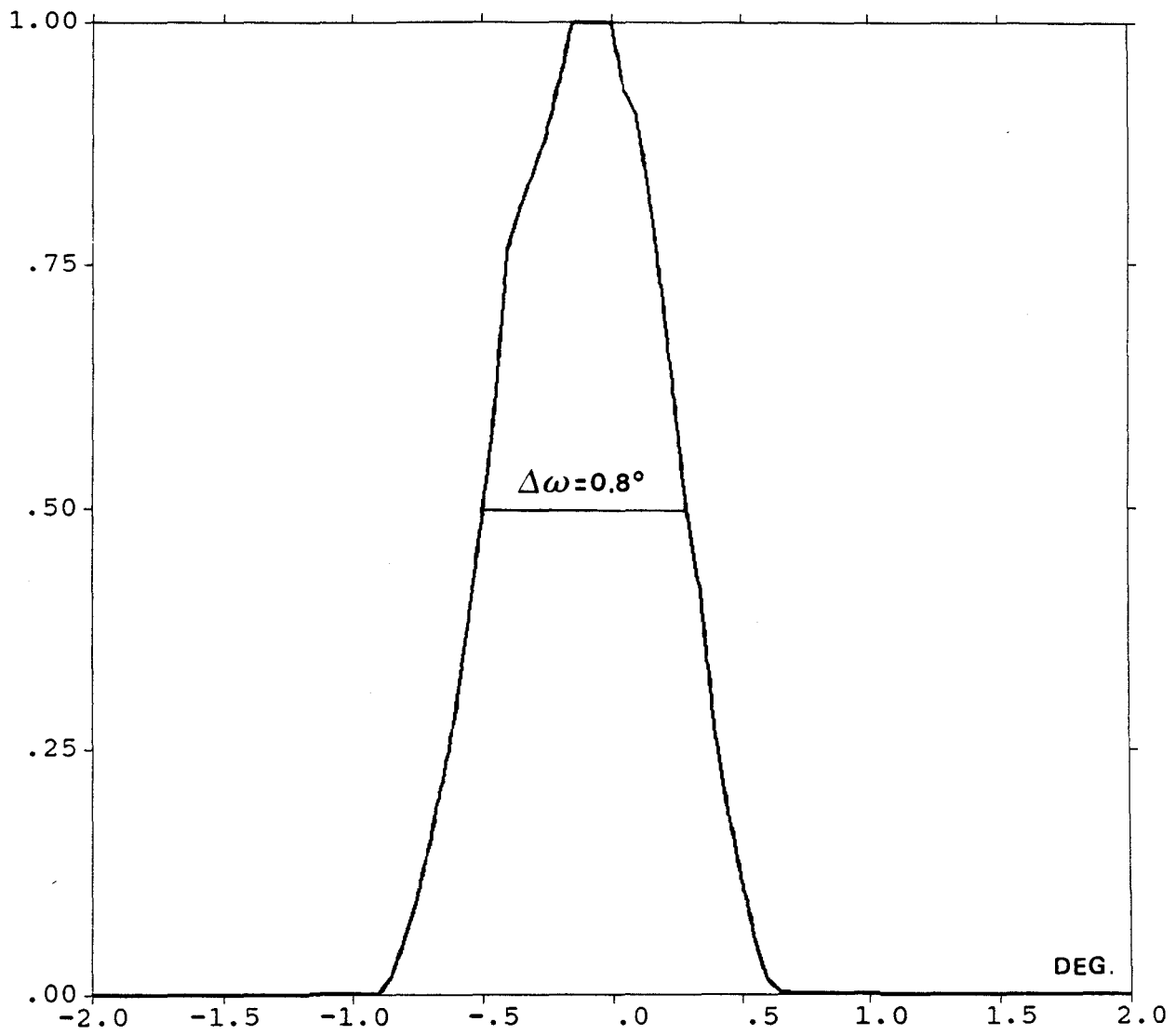


FIGURE 3: Ouverture angulaire de l'aurolemètre.

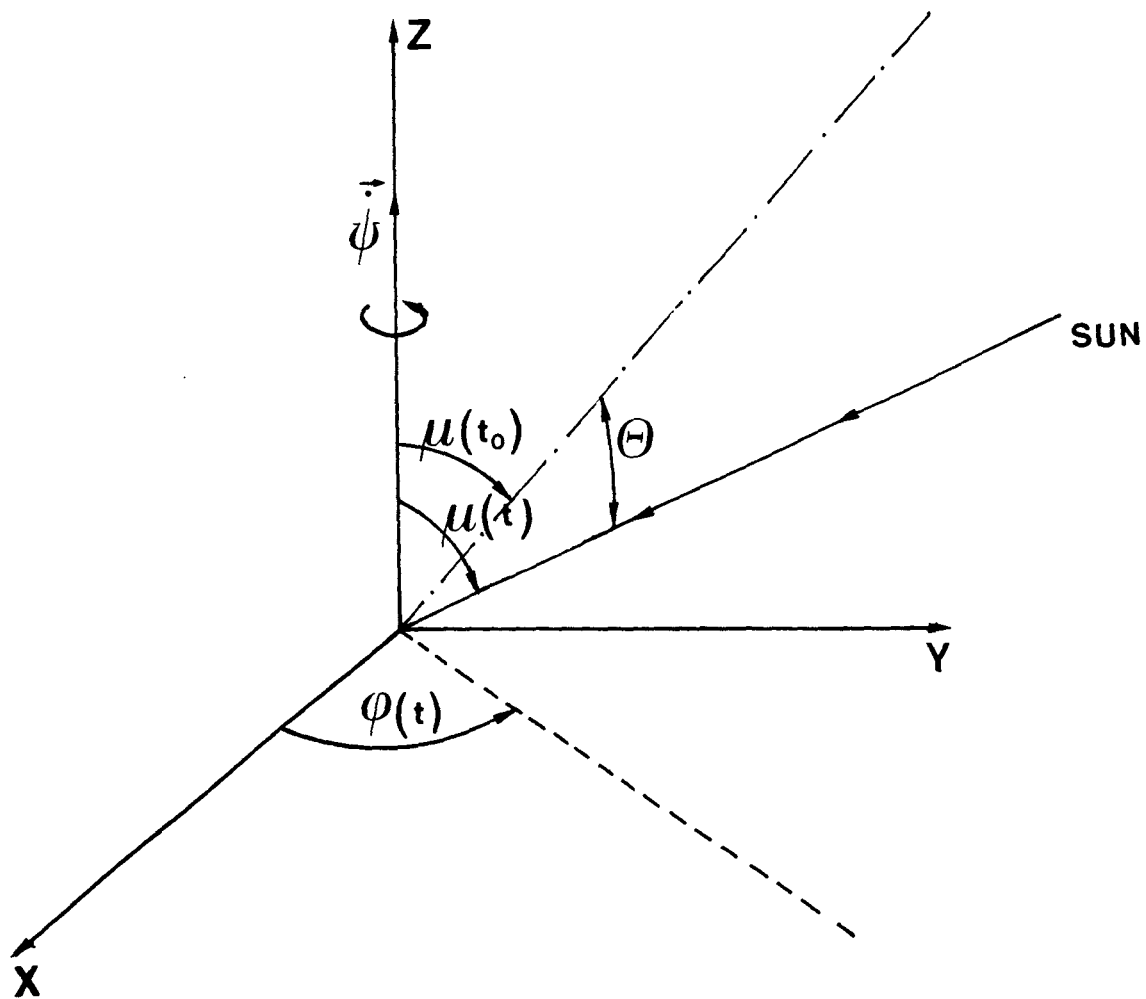


FIGURE 4: Géométrie de la mesure avec l'aurolemètre.

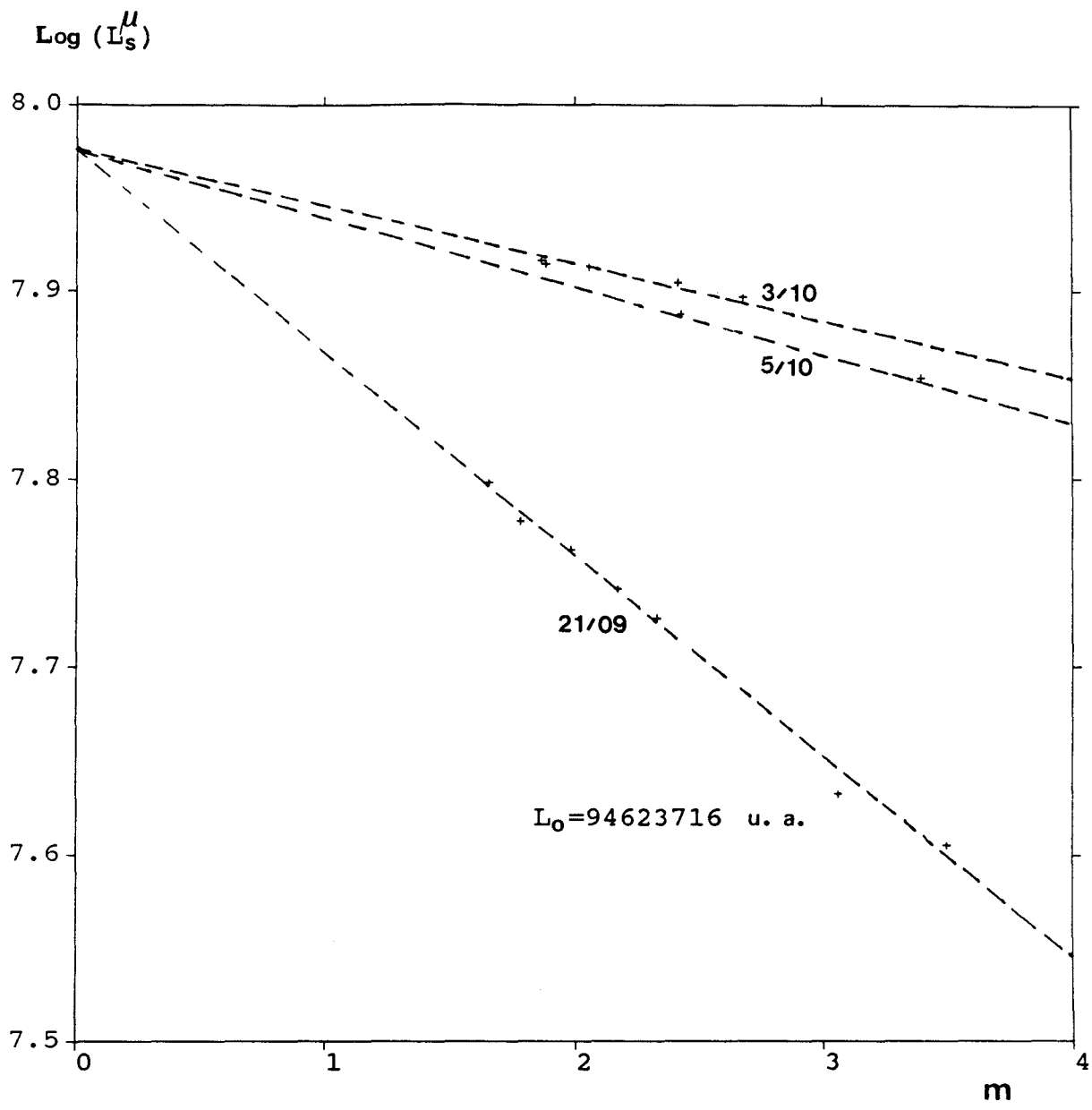


FIGURE 5: Détermination de l'intensité directe L_0 qui serait mesurée hors atmosphère par l'aurolemètre à l'aide de la méthode de Bouger-Langley.

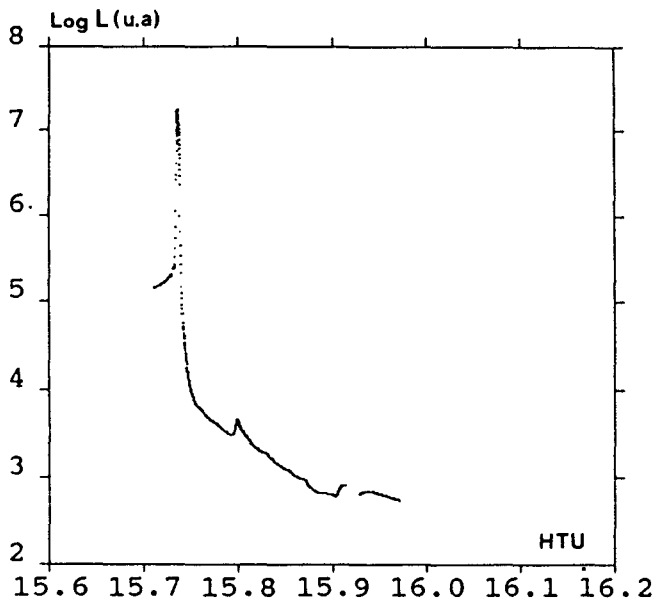


FIGURE 6a: Enregistrement du champ de radiance en fonction de l'heure T. U. sous le cirrus du 16/09/89 ramené à une hauteur solaire $\mu_r = 0.2823$.

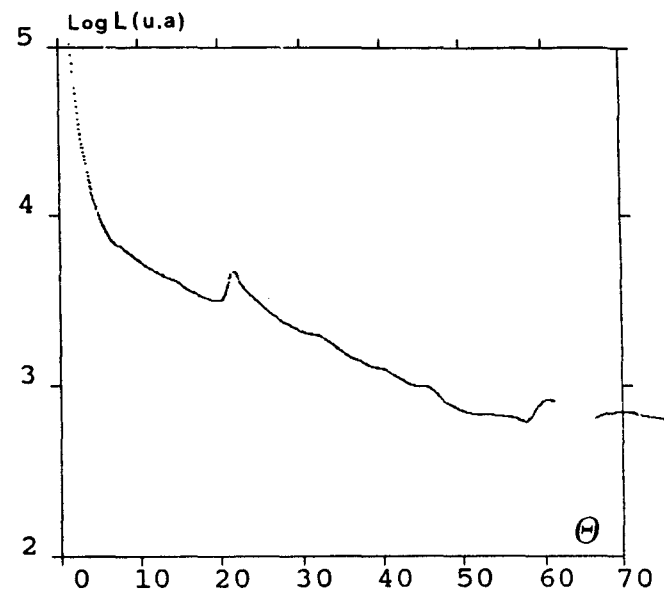


FIGURE 6b: Champ de radiance obtenu le 16/09/89 en fonction de l'angle de diffusion Θ .

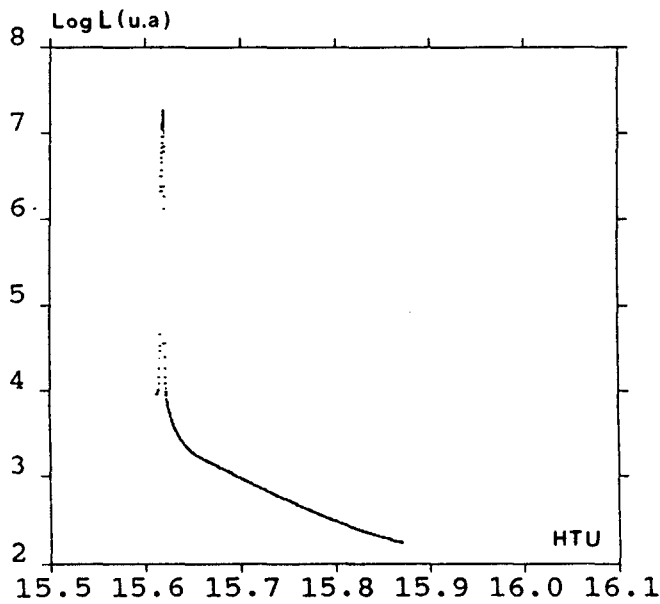


FIGURE 7a: Enregistrement du champ de radiance pour le ciel clair du 18/09/89 ramené à une hauteur solaire $\mu_r = 0.2823$.

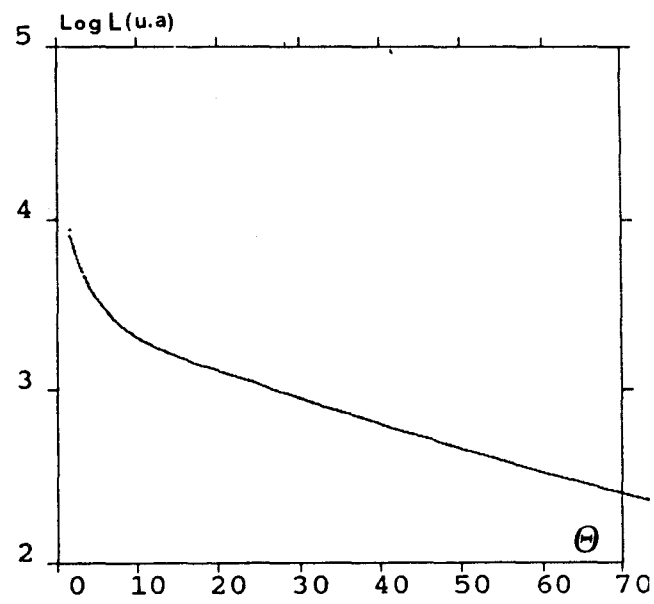


FIGURE 7b: Champ de radiance obtenu le 18/09/89 en fonction de l'angle de diffusion Θ .

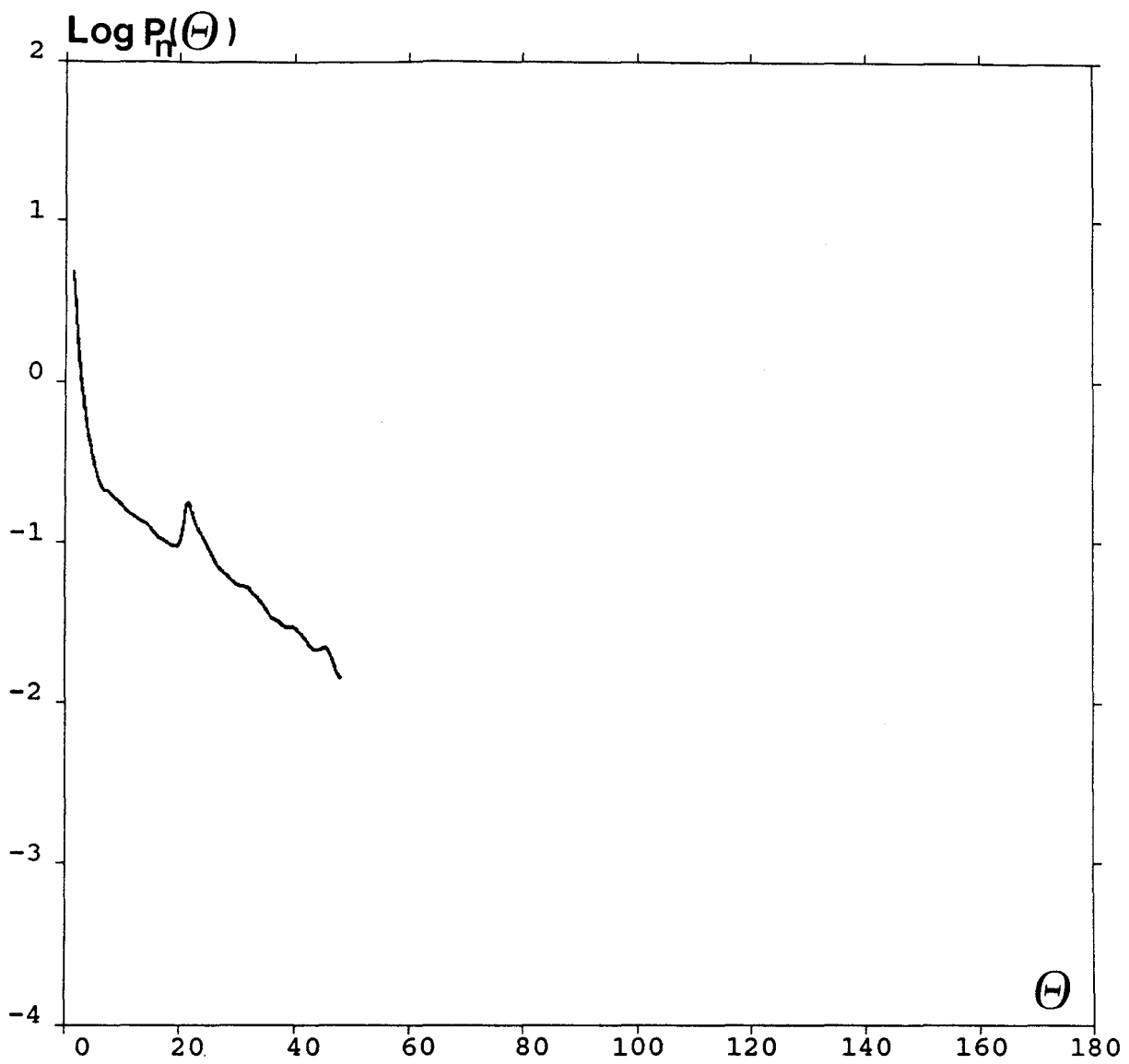


FIGURE 8: Allure de la fonction de diffusion $P_n(\Theta)$ pour la couche nuageuse du 16/09/89.

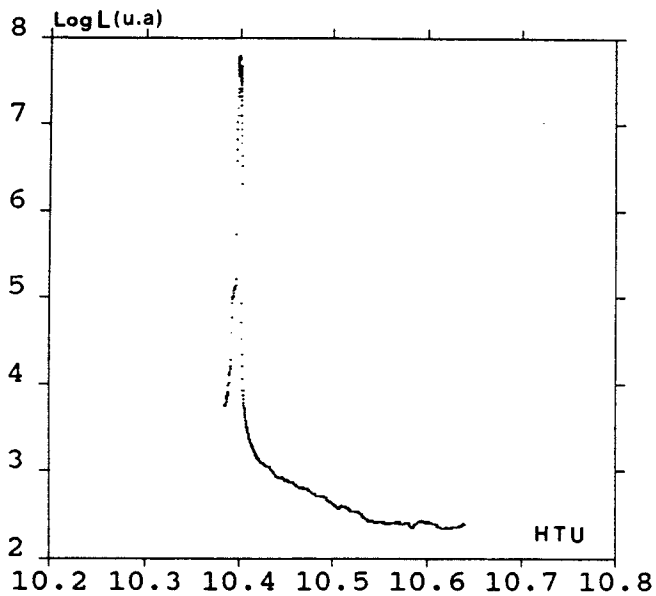


FIGURE 9a: Enregistrement du champ de radiance pour le ciel clair du 18/10/89 à 10:30 T. U. ramené à une hauteur solaire $\mu_r = 0.3986$.

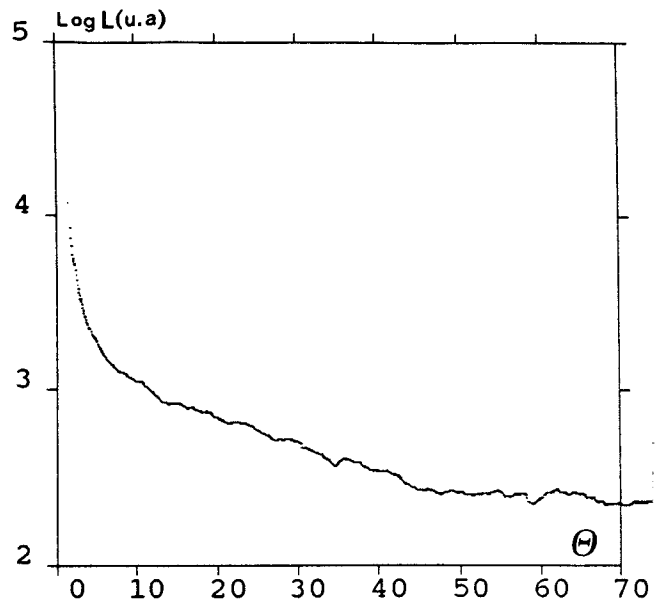


FIGURE 9b: Champ de radiance obtenu le 18/10/89 à 10:30 T. U. en fonction de l'angle de diffusion Θ .

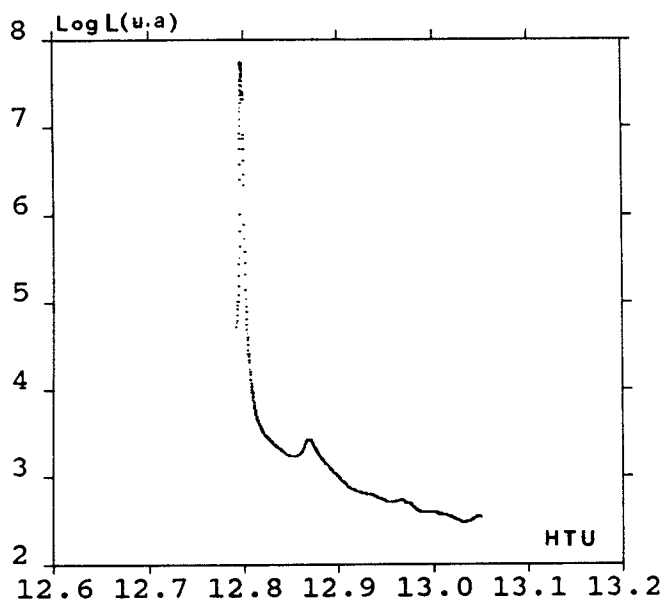


FIGURE 10a: Enregistrement du champ de radiance en fonction de l'heure T. U. sous le cirrus du 18/10/89 à 13:00 T.U. ramené à une hauteur solaire $\mu_r = 0.3986$.

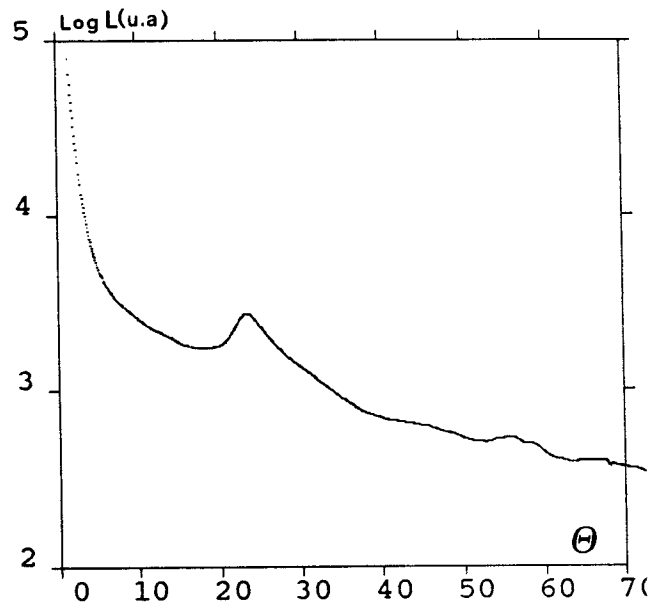


FIGURE 10b: Champ de radiance obtenu le 18/10/89 à 13:00 T. U. en fonction de l'angle de diffusion Θ .

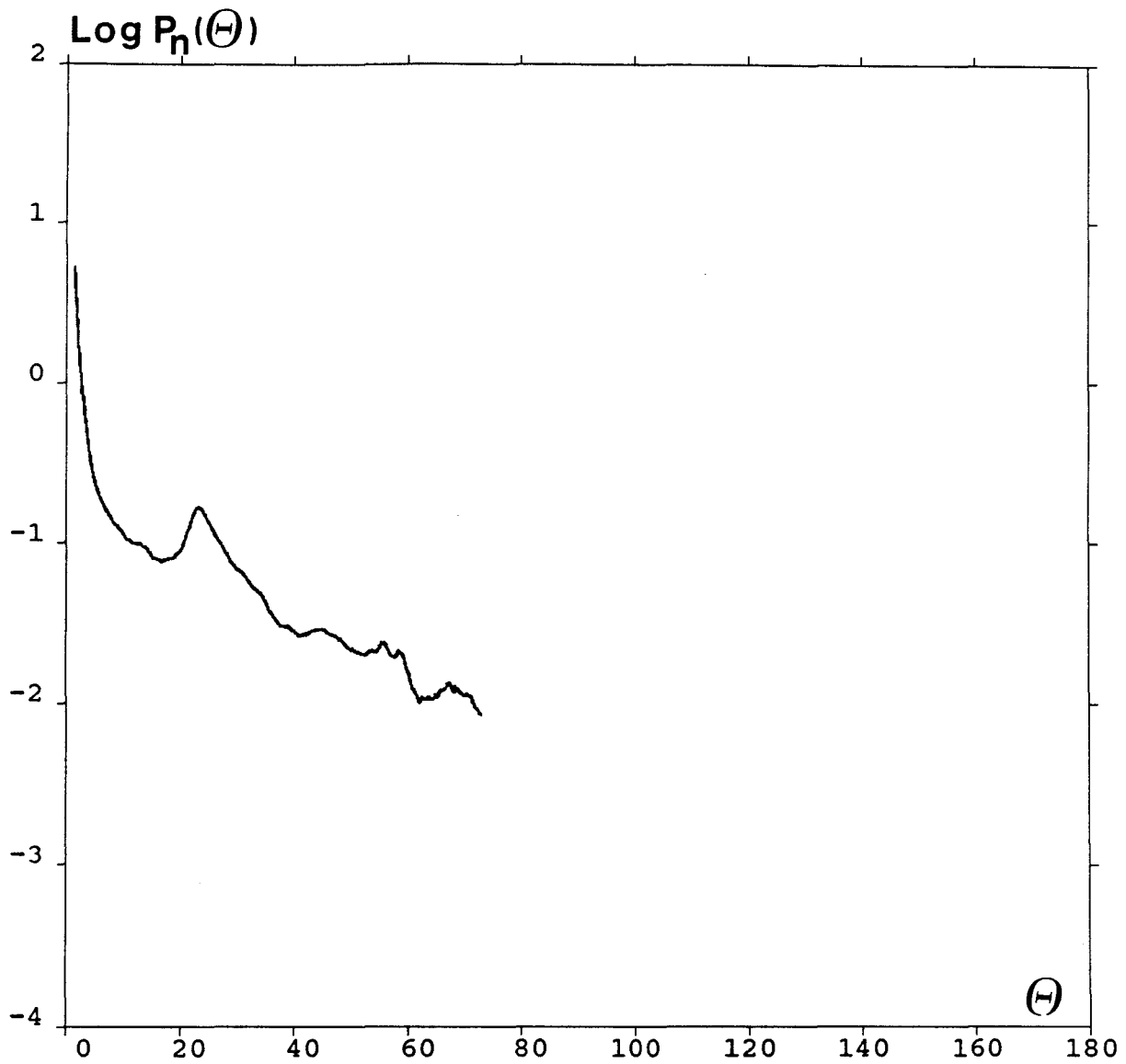


FIGURE 11: Allure de la fonction de diffusion $P_n(\Theta)$ pour la couche nuageuse du 18/10/89 à 13:00 T. U. Cas 'CIRRUS I'.

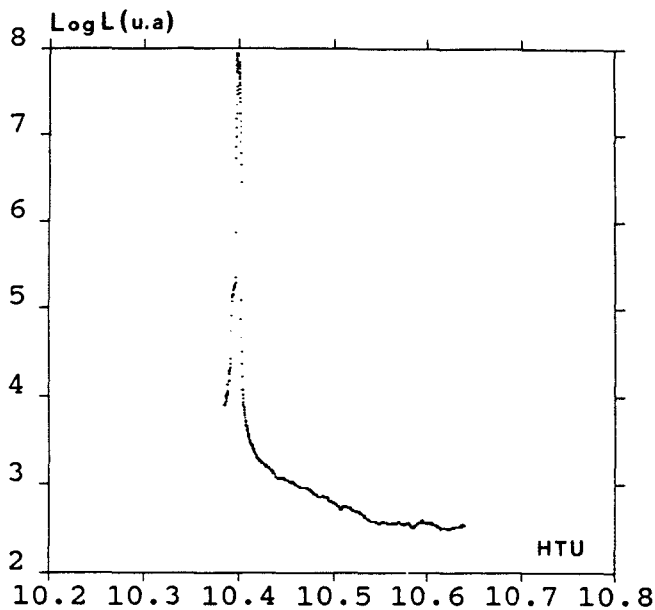


FIGURE 12a: Enregistrement du champ de radiance pour le ciel clair du 18/10/89 à 10:30 T. U. ramené à une hauteur solaire $\mu_r = 0.1977$.

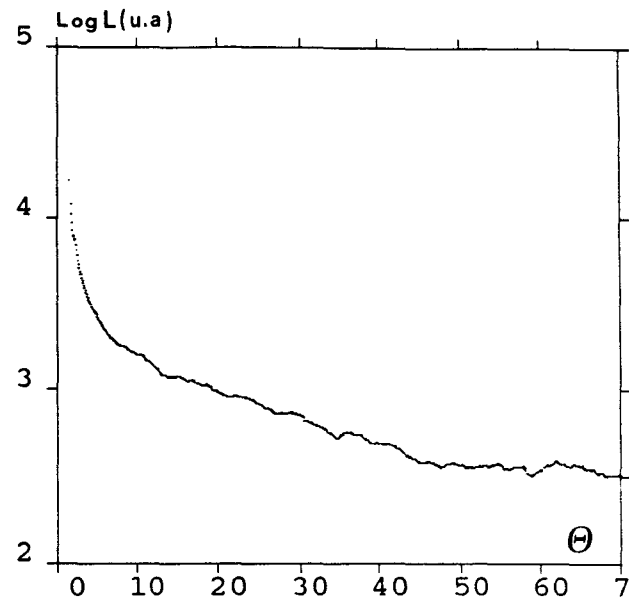


FIGURE 12b: Champ de radiance obtenu le 18/10, à 10:30 T. U. en fonction de l'angle de diffusion Θ .

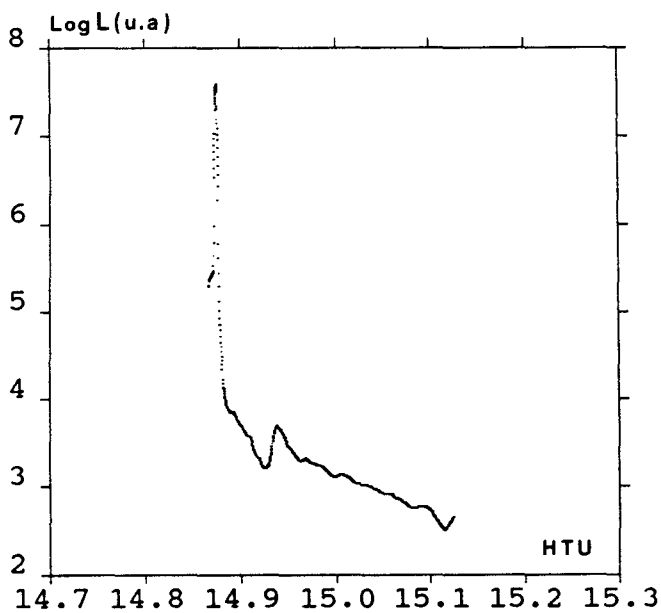


FIGURE 13a: Enregistrement du champ de radiance en fonction de l'heure T. U. sous le cirrus du 18/10/89 à 15:00 T. U. ramené à une hauteur solaire $\mu_r = 0.1977$.

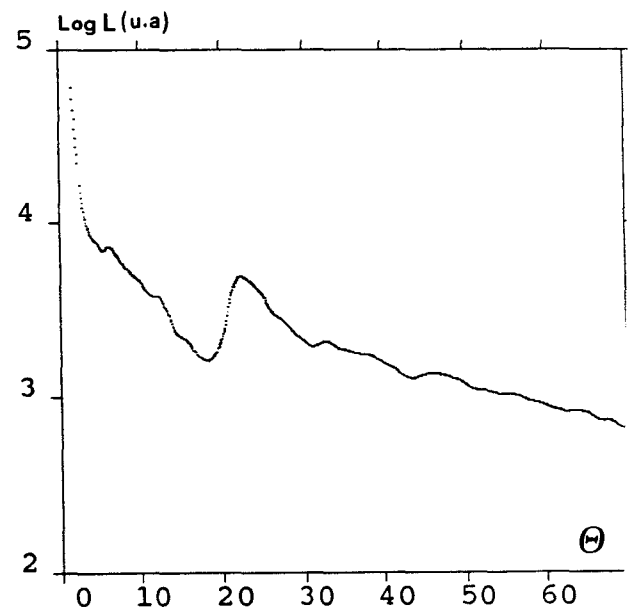


FIGURE 13b: Champ de radiance obtenu le 18/10 à 15:00 T. U. en fonction de l'angle de diffusion Θ .

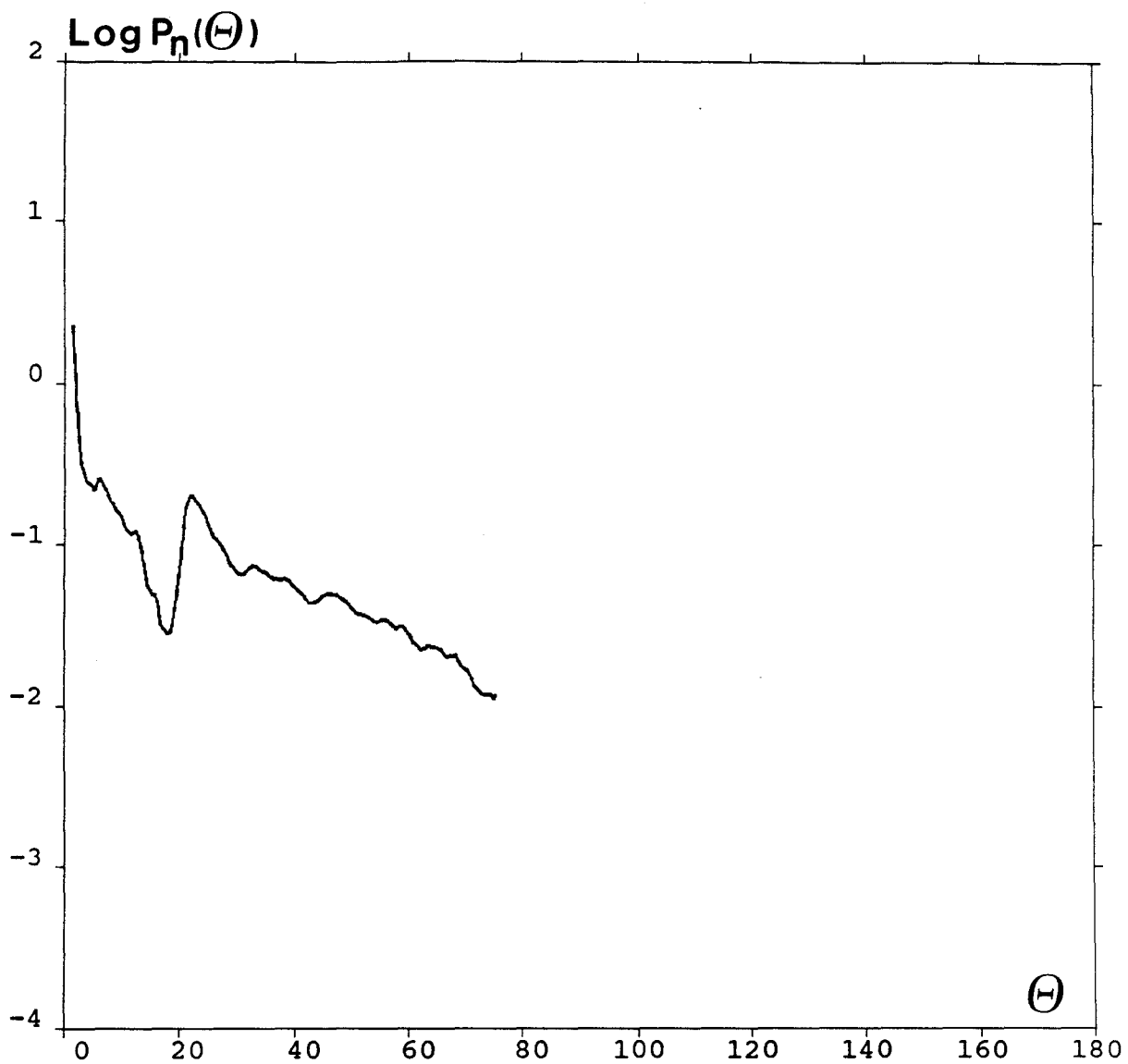


FIGURE 14: Allure de la fonction de diffusion $P_n(\Theta)$ pour la couche nuageuse du 18/10/89 à 15:00 T. U. Cas 'CIRRUS II'.

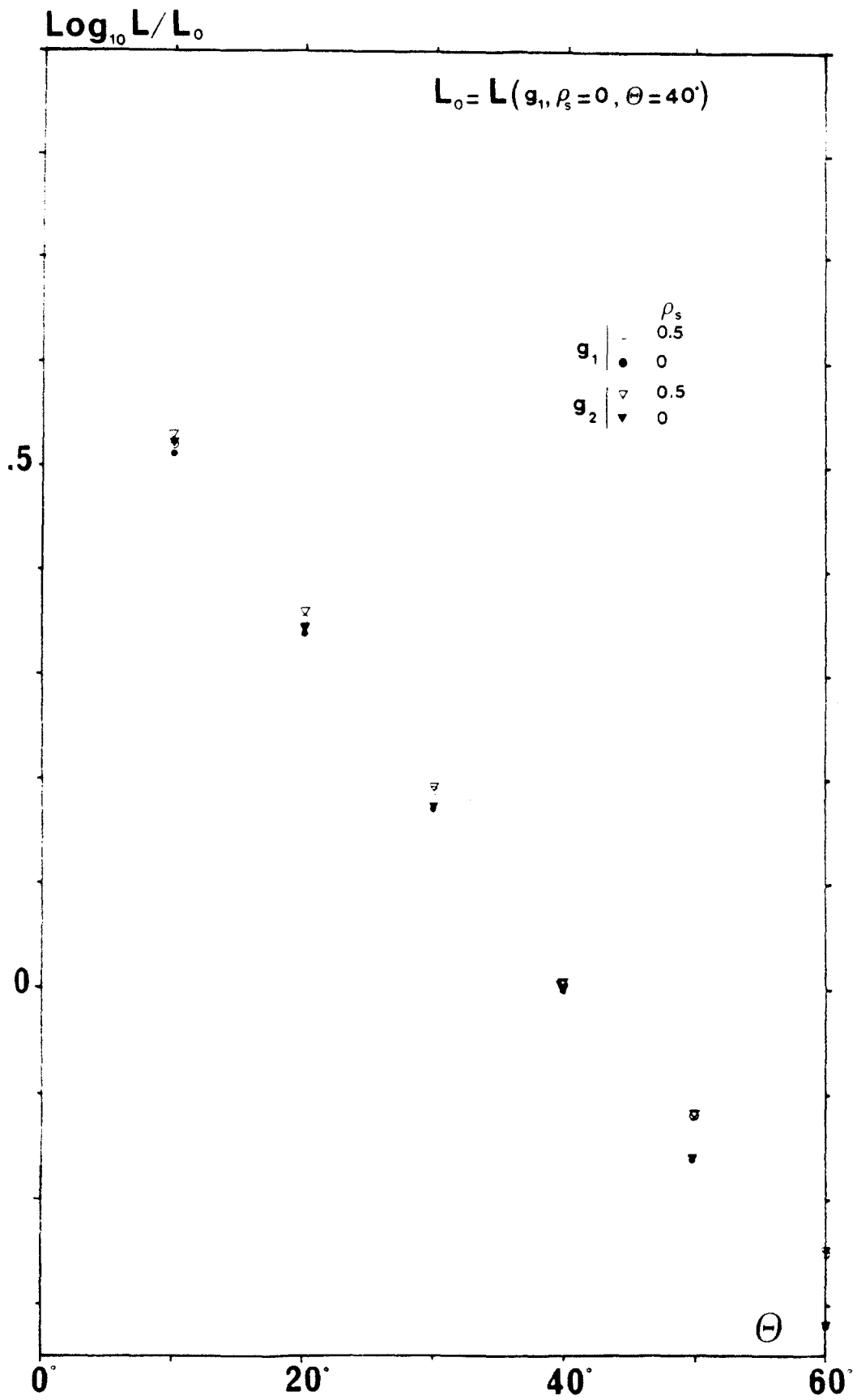


FIGURE 15: Estimation de la mesure prenant ou non en compte la réflectivité du sol.

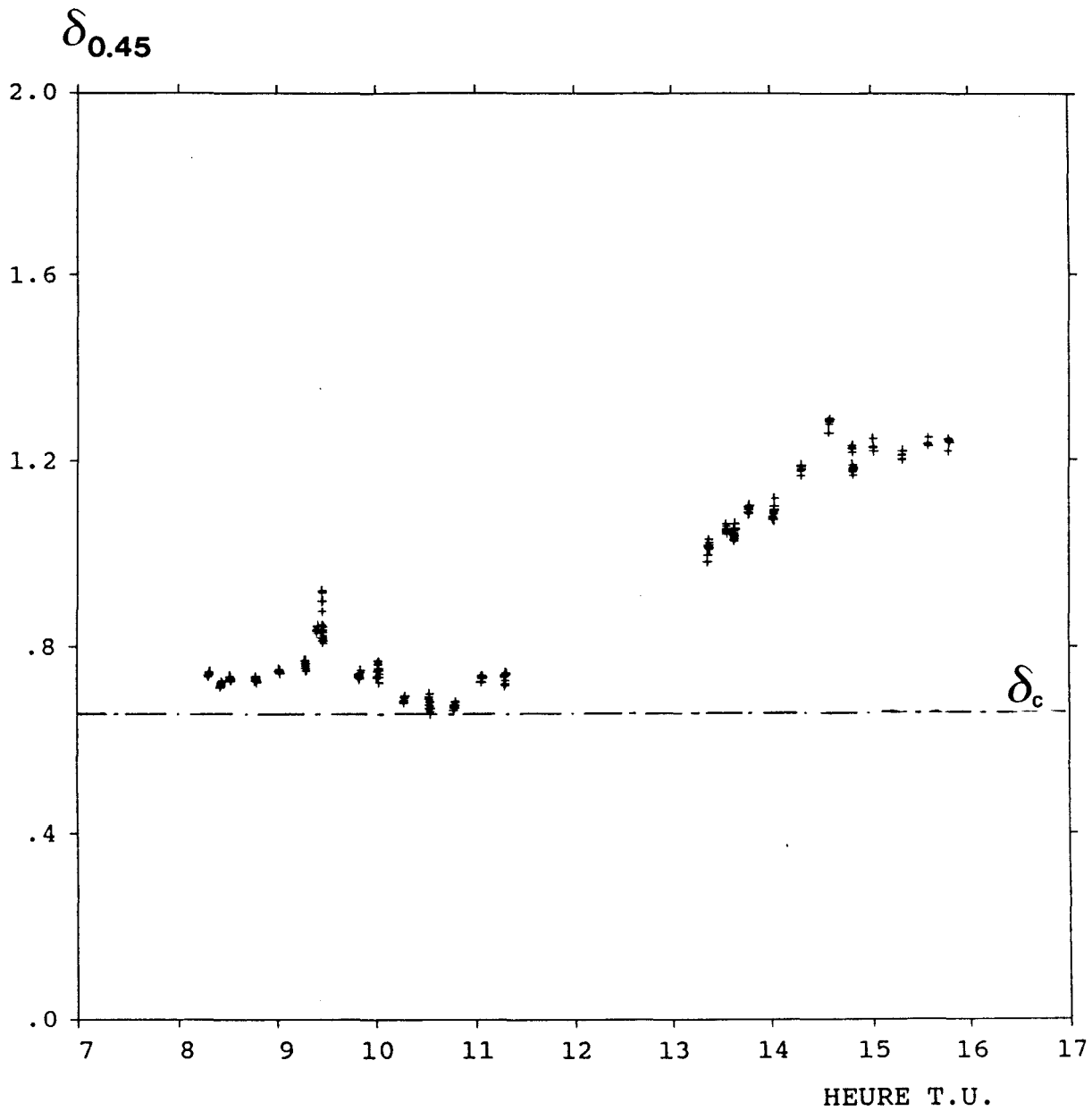


FIGURE 16-1: Epaisseur optique de l'atmosphère mesurée à l'aide du radiomètre 'ETAL' à $0.45\mu m$ en fonction de l'heure T. U.
Cas du 21/09/89.

$\delta_{0.45}$

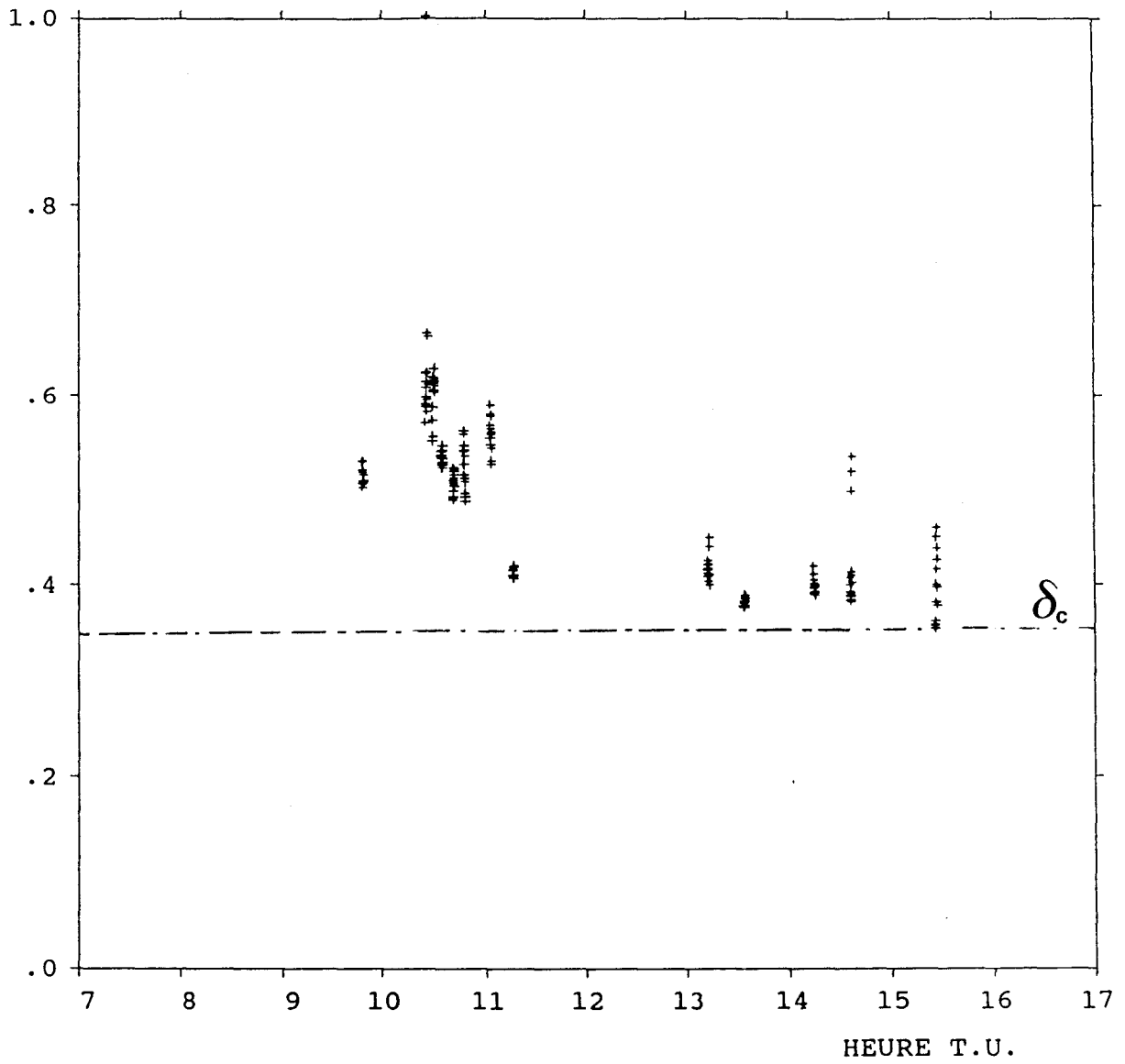


FIGURE 16-2: Epaisseur optique atmosphérique 'ETAL'. Mesures du 2/10/89.

$\delta_{0.45}$

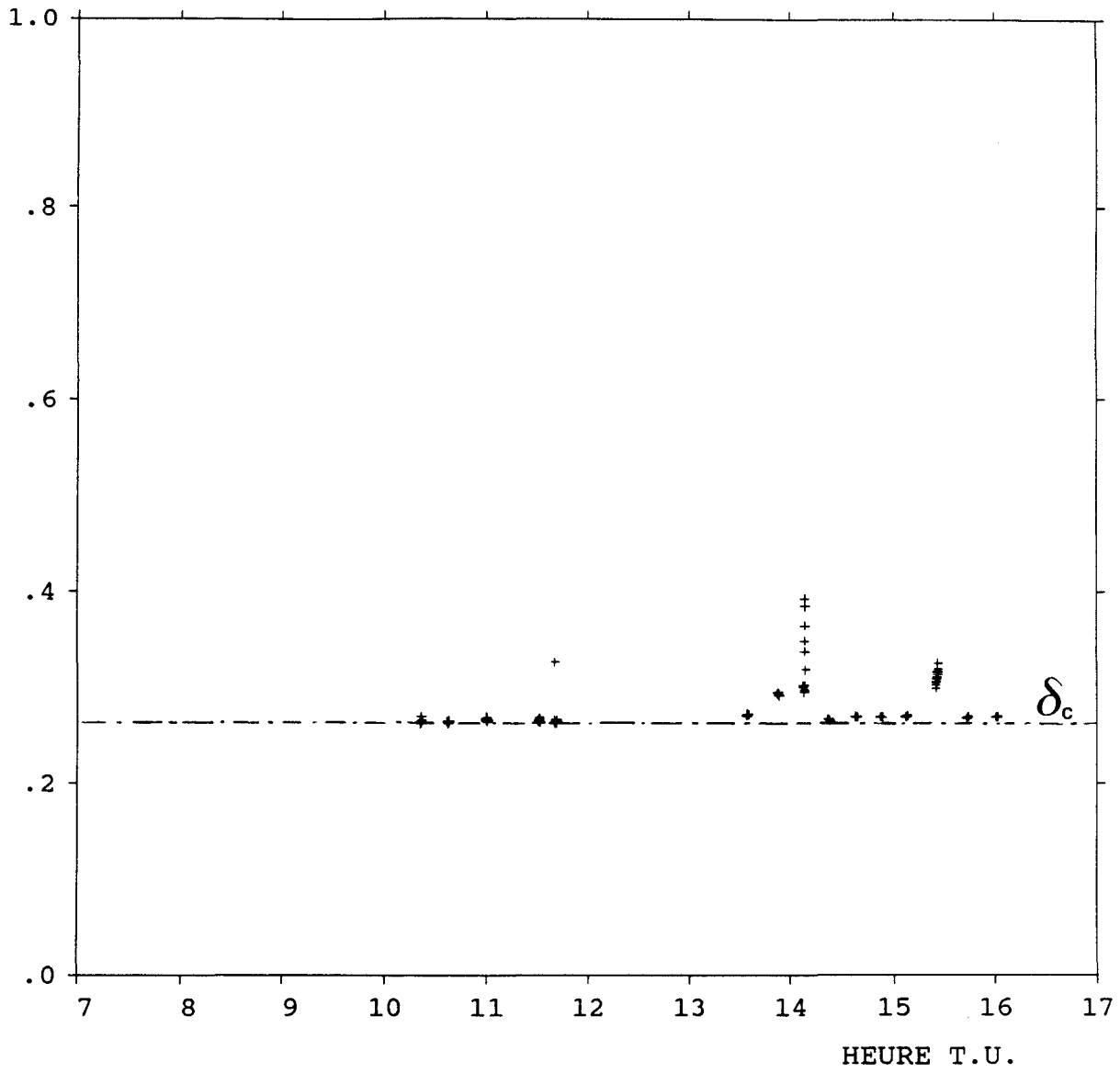


FIGURE 16-3: Epaisseur optique atmosphérique 'ETAL'. Mesures du 3/10/89.

$\delta_{0.45}$

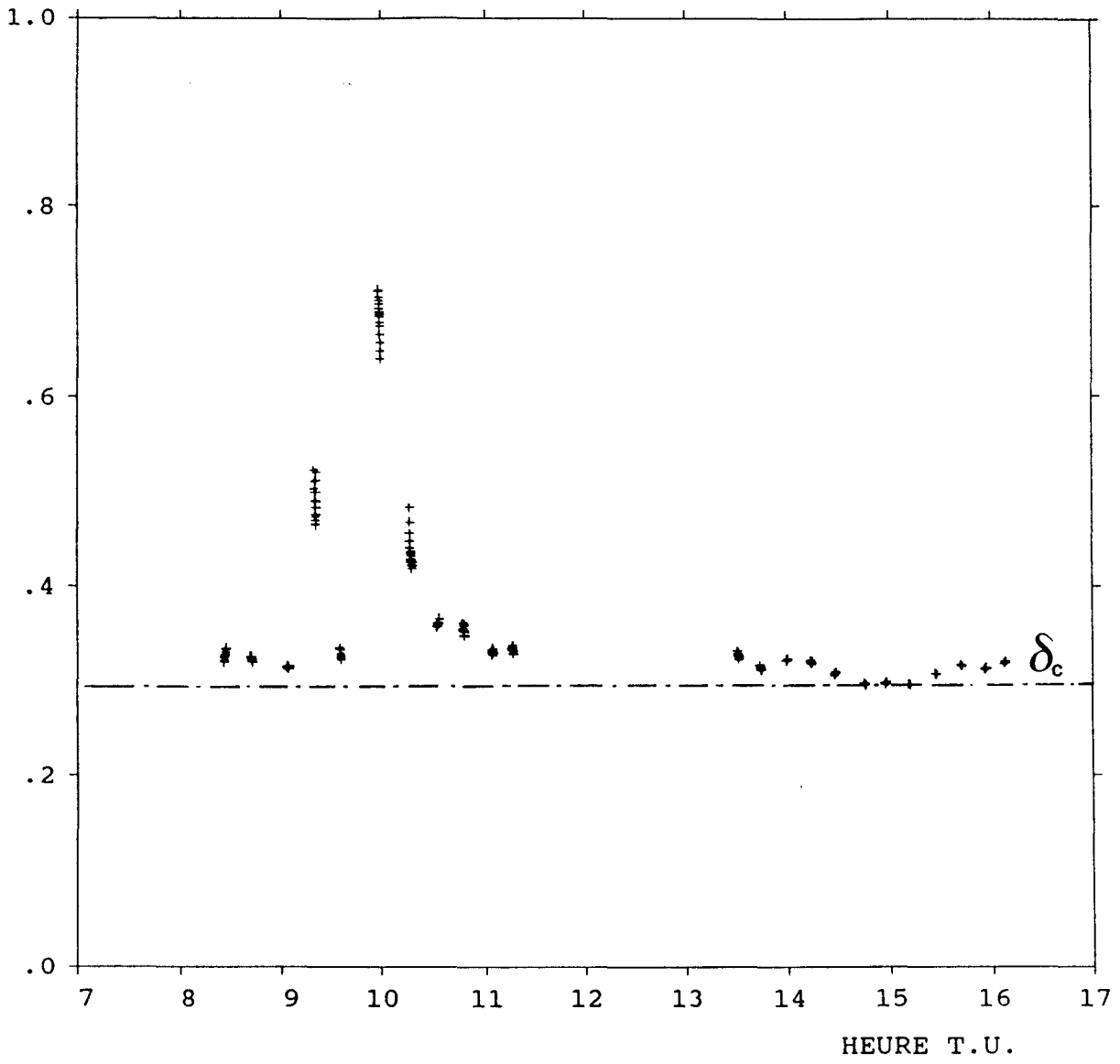


FIGURE 16-4: Epaisseur optique atmosphérique 'ETAL'. Mesures du 5/10/89.

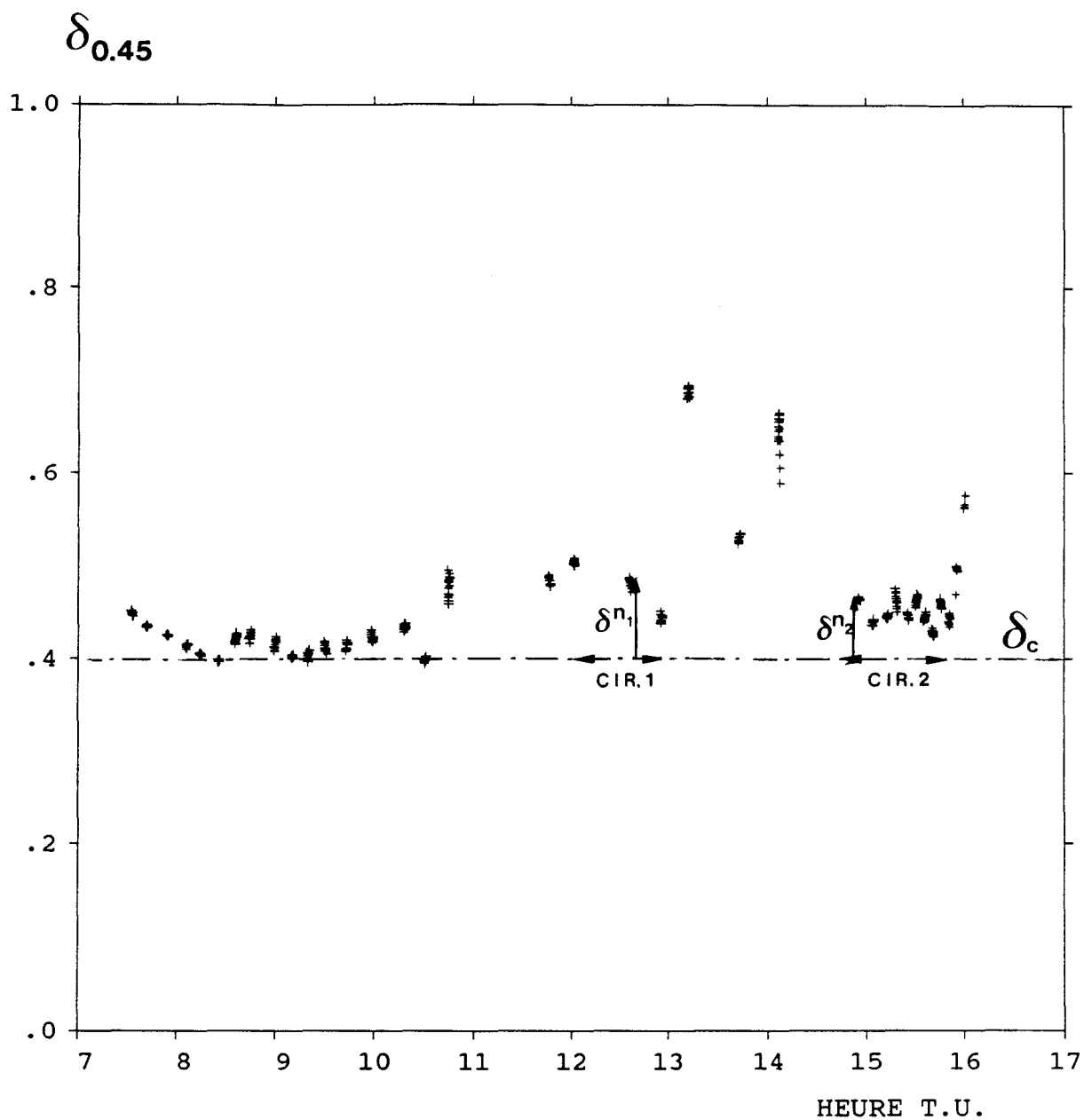


FIGURE 16-5: Epaisseur optique atmosphérique 'ETAL'. Mesures du 18/10/89.



BU
LILLE

PHOTOGRAPHIES 2:

Aspects du ciel le 18/10/89 à 13:00 T.U.



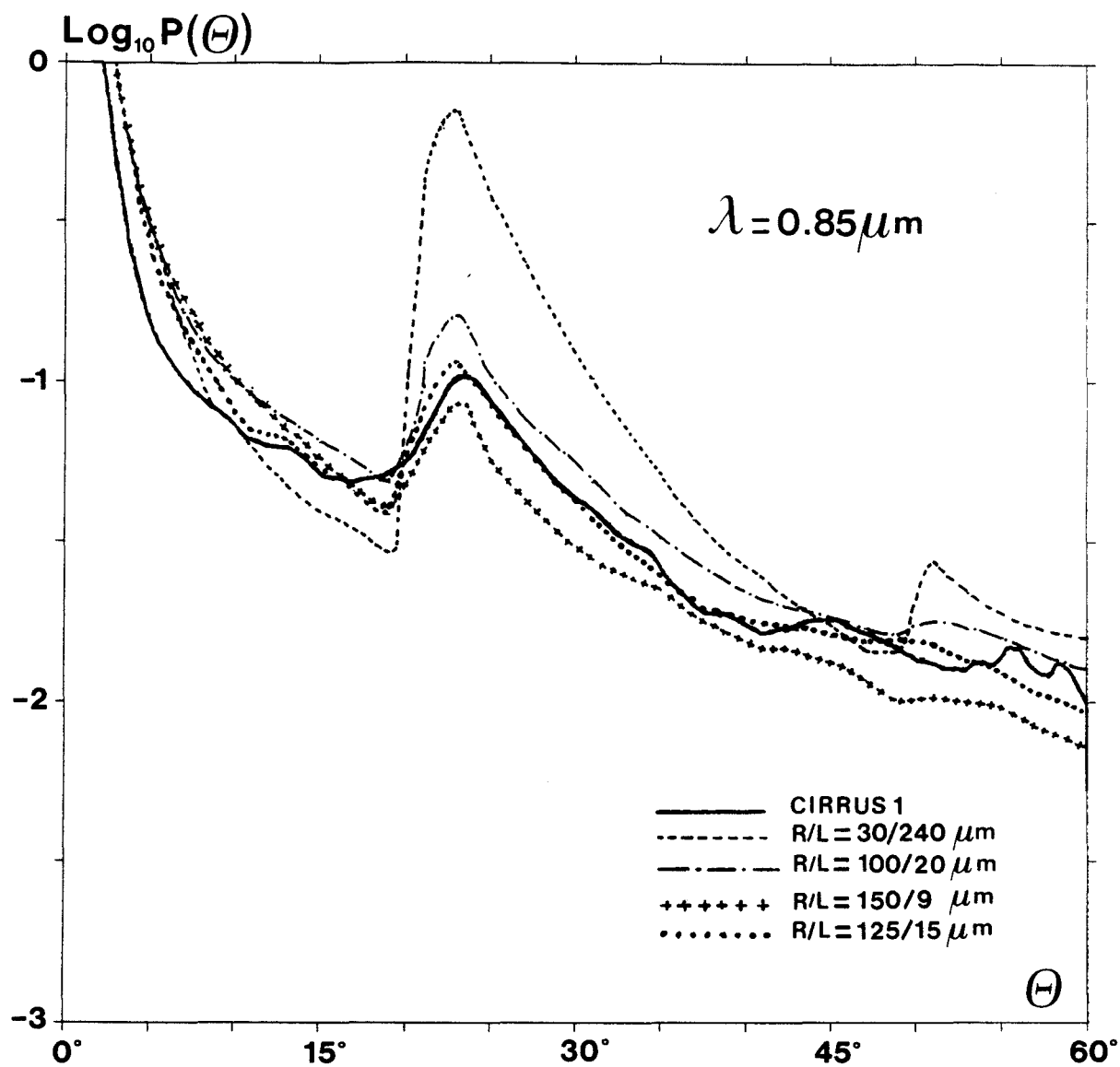


FIGURE 17 a: Comparaison entre la mesure 'CIRRUS 1' effectuée à $\lambda = 0.85 \mu m$ et le modèle 'HAOE' pour plusieurs types de cristaux de glace de volume identique, mais dont la proportion R/L est variable.

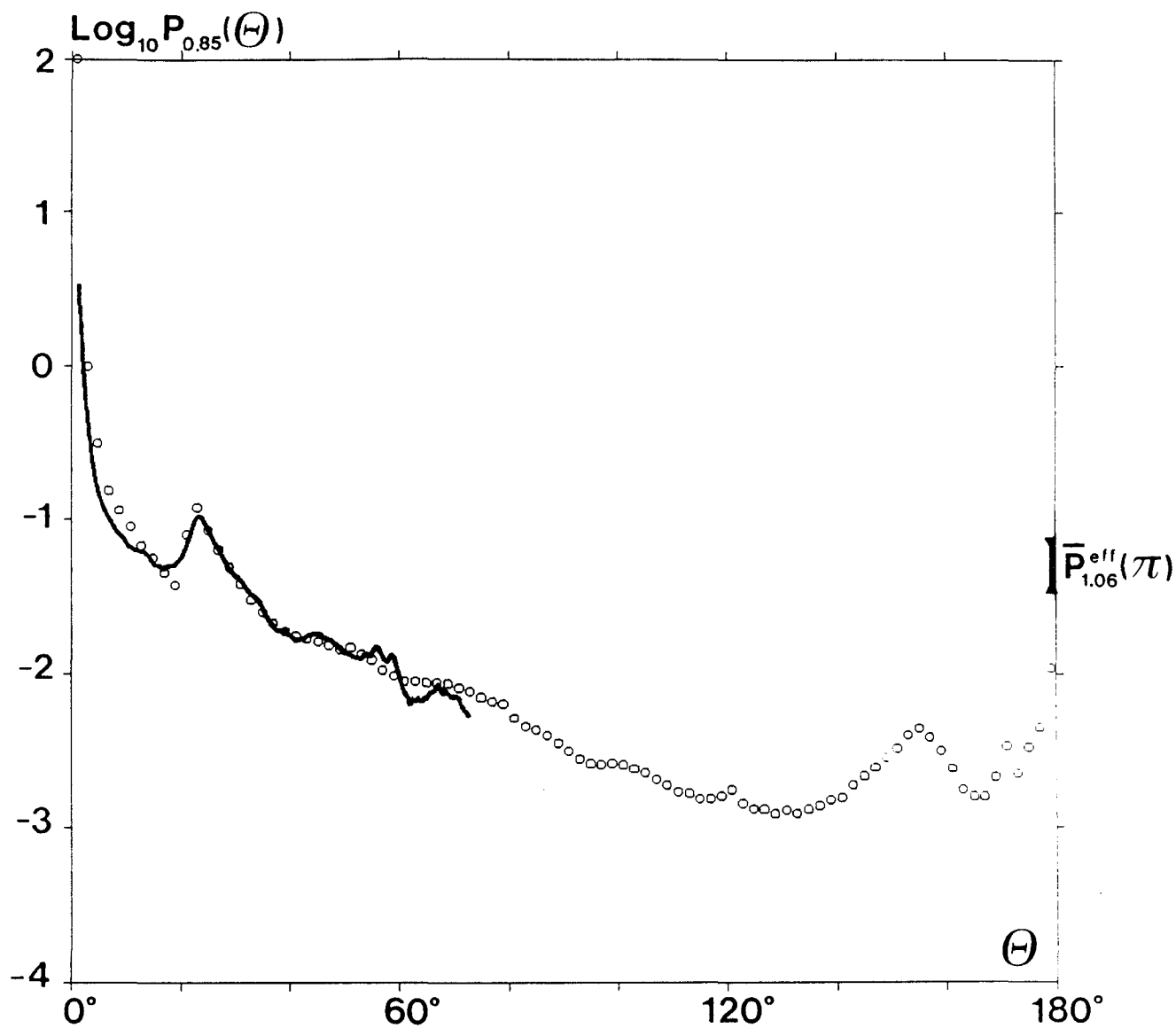


FIGURE 17 b: Comparaison entre la mesure 'CIRRUS 1' et le modèle 'HAOE' pour des cristaux hexagonaux dont le rapport des dimensions est $R/L = (125/15)\mu m$. Le résultat de la mesure en rétrodiffusion $\bar{P}_{1.06}^{eff}(\pi)$ est également reporté.

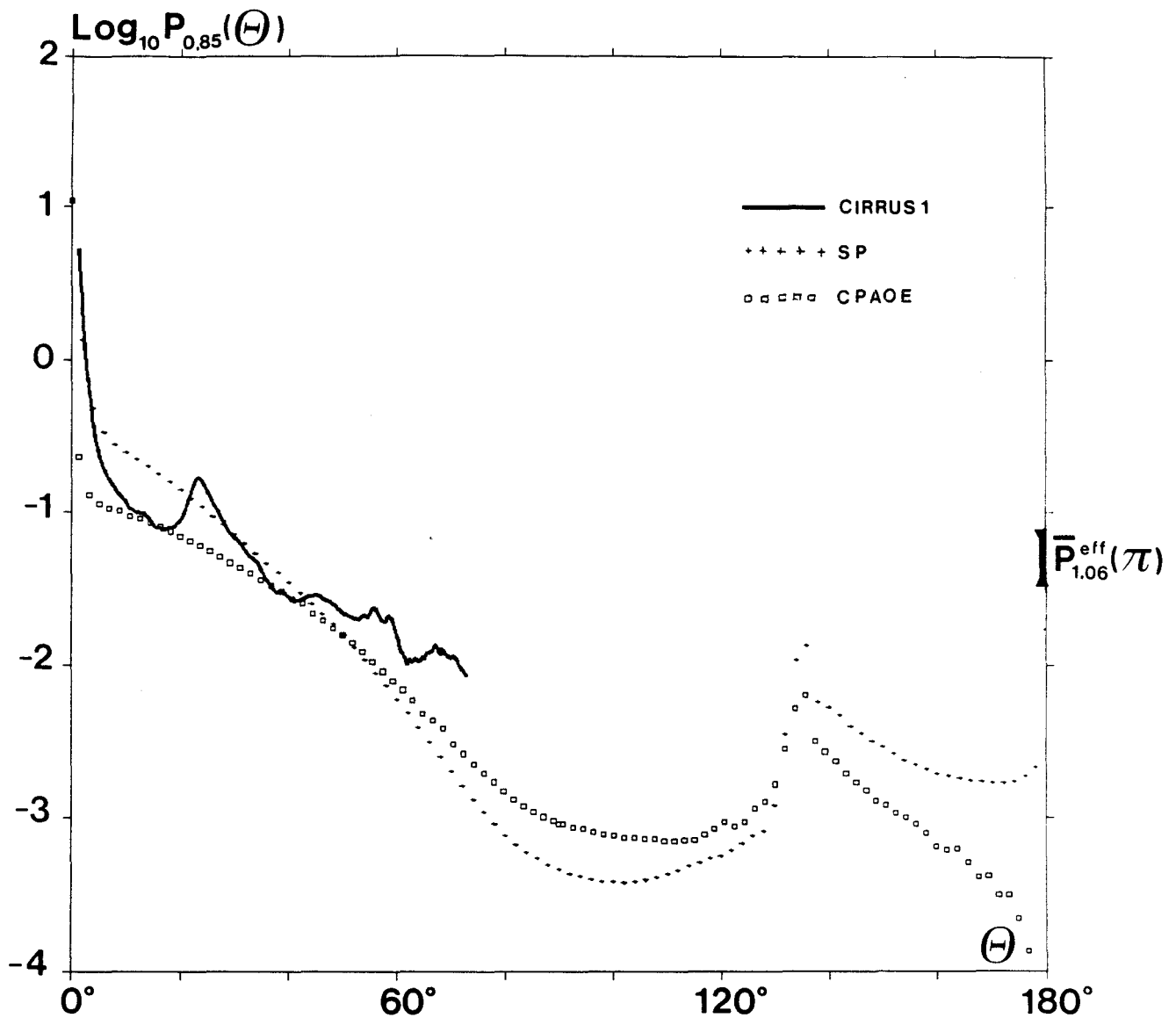


FIGURE 18: Comparaison des fonctions de diffusion à $\lambda = 0.85\mu m$ obtenues dans le cas de la mesure 'CIRRUS I' avec les modèles 'SP' et 'CPAOE' utilisant une granulométrie Deirmendjian de rayon modal $r_m = 33\mu m$.

Nous avons reporté la valeur obtenue en rétrodiffusion à $\lambda = 1.06\mu m$ par la mesure conjointe lidar-radiométrie infra-rouge.

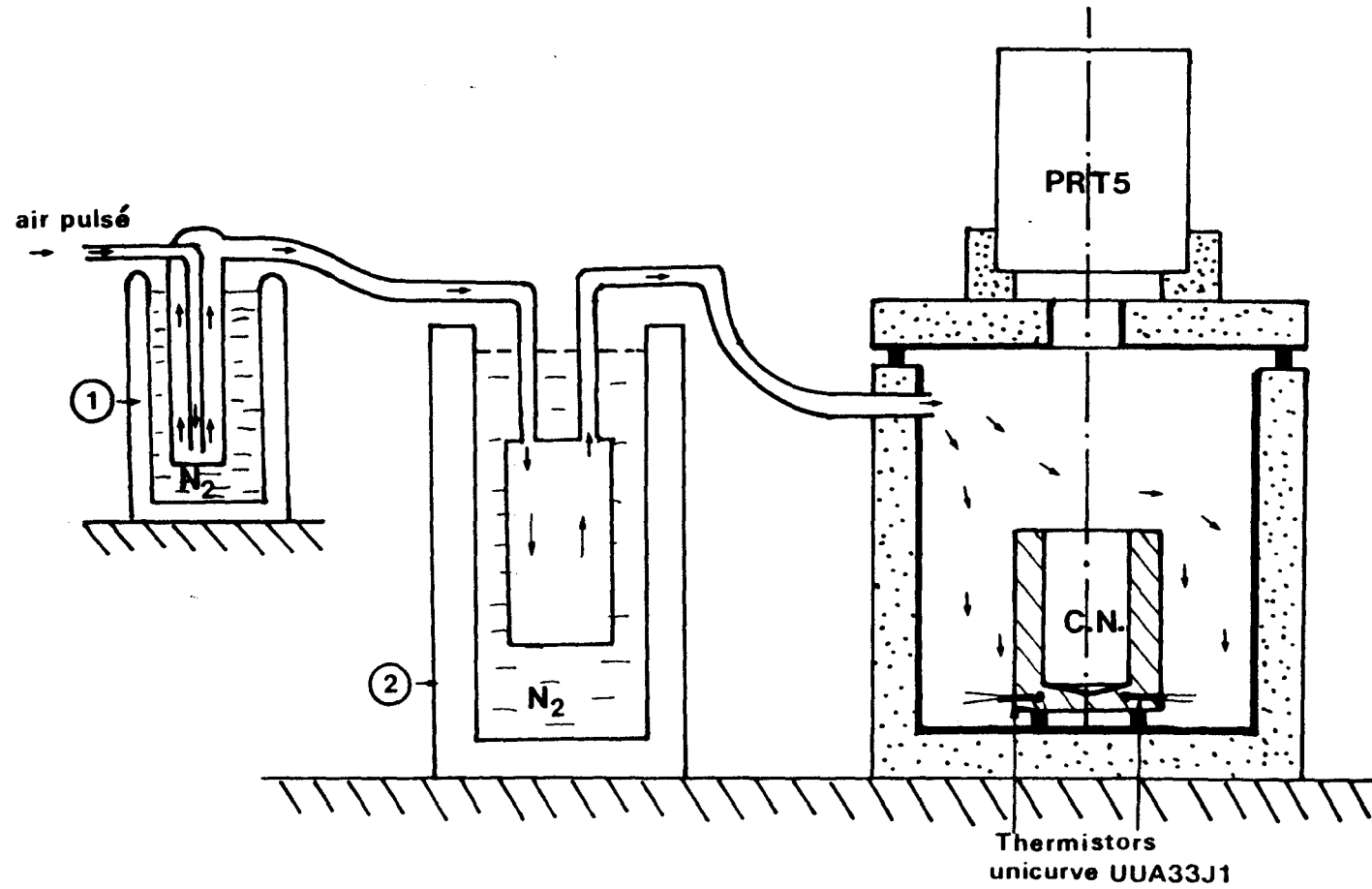


FIGURE 19: Schéma synoptique du banc d'étalonnage très basse température du radiomètre PRT5.

MW.CM-2.SR-1

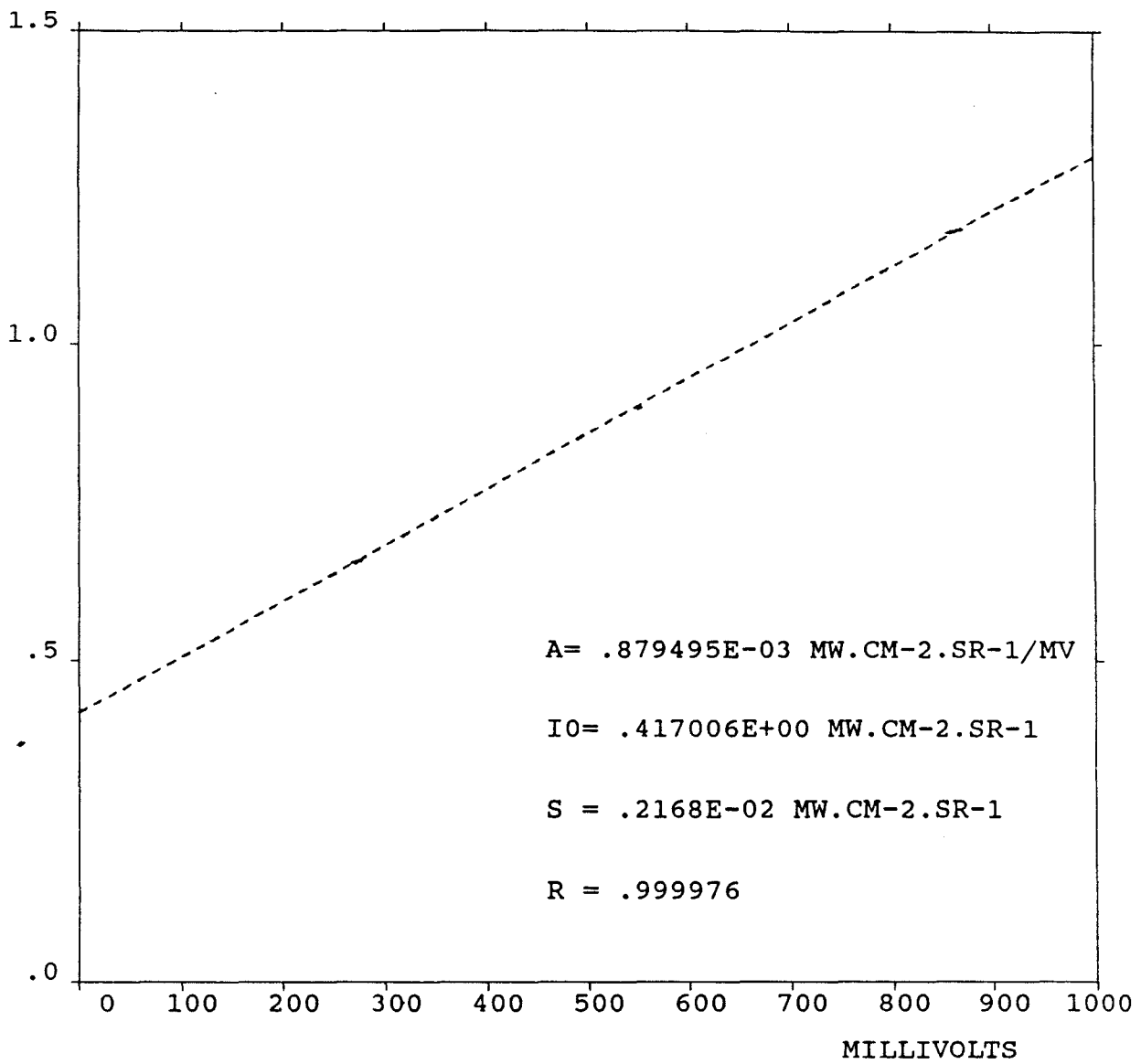


FIGURE 20-a: Etalonnage obtenu pour la gamme 'LOW' du PRT5.

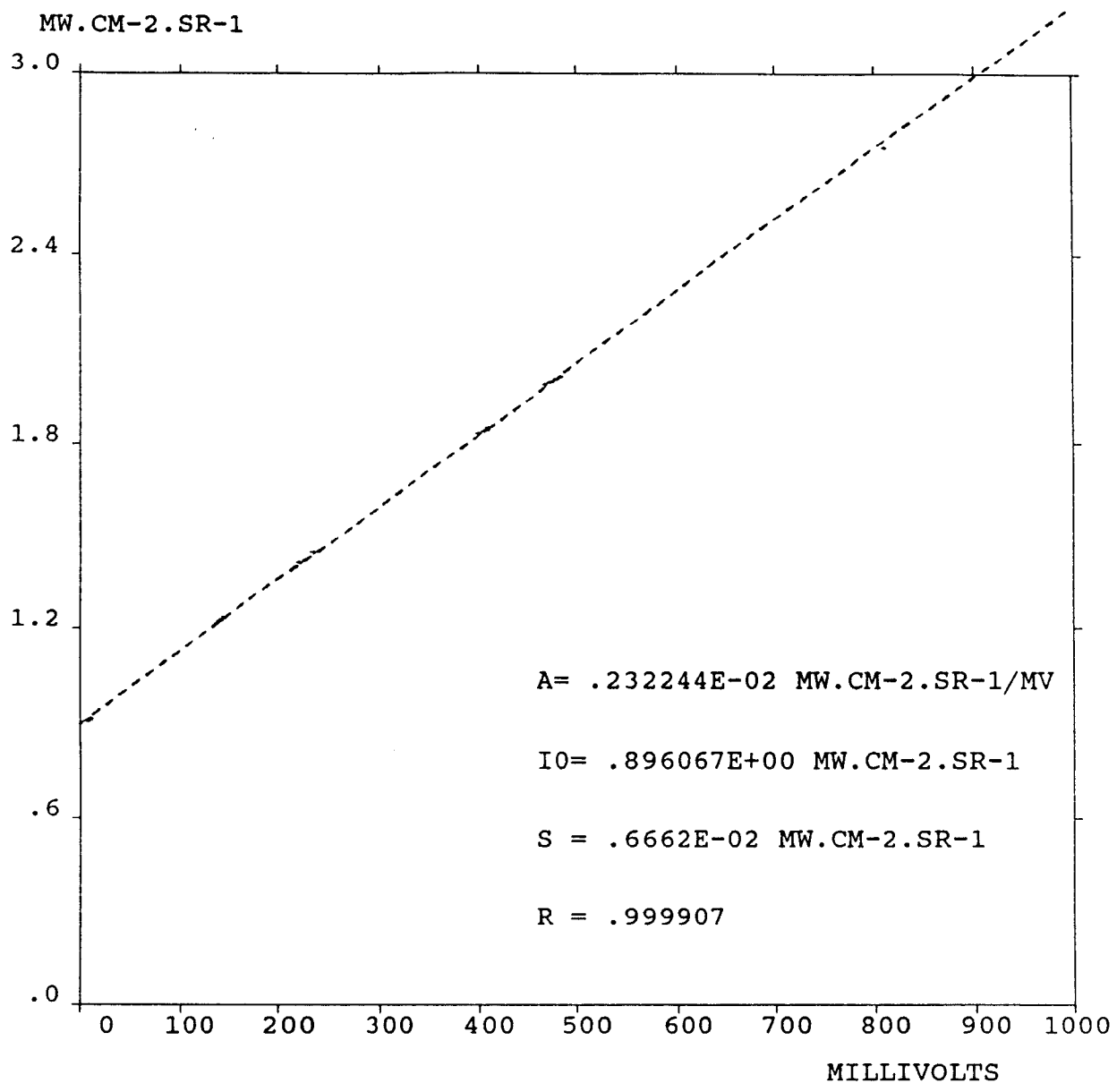


FIGURE 20-b: Etalonnage obtenu pour la gamme 'MEDIUM' du PRT5.

MW.CM-2.SR-1

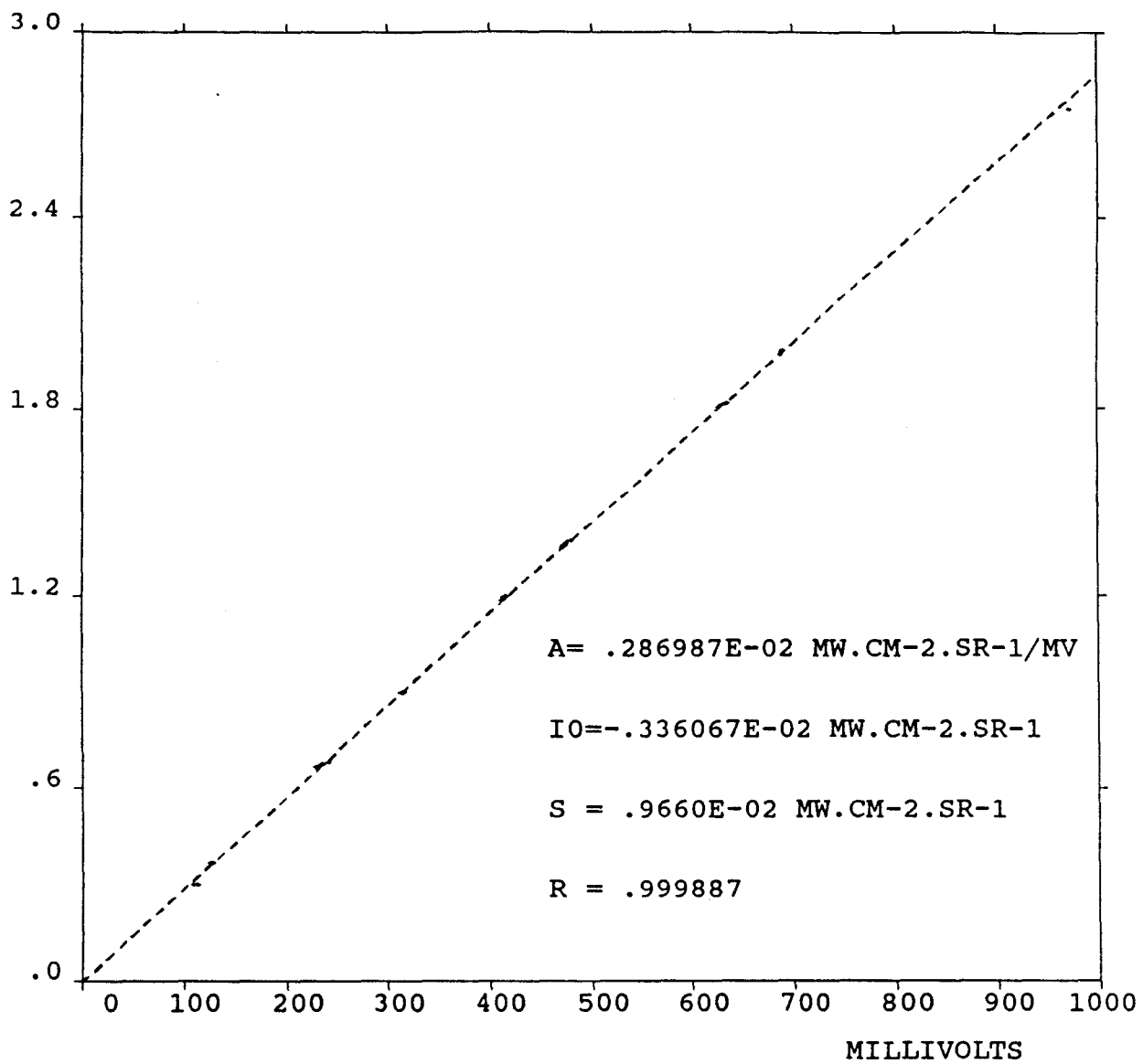


FIGURE 20-c: Etalonnage obtenu pour la gamme 'HIGH' du PRT5.

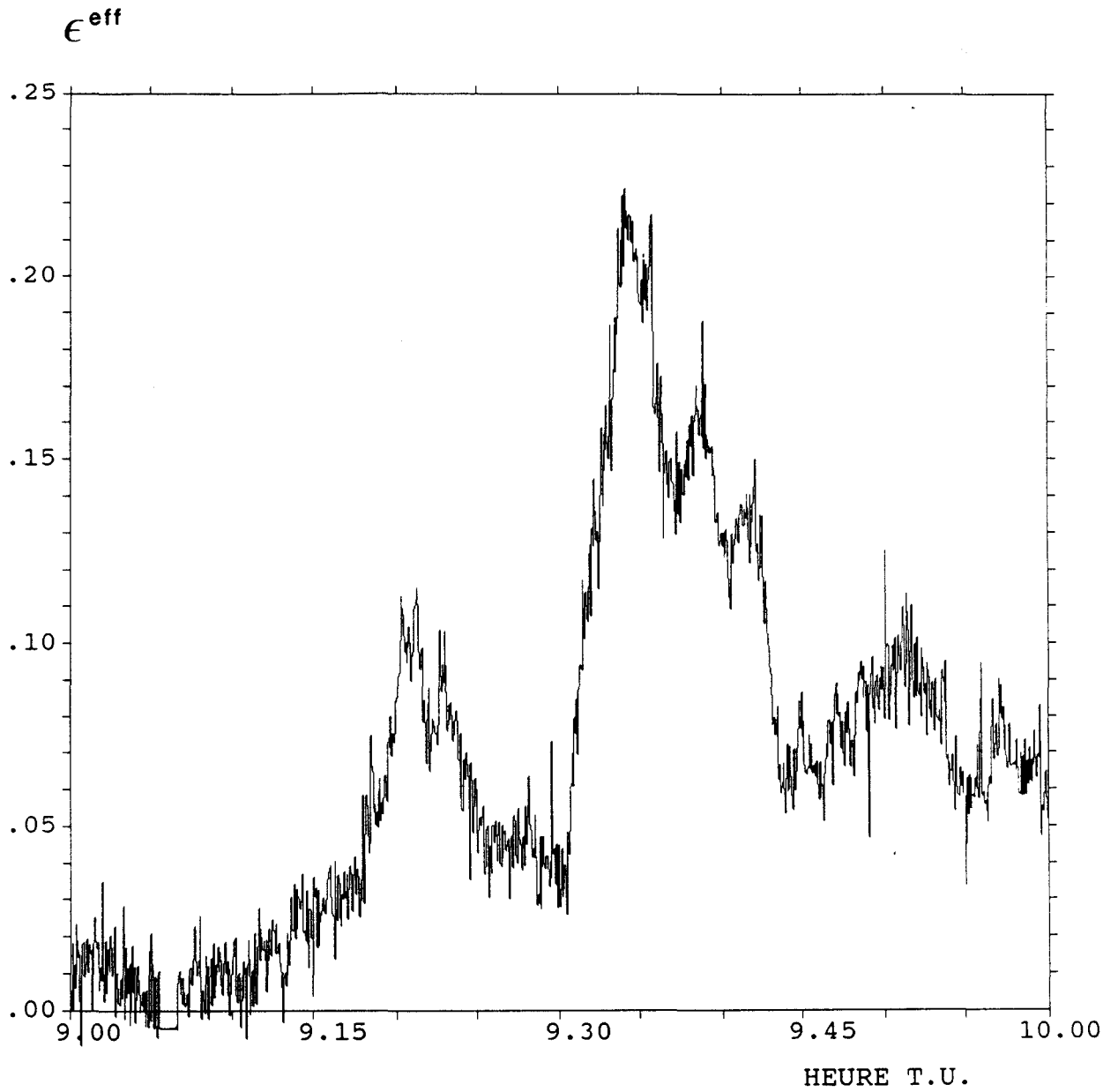


FIGURE 21-1: Emissivité infrarouge du cirrus du 21/09/89.

Altitude moyenne du cirrus: 9 km

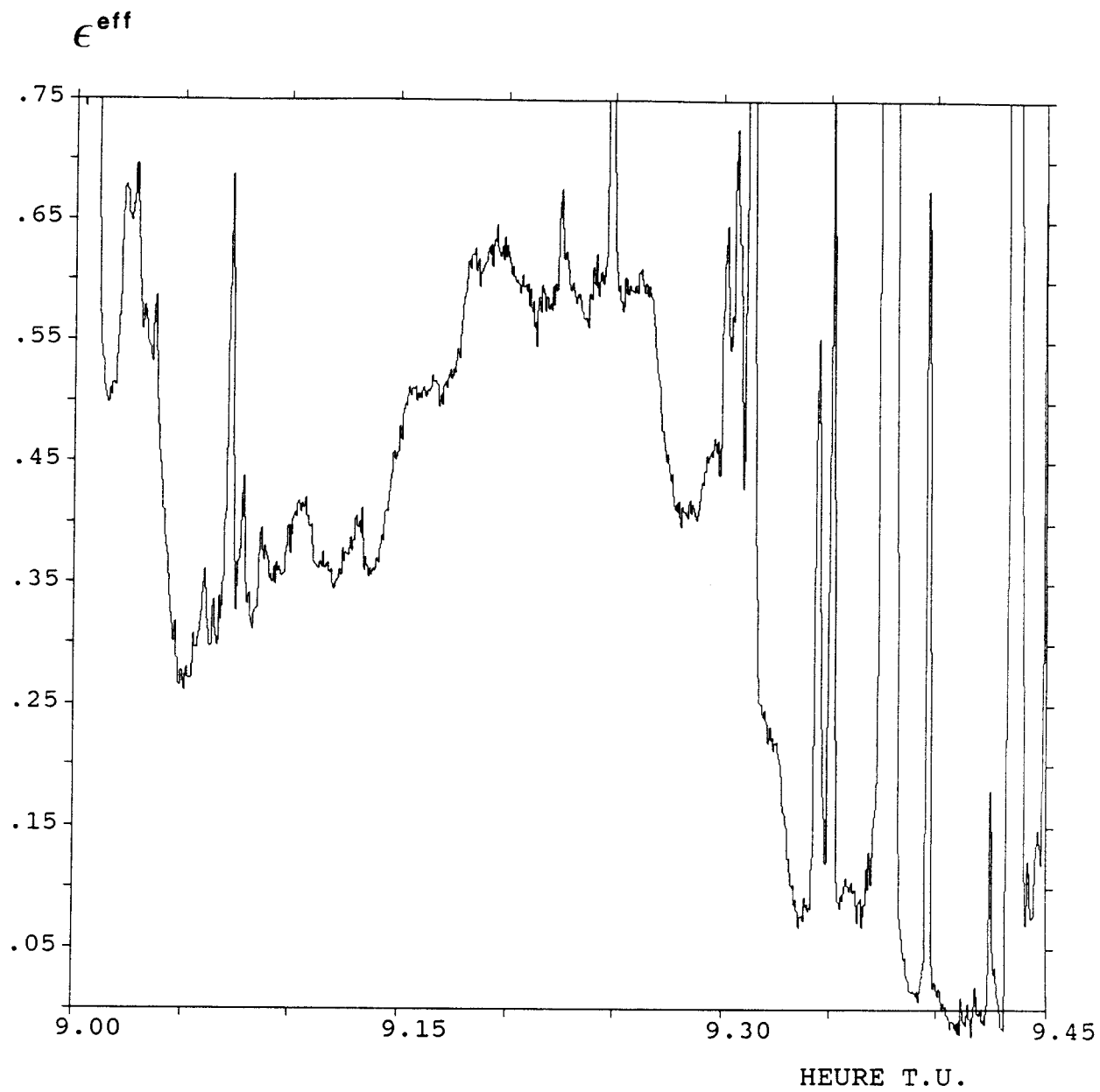


FIGURE 21-2: Emissivité infrarouge du cirrus du 28/09/89.

Altitude moyenne du cirrus: 11.5 km

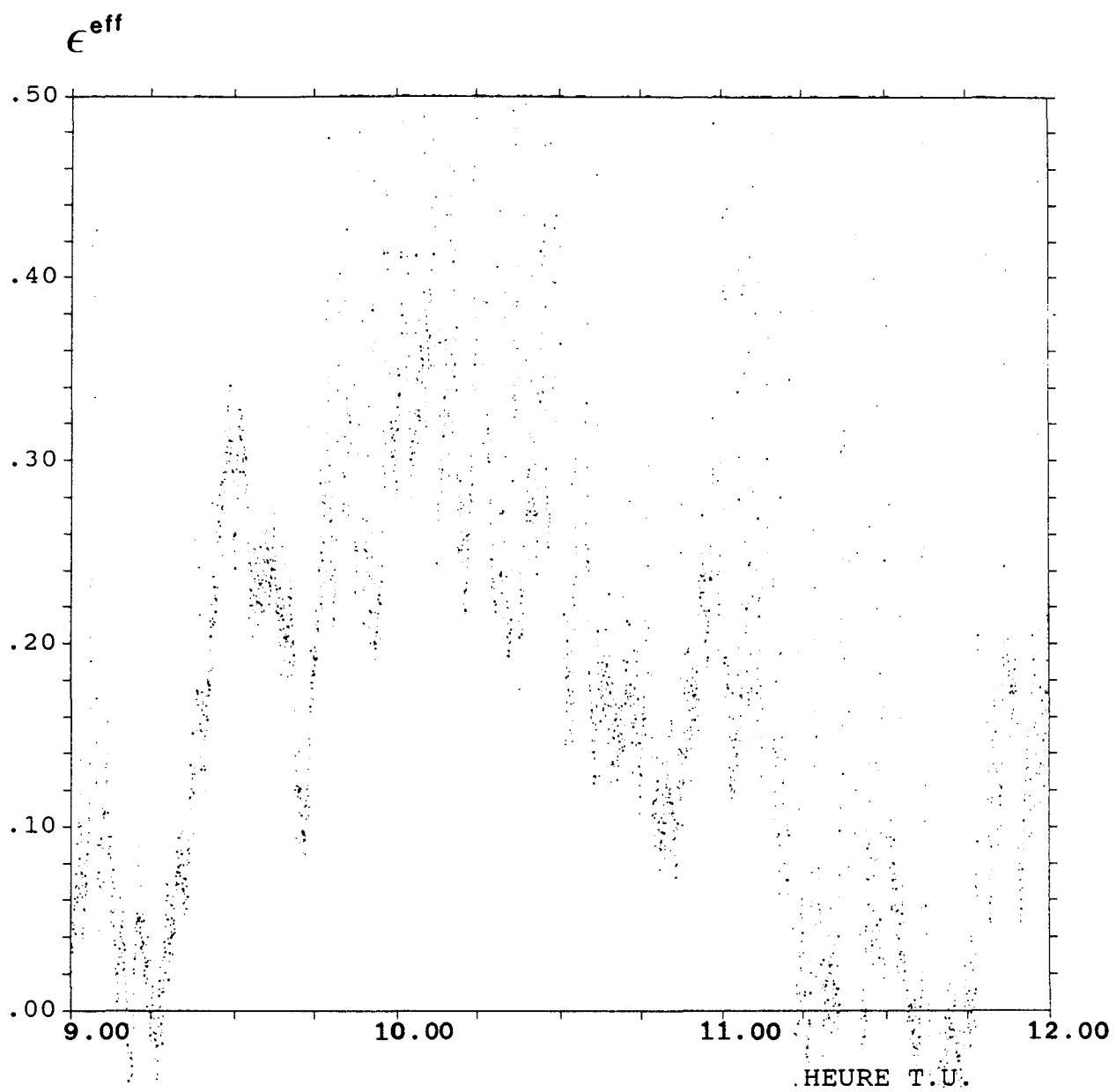


FIGURE 21-3: Emissivité infrarouge du cirrus du 02/10/89.

Altitude moyenne du cirrus: 11 km (+ Passages de nuages bas)

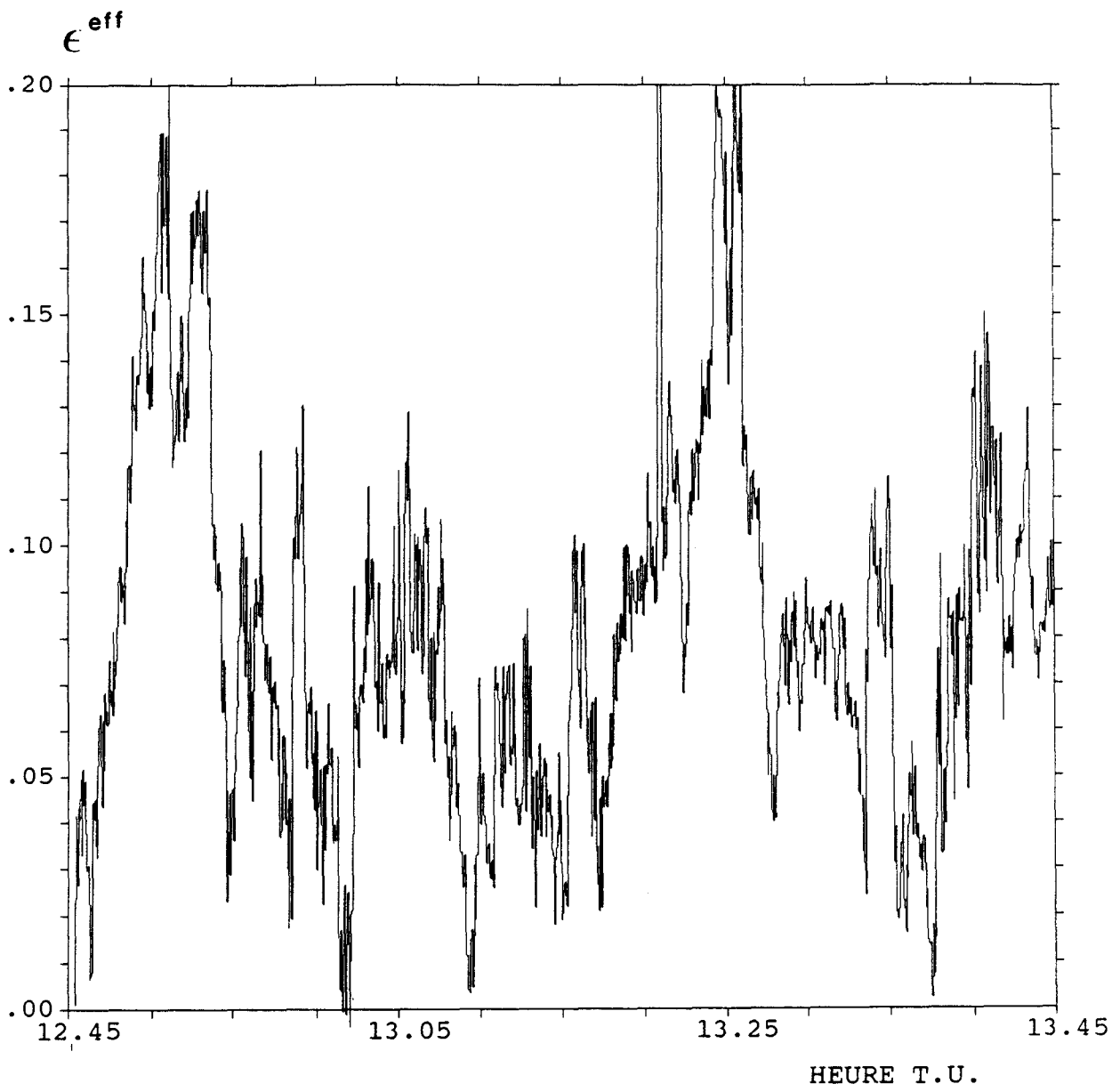


FIGURE 21-4: Emissivité infrarouge du cirrus du 03/10/89.

Altitude moyenne du cirrus: 11 km

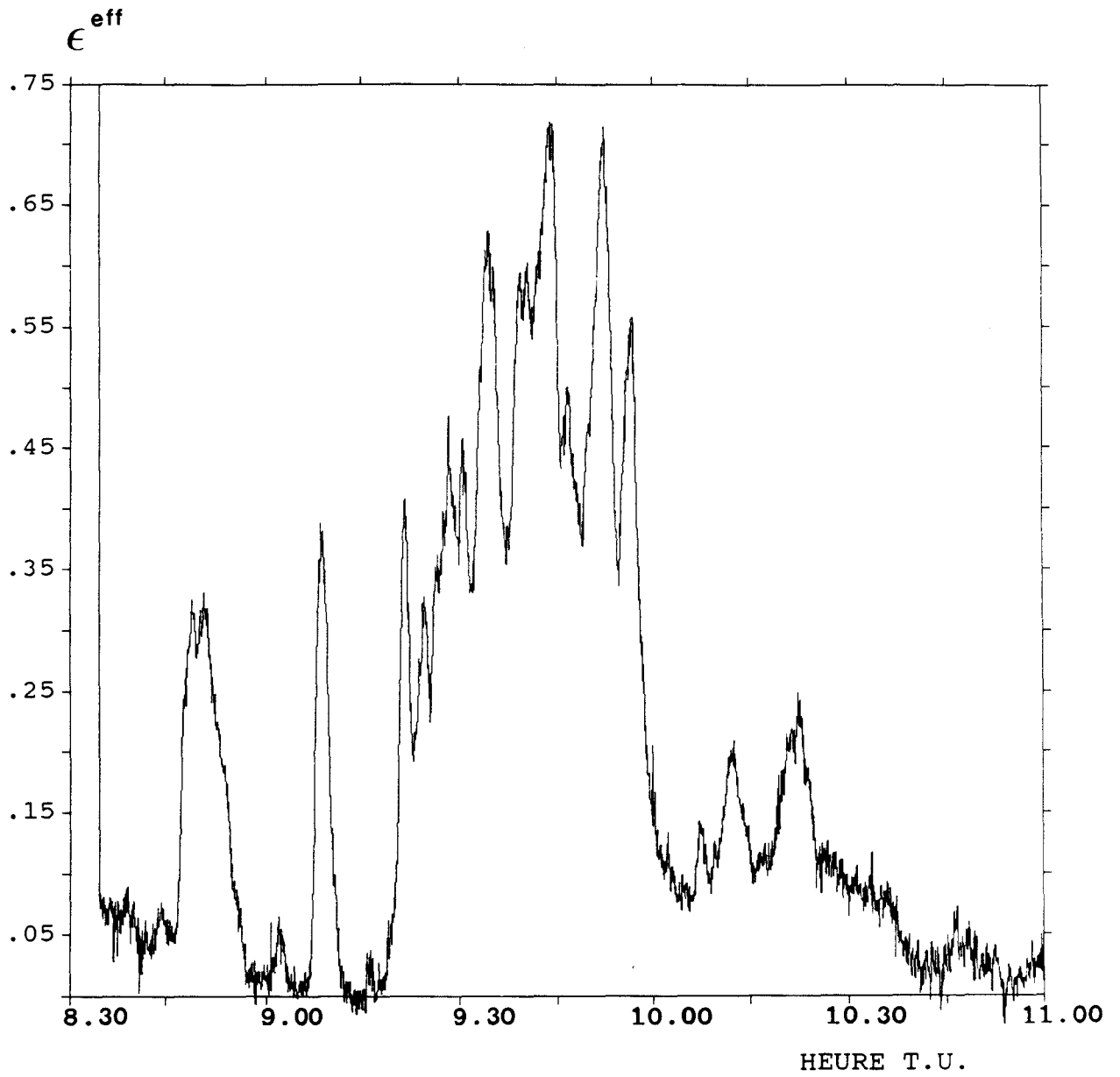


FIGURE 21-5: Emissivité infrarouge du cirrus du 05/10/89.

Altitude moyenne du cirrus: 11.5 km

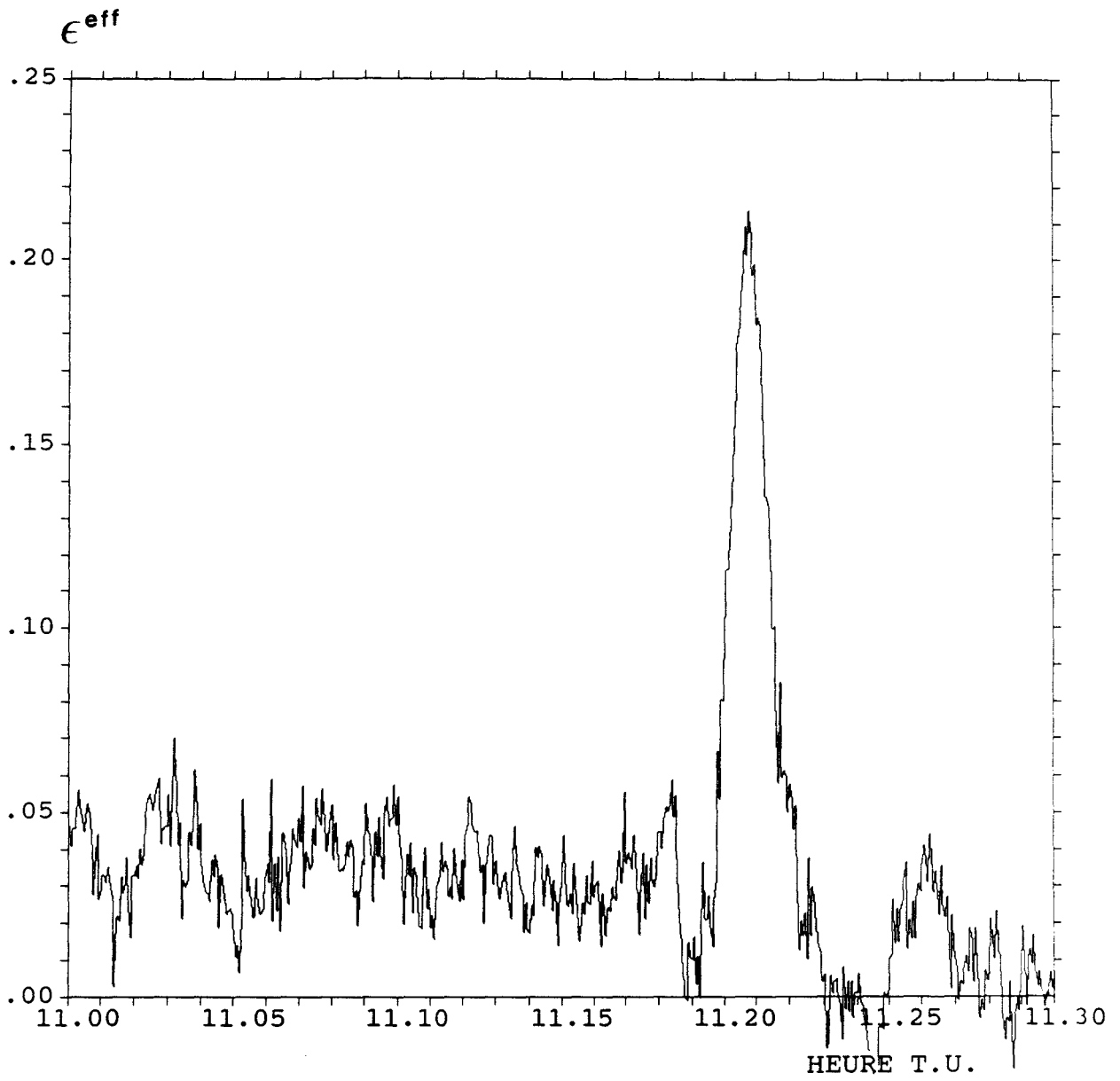


FIGURE 21-6: Emissivité infrarouge d'un contrail présent le 05/10/89.

Altitude moyenne du cirrus: 11.5 km

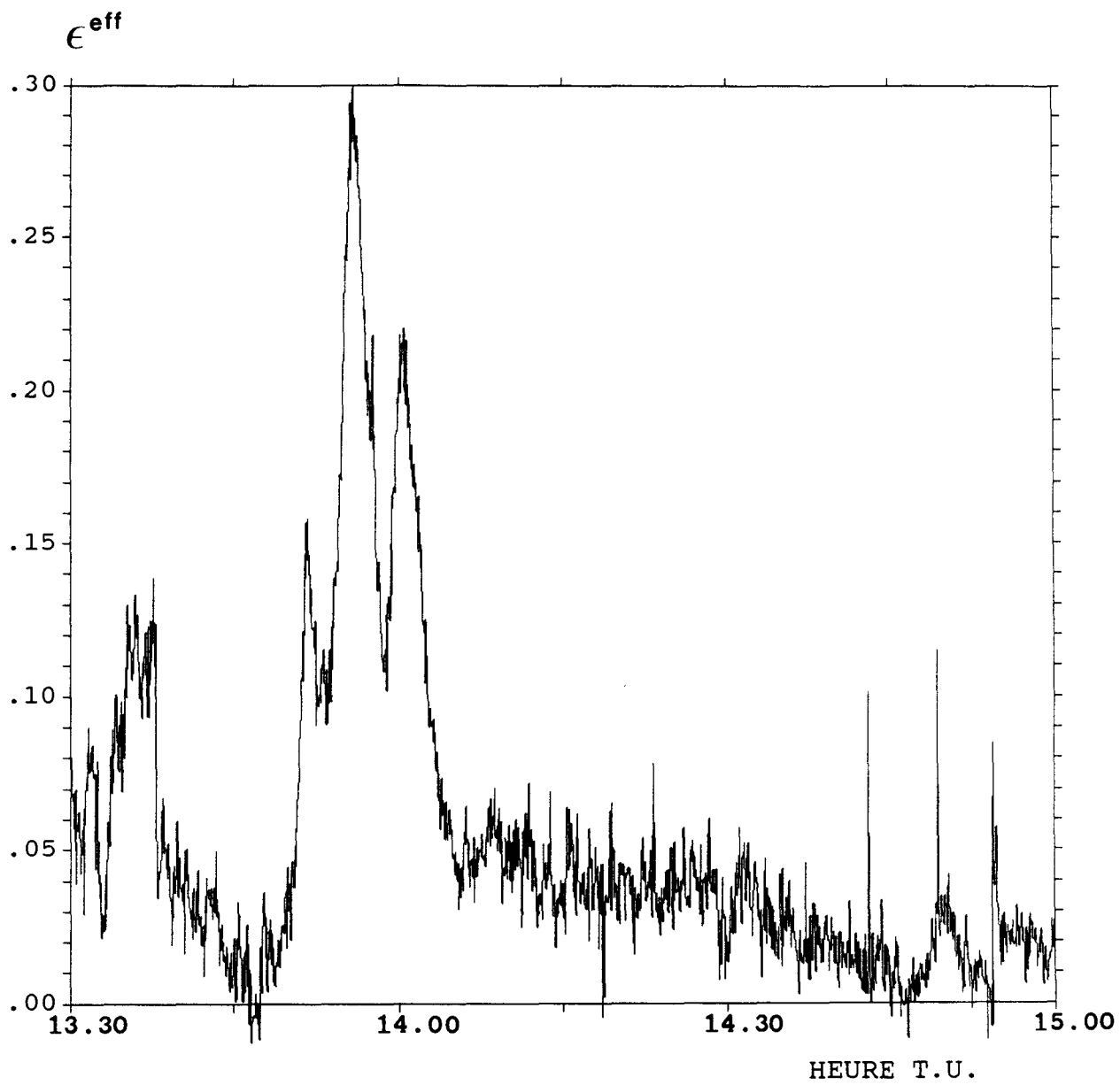


FIGURE 21-7: Emissivité infrarouge du cirrus du 05/10/89.

Altitude moyenne du cirrus: 11.5 km

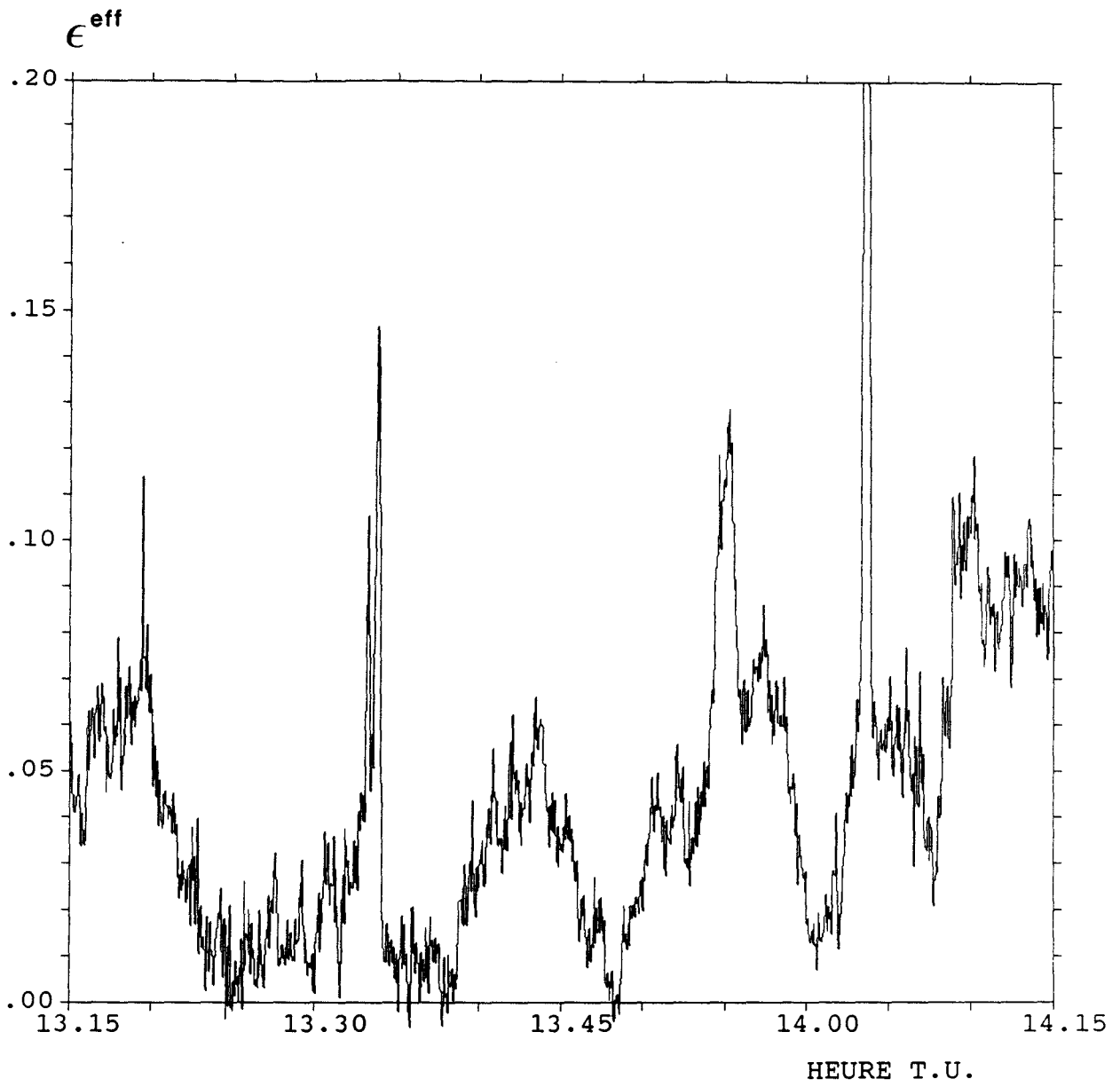


FIGURE 21-8: Emissivité infrarouge du cirrus du 15/10/89.

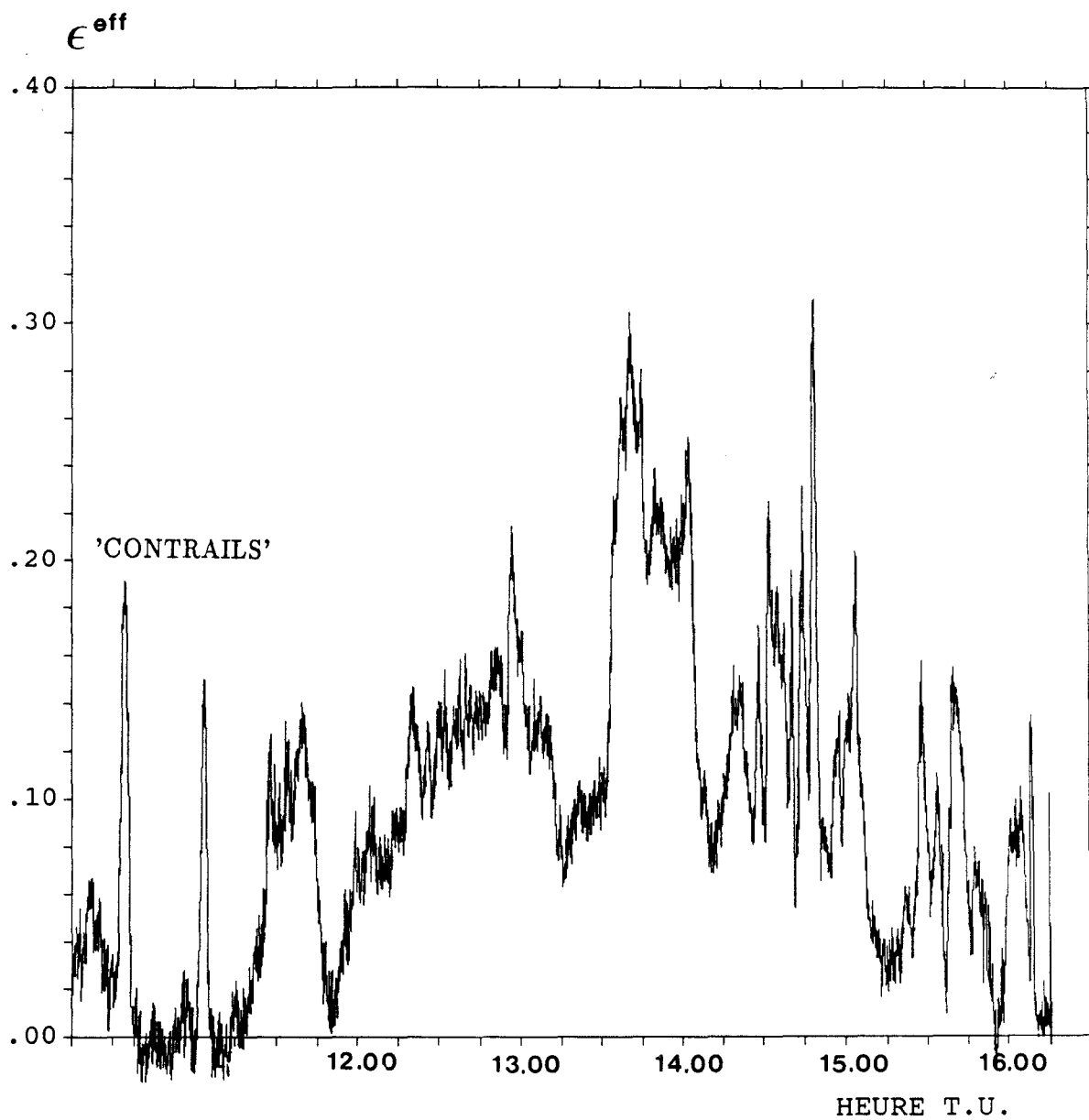


FIGURE 21-9: Emissivité infrarouge du cirrus du 18/10/89.

Altitude moyenne du cirrus: 9 km

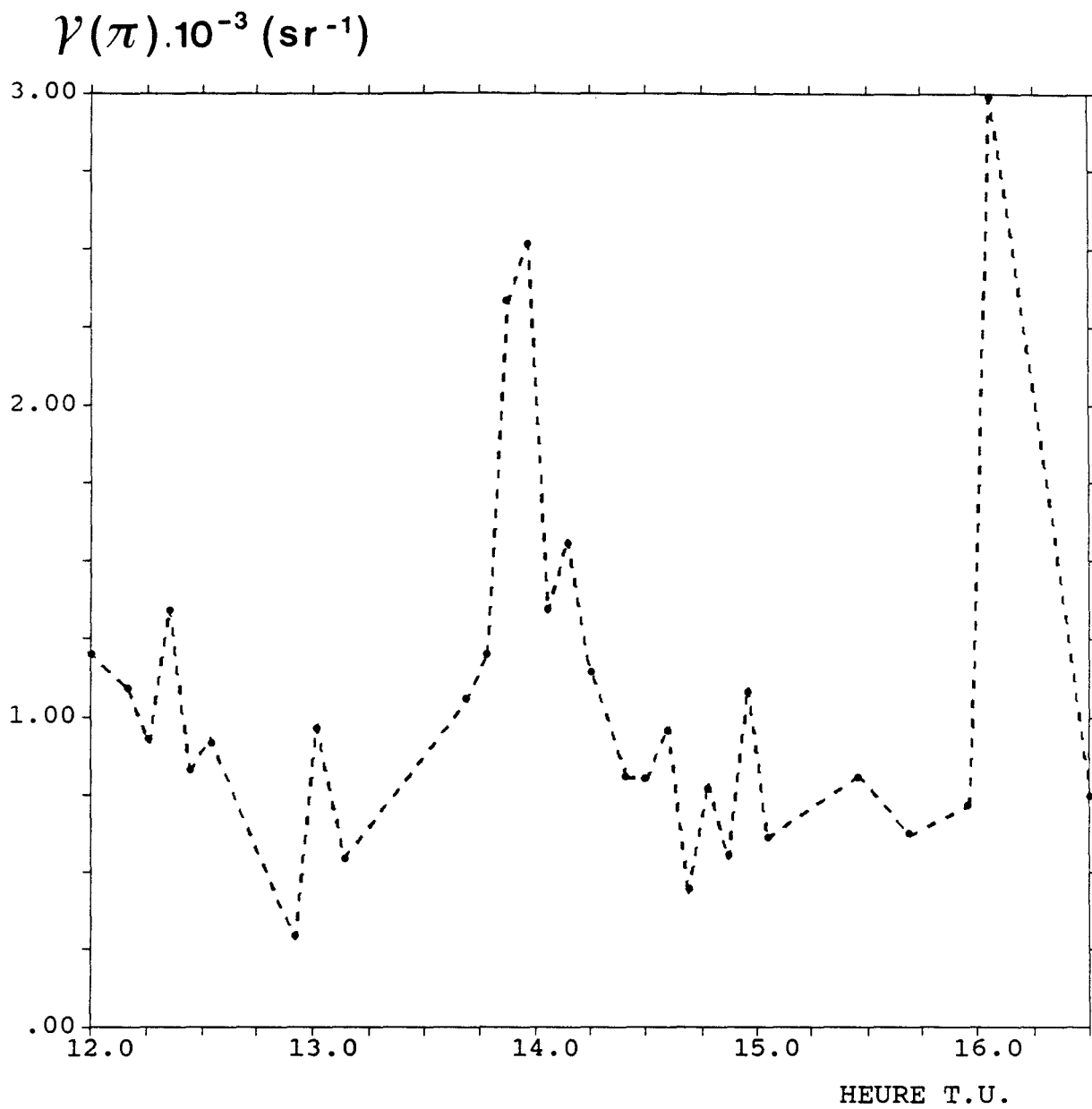


FIGURE 22: Variation temporelle du coefficient de rétrodiffusion intégré sur le cirrus du 18/10/89. Le lidar LMD-EDF opère à $\lambda = 1.06\mu\text{m}$.
Chaque point est obtenu après intégration temporelle de 40 secondes.

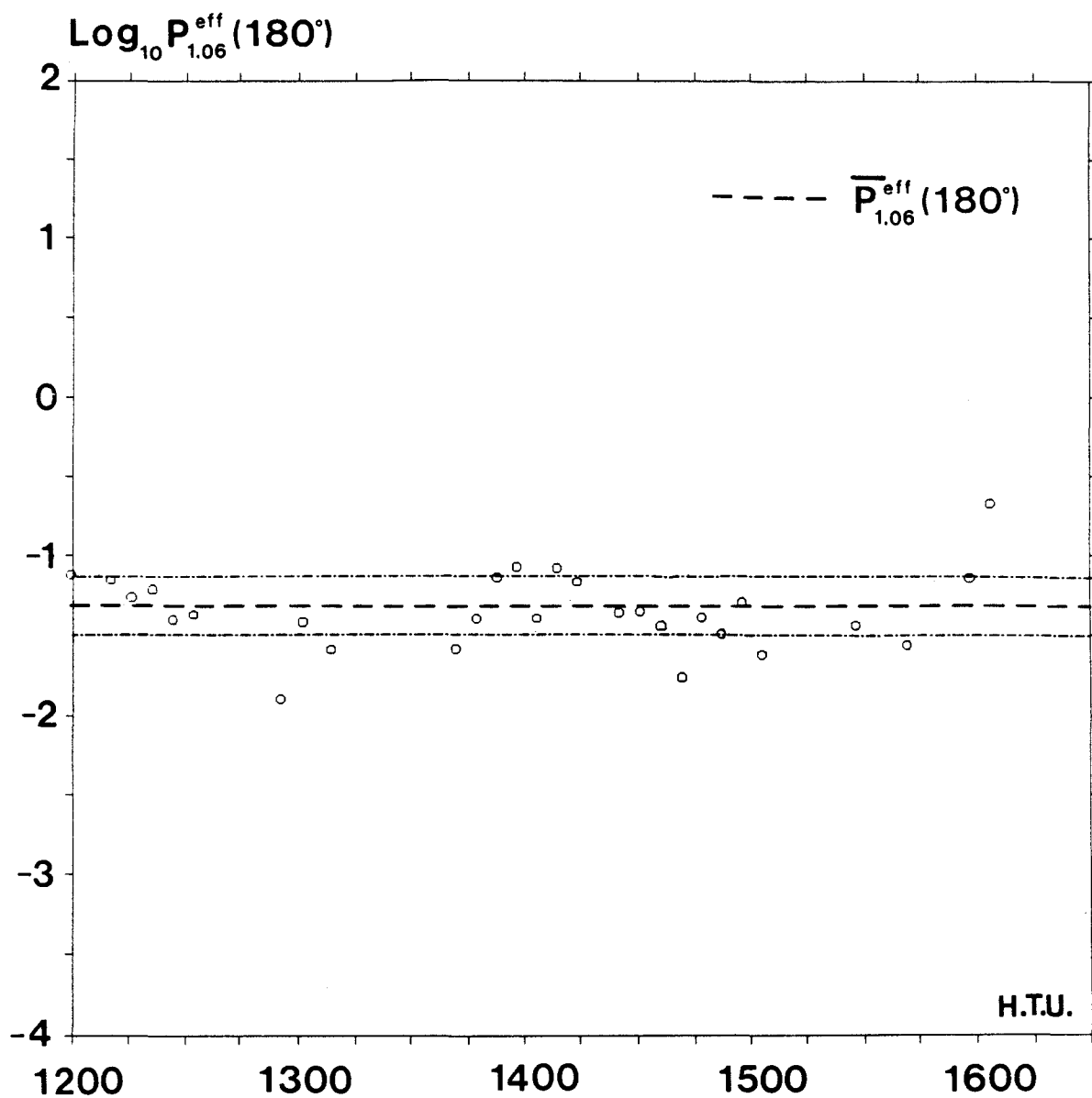


FIGURE 23: Variation temporelle de la rétrodiffusion effective à $\lambda = 1.06 \mu m$.

Les traits mixtes représentent l'incertitude sur la moyenne spatio-temporelle compte-tenu de la loi de Student établie pour un intervalle de confiance à 95%.



FIGURE 24: Image dans le proche infrarouge (canal 2 de AVHRR) d'une région de 600 km de cotés, centrée sur $52^{\circ}N$, $8^{\circ}E$ et prise le 18 octobre 1989 à 12:30 T.U.

Les nuages épais apparaissent clairs. La petite région encadrée délimite la zone étudiée.

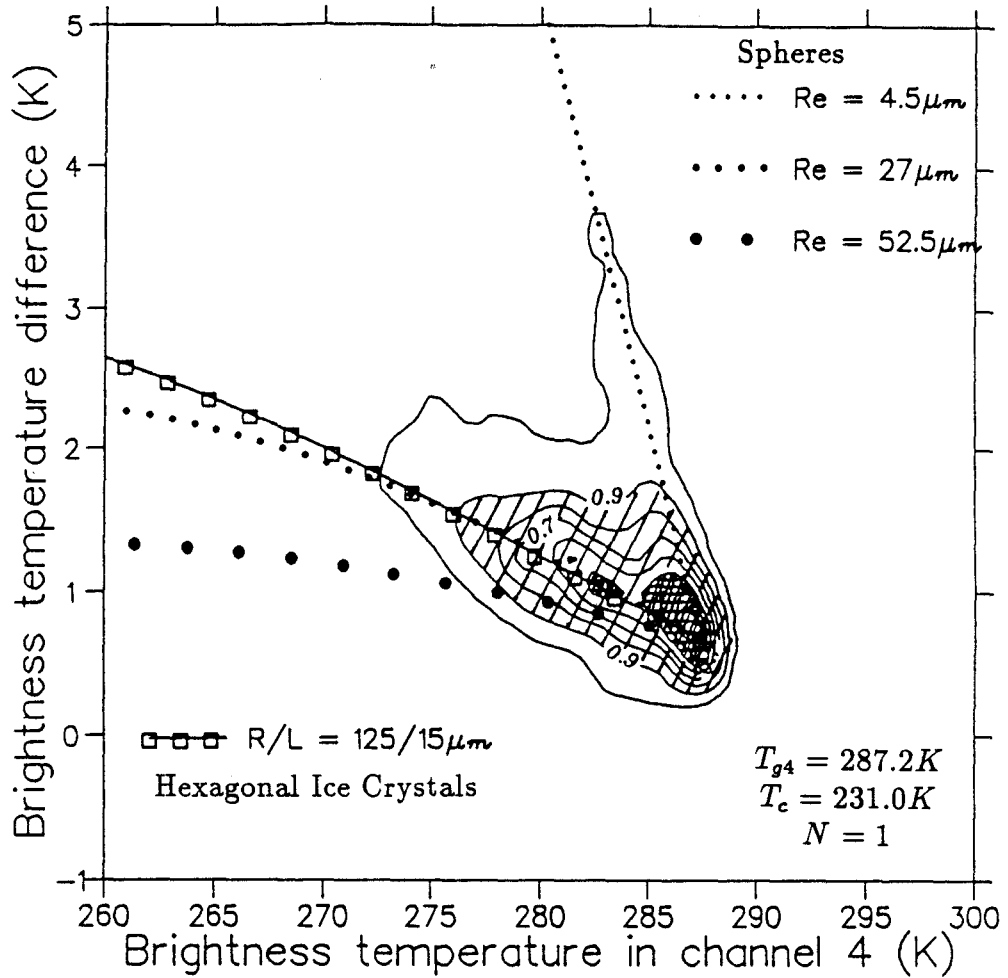


FIGURE 25: Comparaison entre les différences de température de brillance $T_4 - T_5$ observées (isolignes) et théoriques (symboles) correspondant à la région encadrée de la figure 24. Par exemple, 90% des pixels sont situés à l'intérieur de l'isoligne 0.9. Les lignes de points correspondent à des cirrus composés de cristaux sphériques de différents rayon. La ligne de points carrés correspond au modèle de plaquettes hexagonales dont les dimensions ont été définies à l'aide des mesures au sol.

La température moyenne du cirrus déterminée par radiosondage est $T_c = 231K$ et la température de brillance du sol dans le canal 4 est $T_{g4} = 287.2K$.

Nous supposons que la fraction de couverture nuageuse N du pixel est égale à 1 (voir chapitre II).

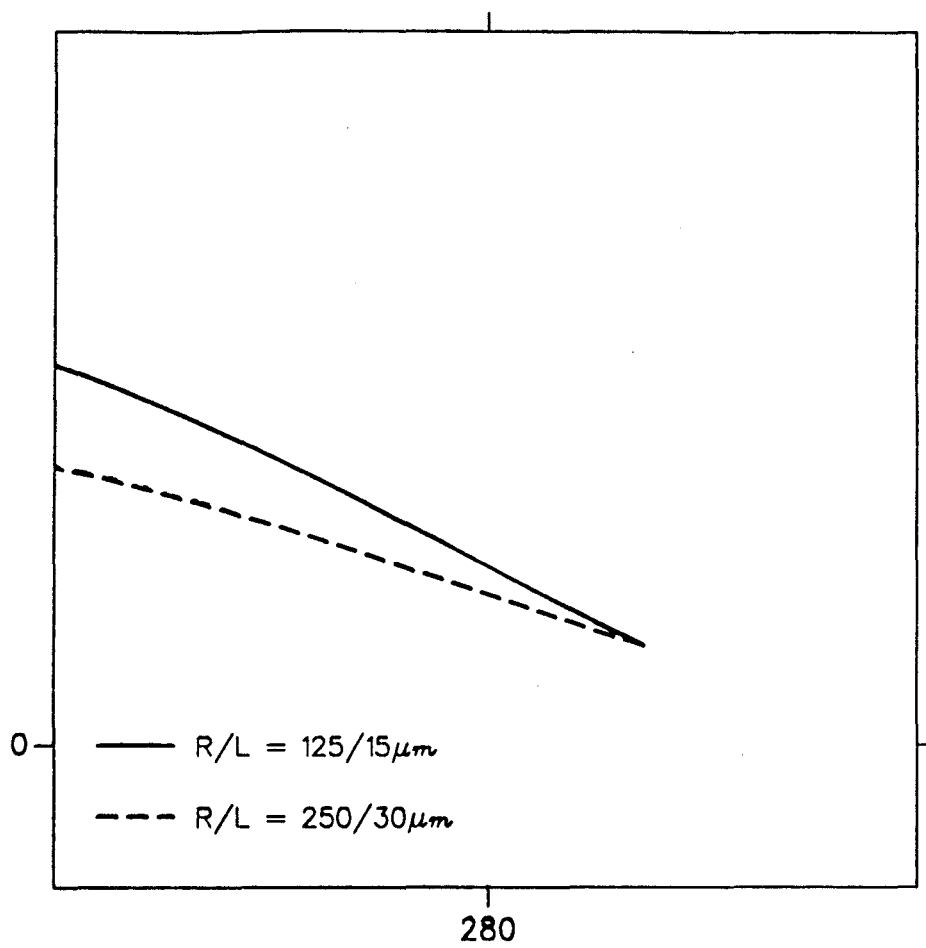


FIGURE 26: Sensibilité des différences de température de brillance théorique à la dimension des cristaux. Variations obtenues dans le cas où la taille des cristaux est doublée.

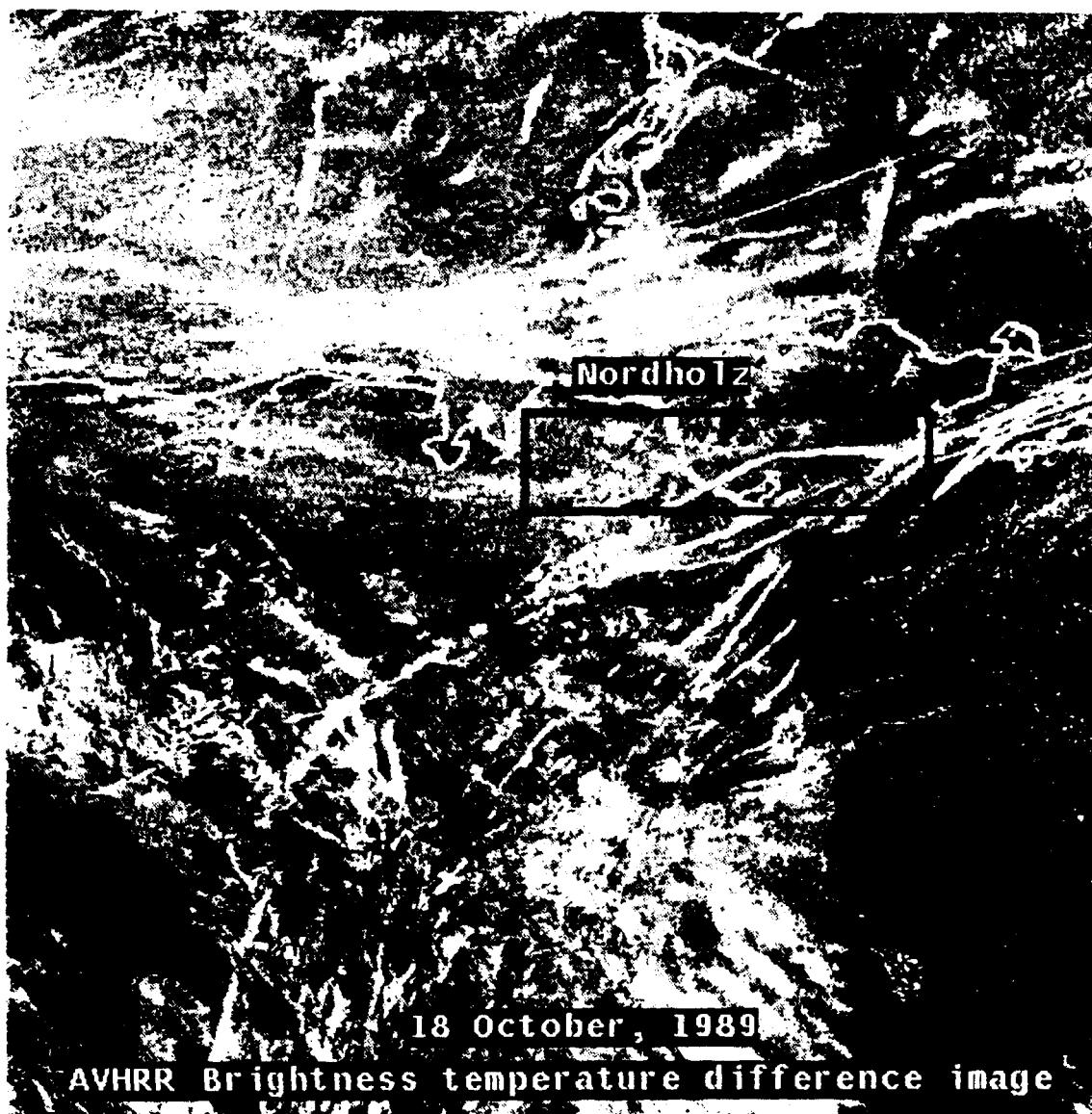


FIGURE 27: Image obtenue à partir des différences $T_4 - T_5$. Les cirrus semi transparents apparaissent brillants.

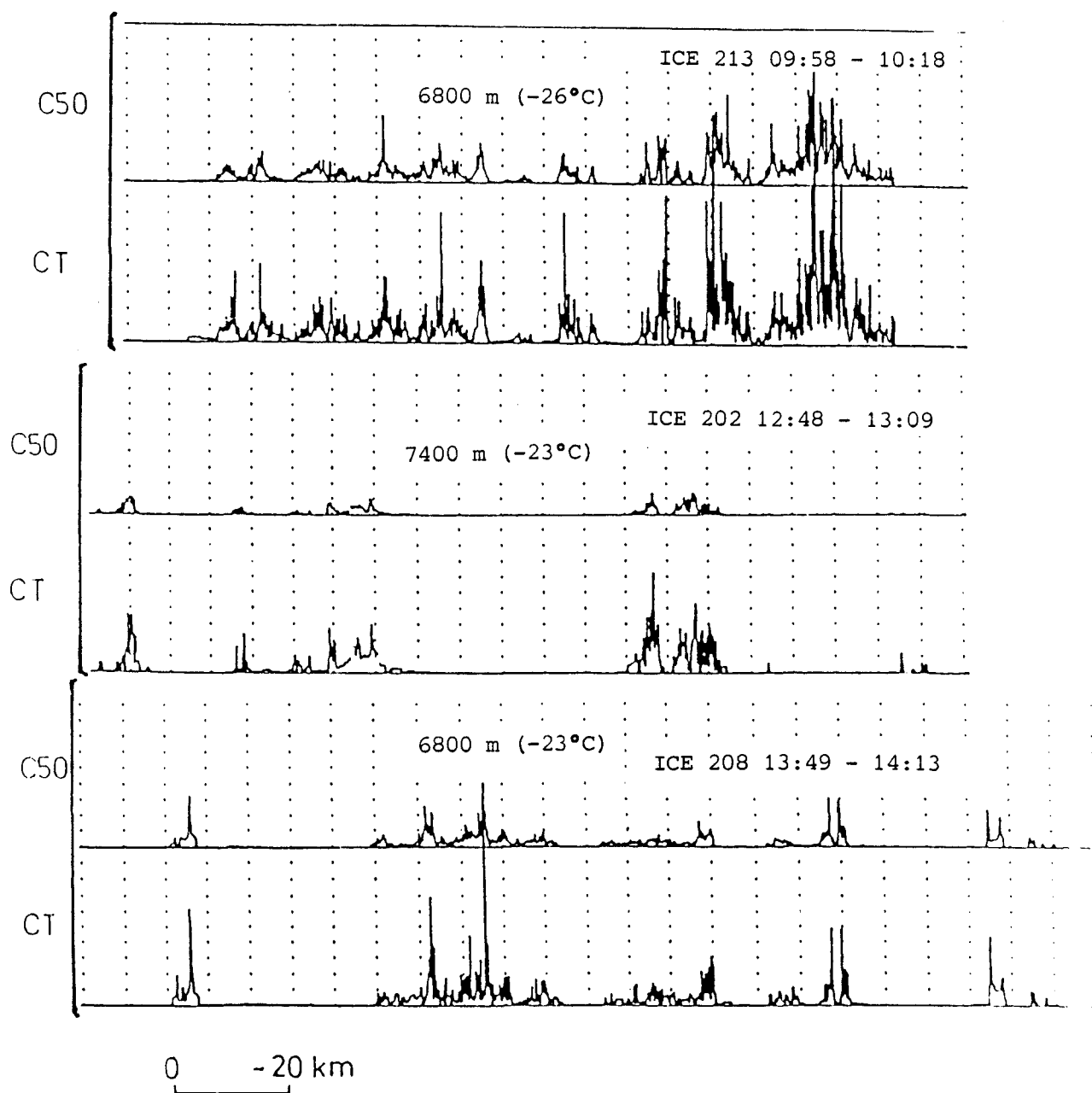


FIGURE 28-a: Exemple d'enregistrements de concentrations instantanées N_i de cristaux de glace pour quelques passages effectués par l'avion Merlin dans les cirrus durant la campagne ICE 89.

- C50 représente la concentration instantanée des particules de glace dont la dimension est supérieure à $50\mu m$ sur une échelle variant de 0 à 150part./litre .
- CT représente la concentration instantanée totale des particules de glace sur une échelle variant de 0 à 250part./litre .

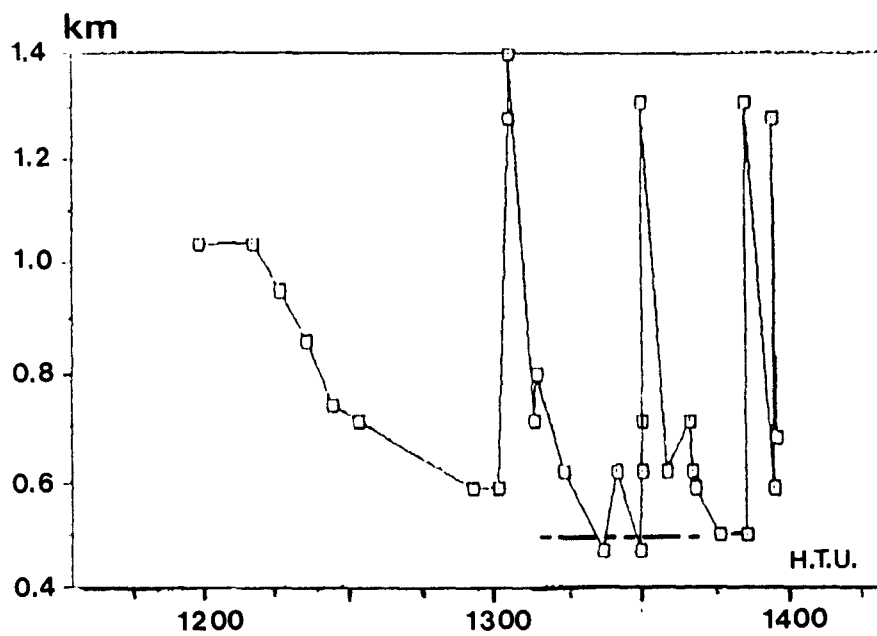


FIGURE 28-b: Epaisseur géométrique du nuage 'CIRRUS I' (18/10/89) fournie par les indications du lidar L. M. D.- E. D. F.

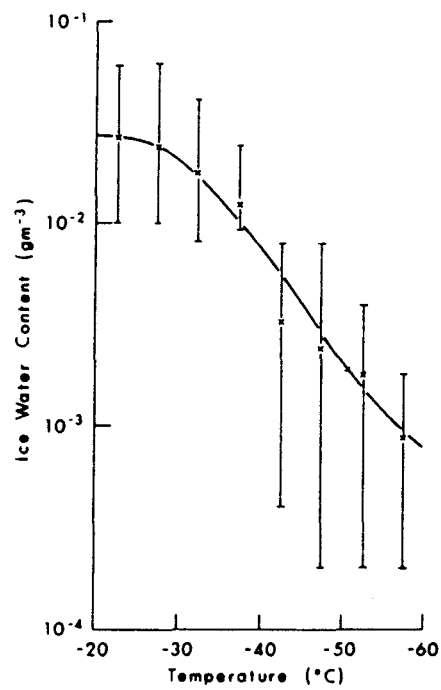


FIGURE 29: Contenu en glace (I. W. C.) en fonction de la température d'après les données de Heymsfield et Platt, 1984. La courbe est obtenue à l'aide d'une procédure de moindres carrés.

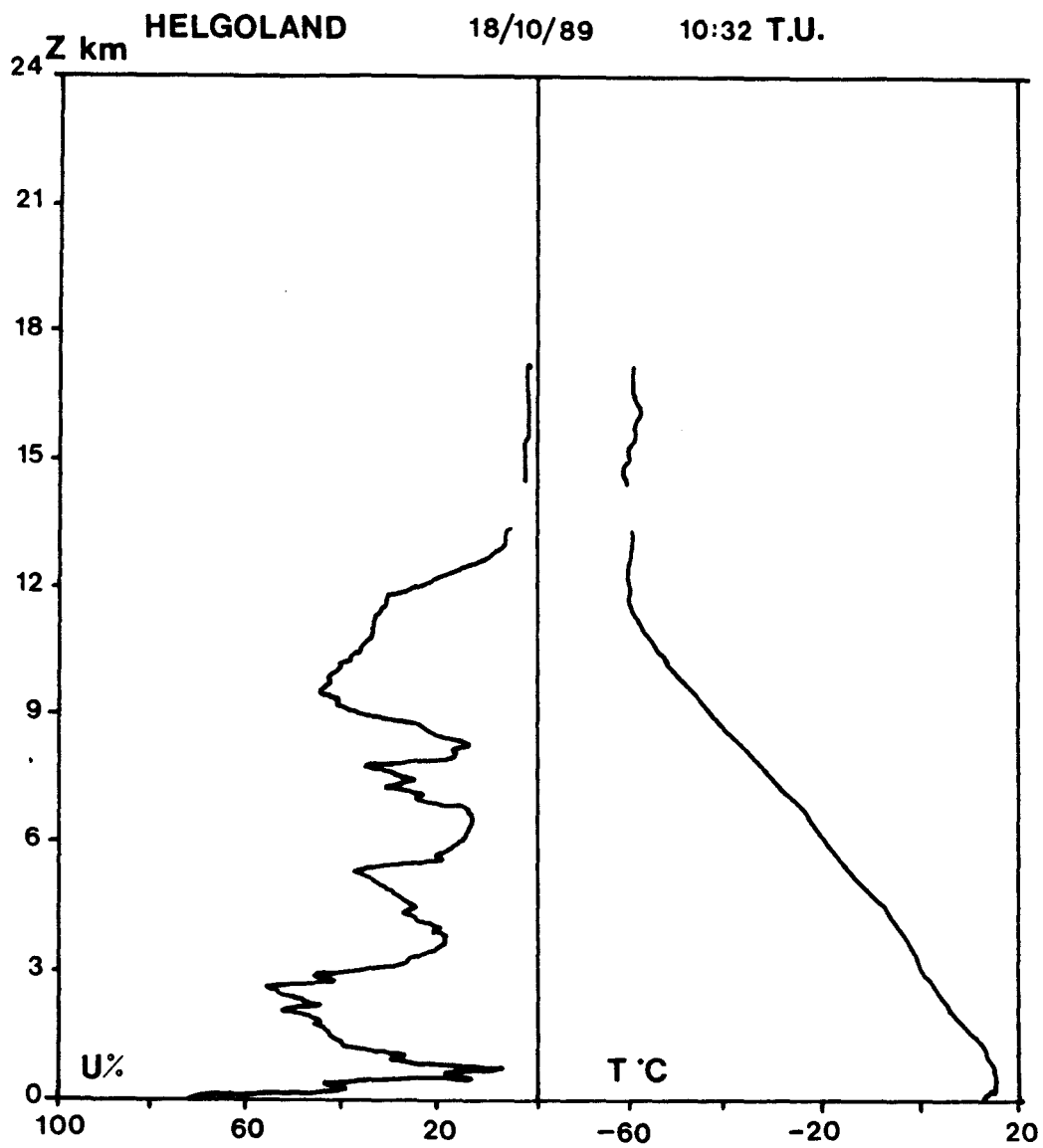


FIGURE 30: Radiosondage de la station de Helgoland effectué le 18/10/89 à 10:30 T.U.

6 ANNEXE: STATION AEROPORTEE

6.1 INTRODUCTION

L'avion MERLIN IV de la Météorologie Nationale a servi de support à la station aéroportée du Laboratoire durant l'expérience ICE. Cette station comprenait des capteurs de flux radiatifs et un capteur de luminance infra-rouge.

- Les flux radiatifs descendants et remontants sont mesurés à l'aide de pyrgéomètres et de pyranomètres à coupole claire et à coupole rouge, de marque EPPLEY.

Ceux-ci permettent la mesure des flux radiatifs, respectivement dans le domaine infra-rouge ($4 - 40\mu m$) et dans les domaines du rayonnement solaire ($0,27 - 2,7\mu m$) et ($0,63 - 2,7\mu m$).

Du fait de leur installation sur avion, ces capteurs sont soumis à divers phénomènes tels que les variations de température de l'air et de l'avion, les turbulences, l'attitude de l'avion... qui perturbent la mesure. Afin d'obtenir des mesures radiatives aéroportées correctes, il est donc nécessaire qu'un traitement élaboré des données, adapté à chaque capteur, puisse être mis en place. Dans cette partie, nous présentons deux paragraphes concernant des méthodes originales permettant d'analyser correctement les données issues des capteurs embarqués servant à la mesure des flux radiatifs, tels les pyrgéomètres et les pyranomètres.

6.2 PROCEDURE D'ETALONNAGE EN VOL DES PYRGEOMETRES.

An Improvement of the Calibration of the Eppley Pyrgeometer for the Case of Airborne Measurements

Gérard Brogniez, Jean-Claude Buriez, Jean-Claude Vanhoutte and Yves Fouquart

Université des Sciences et Techniques de Lille, U.E.R. de Physique Fondamentale, Laboratoire d'Optique Atmosphérique, 59655 Villeneuve d'Ascq cedex, France

(Manuscript received 13.03.1986, in revised form 07.07.1986)

Abstract:

Despite of a well known relatively bad accuracy, Eppley pyrgeometers are widely used for measurements of radiant flux densities; this paper proposes a calibration technique which has been developed for airborne measurements. This method implicitly accounts for the thermal gradients to which the pyrgeometer dome is subject during aircraft flights, and which are obviously dependent on the experimental conditions. Practically, temperatures of dome, housing and ambient air are monitored continuously; phases of flight allowing for constant radiant fluxes are used to relate empirically the air and housing temperatures to the temperature the dome would have in equivalent laboratory conditions. The technique has been tested during the NEPHOS campaign, both in clear and cloudy conditions; it allows for a maximum uncertainty of 10 W m^{-2} , that is a relative uncertainty between 2 and 4 % in most cases.

Zusammenfassung: Eine verbesserte Eichung des Eppley-Pyrgeometers für den Flugzeugeinsatz

Trotz der wohlbekannt relativ geringen Genauigkeit werden Eppley-Pyrgeometer häufig zur Messung von Strahlungsflußdichten benutzt. Die hier vorliegende Arbeit schlägt eine Eich-Technik vor, die speziell für Flugzeugmessungen entwickelt wurde. Diese Methode berücksichtigt die Temperaturgradienten in der Haube während des Fluges, die natürlich von den experimentellen Bedingungen abhängen. Die Temperaturen von Haube, Gehäuse und umgebender Luft werden kontinuierlich erfaßt. Flugphasen mit konstanten Strahlungsflüssen werden dazu benutzt, eine empirische Beziehung zwischen der Luft- und Gehäusetemperatur und der Temperatur aufzustellen, die die Haube unter äquivalenten Laborbedingungen haben würde. Diese Technik wurde während des NEPHOS-experimentes bei wolkenfreiem und bewölktem Himmel ausprobiert; der maximale verbleibende Fehler liegt bei 10 W m^{-2} , das ist eine relative Unsicherheit zwischen 2 und 4 % für die meisten Fälle.

Résumé: Une amélioration de la calibration des pyrgéomètres Eppley dans le cas de mesures aéroportées

Les pyrgéomètres Eppley sont très utilisés pour la mesure des flux radiatifs infrarouge et ce, malgré leur mauvaise précision. Cet article propose une technique de calibration qui a été développée pour des mesures aéroportées de flux de grandes longueurs d'onde. Cette méthode tient compte implicitement des gradients thermiques auxquels est soumise la coupole durant le vol et qui, évidemment dépendent des conditions expérimentales. Pratiquement les températures du dôme, du boîtier et de l'air ambiant sont mesurées en continu; les phases de vol où le flux infrarouge est constant sont utilisées pour relier empiriquement les températures de l'air et du boîtier à la température qu'aurait le dôme dans des conditions de laboratoire équivalentes. La technique a été testée durant la campagne NEPHOS, dans des conditions d'atmosphère claire et nuageuse; elle conduit à une incertitude de 10 W m^{-2} , soit une incertitude relative comprise entre 2 et 4 % dans la plupart des cas.

I Introduction

The well known Eppley pyrgeometer was first developed by DRUMMOND et al. (1968); it has been designed to measure radiant flux densities in the spectral range from 4 to $40 \mu\text{m}$. Accurate measurements are needed for many applications, this is particularly the case when net fluxes and even more,

when flux divergences are needed. Moreover, in many occasions, physical arguments or calculations show that relative unaccuracies may rise up to more than 5 % (ALBRECHT and COX, 1977; ELLINGSON, 1982). Indeed, day time ground based measurements are biased due to dome thermal emission, as the dome is heated by solar radiation (ENZ et al., 1975). On the other hand, in case of airborne measurements the pyrgeometers are ventilated, thus the effect of the solar heating appears less critical at first sight (ALBRECHT et al., 1974). However, the dome is subject to thermal influences from both the ambient air stream and the pyrgeometer housing which is in thermal equilibrium with the skin of the aircraft. Thus, it might present strong temperature gradients, depending on the aircraft speed and altitude. According to ALBRECHT and COX (1977), the dome emission may be corrected if the dome temperature is known; however, when strong and variable temperature gradients occur, this correction may itself be the cause of important additional systematic errors.

This paper presents a calibration technique which allows to take temperature gradients into account. The technique was tested during the NEPHOS field experiment (FOUQUART, 1983, 1985). This experiment was relative to the study of large marine stratocumulus clouds and occurred from October 7 to November 2, 1982 off the coast of Britany.

II Basic Problem

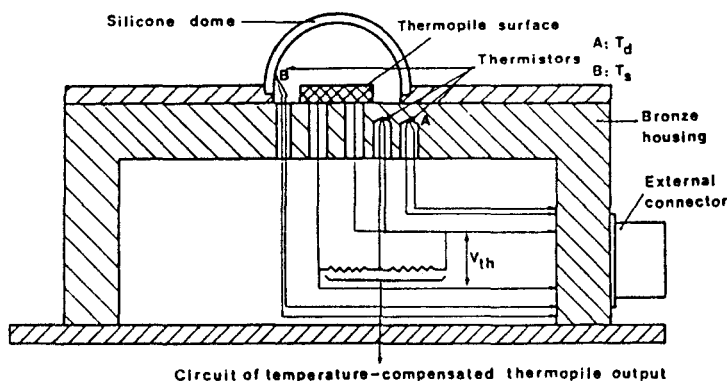
The Eppley pyrgeometer (Figure 1) consists of a thermopile shielded by a silicone hemisphere. Previously, before 1977, the dome was built in KRS5. Compared to KRS5, the silicone, which has the same transmittance in the 4–40 μm spectral range, has the main advantage of being more reflective to visible radiation, therefore it is less sensitive to solar heating.

The radiant flux density M , incident upon the dome, can be determined from the pyrgeometer energy budget (ALBRECHT et al., 1974):

$$M = aV_{th} + \sigma T_s^4 + K\sigma(T_s^4 - T_d^4) \quad (1)$$

where V_{th} is the thermopile output, T_s the temperature of the cold junction of the thermopile, i.e. the temperature of the instrument housing (referred to as the sink temperature), T_d is the dome temperature, σ is the Stephan-Boltzman constant, a the thermopile sensitivity and $K = \epsilon/\tau$, where ϵ and τ are respectively the emittance and the transmittance of the dome.

As a consequence of the difference between housing and dome thermal capacities, T_d and T_s have different reponses to the various heatings (absorption of solar radiation, convective exchanges), which occur during a phase of measurements. Typical differences between dome and housing temperatures may rise up to 5 °C, whereas K is roughly in the range 2 to 5; thus if we are willing to get reasonable accuracy, say of the order of some Wm^{-2} , K , T_s and T_d must be determined with a rather high accuracy.



● Figure 1
– Sketch of the Eppley pyrgeometer. T_d , T_s and V_{th} respectively stand for dome temperature, sink temperature and thermopile output.

Unfortunately it is difficult to determine precisely the averaged temperature T_d of the dome because of its small thermal inertia and of its strong thermal coupling with the housing which temperature T_s can differ largely from T_d . As a consequence of this thermal coupling, the dome is likely to be subject to strong thermal gradients which make the local temperature resulting from thermistor measurement hardly representative of the average dome temperature. This causes the K coefficient as derived from in flight calibration (K_m) to differ significantly from its laboratory value (K_l).

III Laboratory Calibration

To determine the two calibration coefficients a and K_l , ALBRECHT and COX (1977) proposed a method based on the difference between the thermal inertia of the dome and that of the pyrgeometer housing: the instrument is set in front of a blackbody at varying temperature T_{BB} and thermistors are used to monitor dome and housing temperatures during the time needed by the pyrgeometer to reach its thermal equilibrium. Using the particular periods when $T_d = T_s$ and a simple linear regression between $T_{BB}^4 - T_s^4$ and the thermopile output, it is possible to determine the sensitivity a . To determine K_l , the time evolution of housing and dome temperatures are used to carry out a linear regression between $\sigma(T_{BB}^4 - T_s^4) - aV_{th}$ and $\sigma(T_s^4 - T_d^4)$.

The main drawback of this method is that measurements are made in transient conditions during the evolution towards the thermal equilibrium of the pyrgeometer, so that the different thermal inertia of dome and housing and the temperature inhomogeneities of the different parts of the system may result in errors which are difficult to estimate. We thus propose a different method, based on measurements performed at thermal equilibrium for both dome and pyrgeometer housing. Practically, the sensor is faced to a blackbody. Hence, if Equation (1) is rewritten as

$$\sigma(T_{BB}^4 - T_s^4)/V_{th} = a + K_l \sigma(T_s^4 - T_d^4)/V_{th}, \quad (2)$$

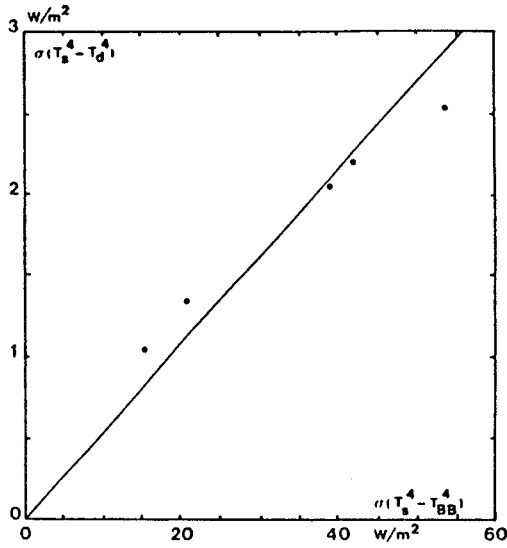
a and K_l can be determined from a linear regression for varying T_d , T_s and T_{BB} .

Nevertheless housing and dome temperatures are interdependent, so that $\sigma(T_s^4 - T_d^4)$ is roughly a linear function of $\sigma(T_s^4 - T_{BB}^4)$ (see Figure 2). This strongly reduces the dynamic of the experimental points on a calibration curve $\sigma(T_{BB}^4 - T_s^4)/V_{th}$ vs $\sigma(T_s^4 - T_d^4)/V_{th}$. We tried to eliminate this thermal connection in achieving an experimental system in which the dome is exposed to an airstream (with a flow of $4 \cdot 10^{-4} \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$) produced by three pipes, and the housing is heated by a resistor. The experimental system is depicted in Figure 3: the air blow is sent into a serpentine immersed within water at adjustable temperature. The incident radiant flux upon the dome is then assumed to be equal to the radiant flux emitted by the blackbody at temperature T_{BB} , and T_s and T_d are monitored. Because of the air blow which tends to homogenize the thermodynamic conditions of the dome, the thermistor measurements can be considered as representative of the averaged dome temperature.

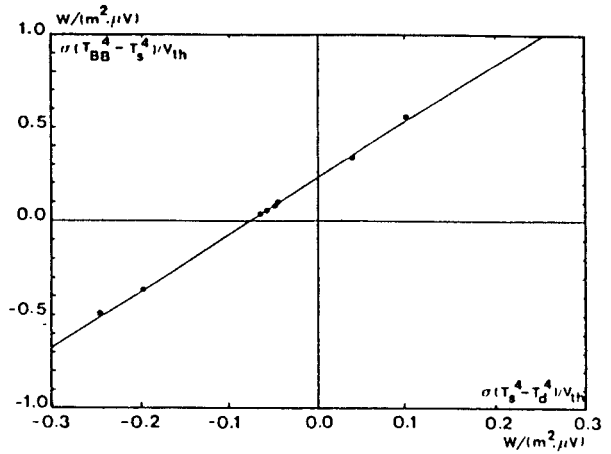
To illustrate this method, Figure 4 present the result of a calibration carried out before the NEPHOS II campaign. For this occasion, the aircraft instrumentation included both upward and downward looking pyrgeometers. Table I presents the laboratory calibration coefficients a and K_l .

■ **Table I** Laboratory calibration for the NEPHOS II campaign

	$a \text{ (W m}^{-2} \cdot \mu\text{V}^{-1}\text{)}$	K_l
Upward facing pyrgeometer	0.234 ± 0.001	3.03 ± 0.01
Downward facing pyrgeometer	0.220 ± 0.001	3.21 ± 0.01

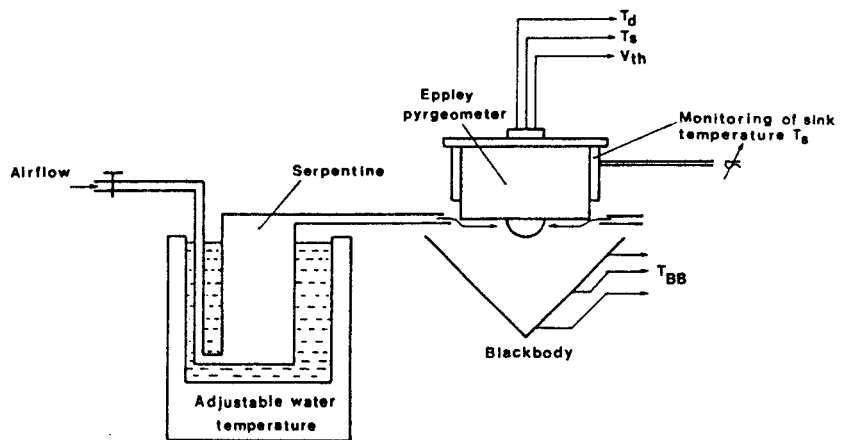


● Figure 2 – $\sigma(T_s^4 - T_d^4)$ as a function of $\sigma(T_s^4 - T_{BB}^4)$. Illustration of the thermal coupling blackbody (BB) – dome (d) – sink (s).



● Figure 4 -- Pyrgeometer laboratory calibration corresponding to the experimental system of Figure 3.

● Figure 3
– Synoptic scheme of the experimental calibration system. See Figure 1 for the signification of the different variables.



IV Dynamic Calibration

The calibration method described in the previous section is well suited for physical conditions which are stable and slowly variable, as it is generally the case for ground-based measurements. On board an instrumented aircraft, the dome is submitted to both solar heating and strong airflow. As noted in Section II, the thermal inertia of the dome and its coupling to the pyrgeometer housing are cause of possible occurrence of strong thermal gradients, so that the local temperature monitored by the thermistor does not generally represent the average temperature of the dome. On the opposite, the pyrgeometer housing is in thermal contact with the skin of the aircraft; in addition, its inertia is much larger; the temperature measured by the housing thermistor is then close to that of the cold junction of the thermopile.

Let T_{dm} be the local dome temperature as measured by the thermistor. The pyrgeometer sensitivity a is a characteristic of the thermopile, mainly independent of its environmental physical conditions. Equation (1) can be rewritten as:

$$Y = K_m X + M \quad (3)$$

with

$$Y = \sigma T_s^4 + a V_{th} \quad \text{and} \quad X = \sigma(T_{dm}^4 - T_s^4).$$

If atmospheric conditions can be found such that the radiant flux density M is constant, both K_m and M can be determined from a linear regression between X and Y (ALBRECHT and COX, 1977).

In order to test this dynamic calibration method, we used the measurements collected during NEPHOS II. Each of the eleven flights was split into various phases: horizontal legs in clear atmosphere above or below clouds or slant runs into a cloud layer. The horizontal legs were flown at altitudes ranging from 2000 m down to 30 m above sea surface. Pyrgeometers data were collected at 1 Hz.

Despite of their narrow spectral bandpass (8–14 μm) which contrast with the broad one of the pyrgeometers and more importantly despite of their limited (2°) field of view, the upward and downward looking Barnes PRT5 radiometers allow to delineate adequately the zone of constant radiant flux. For that purpose, Barnes measurements were associated with the photographic documents recorded during the experiment and with the pyranometers and pyrgeometers data themselves.

Three flights provided horizontal legs in clear conditions. An example of correlation between X and Y is shown in Figure 5.

For cloud traverses, it is much more difficult to find out zones with constant radiant fluxes. Nevertheless, typical zones may be used in the case of clouds which are both sufficiently homogeneous and optically thick. Figure 6a shows the recording of upward $L\uparrow$ and downward $L\downarrow$ radiances measured by the Barnes radiometers during one of these traverses. Simultaneously we present the recording of the liquid water content as measured by a Johnson-Williams probe (Figure 6b). At cloud top, under uniform sky conditions, the downward radiance is constant; the same occurs for the upward radiant flux density, if the cloud is thick enough (zone I). Inside the cloud, one can find zones which are simultaneously homogeneous and opaque enough for the upward or downward radiances to remain constant over a significant period of time, then, ensuring that the corresponding radiant fluxes should remain constant (zones II and III). Similarly, zone IV, under the cloud base corresponds to sufficiently uniform conditions related to high cloud opacity and constant cloud base and sea surface temperature. The results corresponding to cloud traverses, generally present dispersion larger than that corresponding to the clear cases because of cloud inhomogeneities; however, the results remain useful. Figure 7 shows an example of the results obtained from a slant run performed in zone III of a cloud layer encountered during flight 27.

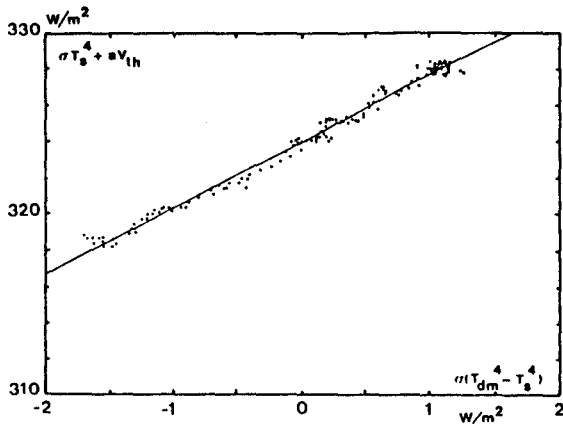
If X and Y are assumed to be normally distributed, then the Y -intercept has a mean value \bar{M} and a standard deviation (VIALAR, 1978):

$$S(M) = S(Y) \{(1 - r^2)/N\}^{1/2} \quad (4)$$

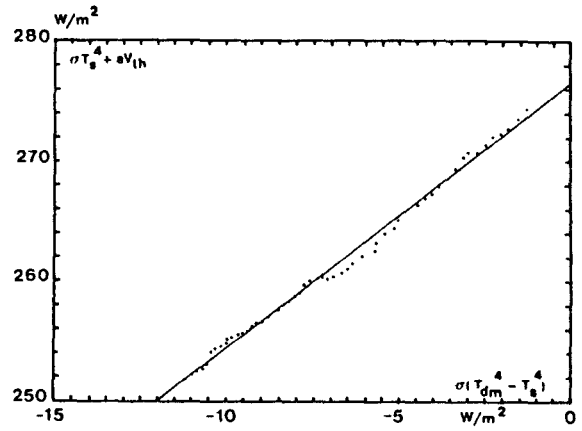
where r is the correlation coefficient, N the number of measurements and

$$S(Y) = \left\{ \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (Y_i - \bar{K}_m X_i - \bar{M})^2 \right\}^{1/2} \quad (5)$$

The mean values of the radiant flux density \bar{M} and of the regression coefficient \bar{K}_m are reported on Tables II and III for all the legs and slant runs of the NEPHOS campaign. The correlation coefficient r is always greater than 0.9; $S(Y)$ is of the order of 1–3 Wm^{-2} , so that practically, $S(M)$ is always less

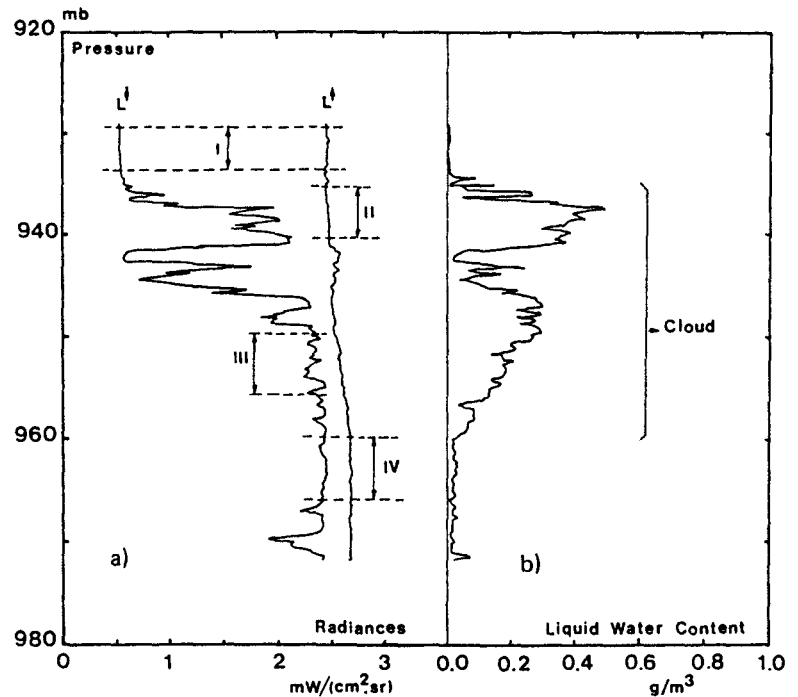


● **Figure 5** – Dynamic in-flight calibration for a horizontal leg in clear conditions (Upward looking pyrgeometer). T_{dm} is the monitored dome temperature, T_s the sink temperature and V_{th} the thermopile output.



● **Figure 7** As for Figure 5, but during a cloud traverse

● **Figure 6**
– Typical zones of constant radiances during a cloud traverse (6a). The recording of the liquid water content indicates the position of the cloud (6b).



than $2.10^{-2} \text{ Wm}^{-2}$. Thus, this random uncertainty may be neglected, compared to the systematic uncertainties which will be discussed in Section VII.

The values of \bar{K}_m may be very different from the laboratory value of K_l and strongly differ according to the altitude or the microphysical and thermodynamical structure of the cloud considered. Nevertheless, this determination of \bar{K}_m is only possible for the restrictive conditions mentioned in this section (i.e. constant boundary conditions, large cloud opacity, etc. ...), which often make this method inefficient.

■ **Table II** Flight phases usable for the dynamic calibration of the upward looking pyrgeometer

Flight number	Flight sequence	Mean Altitude (m)	Number of data N	Correlation coefficient r	\bar{M} ($W m^{-2}$)	\bar{K}_m
27	7	700	100	0.989	284.1	3.21
	11	650	135	0.970	287.2	3.46
28	11	850	135	0.952	284.2	3.57
	12	1150	171	0.907	280.7	3.95
31	3	2050	101	0.960	254.5	2.90
	4	1350	150	0.993	277.0	4.13
	6	800	181	0.992	300.2	3.51
	7	400	201	0.996	315.7	3.88
	8	200	181	0.994	324.0	3.69
27	3	350 Zone III	51	0.997	286.2	2.21
		600 Zone II	41	0.974	368.1	3.13
28	2	300 Zone IV	41	0.998	378.6	3.18
	5	550 Zone III	16	0.998	364.7	2.75

V Generalized Calibration

To get accurate radiant flux densities for every flight condition, a relationship between the ambient physical parameters and those occurring in the pyrgeometer energy budget must be derived. The existence of such a relationship is supported by the strong thermal coupling between the airflow caused by the moving of the aircraft, the dome and the housing. This coupling is probably dependent on the aircraft speed, however, in most occasions this speed is roughly the same ($\approx 60 m s^{-1}$), so that the intensity of the thermal coupling mainly depends upon the temperature difference between the airflow and the housing. As mentioned, in Section IV, the differences between the dynamic and static calibration parameters K_m and K_l account for the temperature gradients to which the dome is subject. Now, let us define T_{dl} as the dome temperature which would be measured in laboratory under equivalent static conditions (that is for given values of M , V_{th} and T_s). Equation (1) implies:

$$K_l (T_s^4 - T_{dl}^4) = K_m (T_s^4 - T_{dm}^4). \quad (6)$$

In the following, neglecting the influence of the slight variations of the aircraft speed on the intensity of the airflow and using the particular flights or parts of flights for which K_m is known, we empirically relate the equivalent dome temperature T_{dl} to the sink temperature T_s and the air temperature T_a . Figures 8a and 8b show that about 15 % (resp. 25 %) of the whole data set correspond to conditions allowing for the derivation of K_m for the downward (resp. upward) looking pyrgeometer. These figures also show that the corresponding differences between sink and dome temperatures are representative of the whole data set, thus allowing for an empirical calibration usable for the whole campaign.

a) Stable conditions

Under stable flight conditions presenting slight air temperature variations and allowing for the determination of K_m , Figures 9a and 9b show the variation of $T_{dl} - T_s$ as a function of $T_a - T_s$ for

■ **Table III** Flight phases usable for the dynamic calibration of the downward looking pyrgeometer

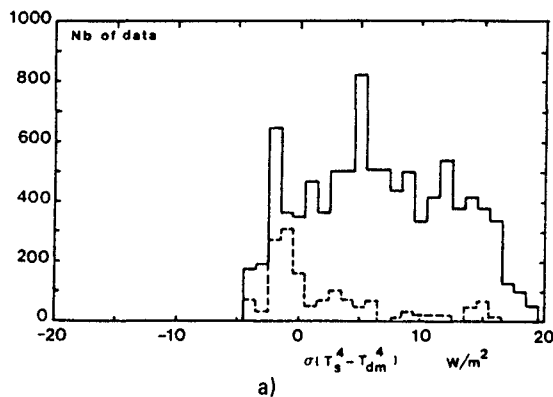
Flight number	Flight sequence	Mean Altitude (m)	Number of data N	Correlation coefficient r	\bar{M} ($W m^{-2}$)	\bar{K}_m
27	4	400	265	0.946	371.5	5.10
	10	100	145	0.984	373.2	4.49
28	5	200	145	0.934	376.3	3.40
	6	100	215	0.971	376.4	4.27
31	2	1700	265	0.998	371.3	4.14
	3	2100	201	0.995	361.8	3.95
	4	1400	251	0.991	372.7	4.43
	6	800	231	0.994	384.6	4.16
	7	400	325	0.998	387.6	4.24
	8	200	281	0.997	388.4	4.37
27	1	300 Zone IV	41	0.994	363.1	3.86
		600 Zone II	25	0.998	356.5	3.38
	3	300 Zone IV	61	0.999	356.9	4.25
		500 Zone IV	45	0.998	372.2	5.29
	4	500 Zone II	41	0.998	351.3	3.30
28	4	800 Zone II	16	0.998	361.2	4.11

■ **Table IV** Statistical results of $T_{dl} - T_s$ vs $T_a - T_s$ for the whole data. A time lag $\Delta t = 30$ s is used for the unstable conditions (see Section Vb)

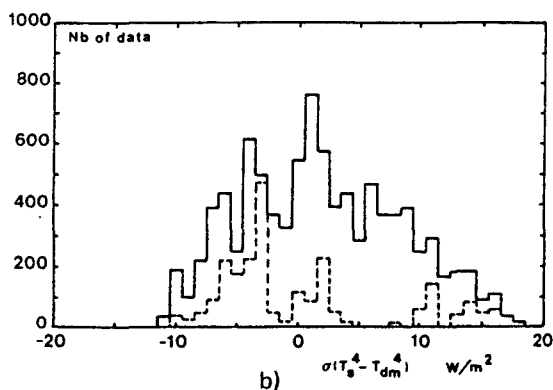
		Upward looking pyrgeometer	Downward looking pyrgeometer
Stable conditions	Number of flights	9	10
	Number of measurements	1355	2324
	Correlation coefficient r	0.979	0.996
	Regression coefficient α	0.47	0.67
	Intercept Y-axis $\beta(K)$	0.89	1.21
	r.m.s. error $S(T_{dl} - T_s)$ (K)	0.18	0.16
Unstable conditions	Number of flights	4	6
	Number of measurements	149	229
	r.m.s. error $S(T_{dl} - T_s)$ (K)	0.27	0.21

respectively the upward and the downward looking pyrgeometers. Table IV shows the statistical results corresponding to these figures. The correlation coefficients are quite good, and thus to a first approximation, the relationship between $T_{dl} - T_s$ and $T_a - T_s$ is assumed to be linear, that is

$$T_{dl} - T_s = \alpha(T_a - T_s) + \beta \quad (7)$$

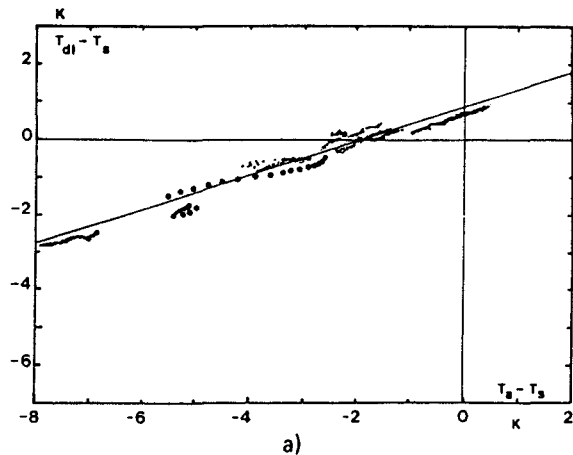


a)

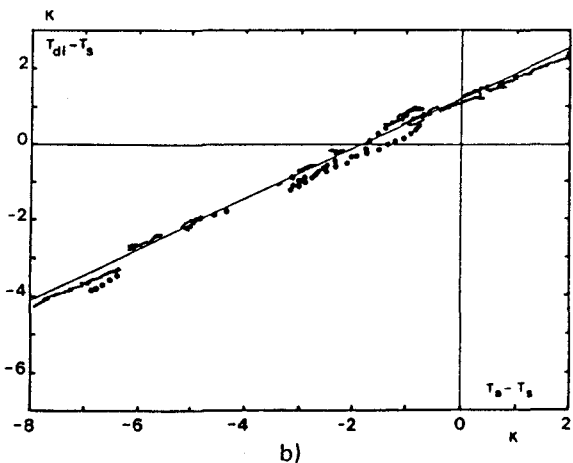


b)

- Figure 8 Histogram of $\sigma(T_s^4 - T_{dm}^4)$, where T_s is the sink temperature, and T_{dm} the monitored dome temperature.
 - For all phases of the flights 27,28 and 31 of the NEPHOS II campaign (straight line).
 - For only flight conditions allowing for the derivation of K_m (dashed line).
- Figure 8a Upward looking pyrgeometer.
- Figure 8b Downward looking pyrgeometer.



a)



b)

- Figure 9 $T_{d1} - T_s$ as a function of $T_a - T_s$, for all flight phases described in Tables II and III:
 - T_a is the ambient temperature and T_{d1} the dome temperature in equivalent static conditions.
 - For legs in stable conditions (.....).
 - For slant runs into a cloud layer (●●●●); 1/3 points only. A time lag of 30 s is used; see section Vb.
- Figure 9a Upward looking pyrgeometer.
- Figure 9b Downward looking pyrgeometer.

where $\beta > 0$ results from the heating of the dome by air friction. The differences between the line slopes and the values of β for the upward and downward looking pyrgeometers are linked to the positioning of the sensors resulting in different air frictions as well as to the positioning of the thermistors.

b) Large temperature fluctuations

Due to its small thermal capacity, the dome responds very rapidly to ambient temperature variations; nevertheless there is still a small time lag which is particularly apparent when the aircraft penetrates into a cloud during a traverse. To give an illustration of this time lag, consider an ascent above a stratocumulus (Zone I on Figure 6a). The restrictive conditions allowing for the derivation of the

dynamic calibration coefficients K_m are met (see Section IV). The equivalent static dome temperature T_{dl} can either be evaluated empirically from Equation (7), that is as a function of the air temperature, or directly from Equation (6).

For the upward looking pyrgeometer, Figure 10 shows the time variation of the ambient air temperature as well as those of T_{dl} for this particular flight phase. The time lag between T_{dl} (Equation 7) and T_a (Equation 6) is clearly apparent and roughly equal to $\Delta t = 30$ s. A similar results is obtained for the downward facing pyrgeometer. This time lag has been used for every phases of flight. The corresponding variations of $T_{dl} - T_s$ vs $T_a - T_s$ are reported on Figure 9a and 9b. Though a small differentiation between cloudy and clear air cases remain apparent, the empirical calibration applies satisfactory in all conditions. The use of the regression (7) in which α and β were derived from stable conditions gives root mean square errors hardly greater for cloudy cases than for stable cases (see Table IV). Taking the time lag Δt into account, the radiant flux density at time t , according to the generalized calibration technique is then:

$$M(t) = a V_{th}(t) + \sigma T_s^4(t) + K_l \sigma (T_s^4(t) - T_{dl}^4(t - \Delta t)) \quad (8)$$

where T_{dl} is given by (7).

VI Examples of Results

a) Horizontal flights, clear air conditions

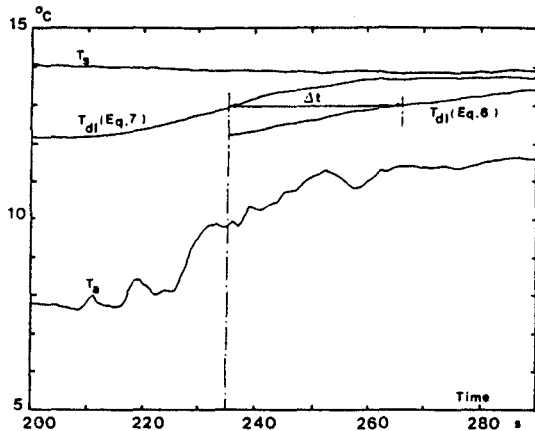
Figure 11 illustrates the improvement brought by the dynamic calibration. It corresponds to leg 2 of flight 31 (see Table III) and shows for the downward looking pyrgeometer, the time variations of the monitored dome temperature T_{dm} , sink temperature T_s , air temperature T_a and thermopile output V_{th} (Figure 11a). The recording of the 8–14 μm upward radiance observed by the radiometer is also presented (Figure 11b) to show that the radiative conditions are very constant throughout the leg. Figure 11c compares the radiant flux densities derived using the three methods describes in Sections III to V: laboratory, dynamic and generalized calibration. The laboratory calibration leads to underestimates as large as 15 to 20 Wm^{-2} ; in addition, despite of a constant upward radiance, the laboratory calibration exhibits an increase of approximately 5 Wm^{-2} from the beginning to the end of leg, whereas both dynamic and generalized calibrations are constant within 2 Wm^{-2} . The maximum difference between the dynamic calibration performed for that particular leg and the generalized empirical calibration also amounts to 2 Wm^{-2} .

b) Cloudy conditions

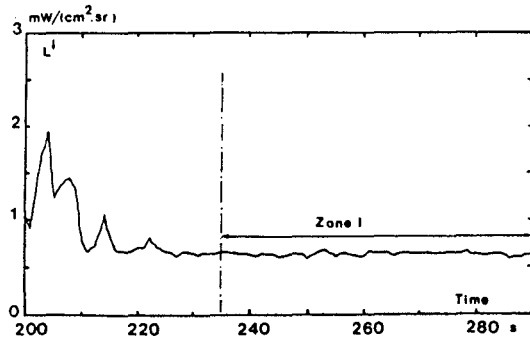
According to PLATT (1976) or STEPHENS et al. (1978), the infrared emissivity of stratiform clouds is:

$$\epsilon = 1 - \exp(-kw) \quad (9)$$

where $k = 0.158 \text{ m}^2 \cdot \text{g}^{-1}$ is a mass absorption coefficient, and w is the integrated liquid water path. Experimental validations of this relation were given by SLINGO et al. (1982), De VAULT et al. (1983) or BONNEL et al. (1983). As consequence, cloud layer with a total liquid water path greater than 30 g m^{-2} present at cloud top (resp. cloud base) an upward (resp. downward) infrared emissivity greater than 99 %; the corresponding radiant flux density is thus very close to that of a blackbody which temperature would be the averaged temperature of the lower (resp. upper) cloud layer. For a cloud traverse of flight 27, Figure 12a shows the profile of the liquid water content, Figure 12b the calculated upward and downward infrared emissivities and, Figures 12c and 12d the corresponding radiant flux densities. We also reported on Figures 12c and 12d the vertical profile of σT_c^4 where T_c is the local cloud tem-

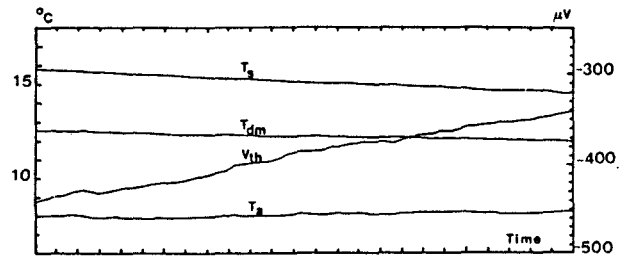


a)

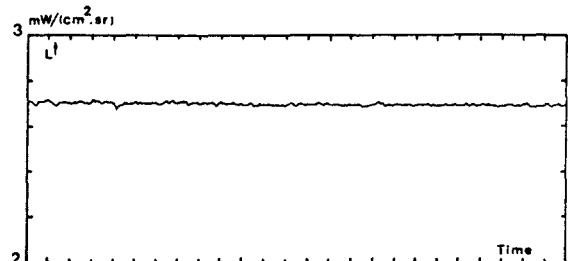


b)

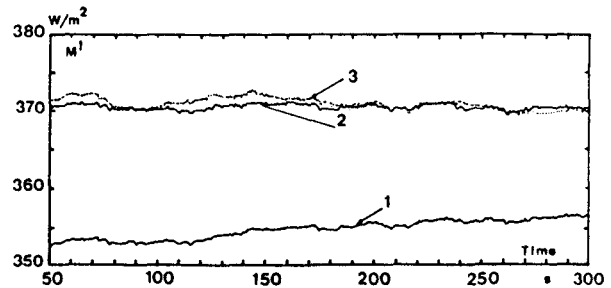
● Figure 10 Illustration of the time lag between T_{dl} (Equation 7) and T_{dl} (Equation 6), during a run in the zone I of a cloud (cf Figure 6).



● Figure 11a Upward looking pyrgeometer: Time variation of the thermopile output V_{th} , monitored dome temperature T_{dm} , sink temperature T_s and air temperature T_a during the leg 2 of flight 31.

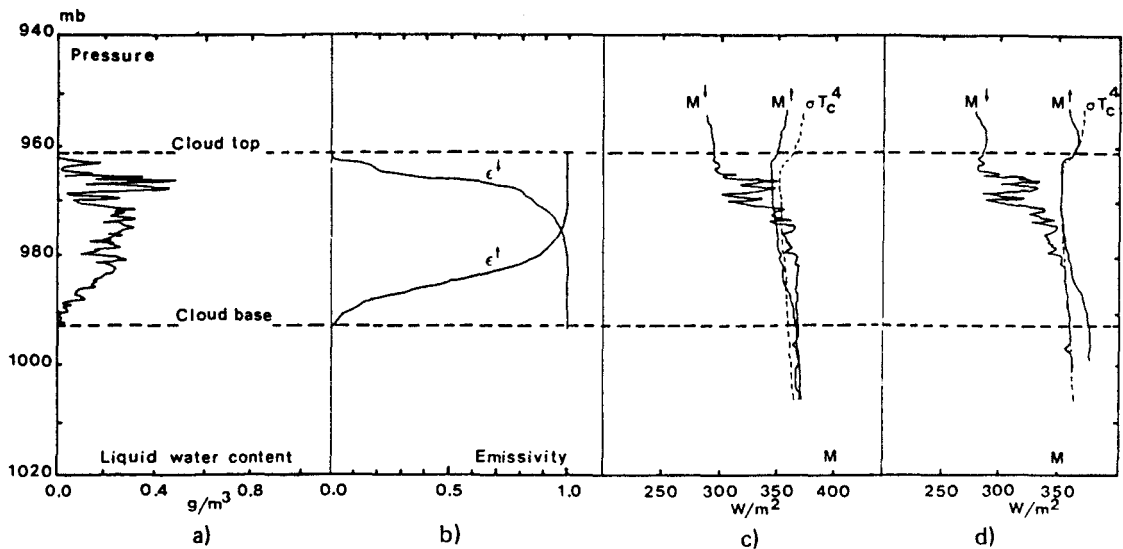


● Figure 11b Variations of the upward radiance measured by the Barnes PRT5 in the 8–14 μm atmospheric window as a function of time during this leg.



● Figure 11c Comparison between upward radiant flux densities obtained by laboratory (curve 1), dynamic (curve 2) and generalized calibration (curve 3), during this leg.

perature. According to STEPHENS's parametrization it clearly appears that this particular cloud is roughly equivalent to a blackbody for the upward radiation above 970 mb and below 980 mb for the downward radiation. The results presented in Figure 12c correspond to the laboratory calibration together with the monitored dome temperature T_{dm} , they are physically unrealistic since the downward radiant flux density is, in that case, larger than the blackbody emission at the local cloud temperature. The radiant flux densities reported in Figure 12d were derived from the generalized calibration, and are in very good agreement with σT_c^4 .



- Figure 12 A cloud traverse of flight 27:
- Figure 12a Liquid water content versus pressure.
- Figure 12b Infrared emissivities ϵ in the cloud layer according to STEPHENS et al. (1978) parametrization.
- Figure 12c Downward (M^\downarrow) and upward (M^\uparrow) radiant flux density profiles obtained during the cloud traverse, from the monitored dome temperature T_{dm} using the laboratory calibration.
- Figure 12d Downward (M^\downarrow) and upward (M^\uparrow) radiant flux density profiles obtained during the cloud traverse using generalized calibration.

In both Figures 12c and d, M^\uparrow and M^\downarrow are compared to σT_c^4 where T_c is the cloud temperature.

VII Error Analysis

a) Dynamic calibration uncertainty

In addition to random errors on M which can be made negligible (see Section IV), the thermopile output and the dome and sink temperatures are subject to systematic errors.

From the energy budget of the pyrgeometer (Equation (1)), the systematic uncertainty ΔM of the radiant flux density is:

$$\Delta M = \Delta M_a + \Delta M_v + \Delta M_s + \Delta M_d. \quad (10)$$

$\Delta M_a = |V_{th}| \Delta a$ is related to uncertainties in the derivation of the thermopile responsivity.

$\Delta M_v = a \Delta V_{th}$ results of uncertainties on V_{th} .

$\Delta M_s = 4 \sigma (K_m + 1) T_s^3 \Delta T_s$ is due to the uncertainty on the housing temperature measurement.

$\Delta M_d = 4 \sigma K_m T_{dm}^3 \Delta T_{dm}$ is due to the uncertainty on the dome temperature measurement.

Δa has been given on Table I; practically $\Delta V_{th} \leq 1 \mu V$ and $\Delta T_s = \Delta T_{dm} \leq 0.1 K$. The range of variations of those different uncertainties is given in Table V for all flights performed in clear conditions during NEPHOS II. For the particular case corresponding to Figure 11, the total uncertainty is $5.5 W m^{-2}$.

■ **Table V** Range of variations of the different uncertainties ($W m^{-2}$) for the clear air flights during NEPHOS II

	ΔM_a	ΔM_v	ΔM_s	ΔM_d	ΔM
Upward looking pyrgeometer	0.04–0.6	0.1–0.3	2.1–2.7	1.7–2.2	4.5–5.5
Downward looking pyrgeometer	0.03–0.3	0.1–0.3	2.6–3.3	1.8–2.7	4.3–6.2

■ **Table VI** Generalized calibration: Range of variations of the different uncertainties ($W m^{-2}$) for the whole cases during NEPHOS II. (ΔM_v and ΔM_a have the same values as for Table V)

	$\Delta M'_s$	$\Delta M'_{dl,s}$	$\Delta M'$
Upward looking pyrgeometer	0.5–0.6	6.2–8.4	7.0–9.7
Downward looking pyrgeometer	0.5–0.6	5.6–7.7	6.2–8.8

b) Generalized calibration uncertainty

Since $T_{dl} - T_s$ is always small compared to T_{dl} or T_s , Equation (8) can be rewritten

$$M' = a V_{th} + \sigma T_s^4 - 4 K_l \sigma T_s^3 (T_{dl} - T_s). \quad (11)$$

Considering M' as a function of the four variables a , V_{th} , T_s , and $T_{dl} - T_s$, the uncertainty $\Delta M'$ is written as

$$\Delta M' = \Delta M_a + \Delta M_v + \Delta M'_s + \Delta M'_{dl,s} \quad (12)$$

where ΔM_a and ΔM_v have the same meaning as for the dynamic calibration (Equation (10)).

$\Delta M'_s = 4 \sigma T_s^3 \{1 - 3 K_l (T_{dl} - T_s)/T_s\} \Delta T_s$ is due to the uncertainty in the housing temperature measurement.

$\Delta M'_{dl,s} = 4 K_l \sigma T_s^3 \Delta(T_{dl} - T_s)$ results of the uncertainty on $T_{dl} - T_s$ as given by Equation (7). Practically, this uncertainty can only be determined statistically. For the worst cases, that is to say for the cloud traverses, the root mean square error $S(T_{dl} - T_s)$ is of the order of 0.27 K (Table IV). If the errors on $T_{dl} - T_s$ are normally distributed around the regression line (Equation (7)), there is a 95 percent likelihood that, to a given value of $(T_a - T_s)$, corresponds a value of $(T_{dl} - T_s)$ between

$$\alpha(T_a - T_s) + \beta - 2S(T_{dl} - T_s) \quad \text{and} \quad \alpha(T_a - T_s) + \beta + 2S(T_{dl} - T_s).$$

Thus, we assume the random uncertainty $\Delta(T_{dl} - T_s)$ to be equal to $2S(T_{dl} - T_s)$.

For the whole cases, the range of variations of those different uncertainties is given in Table VI. For the particular case corresponding to Figure 11 we obtain $\Delta M' \approx 7 W m^{-2}$.

VIII Conclusion

The main cause of uncertainty when measuring radiant flux densities with Eppley pyrgeometers is due to the occurrence in the dome of strong thermal gradients leading to large errors in the pyrgeometer energy budget, even when the dome temperature is monitored. Indeed, in this case the observed temperature is only a very local measurement hardly representative of the averaged dome temperature.

The generalized calibration method presented in Section V and applicable to aircraft measurements, allows to decrease very significantly the systematic errors which may be quite large when use is made of

laboratory calibrations. This method is valid for horizontal flights or for slant paths under clear sky as well as cloudy conditions. The method was tested using the data collected during the NEPHOS II campaign, the accuracy of the radiant flux densities was of the order of 10 W m^{-2} , that is a relative uncertainty of 2 to 4 % in most cases. In cloudy conditions, the radiant flux densities obtained through the generalized calibration were in good agreement with simple physical considerations and verified very satisfactorily the theory.

Though the ultimate accuracy is still far from being sufficient for many purposes such as verifying radiative transfer codes for example, this calibration method allows a better approach of cloud radiative properties (FOUQUART, 1985); particularly interesting is for example the possibility of a more accurate determination of the penetration depth of the radiative cooling at the top of boundary layer clouds or that of a better insight into the role of cloud inhomogeneities in global cloud radiative properties or in cloud dynamics.

Acknowledgements

This work was supported by the Programme National d'Etude de la Dynamique du Climat under contract ATP PNEDC n° 98244. It is a pleasure to acknowledge the crew of the INAG-IGN aircraft for their participation to NEPHOS. NEPHOS was a cooperative experiment including participation of scientists from the Universities of Lille, Clermont Ferrand, Toulouse and Brest.

References

- ALBRECHT, B., POELLOT, M. and COX, S. K., 1974: Pyrgeometer measurements from aircraft. *Rev. Sci. Instrum.* **45**, 33–38.
- ALBRECHT, B. and COX, S. K., 1977: Procedures for improving pyrgeometer performance. *J. Appl. Meteor.* **16**, 188–197.
- BONNEL, B., FOUQUART, Y., VANHOUTTE, J. C., FRAVALO, C. and ROSSET, R., 1983: Radiative properties of some African and mid-latitude stratocumulus clouds. *Beitr. Phys. Atmosph.* **56**, 409–428.
- DE VAULT, J. E. and KATSAROS, K. B., 1983: Remote determination of cloud liquid water path from bandwidth limited shortwave measurements. *J. Atmos. Sci.* **40**, 665–685.
- DRUMMOND, A. J., SCHOLLES, W. J., BROWN, J. M. and NELSON, R. E., 1968: A new approach to the measurement of terrestrial longwave radiation. WMO. Tech. Note n° 104, 383–387.
- ELLINGSON, R. G., 1982: A note on errors and uncertainties in NCAR aircraft pyrgeometer data from MONEX. *Bull. Am. Meteorol. Soc.* **74**, 1387–1389.
- ENZ, J. W., KLINK, J. C. and BAKER, D. G., 1975: Solar radiation effects on pyrgeometer performance. *J. Appl. Meteor.* **14**, 1297–1302.
- FOUQUART, Y., 1983: Radiative properties of stratocumulus clouds: XVIII General assembly of IUGG. Symposium R1: Radiative properties of cloud field. Hamburg 15–27 August 1983.
- FOUQUART, Y., 1985: Radiation in boundary layer clouds. WMO/CAS Workshop of boundary layer. Fort Collins 22–26 April 1985.
- PLATT, C. M. R., 1976: Infrared absorption and liquid water content in stratocumulus clouds. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.* **102**, 515–522.
- SLINGO, A., BROWN, R. and WRENCH, C. L., 1982: A field study of nocturnal stratocumulus. III High resolution radiative and microphysical observations. *Quart. J. R. Met. Soc.* **108**, 145–165.
- STEPHENS, G. L., PALTRIDGE, G. W. and PLATT, C. M. R., 1978: Radiation profiles in extended water clouds III: Observations. *J. Atmos. Sci.* **35**, 2133–2141.
- VIALAR, J., 1978: Calcul des probabilités et statistiques. Tome III, 190 p. Direction de la Météorologie Nationale, Trappes (France).

6.3 TRAITEMENT DES MESURES PYRANOMETRIQUES.



A Comparison of Measured and Modeled Broadband Fluxes from Aircraft Data during the ICE '89 Field Experiment

R. W. SAUNDERS

U.K. Meteorological Office, Meteorological Research Flight, Royal Aerospace Establishment, Farnborough, United Kingdom

G. BROGNIEZ AND J. C. BURIEZ

Laboratoire d'Optique Atmospherique, Universite des Sciences et Technique de Lille, Villeneuve d'Ascq, France

R. MEERKÖTTER AND P. WENDLING

Deutsche Forschungsanstalt für Luft und Raumfahrt, Institut für Physik der Atmosphäre, Oberpfaffenhofen, Germany

(Manuscript received 29 April 1991, in final form 28 October 1991)

ABSTRACT

During the 1989 intensive field campaign of the International Cirrus Experiment (ICE) over the North Sea, broadband radiative fluxes were measured in, above, and below cirrus cloud by a number of European meteorological research aircraft. One mission during the campaign was an intercomparison flight in clear air with no cloud above in order to compare, among other things, radiative flux measurements made by the U.K. C-130, the French Merlin, and the German Falcon aircraft. All three aircraft measured shortwave flux (0.3–3 μm) with standard Eppley pyranometers above and below the fuselage. The intercomparison showed agreement between the three aircraft of within 2% for both the upwelling and downwelling shortwave flux components. Using a coincident temperature and humidity radiosonde profile, the downward clear-sky fluxes at the level of the aircraft were also calculated using a variety of different radiation models. Modeled shortwave fluxes were all higher (between 2% and 4%) than the measured values. In addition to shortwave fluxes the C-130 and Merlin also measured near-infrared fluxes (0.7–3 μm) by having additional Eppley pyranometers mounted with red domes over the thermopiles. The near-infrared fluxes measured by the Merlin and C-130 were different because slightly different red-dome filters were used; model calculations show the difference between the measured fluxes was consistent with the different pass band of the filters. Infrared fluxes (4–40 μm) were measured using standard Eppley pyrgeometers on the Falcon and pyrgeometers developed at the Meteorological Research Flight on the C-130; comparisons show no significant differences for the downwelling fluxes but the Falcon upwelling fluxes were 7% higher than the corresponding C-130 values. This latter difference is higher than would be expected for these instruments. The modeled infrared fluxes were up to 9% lower than the C-130 and Falcon measurements.

1. Introduction

The sensitivity of the results from climate prediction models to cloud radiative properties (Mitchell et al. 1989) and even clear-air radiative transfer in the infrared window regions (Harshvardhan et al. 1989) has recently been emphasized. The magnitude and even sign of the feedback due to changes in clouds critically depend on the assumptions made in the model radiation schemes. It is therefore important to be able to validate these schemes with accurate radiative flux measurements, both in clear and cloudy air from the surface to the top of the atmosphere. Measurements of radiative fluxes have been made from research air-

craft for at least 30 years now (e.g., Roach 1961). Shortwave fluxes (i.e., 0.3–3 μm , integrated over the hemisphere) are conventionally measured using the standard Eppley pyranometer described in more detail by Robinson (1966). In addition to the broadband shortwave flux instrument many research aircraft now also fly a standard Eppley pyranometer with a red dome in place of the clear dome over the thermopile, which transmits radiation only in the range 0.7–3 μm . The use of clear and red domes thus allows one to split the shortwave flux into two bands: visible and near infrared. Longwave infrared fluxes are measured using pyrgeometers that basically consist of a thermopile covered with a silicon or KRS5 dome that transmits radiation only in the range 4–40 μm . When the pyrgeometer views a colder or warmer target the voltage measured from the thermopile is related to the net infrared flux incident on the thermopile. There have been improvements in the calibration of the in-flight mea-

Corresponding author address: Dr. R. W. Saunders, Meteorological Research Flight, Royal Aerospace Establishment, Building Y46, Farnborough, Hampshire, GU14 6TD England.

surements for the basic Eppley design (Drummond et al. 1968) that take into account the thermal gradients to which the pyrgeometer dome is subject to during aircraft flights (e.g., Brogniez et al. 1986); there have also been variations in the basic instrument design to try to reduce some of the uncertainties of the measurement (e.g., Foot 1986).

These broadband instruments were flown on European meteorological research aircraft during the field phase of the International Cirrus Experiment (ICE '89) over the southern North Sea in September/October 1989 (Hennings et al. 1990). As is usual, two sets were mounted on each aircraft, one set looking up and one set looking down. This enables both upwelling and downwelling fluxes to be measured, and by differencing these an estimate of the net flux and hence heating rates can be obtained. In order to estimate the accuracy of these measurements specifically for cirrus studies, an intercomparison flight was undertaken during ICE '89 in clear air above a broken cloud field at a height of 5.9 km. This involved three of the five participating aircraft, the U.K. C-130, the French Merlin, and the German Falcon, and was a unique opportunity to compare a wide range of different parameters measured by the three aircraft. Several detailed ground-based comparisons of broadband instruments have been made in recent years (e.g., Andersson et al. 1981), but this is believed to be the first side-by-side comparison of these instruments mounted on different aircraft flying at high levels. Some intercomparisons of aircraft data, including radiative fluxes, were carried out during the Joint Air-Sea Interaction Experiment (Nicholls and Cockroft 1981), but these were all at low levels, and so are not directly applicable to high-level measurements of cirrus.

For the comparison of shortwave fluxes all three aircraft had standard Eppley pyranometers, which are also used by many other meteorological research aircraft, so the results reported here will be applicable to many other aircraft shortwave radiative flux measurements. The longwave fluxes were measured by an Eppley PIR pyrgeometer (also used on many research aircraft) and a pyrgeometer developed by Foot (1986). This comparison allowed the behavior of the Eppley pyrgeometer to be compared with an instrument designed to reduce some of the uncertainties inherent in the Eppley design.

The purpose of this paper is primarily to report on the results of the comparison of the radiative fluxes measured from each aircraft. In addition, measurements are compared with estimates of downwelling fluxes from a variety of radiation schemes used in climate models. This gives an estimate of the accuracy of the aircraft measurements and also shows how representative the modeled fluxes are in clear air at a height of 5.9 km.

The aircraft measurements and the various corrections that have to be applied to them are described for the three aircraft participating in the intercomparison

flight during ICE '89. This is followed by a section on radiation models. The comparison of the three independently measured fluxes and modeled downwelling fluxes are discussed, followed by a summary with a few recommendations for future aircraft experiments.

2. Aircraft measurements

The International Cirrus Experiment (ICE '89) took place from 16 September to 18 October 1989 over the southern North Sea. The participating aircraft were the C-130 of the U.K. Meteorological Office, the Merlin IV of the French Meteorologie Nationale, the Falcon E and the Dornier 228 of the German Deutsche Forschungsanstalt für Luft und Raumfahrt (DLR), and the stratolab "Egrett" operated by the Weltraum Institute, Berlin. During the ICE '89 field experiment 17 different missions were flown in which broadband radiative flux measurements were made from all five aircraft. The intercomparison flight during the ICE '89 field experiment was on 14 October 1989 (ICE mission 211) and involved only the first three of these aircraft. At this time the southern North Sea was under the influence of a moderate northwesterly airstream behind a cold front that had passed through the area the previous day. An exceptionally clear, unstable airstream was encountered during the flight with considerable convective activity over the sea comprising cumulus congestus and cumulonimbus. Convective cloud tops were just below the flight altitude of 5.9 km. A radiosonde was launched from Helgoland, close to the intercomparison flight, about an hour before the measurements, which showed very dry air above 5.5 km. Figure 1a shows the aircraft track during the intercomparison flight relative to the coastlines, and Fig. 1b shows the track superimposed on a Landsat near-infrared image (0.76–0.90 μm) recorded shortly before the intercomparison. The convective clouds are well shown in this image. Two legs were flown in straight and level flight with the aircraft separated by a few tens of meters at an altitude of 5.9 km. The first leg was in the across-sun direction and the second leg into sun. Both legs were of 5–6-min duration. The solar zenith angle varied between 61.88° and 62.48° during the two legs. Work is in progress comparing many of the thermodynamical and dynamical parameters measured by the three aircraft during these legs; these are reported elsewhere (e.g., Quante et al. 1992). The broadband radiative fluxes measured by all three aircraft are compared in the following.

The C-130 had clear- and red-dome Eppley pyranometers and pyrgeometers developed by Foot (1986) on top and below the fuselage. All six instruments recorded data as normal during this flight, and the data were analyzed as described in the following section. This fit of pyranometers and pyrgeometers was not changed during the ICE '89 experiment. The C-130 also made some nadir-view, narrowband radiance

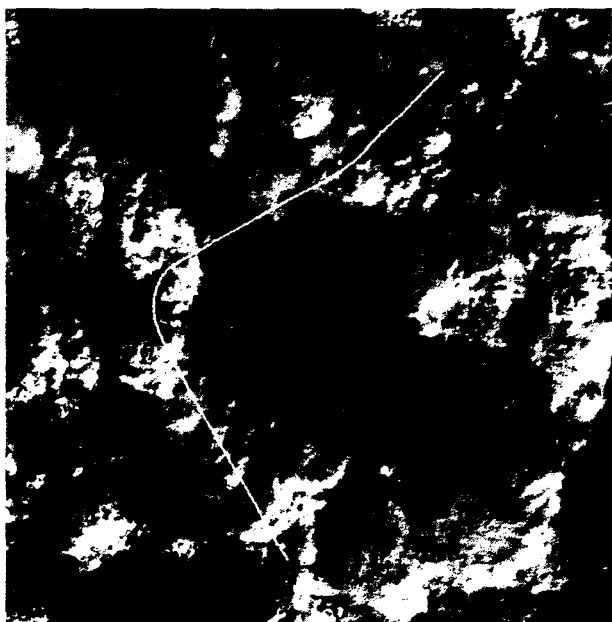
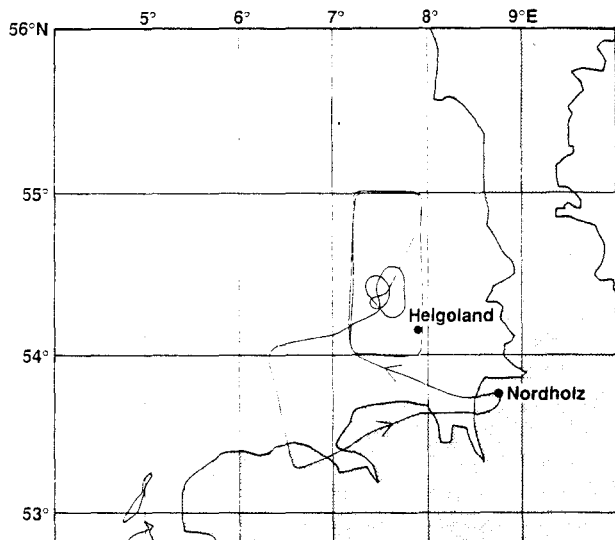


FIG. 1. (a) The track of the C-130 for ICE mission 211 showing the two intercomparison legs. (b) The intercomparison legs superimposed on a Landsat near-infrared image recorded at 0958 UTC about 20 min before the start of the intercomparison.

measurements from the Multi-Channel Radiometer (Rawlins and Foot 1990) and the Barnes PRT-4 radiometer, which were useful for interpreting the upwelling broadband flux measurements during these two legs.

The Merlin IV also had upward- and downward-pointing clear- and red-dome pyranometers and Eppley pyrgeometers. It had a downward-looking Barnes PRT-5 radiometer, but its optical head was influenced by the turbulence of the airflow; an onboard calibration system is under construction. During the ICE '89 campaign, the two pyranometers worked well but unfor-

tunately there was a problem with the amplification system, resulting in no useful pyranometer data for ICE '89. Both clear- and red-dome pyranometers worked satisfactorily throughout; however, care was needed in the data analysis as described next.

The Falcon was equipped with standard Eppley clear-dome pyranometers and Eppley pyrgeometers mounted on top and below the fuselage. All four instruments worked generally well, but the recording of the dome temperature of the downward-looking pyranometer was sometimes disturbed by spikes, probably due to interference by radio communications.

3. Pyranometer measurements

a. Ground-based measurements

Clear-dome pyranometers are calibrated on the ground by exposing them outside, alongside a national standard pyranometer, for a number of days of both clear (direct beam and diffuse radiation) and cloudy (diffuse radiation) skies. The diffuse-only component can also be monitored using a pyranometer with a motor-driven occulting disk. The national standard pyranometer is itself calibrated outside against a primary standard cavity radiometer, which is referenced to the World Meteorological Organization (WMO) standard.

On cloudy days the diffuse sensitivity is obtained for the pyranometers by comparison with the national standard instrument. In this case the diffuse flux measured by the pyranometer $F_{\text{diff}} \downarrow$ is given by

$$F_{\text{diff}} \downarrow = \frac{V - V_0}{S_{\text{diff}}}, \quad (1)$$

where V is the measured voltage, V_0 is the voltage corresponding to no incident flux (i.e., darkness), and S_{diff} is the diffuse sensitivity. During the calibration $F_{\text{diff}} \downarrow$ is known from the standard pyranometer; V and V_0 are measured, and so S_{diff} can be derived.

For clear skies the direct-beam sensitivity $S_{\text{direct}}(\theta, \phi)$ (where θ and ϕ are the solar zenith and azimuth angles, respectively) can be determined as follows:

$$F \downarrow = \frac{V(\theta, \phi) - V_0}{S(\theta, \phi)}, \quad (2)$$

where $F \downarrow$ is what would be measured by the standard pyranometer if it had a uniform hemispherical response. The flux $F \downarrow$ can also be computed from the combination of the cavity radiometer direct-beam flux and occulted pyranometer diffuse flux. This gives $S(\theta, \phi)$ for each instrument, a combination of direct and diffuse sensitivity:

$$S(\theta, \phi) = [1 - f(\theta)]S_{\text{diff}} + f(\theta)S_{\text{direct}}(\theta, \phi), \quad (3)$$

where $f(\theta)$ is the ratio of the direct-beam flux to the total flux:

$$f(\theta) = \frac{F_{\downarrow \text{direct}}}{F_{\downarrow \text{diff}} + F_{\downarrow \text{direct}}}, \quad (4)$$

where $F_{\downarrow \text{direct}}$ is the direct-beam flux and $F_{\downarrow \text{diff}}$ is the diffuse flux. Knowing $f(\theta)$ either from cavity radiometer and occulted pyranometer measurements or from model calculations, then $S_{\text{direct}}(\theta, \phi)$ can be determined. Ideally, measurements of $S_{\text{direct}}(\theta, \phi)$ are required over a wide range of θ values. In practice in northern Europe the greatest range of θ values over which data can be obtained is 30° – 85° . Ideally a high-altitude site near the equator would be better where the range of θ would be increased and $F_{\downarrow \text{diff}}$ reduced.

In order to compare the pyranometers from the different institutes participating in ICE '89 a ground-based intercomparison was carried out shortly before the main 1989 field experiment. The results are described next.

1) OUTDOOR INTERCOMPARISON MEASUREMENTS

The intercomparison took place near Lille (51°N , 3°E) in May 1989. The pyranometers from each country were the following: Eppley 14393 F3 (hereafter referred to as UK), 15628 F3 (FR), and 17820 F3 (GE). They were installed on a platform on top of a building. The leveling of the pyranometers was checked every day and corrected if necessary, using the internal Eppley spirit level. Each pyranometer and a short circuit were sequentially connected to the same voltmeter every 30 s to obtain a reading.

The mean uncorrected measurements are reported in Table 1; only solar elevations greater than 5° were considered. The ratios reported in Table 1 are defined as

$$r_{ji} = \frac{\sum_{n=1}^N [V_j(n) - V_0(n)]}{\sum_{n=1}^N [V_i(n) - V_0(n)]}, \quad (5)$$

where $V_j(n)$ and $V_i(n)$ are the measured voltages for pyranometers j and i , respectively, and $V_0(n)$ is the voltage corresponding to zero incident flux. The deviations from linearity are known to be negligible (Nast

1983; Fröhlich 1984). Assuming the ratio of the measurements of the pyranometers are constant, r_{ji} is defined as the ratio that minimizes the root-mean-square error (rmse)

$$\sigma_{ji} = \left\langle \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N \left\{ \frac{V_j(n) - V_0(n)}{r_{ji}} - [V_i(n) - V_0(n)] \right\}^2 \right\rangle^{1/2}. \quad (6)$$

Without any correction, the rmse was of the order of 0.5%–1%. Under conditions of diffuse illumination (overcast sky), the rmse was reduced to 0.2%–0.3% (see Table 1), and no significant dependence on the solar zenith angle was observed. In contrast, for clear sky conditions, the angular dependence was evident, more particularly for the UK/FR ratio (see Fig. 2). There is an azimuth- and zenith-angle dependency as shown by the facts that (i) for a given solar angle, ratios are larger in the morning than in the afternoon; (ii) the ratios decrease significantly when the solar zenith angle increases (near 2% for a change in θ from 30° to 60°).

2) INDOOR INTERCOMPARISON MEASUREMENTS

The importance of the angular effects led us to measure in the laboratory the sensitivity of each of the pyranometers as a function of the zenith angle θ and the azimuth angle ϕ . Each pyranometer was mounted on a rotary table and was irradiated by a halogen lamp (about 1000 W) situated 50 cm from the thermopile. The measurements were done for different angles of incidence (i.e., between 0° and 85°) and azimuth (every 45°). In the laboratory, the pyranometer is not at complete thermal equilibrium; thus, corrections have been made to account for the heating of the pyranometers. For each measurement the pyranometer is first irradiated and then shaded for a sufficient time so that the zero signal corresponding to no heating of the dome can be determined. For every angle of incidence, readings were taken on both sides of the central position and were preceded and followed by readings at the central position. Two series of measurements show differences of about 0.2% of the maximum irradiance. An

TABLE 1. Results of the ground-based pyranometer measurements at Lille during May 1989.

Conditions	Number of days	Number of data	Mean irradiance (W m^{-2})	UK compared to FR			GE compared to FR			GE compared to UK		
				Ratio	Percentage	rmse (W m^{-2})	Ratio	Percentage	rmse (W m^{-2})	Ratio	Percentage	rmse (W m^{-2})
Uncorrected												
All conditions	7	6739	494	0.971	1.00	4.9	0.837	0.55	2.7	0.862	0.88	4.3
Only overcast	2	592	255	0.973	0.28	0.7	0.836	0.28	0.7	0.859	0.22	0.6
Only clear sky	4	4758	547	0.971	0.96	5.2	0.837	0.53	2.9	0.862	0.88	4.8
Corrected												
Only clear sky	4	4758	544	0.970	0.36	2.0	0.835	0.47	2.6	0.861	0.40	2.2

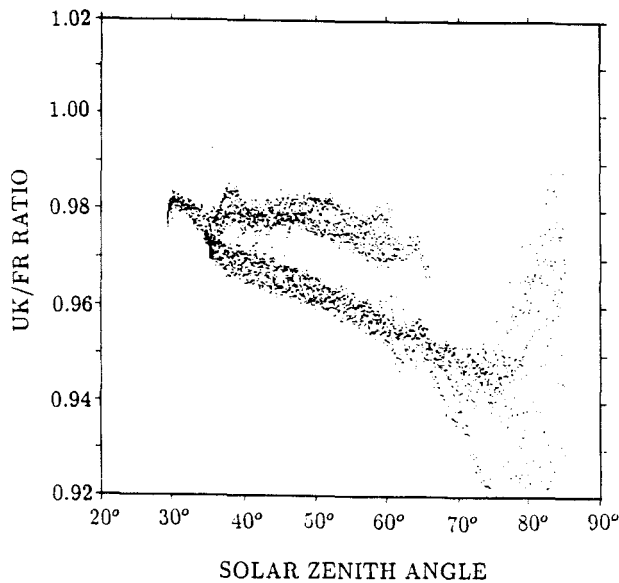


FIG. 2. Ratio of instantaneous uncorrected measurements given by the UK and FR pyranometers for clear sky conditions (4758 data points).

example of measured relative sensitivities $S(\theta, \phi)/S(\theta = 0)$ is shown in Fig. 3. The apparent variation of the sensitivity with the azimuth angle is partly due to an angular difference between the plane of the thermopile and the plane of the base of the spirit level attached to the instrument. Thus, it is possible to correct this azimuthal effect by a slight inclination of the pyranometer. For the example shown in Fig. 3, by minimizing the variance of the azimuthal sensitivity, we find that an inclination of 0.4° decreases the azimuthal sensitivity roughly by a factor of 2.

As already outlined by Foot et al. (1986) and Ambrosetti et al. (1986), the angular variations of the sensitivity are different from one pyranometer to another. The sensitivity in diffuse conditions, S_{diff} is defined as the integral over θ and ϕ of the directional sensitivity:

$$S_{\text{diff}} = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} S(\theta, \phi) \cos\theta \sin\theta d\theta d\phi. \quad (7)$$

The ratios $S_{\text{diff}}/S(\theta = 0)$ are 0.983, 0.969, and 0.966 for FR, GE, and UK, respectively. Based on these results the values of S_{diff} are within 1% of $S(\theta, \phi)$ for values of θ between 45° and 60° . In ICE '89 most of the flights were flown when the solar zenith angle was between 50° and 65° , and so the measured fluxes will not be very sensitive to uncertainties in $S(\theta, \phi)$.

3) ANGULAR CORRECTIONS FOR OUTDOOR MEASUREMENTS

For the clear days, referring to Eqs. (2) and (3), the voltage output of the pyranometers can be corrected according to

$$V^{\text{corr}} - V_0 = \frac{(V - V_0)S_{\text{diff}}}{f(\theta)S_{\text{direct}}(\theta, \phi) + [1 - f(\theta)]S_{\text{diff}}}, \quad (8)$$

where $f(\theta)$ is defined in Eq. (4) and is estimated for standard conditions (midlatitude summer atmosphere, visibility 23 km) from a radiation model such as those described in section 5. This correction does not solve all problems because of 1) the experimental uncertainties in the determination of the directional sensitivity, 2) the uncertainty in the estimate of the ratio of direct to total solar flux, and 3) the anisotropy of the diffuse radiation, not accounted for here. Nonetheless, the improvement in measured flux is quite significant, typically a factor of 2 for UK. Figure 4 (cf. Fig. 2) presents the instantaneous ratios UK/FR after corrections. For the GE/FR intercomparison, the angular effects were much smaller, and the correction has only little influence. The remaining rmse is less than 0.5%. The observed daily values of the ratios of the diffuse sensitivities (derived both from clear and cloudy conditions) are 0.971 ± 0.004 for UK/FR, 0.835 ± 0.002 for GE/FR, and 0.860 ± 0.003 for GE/UK.

After the intercomparison a new calibration was made for the FR instrument by the Eppley laboratory. Ratios of 0.971 UK/FR and 0.835 for GE/FR were obtained using the Eppley sensitivity for FR and the sensitivities derived by comparison with national standards for UK and GE. These ratios are identical to the values derived from this ground intercomparison previously described.

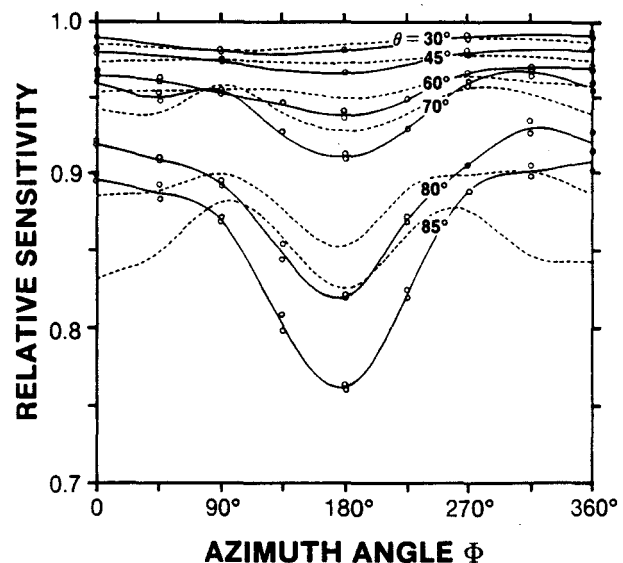


FIG. 3. Normalized sensitivity of the GE pyranometer as a function of the azimuth for different zenith angles (values from the top to the bottom $\theta = 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ, 70^\circ, 80^\circ$ and 85°). The circles correspond to the reading taken on both sides of the central positions. The full lines correspond to mean values of the measured sensitivity, and the dashed lines correspond to the true sensitivity after correction for an inclination of 0.4° between the plane of the thermopile and the plane of the internal spirit level.

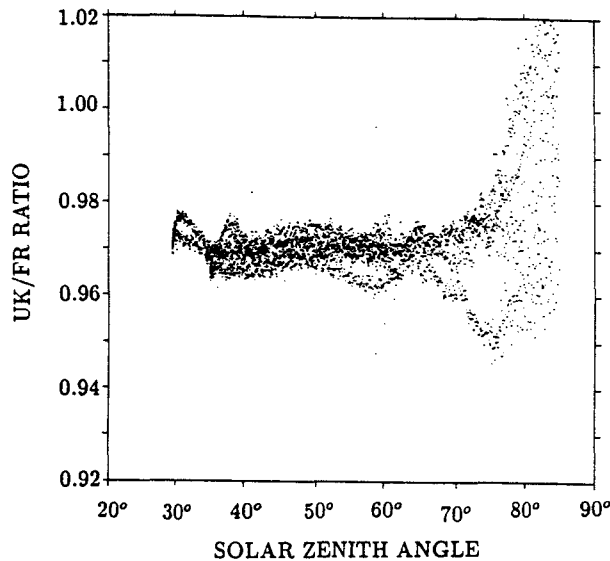


FIG. 4. As for Fig. 2 but after corrections using Eq. (8).

This intercomparison shows the value of preliminary intercomparisons between different pyranometers as a check on the various independent instrument calibrations, which in this case were shown to be consistent. Also, the importance of correcting for the angular effects on the measured fluxes has been demonstrated if fluxes accurate to within 1% are required. These effects were considered during the analysis of the aircraft data. The UK and GE pyranometers were not subsequently flown on the aircraft during ICE '89, but similar instruments were used with the same characteristics and calibrated in the same way, so the conclusions given here are still valid.

b. Corrections for aircraft measurements

For clear-sky downwelling radiation the measured flux from an aircraft is sensitive to changes in the aircraft attitude. Also, the cosine effect has to be considered; that is, the variation of the pyranometer sensitivity with the zenith angle θ of the direct-beam radiation impinging on the detector, as described in the previous section. Azimuthal effects due to variations in azimuthal response of the detector may also be important. All these effects become negligible in conditions of diffuse illumination, which applies to all upwelling radiative flux measurements. Other sources of error are due to estimating the ratio of direct to diffuse flux that must be included in any correction of the angular errors, and instrumental errors such as the time constant of the pyranometer must be accounted for when correcting angular effects. The various corrections applied to the aircraft pyranometer measurements are described in the following.

1) AIRCRAFT-ATTITUDE CORRECTION

The radiative fluxes required are those that would be measured through a horizontal surface. In practice, during flight the aircraft is continually making small adjustments to pitch and roll so that the thermopile is seldom exactly horizontal. In diffuse radiation the attitude of the pyranometer is not critical since the measured flux does not vary significantly with the attitude of the pyranometer. For direct radiation, however, the flux is very sensitive to the pyranometer attitude ($> 10 \text{ W m}^{-2}$ for a 1° change in attitude in a flux of 800 W m^{-2}).

Changes in the aircraft pitch P and roll R angles cause variations of the angle that the incoming radiation makes to the surface of the thermopile that constitutes the detector of the pyranometer. In Fig. 5 XOY is the horizontal plane, OZ the vertical axis, and θ the solar zenith angle; UOV the plane of the detector of the pyranometer, OW the normal to this plane, and β the incidence angle of the direct beam radiation on the detector. With reference to a horizontal plane XOY the downward flux is given by

$$F_{\downarrow}(\theta) = F_{\downarrow\text{diff}} + F_{\downarrow\text{direct}}(\theta), \quad (9)$$

neglecting any variations in the azimuthal response (discussed later). Assuming that the measurement of the diffuse component is not affected by relatively small variations in the angle of incidence, we obtain for measurements made when a pyranometer is not horizontal

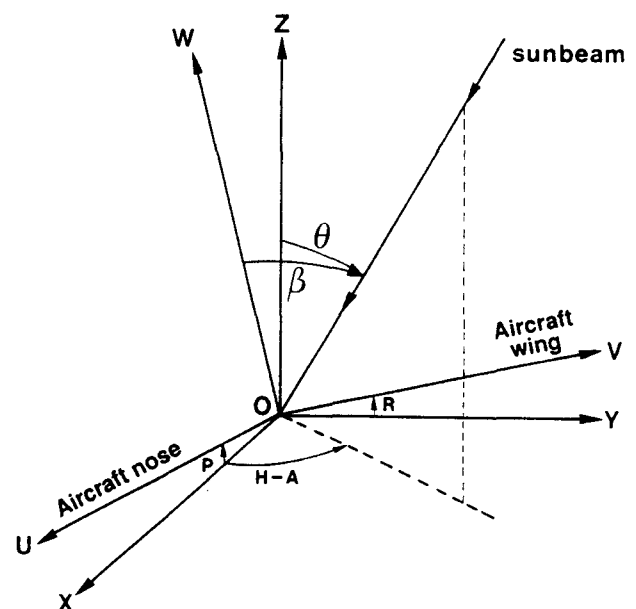


FIG. 5. Geometry to show how the solar zenith angle θ is related to the angle between the sun and the normal of the pyranometer β . Parameters P and R are the aircraft pitch and roll angles, and H, A the aircraft heading and solar azimuth, respectively.

$$F\downarrow(\beta) = F\downarrow_{\text{diff}} + F\downarrow_{\text{direct}}(\theta) \frac{\cos\beta}{\cos\theta} \quad (10)$$

or rearranging:

$$F\downarrow(\theta) = F\downarrow(\beta) \left[1 - f(\theta) \left(1 - \frac{\cos\beta}{\cos\theta} \right) \right]^{-1}. \quad (11)$$

Where $F\downarrow(\beta)$ is the uncorrected observation (i.e., the ratio of the output voltage to the diffuse sensitivity S_{diff}), $f(\theta)$ is defined in Eq. (4). Here β is related to θ and the aircraft pitch P and roll R through

$$\begin{aligned} \cos\beta &= -\cos R \sin P \sin\theta \cos(H - A) \\ &\quad - \sin R \sin\theta \sin(H - A) + \cos R \cos P \cos\theta, \quad (12) \end{aligned}$$

where H is the aircraft heading and A the solar azimuth. Under clear sky conditions, the ratio of direct to total flux $f(\theta)$ can be estimated accurately for all θ (with the possible exception of very low solar elevations) through radiation calculations providing temperature, humidity, and aerosol profiles are available. For the purpose of this correction, only a rough estimate is required, and even climatological profiles provide a valuable first-order correction. Under cloudy conditions $f(\theta)$ is more difficult to evaluate, but the angular effects decrease rapidly as the incoming radiation is more diffuse [see Eq. (11) with $f(\theta) \rightarrow 0$]. For the intermediate case of semitransparent cirrus, an iterative procedure may be needed: one first evaluates $f(\theta)$ for clear sky conditions and derives a first estimate of the downward flux. The radiation code is then used to derive a first guess for the cirrus optical thickness, and $f(\theta)$ is then reevaluated.

The attitude of the aircraft is determined from the inertial navigation system (INS), which continuously monitors pitch and roll. The pyranometer thermopile is not necessarily aligned with the INS horizontal datum, and so pitch-roll offsets between the INS datum and the pyranometer attitude first have to be determined. This is achieved by flying box or cross patterns at high levels above any cloud; the roll and pitch offsets are then determined according to a variety of methods described later for each aircraft. The roll and pitch offsets are added to the INS roll and pitch angles to give true pyranometer roll R and pitch P angles. The leveling correction is then applied as previously described.

For the intercomparison flight when no cirrus was observed, $\cos\theta \sim 0.465$, $f(\theta) \sim 0.94$. For this case, Fig. 6 compares the uncorrected $F\downarrow(\beta)$ and the corrected $F\downarrow(\theta)$ downward fluxes from the Merlin pyranometers. The need for such a correction is obvious: the change of $F\downarrow(\beta)$ at 1126 UTC, which is due to an aircraft turn, is almost removed in the corrected flux.

2) THERMOPILE RESPONSE TIME

According to the manufacturer, the response time of the pyranometer ($1/e$ of the initial signal) is about

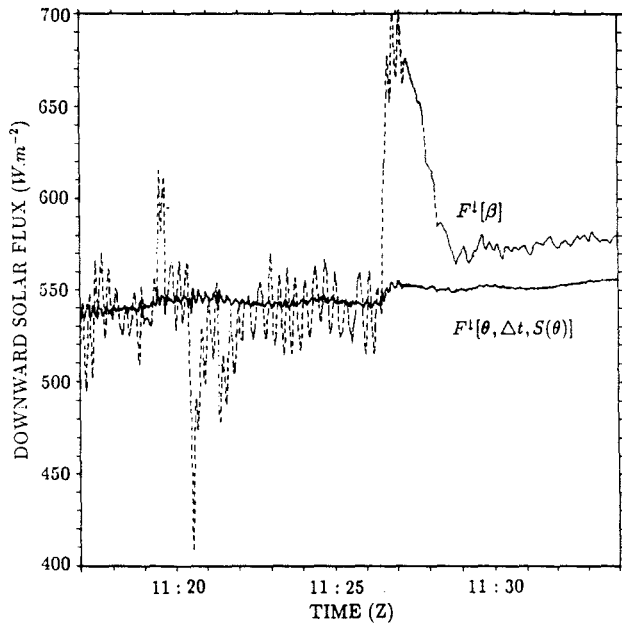


FIG. 6. The uncorrected $F\downarrow(\beta)$ shortwave flux and that corrected $F\downarrow[\theta, \Delta t, S(\theta)]$ using Eq. (14) for the Merlin pyranometer data during the two intercomparison legs. Note the large variations in flux due to changes in aircraft attitude for the uncorrected values.

1 s. Thus, at time t , the output signal corresponds approximately to the aircraft attitude at time $t - \Delta t$:

$$F\downarrow(\theta, \Delta t) = F\downarrow(\beta) \left\{ 1 - f(\theta) \left[1 - \frac{\cos\beta(t - \Delta t)}{\cos\theta(t)} \right] \right\}^{-1}, \quad (13)$$

where $F\downarrow(\theta, \Delta t)$ is the downward flux with angular correction allowing for the response time Δt of the pyranometer.

3) COSINE EFFECTS

The decrease of the pyranometer direct sensitivity $S(\theta)$ with the angle of incidence of direct radiation is shown in Fig. 3 from the laboratory measurements. Attenuations of up to 10% arise for zenith angles of 80° . If the angular sensitivity $S(\theta)$ is known, the correction is

$$\begin{aligned} F\downarrow[\theta, \Delta t, S(\theta)] \\ = F\downarrow(\beta) \left\{ 1 - f(\theta) \left[1 - \frac{S(\theta) \cos\beta(t - \Delta t)}{S_{\text{diff}} \cos\theta(t)} \right] \right\}^{-1}, \quad (14) \end{aligned}$$

where the diffuse sensitivity S_{diff} is given by Eq. (1).

4) AZIMUTH EFFECT

This is intrinsic in the detector because its sensitivity is not isotropic. In practice, this effect is small compared

with the leveling errors and is not corrected for in the aircraft data. However, the ground-based laboratory measurements have shown the effect to be as large as 1% for $\theta < 60^\circ$ and up to 5% for θ of 85° .

5) TEMPERATURE CORRECTION

Andersson et al. (1981) suggest for cold instrument temperatures, as were experienced during ICE '89, a correction to the sensitivity could be applied. The pyranometers on the Merlin and Falcon were temperature compensated down to -20°C (i.e., the change in sensitivity was $<1\%$) and the C-130 down to -40°C . The environmental temperature for the intercomparison flight was -31°C . No temperature corrections were applied to any of the aircraft data described in the following, as the uncertainties in the correction are close to the actual correction.

c. Corrections applied during the ICE '89 field experiment

1) THE U.K. C-130 DATA

The C-130 pyranometers (both clear and red dome) are calibrated annually at the National Radiation Centre, Bracknell, United Kingdom, by exposing them outside, alongside the U.K. national standard pyranometer, using the procedure outlined in section 3a. The U.K. national standard pyranometer is itself calibrated outside against a primary standard cavity radiometer that in turn is calibrated once every five years at the WMO intercomparison at Davos, Switzerland.

The measured voltages from the pyranometers were converted into fluxes using Eq. (1) for diffuse radiation and Eq. (13) for direct radiation. No correction was made for cosine effects. The criterion for deciding whether the incident flux is diffuse or direct is defined by a threshold F_{crit} in watts per square meter:

$$F_{\text{crit}} = 920[\cos(\theta)]^{1.28}. \quad (15)$$

When the flux is greater than F_{crit} it is assumed to be direct, and less than or equal to F_{crit} it is assumed to be diffuse radiation. Equation (15) is a best fit to model data [Eq. (1) of Schmetz and Beniston 1986] that defines an appropriate threshold between direct + diffuse and diffuse-only downwelling fluxes as a function of solar zenith angle.

The only corrections currently applied to the C-130 calibrated fluxes are the leveling correction (section 3b.1) and the thermopile response-time correction (section 3b.2). The pitch-roll offsets were determined before the intercomparison part of the flight by flying a box pattern at high level above any cloud and then analyzing the data using the method described by Saunders and Barnes (1991). Each side of the box was a 5-min leg. The into-sun leg was not included in the calculation of offsets because previous C-130 flights

have shown anomalously low values of flux measured when flying directly into sun (Saunders and Barnes 1991). This is attributed to low-level haze contaminating the front part of the clear and red domes. However, on clear days with high surface visibility, such as for this intercomparison flight, this effect was not detectable. For ICE '89 the pitch offsets for the clear and red domes were -1.23° and $+1.00^\circ$ and the roll offsets were -0.18° and $+0.52^\circ$, respectively. These roll and pitch offsets are then added to the INS roll and pitch angles to give the true pyranometer roll and pitch angles, R and P , respectively. The leveling correction is only applied for direct-beam radiation conditions [i.e., $F_{\downarrow}(t) > F_{\text{crit}}$], using Eq. (13).

For the data presented here the roll and pitch angles are determined from the average of the INS angles for the 2 s before and the second, including the flux measurement to allow for a thermopile response time Δt of 1 s for the C-130 instruments. Subsequent analyses of C-130 data, however, have shown that a response time of 0.5 s gives a better attitude correction for small attitude changes (Saunders and Barnes 1991).

2) THE FRENCH MERLIN DATA

The pyranometers on the Merlin were calibrated outside at Lille by comparison with a secondary standard pyranometer, which was calibrated by the Eppley Laboratory. The corrected Merlin fluxes were derived by applying Eq. (14) to the uncorrected fluxes. A leveling correction corresponding to an offset of 0.3° in roll and 0.0° in pitch was introduced. However, no cross patterns were flown under clear skies so that these offsets are subject to some uncertainty.

The thermopile response time and the cosine effect were taken into account using Eq. (14) with $\Delta t = 1$ s, $S(\theta)/S_{\text{diff}}$ derived from laboratory measurements as described in section 3a.2, and $f(\theta)$ computed from the Laboratoire d'Optique Atmosphérique (LOA) radiation code (section 5b.2). Figure 6 compares the uncorrected downward fluxes from Eq. (10) and the corrected downward fluxes from Eq. (14).

The anomalous increase of the measured flux near 1127 UTC is reduced when corrected for the aircraft attitude. The noise is notably reduced when using $\Delta t = 1$ s. The cosine effect gives only a small correction of 6 W m^{-2} (1%).

3) THE GERMAN FALCON DATA

The pyranometers on the Falcon were calibrated by the Meteorological Observatory at Hamburg by a comparison in the laboratory (climatic chamber) with a secondary standard pyranometer of the same type (see Dehne 1991 for more details). The secondary standard pyranometer is calibrated outdoors with a standard pyrhemometer, the sensitivity of which is re-

ferred to the *world radiometer reference* of WMO. The value for the secondary standard sensitivity has been obtained at incidence angles of about 35°–40°.

For the aircraft data the roll and pitch offsets have been determined by minimizing the variance of the attitude-corrected normalized pyranometer measurements. The normalization corresponds to a division by $\cos \theta$. The variance of the measurements refers to the average of all values along the two flight legs that were nearly in the along- and across-sun directions. A two-dimensional minimization routine was used according to Nelder and Mead, given in Press et al. (1986). The computed offsets were 1.7° in roll and 0.0° in pitch. The thermopile response time Δt was determined to be 0.6 s.

4. Pyrgeometer measurements

a. Calibration of pyrgeometers

For the calibration of pyrgeometers assuming the Eppley battery circuit is not used, as is the case for the C-130 and Falcon, Albrecht et al. (1974) suggest a relationship of the form

$$F(t) = \frac{V(t) - V_0}{S} + \epsilon_s \sigma T_s^4 - K\sigma(T_d^4 - T_s^4), \quad (16)$$

where $F(t)$ is the derived flux, $V(t)$ is the measured voltage, V_0 the voltage corresponding to zero signal, S the sensitivity, ϵ_s and T_s the emissivity and temperature of the thermopile (cold junction), T_d is the temperature of the dome, and K is a constant that depends on the emissivity and transmissivity of the dome. The first term on the right-hand side of Eq. (16) is the actual flux measured by the thermopile, which is the difference between the flux emitted by the thermopile and that absorbed from the scene viewed. The second term is the flux emitted by the thermopile, which has to be added to the first term to get the total flux from the scene viewed. The third term is a correction factor that allows for effects due to the emissivity and transmissivity of the dome.

b. Corrections applied during the ICE '89 field experiment

1) THE U.K. C-130 DATA

The pyrgeometers on the C-130 are instruments designed to reduce the sensitivity to temperature gradients within the instrument as described by Foot (1986). They are calibrated annually in the laboratory by placing over the instrument a cone that has a temperature-controlled blackbody surface on the interior.

For these pyrgeometers the third term on the right-hand side of Eq. (16) is assumed to be zero in flight (see Foot 1986 for a detailed discussion). For the laboratory calibration ϵ_s and ϵ_s are assumed to be unity

and K is assumed to be zero, and so Eq. (16) reduces to

$$\sigma T_c^4 = \frac{V(t) - V_0}{S(T)} + \sigma T_s^4, \quad (17)$$

where T_c is the temperature of the interior of the cone, allowing S to be calculated. Values of T_c between -60° and $+20^\circ\text{C}$ are used to determine S . The temperature coefficient of the sensitivity has also been determined between -60° and $+50^\circ\text{C}$ (Cockroft 1989) using the relationship

$$S(T) = S(0^\circ\text{C})(1 + \alpha T), \quad (18)$$

where T is the thermopile sink temperature ($^\circ\text{C}$); α was determined to be -0.002 for the C-130 pyrgeometer.

When comparing pyrgeometer-measured fluxes with modeled fluxes, the spectral transmission of the silicon dome has to be taken into account as it is not exactly flat between 3 and 50 μm . Model calculations show the effect of this on the measured downward fluxes for a height of 5.9 km to be 4.5 W m^{-2} , which is subtracted from the measured flux.

2) THE GERMAN FALCON DATA

The standard Eppley pyrgeometers on the Falcon were calibrated by the Meteorological Observatory at Hamburg by applying the following procedure. The pyrgeometer was exposed successively to two blackbody radiators (typically at 25° and 50°C) to eliminate the pyrgeometer offset (difference method). The radiators were shaped like cylindrical hats with a height–diameter ratio of 2:1 so that the emissivity was higher than 0.99. To stabilize the radiator temperature, water was pumped through its double walls at a carefully controlled known temperature. This effective temperature of the blackbody was monitored by thermocouples. The pyrgeometer was placed in the opening of the hat so that the full 2π field-of-view angle was exposed to the blackbody radiation. The dome was ventilated, and the blackbody was protected from the airstream by an intermediate polyethylene dome, the losses of which were taken into account. The absolute sensitivity S of the pyrgeometer was derived from three readings (see Dehne 1991 for more details). Using this procedure with a constant temperature of the dome and body, it is obviously not possible to determine the constant K in Eq. (16). Therefore, we applied the dynamic in-flight calibration procedure described by Albrecht and Cox (1977) and Brogniez et al. (1986) in order to get an estimate of K . For that purpose atmospheric conditions must be found such that the radiant flux density F is constant with time. By rewriting Eq. (16) and assuming $\epsilon_s = 1$ one gets

$$Y = KX + F, \quad (19)$$

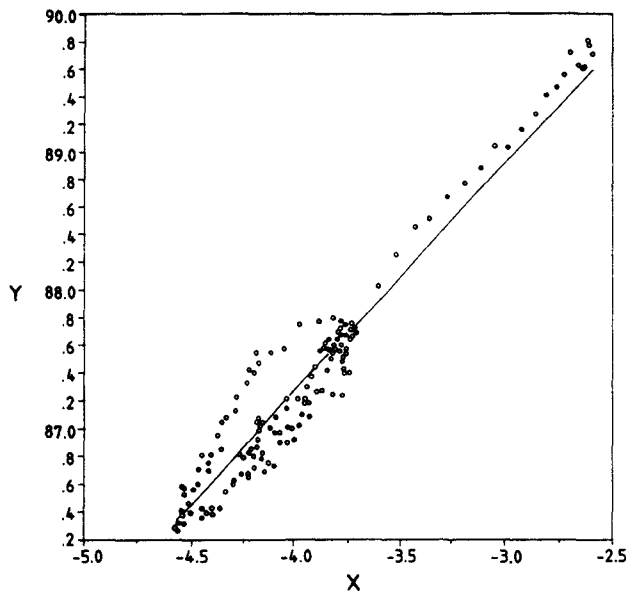


FIG. 7. In-flight determination of the pyrgometer constant K for the upper pyrgometer on the Falcon using Eq. (19).

where $Y = \sigma T_s^4 + [V(t) - V_0]/S$ and $X = \sigma(T_d^4 - T_s^4)$. Then, from a linear regression of X and Y during the intercomparison F and K can be determined.

We have been successful in determining K with this method only for the upward-looking pyrgometer during the time interval from 1129 to 1132 UTC and have obtained a value for K of 1.65 and $F\downarrow = 93.9 \text{ W m}^{-2}$ as shown in Fig. 7.

In spite of $F\downarrow$ being quite constant (see Fig. 10a), obviously the dynamic calibration method works only during times where radiative equilibrium between dome and body (detector) is reached and can be expressed by the measured temperatures T_d and T_s . This period does not necessarily correspond to the period of constant atmospheric flux density, especially at such large true airspeeds at which the Falcon was operated (of about 180 m s^{-1}). The method failed for the downward-looking pyrgometer due to the upwelling flux not being constant for any appreciable length of

time. Therefore, K was set to the same value as the upper pyrgometer. The error in the determination of K was estimated by assuming the X and Y values in Fig. 7 to be normally distributed. Assuming a 99% confidence interval for the regression coefficient, an uncertainty of 1.65 ± 0.31 was obtained using standard statistical methods.

The dome transmission effect was allowed for using modeled correction factors applied to the measured fluxes. For the downward fluxes a correction of 1.2 W m^{-2} was subtracted from the measured fluxes. The signal of the upward-looking pyrgometer shows a slight sensitivity to incoming solar radiation of about $1\text{--}2 \text{ W m}^{-2}$, depending on the roll and pitch angle and orientation with respect to the sun. This indicates that the lower wavelength cutoff of the dome material is at too short a wavelength, allowing solar radiation to be transmitted.

5. Modeled fluxes

a. Input data

Several different radiation codes were applied to this case to simulate the clear-sky downwelling fluxes the aircraft were measuring. Simulations of shortwave ($0.3\text{--}3 \mu\text{m}$), near infrared ($0.7\text{--}3 \mu\text{m}$), and infrared ($4\text{--}40 \mu\text{m}$) fluxes were made. The radiation codes themselves have already been intercompared in some detail during the Intercomparison of Radiation Codes in Climate Models (IRCCM) project (Ellingson and Fouquart 1990), and it is not the purpose of this paper to discuss the reasons for differences between models. However, the modeled fluxes can be compared with those measured for this simple case of downwelling clear-sky radiation. The models all require profiles of temperature, humidity, ozone, aerosol, cloud, and surface albedo. In addition, for the near-infrared fluxes, the spectral response of the red-dome material is required. The temperature and humidity profiles were obtained for all the models from the Helgoland radiosonde ascent at 1021 UTC. This was close in time ($<1 \text{ h}$) and in space (see Fig. 1a) to the two intercomparison legs. The ozone profile was taken from SAGE II data

TABLE 2. Averaged broadband fluxes (W m^{-2}) measured by the three aircraft for the across-sun leg (run 1) and into-sun leg (run 2) and the average of both runs.

	Run 1 1117–1124 UTC			Run 2 1130–1134 UTC			Average of both runs		
	C-130	Merlin	Falcon	C-130	Merlin	Falcon	C-130	Merlin	Falcon
$F_{\text{SW}\downarrow}$	549	538	555	553	547	556	551	542	555
$F_{\text{SW}\uparrow}$	214	210	215	273	271	277	245	243	248
$F_{\text{NIR}\downarrow}$	300	383	—	297	334	—	298	336	—
$F_{\text{NIR}\uparrow}$	83	109	—	110	145	—	98	125	—
$F_{\text{IR}\downarrow}$	93	—	92	94	—	94	93	—	93
$F_{\text{IR}\uparrow}$	240	—	257	242	—	260	241	—	258

for the point 54.09°N, 15.66°E on 14 October 1989 using the operational multichannel data inversion algorithm (Chu et al. 1989). The aerosol Maritime I profile given in Table 2.6 of World Climate Research Program (WCRP) (1986) was used to define the aerosol distribution. This consists of a maritime-type aerosol from 0 to 2 km and a continental-type aerosol from 2 to 12 km. The scattering properties of these aerosol types were taken from Table 2.5 of WCRP (1986). The models comprise shortwave and longwave types and are described in more detail in the following subsections.

b. Shortwave models

Simulations were made of downwelling shortwave and near-infrared fluxes at a height of 5.9 km to match the measurements with four different assumptions. These were as follows: (i) no cloud below, no aerosols, (ii) no cloud below, aerosols included, (iii) clouds below, no aerosols, and (iv) clouds below and aerosols included. The results for each of the models described in the following are given in Table 3.

1) SLINGO-SCHRECKER MODEL

The shortwave radiation scheme currently used in the U.K. Meteorological Office climate model is based on the 24-band scheme described by Slingo and Schrecker (1982). It computes absorption by water vapor and ozone and scattering by molecules (Rayleigh), aerosols, and cloud droplets in each band. Multiple scattering is allowed for using the delta-Eddington two-stream approximation. Clouds were assumed to be between the 1- and 4.4-km altitudes, with a liquid water content of 1 g m^{-3} and equivalent drop-size radius of $12 \text{ }\mu\text{m}$ with a fractional cover of 50%. This representation for the convective clouds was chosen so that the upwelling diffuse flux from the model (461 W m^{-2} for 100% cloud cover) agreed with the measured upwelling

flux over the cloud (see Fig. 8b). The scattering properties of the cloud drops are computed from the liquid water content and equivalent drop size (Slingo and Schrecker 1982). Finally surface albedo (for the sea surface) was set at 4.3% at wavelengths less than $0.7 \text{ }\mu\text{m}$ and at 1.9% above $0.7 \text{ }\mu\text{m}$. The results shown in Table 3 illustrate well how low-level clouds can increase the downwelling flux at 5.9 km (through the diffuse-radiation component) by about 13 W m^{-2} . The model was also used to compute the near-infrared fluxes measured by the red-dome pyranometers on the C-130 and Merlin using their respective red-dome transmittances, and the results are given in Table 4.

2) LOA NARROWBAND MODEL

The shortwave narrowband model developed at LOA (Fouquart et al. 1987; Buriez et al. 1986) has 208 spectral intervals. The resolution is 100 cm^{-1} in the near-infrared region where water vapor absorption occurs and 400 cm^{-1} for wavelengths less than $0.7 \text{ }\mu\text{m}$. In each spectral interval, the transmission functions are approximated by an exponential sum-fitting function, using the method of Wang and Ryan (1983). The dependence of the absorption on temperature and pressure has been included according to the *k*-correlated method (Lacis et al. 1979). Multiple-scattering calculations are done with the practically improved flux method (Zdunkowski et al. 1980). The optical properties of the aerosols are taken from WCRP (1986) and those of the clouds from Stephens (1979); here we used the stratocumulus II model whose thickness was adjusted to give upwelling fluxes in agreement with those measured. The sea surface albedo differs relative to the diffuse and direct fluxes; the direct reflectance is computed using the Fresnel formula, whereas the diffuse reflectance is approximated by a linear function of the spectral refractive index (Kerschgens et al. 1978).

The transmittances of both the clear and the red

TABLE 3. Comparison of shortwave modeled fluxes for ICE 211.

Model	Clear dome $F \downarrow$ (W m^{-2})				Measured flux at 1134 UTC
	No cloud no aerosols	No cloud aerosols ^a	Clouds below no aerosols	Clouds below aerosols ^a	
LOA narrowband	570	565	574	570 ^b	558—Merlin
Slingo-Schrecker	578	574	585	581 ^c	556—C-130
DLR	566	562	588	580	560—Falcon

^a WCRP MAR I model.

^b $F \uparrow$ 244 W m^{-2} (average of aircraft data)

^c $F \uparrow$ 255 W m^{-2} (average of 50% cloudy and 50% clear)

Height = 5.9 km

Solar zenith angle = 61.88°

Solar irradiance = 1373 W m^{-2}

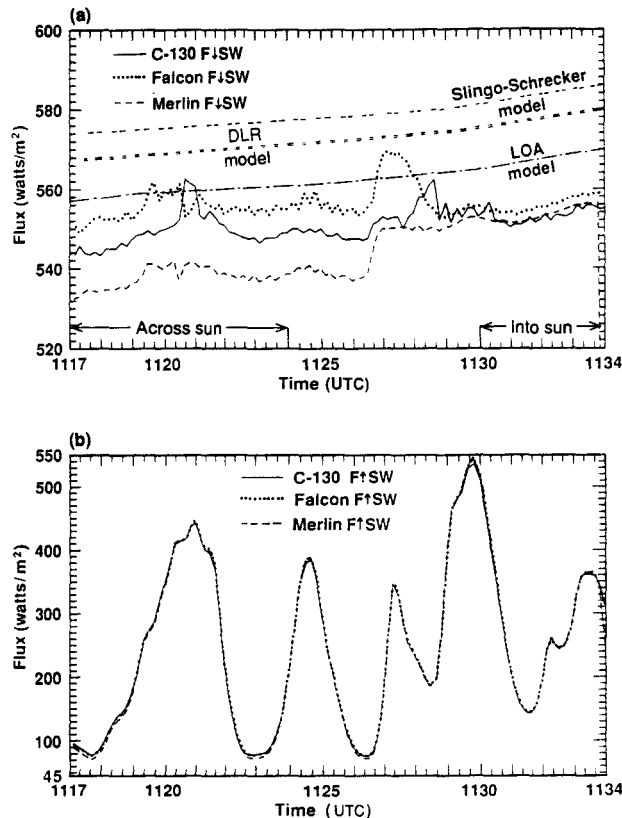


FIG. 8. Corrected shortwave (a) downwelling and (b) upwelling fluxes measured by the three aircraft for the two legs. Simulated clear-sky values from models are also superimposed on the downwelling plots.

filter glass of the pyranometers have been measured in the laboratory, and the computed spectral fluxes are thus weighted by these filter functions.

3) DLR SHORTWAVE MODEL

Within the framework of dynamical atmospheric models the DLR uses the radiation scheme developed

by Zdunkowski et al. (1982). This scheme incorporates the effects of atmospheric water vapor, carbon dioxide, ozone, minor constituents, aerosol particles, and multilayered clouds of arbitrary cloud cover. Multiple scattering is treated by an improved flux method (Zdunkowski et al. 1982). The solar spectrum is divided into four spectral subintervals. The optical properties of the aerosols are the same as previously given. The cloud-drop-size distribution has been taken from Hall (1980) as representative for cumulus-type clouds with a liquid water concentration between 0.6 and 1.2 g m^{-3} . In our model calculation the cloud liquid water content was set to 1 g m^{-3} .

c. Longwave models

Downwelling infrared fluxes were simulated to compare with those measured by the aircraft. The results for each of the models are given in Table 5 using the Helgoland temperature and humidity profile.

1) ROACH-SLINGO MODEL

The longwave radiation scheme described by Roach and Slingo (1979) has five spectral bands from 0 to 2050 cm^{-1} , and includes absorption and emission due to water vapor (line and continuum), carbon dioxide, and ozone. It also treats the absorption and scattering due to water droplets to enable the effect of cloud layers to be modeled accurately. For the case described here where downwelling flux at the 5.9-km altitude from a clear sky is calculated, only emission from water vapor, ozone, and carbon dioxide contributes to the modeled flux.

2) LOA NARROWBAND MODEL

The longwave narrowband model developed at LOA (Morcrette and Fouquart 1985; Morcrette 1984) has 365 spectral intervals. The spectral radiances are evaluated with the help of statistical band models for the transmission functions. Absorption by water vapor,

TABLE 4. Comparison of near-infrared fluxes for ICE 211.

Red dome F_{\downarrow} (W m^{-2})					
Model	No cloud no aerosols	No cloud aerosols*	Clouds no aerosols	Clouds aerosols*	Measured flux at 1134 UTC
Slingo-Schrecker	309	307	309	308	297—C-130
	362	360	362	361	340—Merlin
Narrowband LOA	299	298	300	298	297—C-130
	359	356	359	357	340—Merlin

* WCRP MAR I model.

Height 5.9 km

Solar zenith angle = 61.88°

Solar irradiance = 1373 W m^{-2}

TABLE 5. Comparison of longwave modeled and measured downwelling fluxes for ICE 211.

Model	$F_{IR \downarrow}$ ($W m^{-2}$)	Measured $F_{IR \downarrow}$ at 1134 UTC
Roach-Slingo	91	94—C-130
LOA narrowband	86	
DLR	86	94—Falcon

Height = 5.9 km.

methane, and nitrous oxide is dealt with using the statistical model of Goody (1952), while the model of Malkmus (1967) is used for the absorption by carbon dioxide and ozone. The effect of the water vapor absorption continuum is taken into account over the entire spectrum following the analysis of Clough et al. (1980). The fluxes have been computed using the diffusivity factor (Elsasser 1942).

3) DLR LONGWAVE MODEL

The DLR longwave model from 100 to 2500 cm^{-1} is based on the matrix-operator theory, as described by Plass et al. (1973). The total spectral range is divided into 28 subintervals, enabling a spectral resolution of 50 cm^{-1} in regions of maximum gaseous absorption and 100 cm^{-1} outside the absorption centers. Transmission functions of the atmospheric constituents—water vapor, carbon dioxide, ozone, nitrous oxide, carbon monoxide, and methane—are calculated in the subintervals with a line-by-line model, and in the next step approximated by exponential sums. The line data come from the HITRAN database 1986 edition (Rothman et al. 1987). The model accounts for scattering, absorption, and emission by aerosol and water or ice particles as well as for the water vapor continuum absorption inside the window region from 750 to 1250 cm^{-1} . Values for the continuum coefficients are taken from Grassl (1976). Radiative transfer calculations then give vertical profiles of angular-dependent spectral radiances, as well as upward- and downward-directed, spectral, and wavelength-integrated fluxes.

6. Comparison of measured and modeled fluxes

a. Comparison of measured fluxes

The measured downwelling and upwelling shortwave fluxes from all three aircraft are shown in Figs. 8a and 8b, respectively, and tabulated in Table 2. The upwelling fluxes shown in Fig. 8b are all in good agreement throughout the intercomparison legs. Differences between aircraft are less than 5 $W m^{-2}$ (2%). The broken cloud cover below is well shown in this plot, with large variations in upwelling flux measured with low

fluxes associated with clearer air below and high fluxes measured over the tops of the convective clouds. There are no corrections made to these measured upwelling fluxes, so this good agreement is showing that the calibration of all three instruments is consistent. The downwelling shortwave fluxes are shown in Fig. 8a, and show about the same level of differences among the three sets of aircraft data. The across-sun leg from 1117 to 1124 UTC has larger differences ($\sim 11 W m^{-2}$ between the C-130 and the Merlin) than for the into-sun leg from 1130 to 1134 UTC ($\sim 6 W m^{-2}$). The larger differences for the across-sun leg are most likely to be due to residual errors in the leveling correction. The sudden increase in C-130 fluxes at 1121 UTC was due to large roll angles ($\sim 8^\circ$), the effects of which are not completely removed by the leveling correction. For the into-sun leg the C-130, Merlin, and Falcon downwelling fluxes are within 3 $W m^{-2}$ of each other. Another point to note is that for all three instruments, the fluxes are more variable for the across-sun leg due to the continuous small changes in roll that are not completely removed from the corrected leveled data. The differences among the C-130, Falcon, and Merlin are within the uncertainty range expected from these instruments thought to be $\sim 2\%$ (Fröhlich 1984) ($\sim 11 W m^{-2}$ in this case) when both legs are averaged together. It is worth noting that significant biases are not introduced by the low instrumental temperatures (section 3b.5). This indicates that the temperature dependence of the sensitivity of all three instruments is similar. If the compensation for temperature on the C-130 instrument is working correctly, then the conclusion is that the Merlin and Falcon instrument sensitivities are also not significantly affected by low temperatures.

The near-infrared fluxes (0.7–4 μm) are shown in Figs. 9a and 9b and tabulated in Table 2. The Merlin upwelling fluxes are about 23% higher than the C-130 and the Merlin downwelling fluxes are 12% higher. The reason for this is that the red-dome material is different for the two aircraft. The Merlin filter material (RG630) starts to transmit at about 0.63 μm , whereas the C-130 filter material (RG715) starts to transmit at 0.71 μm . For the downwelling fluxes, this difference can be modeled and the Merlin fluxes are computed to be $\sim 17\%$ higher than the C-130 values, as shown in Fig. 9a and Table 4. The downwelling fluxes for the across- and into-sun legs are in good agreement from both aircraft, suggesting that the leveling correction has been optimized for these instruments. The relative changes in the upwelling near-infrared fluxes are all in good agreement.

The downwelling and upwelling longwave fluxes from the pyrgeometers are shown in Figs. 10a and 10b and tabulated in Table 2. The upwelling fluxes show considerable variability due to the broken cloud field below. The C-130 upwelling fluxes were consistently 17 $W m^{-2}$ (7%) lower than the Falcon values. The

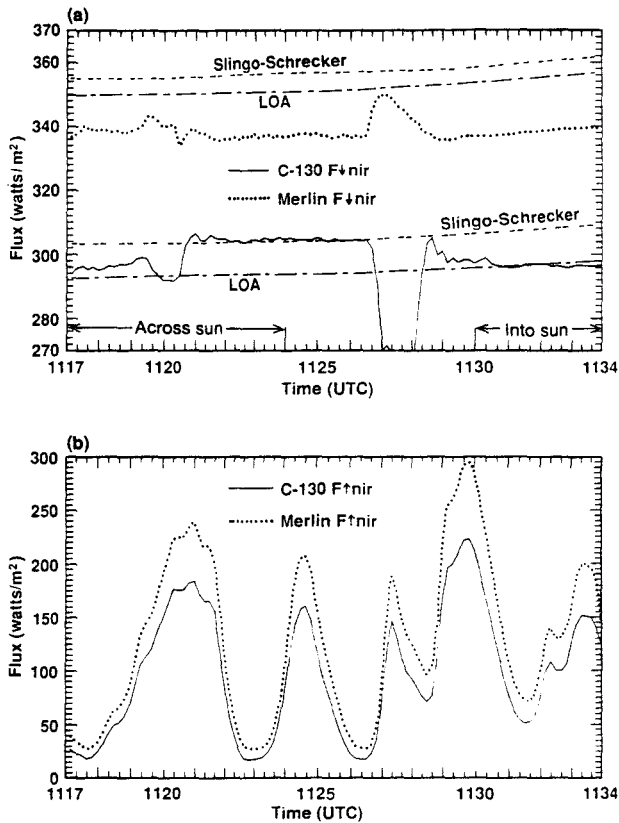


FIG. 9. Corrected near-infrared (a) downwelling and (b) upwelling fluxes measured by the Merlin and C-130 for the two legs. Simulated clear-sky values for both red-dome filters are also superimposed on the downwelling plots.

C-130 and Falcon downwelling fluxes were identical. Errors due to the uncertainty in K lead to uncertainties in the Falcon upwelling flux of about $\pm 3 \text{ W m}^{-2}$ and in the downwelling flux of $\pm 1 \text{ W m}^{-2}$. The downwelling fluxes measured by the Falcon appeared to be sensitive to the orientation of the pyrgeometers with respect to the sun, suggesting that some shortwave solar radiation was being transmitted by the dome.

b. Comparison of measured fluxes with modeled fluxes

A comparison of downwelling shortwave clear-sky fluxes for the end of the second leg at 1134 UTC is tabulated in Table 3 and for the complete two legs is illustrated in Fig. 8a. The time of 1134 UTC was chosen because it was the end of the into-sun leg and would have allowed sufficient time for the instruments to reach equilibrium. All the models give higher fluxes (23, 22, and 12 W m^{-2} , respectively) than those measured. The simulated C-130 and Merlin downwelling near-infrared fluxes and those simulated by the models are shown in Fig. 9a and listed in Table 4. The mea-

sured C-130 near-infrared fluxes are 11 W m^{-2} (4%) less than the modeled Slingo-Schrecker fluxes but within 1 W m^{-2} of the LOA modeled fluxes. The measured Merlin near-infrared fluxes are less than the modeled fluxes by 21 (Slingo-Schrecker) and 17 W m^{-2} (LOA model). The model results confirm that the difference between the red-dome measurements was mainly caused by the different filter material, though as with the clear dome there is still a significant overestimate by the models. There is an additional uncertainty in the modeled near-infrared fluxes due to the uncertainties in red-dome filter spectral response.

The simulated clear-sky downwelling longwave fluxes for the two legs are given in Table 5 and Fig. 10a. The LOA and DLR models give fluxes 8 W m^{-2} lower than the Falcon and C-130 measurements and the Roach-Slingo values are 3 W m^{-2} lower.

7. Conclusions and recommendations

The accurate measurement of radiative fluxes at high altitudes in the vicinity of cirrus cloud is essential if

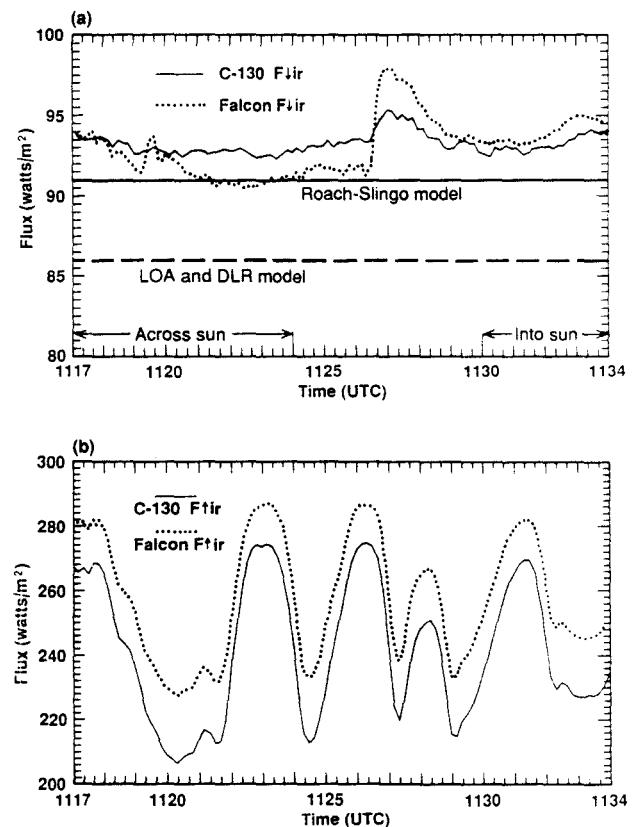


FIG. 10. Corrected longwave (a) downwelling and (b) upwelling fluxes measured by the Falcon and C-130 for the two legs. Note the Falcon values do not have the dome transparency correction of 1.2 W m^{-2} subtracted from the plotted values. Simulated clear-sky values from models are also superimposed on the downwelling plots.

we are to develop radiative transfer models that include the effects of cirrus cloud. The opportunity of flying three aircraft in close formation during one flight of the ICE '89 campaign was taken in order to intercompare a variety of the aircraft measurements. A comparison of both measured and modeled broadband radiative fluxes for this intercomparison flight has led to the following conclusions.

Upwelling shortwave flux is the easiest component to measure since it depends only on the accuracy of the instrument calibration. The aircraft comparison confirms this as maximum differences of 6 W m^{-2} (2%) were measured, which is within the accuracy required. In a diffuse radiation field (i.e., in or below optically thick cloud) the downwelling radiation would be expected to be measured to the same accuracy. This was not confirmed during this flight as the intercomparison was only made with clear skies above. A recommendation for future intercomparison flights would be to also fly under an optically thick cloud layer.

For clear-sky downwelling fluxes, uncertainties due to applying a leveling correction and also the cosine effect due to the measurement of direct-beam radiation are added to the calibration uncertainty. However, in spite of this, good agreement between the different aircraft for the downwelling fluxes was obtained. The problem of correcting for the attitude of the pyranometer is clearly seen in all three aircraft datasets, with a step change occurring when the aircraft turned from the across-sun to the into-sun direction. For direct-beam radiation the measured flux is very sensitive to the attitude, and so accurate correction procedures have to be devised by flying box or cross-shaped patterns to determine pitch and roll offsets for each pyranometer. If one takes the average of the across-sun and into-sun legs then the fluxes among the three aircraft are in good agreement ($\sim 13 \text{ W m}^{-2}$, 2%), but this increased to differences of ($\sim 17 \text{ W m}^{-2}$, 3%) for the average of the across-sun leg only. Recommendations are to develop improved techniques to accurately "level" pyranometer data and to fly box patterns on future intercomparison flights. Cosine effects are also important as shown by the ground-based results, but for ICE '89 with typical solar zenith angles in the range 50° – 60° , the diffuse sensitivity of the instruments was close to the direct beam sensitivity, and so the corrections applied to the aircraft data were fairly small ($\sim 1\%$). The modeled downwelling shortwave fluxes were 2%–4% higher than those measured by the three aircraft.

A direct comparison between the aircraft near-infrared flux measurements was not possible since the C-130 and Merlin instruments had red domes made of a different filter material. Model simulations show the difference between the measured fluxes to be consistent with the different filters used. The problems with applying a leveling correction and allowing for the cosine effect just discussed for the clear-dome instrument

apply equally to the red-dome instruments. A recommendation for future collaborative flights would be to ensure the red-dome pyranometers have the same filter material to ensure that a consistent multi-aircraft dataset is obtained. The modeled downwelling near-infrared fluxes were 0%–4% higher than those measured by the C-130 and 5%–6% higher than those measured by the Merlin.

A comparison between pyranometer measurements of longwave fluxes from the C-130 and Falcon show good agreement for the downwelling fluxes. However, poor agreement was found for the upwelling fluxes measured from the aircraft with differences larger ($\sim 7\%$) than might be expected from these pyranometers. Comparisons between measured and modeled clear-sky fluxes show that the former are consistently higher. It is recommended that more efforts are made to compare these instruments both side by side on the ground and in future intercomparison flights.

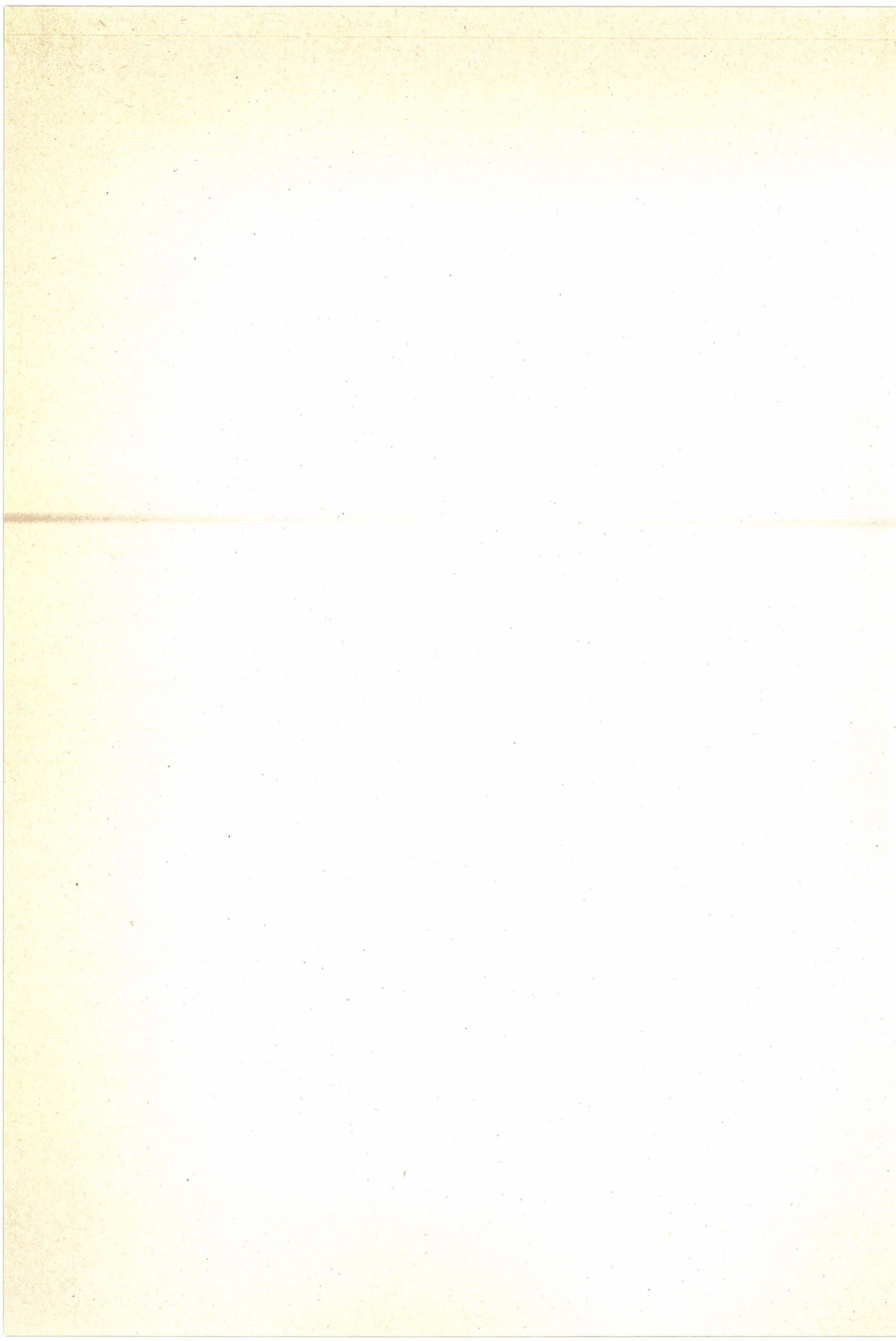
Acknowledgments. The excellent standard of flying from all three sets of aircrew is gratefully acknowledged throughout ICE '89. The collection of this intercomparison dataset would not have been possible without their cooperation. R. W. Saunders also thanks Dr. J. S. Foot and J. H. Seymour from the U.K. Meteorological Office in giving much useful help and guidance during the analysis of the C-130 data and R. Rawlins for coordinating the flight. The assistance of C. Brogniez in providing the SAGE II data is acknowledged. P. Wendling thanks the meteorological measurement group of the DLR for performing flight measurements and in particular U. Weimar for data analysis. The DLR also thanks Dr. Dehne from the Meteorological Observatory in Hamburg for the calibration of their Eppley instruments.

Financial contributions to the ICE were provided jointly through the national bodies of each participating group and also the Climate Programme of the Commission of European Communities.

REFERENCES

- Albrecht, B., and S. K. Cox, 1977: Procedures for improving pyranometer performance. *J. Appl. Meteor.*, **16**, 188–197.
- , —, and M. Poellot, 1974: Pyranometer measurements from aircraft. *Rev. Sci. Instrum.*, **45**, 33–38.
- Ambrosetti, P., H. E. B. Andersson, L. Liedquist, C. Fröhlich, Ch. Wehrli, and H. D. Talarek, 1986: Results of an outdoor and indoor pyranometer comparison. International Energy Agency, Document No. III. A.3, 211 pp.
- Andersson, H. E. B., L. Liedquist, J. Lindblad, and L. A. Norsten, 1981: Calibration and testing of pyranometers. Swedish National Testing Institute. Physical measurements SP-RAPP 1981: 7.
- Brogniez, G., J. C. Buriez, J. C. Vanhouette, and Y. Fouquart, 1986: An improvement of the calibration of the Eppley pyranometer for the case of airborne measurements. *Contrib. Atmos. Phys.*, **59**, 538–551.
- Buriez, J. C., B. Bonnel, and Y. Fouquart, 1986: Theoretical and experimental sensitivity study of the derivation of the solar ir-

- radiance at the earth's surface from satellite data. *Contrib. Atmos. Phys.*, **59**, 263-281.
- Chu, W. P., M. P. McCormick, J. Lenoble, C. Brogniez, and P. Pruvost, 1989: SAGE II inversion algorithm. *J. Geophys. Res.*, **94**, D6, 8339-8351.
- Clough, S. A., F. X. Kneizys, R. Davies, R. Gamache, and R. Tipping, 1980: Theoretical line shape for H₂O vapour. Application to continuum. *Atmospheric Water Vapour*. A. Deepak, T. D. Wilkerson, and L. H. Ruhnke, Eds., Academic Press, 25-46.
- Cockroft, P. E., 1989: The Meteorological Research Flight's operational pyrgeometer—sensitivity temperature coefficient. MRF Internal Note No. 50. [Available from the U.K. Meteorological Office Library, London Road, Bracknell.]
- Dehne, K., 1991: Calibration of pyranometers and pyrgeometers. (To be published as part of International Energy Agency report in June 1991.)
- Drummond, A. J., W. J. Scholes, J. M. Brown, and R. E. Nelson, 1968: A new approach to the measurement of terrestrial longwave radiation. *WMO Tech. Note*, **104**, 383-387.
- Ellingson, R. G., and Y. Fouquart, 1990: The intercomparison of radiation codes in climate models (IRCCM). WCRP-39, WMO/TD-NO 371.
- Elsasser, W. M., 1942: Heat transfer by infrared radiation in the atmosphere. *Harvard Meteorological Studies No. 6*. Harvard University Press, 43 pp.
- Foot, J. S., 1986: A new pyrgeometer. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, **3**, 363-370.
- , P. Hignett, and C. G. Kilsby, 1986: Investigation into errors associated with upward-facing pyranometers fitted to the MRF Hercules. MRF Internal Note No 31 [Available from the U.K. Meteorological Office Library, London Road, Bracknell.]
- Fouquart, Y., B. Bonnel, G. Brogniez, J. C. Buriez, L. Smith, J. J. Morcrette, and A. Cerf, 1987: Observations of Saharan aerosols: Results of ECLATS field experiment: Part 2: Broad-band radiative characteristics of the aerosols and vertical radiative flux divergence. *J. Climate Appl. Meteor.*, **26**, 38-52.
- Fröhlich, C., 1984: The need for the characterisation of pyranometers. *Proc. International Energy Agency Meeting*, Norrköping, Sweden.
- Goody, R. M., 1952: A statistical model for water vapour absorption. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **78**, 165-169.
- Grassl, H., 1976: A new type of absorption in the atmospheric infrared window due to water vapour polymers. *Contrib. Atmos. Phys.*, **49**, 225-236.
- Hall, W. D., 1980: A detailed microphysical model within a two-dimensional dynamic framework: Model description and preliminary results. *J. Atmos. Sci.*, **37**, 2486-2507.
- Harshvardhan, D. A. Randall, T. G. Corsetti, and D. A. Dazlich, 1989: Earth radiation budget and cloudiness simulations with a GCM. *J. Atmos. Sci.*, **46**, 1922-1942.
- Hennings, D., M. Quante, and R. Seifzig, 1990: International Cirrus Experiment 1989 field phase report. Institut für Geophysik und Meteorologie, Universität zu Köln.
- Kerschgens, M., U. Pilz, and E. Raschke, 1978: A modified two-stream approximation for computations of solar radiation budget in a cloudy atmosphere. *Tellus*, **30**, 429-435.
- Lacis, A. A., W. C. Wang, and J. E. Hansen, 1979: Correlated *k*-distribution method for radiative transfer in climate model: Application to effect of cirrus clouds on climate. NASA Conf. Publ. 2029, E. R. Kreins, Ed.
- Malkmus, W., 1967: Random Lorentz band models with exponential tailed S-1 line intensity distribution function. *J. Opt. Soc. Amer.*, **57**, 323-329.
- Mitchell, J. F. B., C. A. Senior, and W. J. Ingram, 1989: CO₂ and climate: A missing feedback? *Nature*, **341**, 132-134.
- Morcrette, J. J., 1984: On the radiative parametrization in a general circulation model. Ph.D. thesis No 630. Laboratory of Atmospheric Optics, University of Lille, France. 371 pp.
- , and Y. Fouquart, 1985: On systematic errors in parameterized calculations of longwave radiation transfer. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **11**, 691-708.
- Nast, P. M., 1983: Measurements on the accuracy of pyranometers. *Solar Energy*, **31**, 279-282.
- Nicholls, S., and P. Cockroft, 1981: Intercomparisons between aircraft during JASIN: Averaged measurements. MRF Internal Note No. 10. [Available from the U.K. Meteorological Office Library, London Road, Bracknell.]
- Plass, G. N., G. W. Kattawar, and F. E. Catchings, 1973: Matrix-operator theory of radiative transfer. 1: Rayleigh scattering. *Appl. Opt.*, **12**, 314-329.
- Press, W. H., B. P. Flannery, S. A. Teukolsky, and W. T. Vetterling, 1986: Numerical recipes: The art of scientific computing, Cambridge University Press.
- Quante, M., P. R. A. Brown, J. F. Gayet, and B. Guillemet, 1992: An intercomparison of thermodynamical and dynamical measurements from aircraft at high altitude during ICE '89. *Theor. Appl. Climatol.*, (in press).
- Rawlins, F. R., and J. S. Foot, 1990: Remotely sensed measurements of stratocumulus properties during FIRE using the C-130 aircraft Multi-Channel Radiometer. *J. Atmos. Sci.*, **47**, 2488-2502.
- Roach, W. T., 1961: Some aircraft observations of fluxes of solar radiation in the atmosphere. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **87**, 346-363.
- , and A. Slingo, 1979: A high resolution infrared radiative transfer scheme to study the interaction of radiation with cloud. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **105**, 603-614.
- Robinson, N., 1966: *Solar Radiation*. Elsevier Publishing Company, 263 pp.
- Rothman, L. S., 1987: The HITRAN data base: 1986 edition. *Appl. Optics*, **26**, 4058-4097.
- Saunders, R. W., and J. A. Barnes, 1991: Intercomparison flights of pyranometers and pyrgeometers on the C-130. MRF Internal Note No 56. [Available from the U.K. Meteorological Office Library, London Road, Bracknell.]
- Schmetz, J., and M. Beniston, 1986: Relative effects of solar and infrared radiative forcing in a mesoscale model. *Bound.-Layer Meteor.*, **34**, 137-155.
- Slingo, A., and H. M. Schrecker, 1982: On the shortwave radiative properties of stratiform water clouds. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **108**, 407-426.
- Stephens, G. L., 1979: Optical properties of eight water cloud types. CSIRO Aust. Div. Atmos. Phys., Tech. Paper No. 36, 1-35.
- Wang, W. C., and P. B. Ryan, 1983: Overlapping effect of atmospheric H₂O, CO₂ and O₃ on the CO₂ radiative effect. *Tellus*, **35B**, 81-91.
- World Climate Research Programme, 1986: A preliminary cloudless standard atmosphere for radiation computation. WCP-112; WMO/TD-No 24.
- Zdankowski, W. G., R. M. Welch, and G. Korb, 1980: An investigation of the structure of typical two-stream methods for the calculation of solar fluxes and heating rates in clouds. *Contrib. Atmos. Phys.*, **53**, 147-166.
- , W. G., W. G. Panhans, R. M. Welch, and G. J. Korb, 1982: A radiation scheme for circulation and climate models. *Contrib. Atmos. Phys.*, **55**, 215-238.



CHAPITRE 6

EFFETS DE L'ANISOTROPIE DES CRISTAUX DE GLACE SUR LES PROPRIETES OPTIQUES ET RADIATIVES DES CIRRUS

1 INTRODUCTION

Comme on l'a montré au chapitre 3, les propriétés radiatives des nuages composés de particules cristallines diffèrent sensiblement de celles des nuages formés de gouttes sphériques. En particulier, leur fonction de diffusion présente un maximum relatif très caractéristique vers 20° en plus d'une importante diffusion arrière. Ces particularités sont évidentes dans bon nombre de phénomènes optiques bien connus comme par exemple le halo à 22° . Au chapitre 5, on a montré que la fonction de diffusion expérimentale des cirrus ne pouvait s'expliquer sans prendre en compte la nature particulière de la diffusion par les cristaux et, en particulier l'amplitude de ce maximum relatif directement lié à leur forme. Dans ces conditions, il semble logique de penser que les propriétés radiatives globales (réflexion, transmission, absorption) d'une couche d'atmosphère remplie de cristaux de glace diffèrent sensiblement de celles qu'elle présenterait si elle était remplie de gouttes d'eau liquide. La fonction de diffusion des cristaux caractérise leur influence sur la diffusion primaire, sa détermination ne représente qu'une étape, les quantités importantes étant les caractéristiques globales des couches nuageuses. Le problème est donc de calculer l'influence des diffusions multiples par les cristaux. Ceci implique la résolution de l'équation de transfert dans un milieu diffusant composé de particules non sphériques. La difficulté vient du fait que la fonction de diffusion dépend de la direction du faisceau incident lorsque la symétrie sphérique n'existe plus.

Historiquement, la première approche a consisté à approximer les cristaux de glace par des particules sphériques (Plass et Kattawar, 1968). Pour des particules non sphériques, tels des cristaux cylindriques (Stephens, 1980) ou prismatiques à structure de base hexagonale (Kinne et Liou, 1989), le calcul ne pose aucun problème dans la mesure où ceux-ci sont orientés aléatoirement dans l'espace, car dans ce cas, le milieu reste isotrope. De nombreuses méthodes de résolution de l'équation de transfert sont alors à notre disposition

aussi bien dans le domaine du rayonnement solaire que dans l'infrarouge.

Dans le cas de particules non sphériques soumises à la seule gravité et à la poussée d'Archimède, des études (Jayaweera, 1965; Ono, 1969; Platt, 1978), ont montré que celles ci tombent librement en présentant leur plus grande surface projetée face à la direction de la chute. Ainsi, dans un tel nuage, les colonnes et les plaquettes ont tendance à chuter tout en restant sensiblement horizontales et animées d'un mouvement de flottement causé par de la turbulence à petite échelle (Mc Dowell, 1979). Le nuage est optiquement anisotrope et la direction du rayonnement incident est alors une variable à prendre en compte pour la détermination des paramètres optiques.

L'éventail des méthodes disponibles pour la résolution numérique de ce type de problème est encore très restreint, on peut citer:

- Stephens (1980) qui a étudié le transfert du rayonnement solaire dans un nuage composé de particules cylindriques.
- Asano (1983) qui a fait une étude pour des particules ellipsoïdales.
- Takano (1989b) qui a développé une procédure de calcul théorique du transfert du rayonnement solaire dans un milieu anisotrope avec une application particulière aux cristaux de glace hexagonaux orientés dans les cirrus.

Dans ce chapitre, on présente une méthode de résolution approchée.

Les cirrus étant généralement des nuages optiquement minces, la diffusion primaire y joue un rôle prépondérant¹. De plus, la diffusion tend à rendre plus isotrope le rayonnement incident sur les cristaux, ce qui tend à diminuer l'influence de leur anisotropie. Dans ces conditions, il est tentant de ne prendre en compte de façon précise l'orientation des cristaux que pour la diffusion primaire. La méthode proposée ici est basée sur cette idée, la diffusion primaire est calculée exactement en tenant compte de l'orientation des cristaux, pour les diffusions multiples, on suppose que les cristaux sont orientés aléatoirement dans l'espace.

¹Typiquement, le nombre moyen de diffusions que subit un photon est voisin de l'épaisseur optique du nuage. Les cirrus ayant, en général, des épaisseurs optiques faibles ($\delta = 3$ est une forte épaisseur optique pour un cirrus), le nombre de diffusions y est faible.

2 ETUDE DU TRANSFERT RADIATIF DANS LE CAS DE NUAGES OPTIQUEMENT ANISOTROPES

La méthode de résolution de l'équation du transfert radiatif la mieux adaptée est naturellement la méthode des Ordres Successifs de diffusion.

2.1 Rappel: cas isotrope

Considérons une couche plan parallèle diffusante homogène, isotrope, conservative, d'épaisseur optique δ^* .

Cette couche reçoit sur sa face supérieure un éclaircissement πF dont la direction d'incidence est repérée par $(\mu_s = \cos \theta_s, \varphi_s)$, où θ_s est l'angle solaire zénithal et φ_s l'angle solaire azimutal.

Nous n'allons pas détailler complètement la méthode des Ordres Successifs de diffusion, mais simplement rappeler les résultats obtenus pour la luminance primaire (Foucart, 1970):

A une profondeur optique quelconque δ , la luminance primaire diffusée dans la direction repérée par $\mu = |\cos \theta|$ et φ est constituée par l'ensemble des luminances diffusées pour la première fois aux différentes profondeurs optiques δ' dans la direction (μ, φ) et atténuées sur le parcours (δ', δ) . Nous séparons la luminance $I_1^+(\delta; \mu, \varphi)$ diffusée vers le haut de la couche qui est due à la diffusion de l'éclaircissement incident à toutes les profondeurs optiques $\delta < \delta'$ et la luminance diffusée vers le bas $I_1^-(\delta; -\mu, \varphi)$ due à la diffusion de l'éclaircissement incident à tous les niveaux $\delta > \delta'$. Nous obtenons:

$$I_1^+(\delta; +\mu, \varphi) = \pi F \int_0^\delta \exp \left\{ -\frac{\delta'}{\mu_s} \right\} \mathcal{P}(+\mu, \varphi; -\mu_s, \varphi_s) \exp \left\{ -\frac{|\delta - \delta'|}{\mu} \right\} \frac{d\delta'}{\mu}, \quad (1)$$

$$I_1^-(\delta; -\mu, \varphi) = \pi F \int_\delta^{\delta^*} \exp \left\{ -\frac{\delta'}{\mu_s} \right\} \mathcal{P}(-\mu, \varphi; -\mu_s, \varphi_s) \exp \left\{ -\frac{|\delta - \delta'|}{\mu} \right\} \frac{d\delta'}{\mu}. \quad (2)$$

où les $\mathcal{P}(\pm\mu, \varphi; -\mu_s, \varphi_s)$ sont les fonctions de diffusion pour les angles de diffusion formés par les directions $(\pm\mu, \varphi)$ et $(-\mu_s, \varphi_s)$.

Ces deux équations font apparaître essentiellement 3 termes principaux:

- Le terme $T_1 = \exp \left\{ -\frac{\delta'}{\mu_s} \right\}$ qui représente la probabilité pour un photon d'atteindre la profondeur optique δ' sans rencontrer de particules.

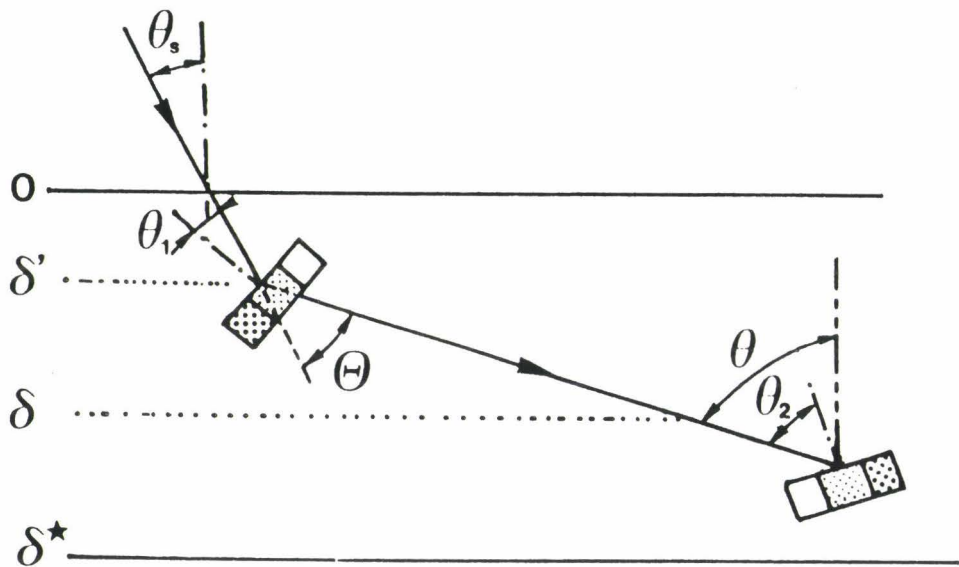
- Le terme $T_2 = \mathcal{P}(\pm\mu, \varphi; -\mu_s, \varphi_s)$ qui représente la probabilité pour le photon incident dans la direction $(-\mu_s, \varphi_s)$ d'être diffusé dans la direction $(\pm\mu, \varphi)$.

- Le terme $T_3 = \exp \left\{ -\frac{|\delta - \delta'|}{\mu} \right\}$ qui représente la probabilité pour ce photon diffusé à la profondeur δ' , d'atteindre la profondeur optique δ sans rencontrer de particules.

2.2 Cas anisotrope

Considérons, par exemple le cas d'un nuage de plaquettes hexagonales telles celles déterminées expérimentalement dans le chapitre précédent.

Si l'on examine les trois termes T_1 , T_2 et T_3 que l'on a mis en évidence dans le cas isotrope, ceux-ci deviennent maintenant:



- $T_1 = \exp \left\{ -\frac{\delta'_1}{\mu_s} \right\}$. Puisque la section efficace d'extinction de la particule dépend de l'angle d'incidence θ_1 par rapport à la normale au plan de base d'une particule, l'épaisseur optique δ'_1 en dépend désormais également.

- $T_2 = \mathcal{P}_1(\Theta)$ qui représente ici la probabilité pour le photon incident dans la direction θ_1 par rapport à la normale au plan de base de la particule, d'être diffusé dans la direction Θ par rapport à la direction du faisceau incident.

- $T_3 = \exp \left\{ -\frac{|\delta_2 - \delta'_2|}{\mu} \right\}$ où δ_2 et δ'_2 dépendent, tout comme dans le terme T_1 , de l'angle d'incidence θ_2 par rapport à la normale au plan de base d'une particule.

Une deuxième diffusion fait ensuite intervenir une fonction de diffusion $\mathcal{P}_2(\Theta)$ dépendant de l'angle θ_2 .

Pour cette géométrie, l'angle θ_2 est donc variable pour un angle θ_1 donné. Si l'on suppose par exemple que les cristaux sont uniformément répartis, c'est à dire qu'ils sont tous parallèles entre eux, nous avons $\theta_2 = \theta_1 + \Theta$. De plus, si l'on prend des plaquettes uniformément réparties dans un plan horizontal, nous avons de manière évidente $\theta_1 = \theta_s$ et $\theta_2 = \theta_s + \Theta$.

Pour une géométrie donnée, θ_1 étant fixe, on peut introduire exactement dans le calcul la fonction de diffusion $\mathcal{P}_1(\Theta)$ et la profondeur optique δ'_1 . Par contre, tous les paramètres reliés à θ_2 sont variables et le problème devient très lourd à traiter de manière exacte. La simplification consiste à négliger la dépendance en θ_2 en supposant alors une orientation aléatoire dans l'espace, ce qui est d'autant plus vrai et plus rigoureux que l'ordre de diffusion augmente.

Schématiquement, la méthode est donc la suivante:

- (1) pour l'angle solaire zénithal θ_s , on calcule en premier lieu la fonction de diffusion $\mathcal{P}_{\theta_s}(\Theta)$ ainsi que la section efficace d'extinction $C_{\theta_s}^e$ correspondant à des particules orientées uniformément dans un plan.
- (2) On calcule également la fonction de diffusion $\mathcal{P}(\Theta)$ ainsi que la section efficace d'extinction C^e dans le cas d'une orientation aléatoire dans l'espace.
- (3) Le champ des luminances correspondant aux photons diffusés une fois est calculé en utilisant les propriétés optiques $\mathcal{P}_{\theta_s}(\Theta)$, $C_{\theta_s}^e$ des cristaux orientés.

(4) Les luminances correspondant aux ordres supérieurs de diffusion sont calculés pour une distribution aléatoire, soit pour $\mathcal{P}(\Theta)$ et \mathcal{C}^e .

2.3 Influence de l'orientation des cristaux: Cas des plaquettes orientées uniformément dans des plans horizontaux.

Dans le nuage, les cristaux ne restent pas immobiles: sous les influences respectives de leur poids, de la poussée d'Archimède et de la turbulence, lorsque celle-ci n'est pas très importante, ils subissent des mouvements de nature aléatoire autour de leur position d'équilibre. On considère donc qu'ils présentent une oscillation par rapport à un plan horizontal, et ce, dans deux directions orthogonales appartenant au plan de base de la particule. Afin d'obtenir une fonction de diffusion significative, ce mouvement d'oscillation a une amplitude telle que la méthode du lancer de rayons étudiée au chapitre 3 permette, quel que soit l'angle solaire zénithal θ_s , un remplissage de l'ensemble des boîtes appartenant au domaine $[0^\circ ; 180^\circ]$. Après plusieurs essais, correspondant à chaque fois à une amplitude d'oscillations croissante, nous avons retenu une amplitude de 10° . Cette valeur est d'ailleurs en accord avec celle définie par Rockwitz (1989). Cependant, elle a été choisie un peu de manière arbitraire puisque des données exactes sur les oscillations de telles particules dans les cirrus ne sont pas disponibles. Cette amplitude devrait toutefois dépendre du rapport des dimensions R/L des cristaux de glace et également des processus dynamiques dans le nuage.

Dans la suite, nous appelons orientation 2D, ce type de disposition des cristaux dans le nuage.

Nous nous sommes placés à la longueur d'onde $\lambda = 0.63\mu m$ qui se situe au milieu du canal visible de AVHRR et qui est assez bien représentative de l'ensemble du spectre solaire. Le tableau I ci-dessous représente, en fonction de l'angle azimutal θ_s , les facteurs d'assymétrie et les sections efficaces d'extinction pour une particule, calculés pour les plaquettes hexagonales dont les dimensions $R/L = 125/15\mu m$ ont été déterminées expérimentalement dans le chapitre précédent. Nous présentons respectivement le cas d'une orientation 2D (g_θ , et $\mathcal{C}_{\theta_s}^e$) et le cas d'une orientation 3D aléatoire dans l'espace (g_{3D} et \mathcal{C}_{3D}^e). Nous avons également fait figurer ces paramètres pour des sphères de glace polydispersées, dont le rayon effectif $R_e = 52.5\mu m$ est tel qu'il correspond au volume des plaquettes précédentes (g_{sph} et \mathcal{C}_{sph}^e).

θ_s	15°	30°	45°	60°	75°
g_{θ_s}	0.98338	0.96524	0.94865	0.94454	0.94189
$C_{\theta_s}^e (\mu m^2)$	80277.1	73893.5	62474.2	46797.4	27931.4
g_{3D}	0.94958				
$C_{3D}^e (\mu m^2)$	46219.9				
g_{sph}	0.88742				
$C_{sph}^e (\mu m^2)$	12172.0				

Tableau I: Variations du facteur d'assymétrie g_{θ_s} , et de la section efficace d'extinction pour une particule $C_{\theta_s}^e$, en fonction de l'angle solaire zénithal θ_s , pour des plaquettes hexagonales dont le rapport des dimensions est $R/L = 125/15 \mu m$. Les valeurs de ces paramètres correspondant au cas d'une orientation aléatoire de ces particules dans l'espace, (g_{3D} et C_{3D}^e) et au cas de sphères de glace polydispersées, de rayon effectif $R_e = 52.5 \mu m$, (g_{sph} et C_{sph}^e) sont également reportées.

La valeur de la section efficace d'extinction effective $(1 - g_{\theta_s})C_{\theta_s}^e$, est reportée en fonction de l'angle θ_s , sur la figure 1c. Produit de la fonction croissante $1 - g_{\theta_s}$, (figure 1a) et de la fonction décroissante, $C_{\theta_s}^e$, (figure 1b), elle passe par un maximum aux environs de $\theta_s = 45^\circ$. Cette section d'extinction effective correspond à la section d'extinction que l'on devrait prendre pour un nuage diffusant de façon isotrope, de manière à obtenir des résultats identiques à ceux obtenus pour le nuage diffusant de manière anisotrope. Les diverses sections effectives obtenues aux divers angles d'incidence sont alors comparables entre elles (Relations de similarité de Van de Hulst et Grossman (1968)). Sur la figure 1c, nous avons également reporté les sections efficaces d'extinction effectives correspondant à des plaquettes orientées 3D, ainsi que celles correspondant aux sphères de rayon effectif $R_e = 52.5 \mu m$.

La réflectance hémisphérique ou albedo d'un nuage est une fonction croissante de son épaisseur optique effective, elle même proportionnelle à la section efficace d'extinction effective. Ainsi, nous devrions, pour un contenu en glace intégré IWP donné, observer un albedo plus important pour un nuage de plaquettes orientées 3D que pour un nuage de sphères. En ce qui concerne l'albedo du nuage de plaquettes orientées 2D, nous devrions, uniquement pour $26^\circ \leq \theta_s \leq 65^\circ$, trouver une valeur plus importante que celle du nuage 3D. Vers les incidences rasantes et normales, cet albedo peut devenir plus faible que celle du nuage de sphères.

2.4 Résultats: Propriétés optiques globales d'un nuage de plaquettes orientées uniformément dans des plans horizontaux.

Nous comparons les albedos obtenus pour un nuage composé de plaquettes d'orientation aléatoire 3D, soit α_{3D-3D}^c , avec le cas d'une orientation aléatoire dans le plan soit α_{2D-3D}^c ². Les résultats concernant le nuage composé de sphères de même volume effectif que celui des plaquettes, sont également présentés, soit α_{sph} .

Afin de rendre comparable tous ces albedos, les calculs sont effectués à contenus en glace intégré sur le nuage *IWP*, identiques.

L'épaisseur optique δ du nuage est reliée à la section efficace d'extinction C^e pour une particule par la relation $\delta = \mathcal{N}C^e$ où \mathcal{N} représente le nombre de cristaux de glace présents dans un tube vertical de nuage de section égale à l'unité. Le contenu en glace *IWP* est alors égal au produit de la masse \mathcal{M} d'un cristal par \mathcal{N} .

Nous obtenons ainsi:

$$IWP = \mathcal{M} \frac{\delta}{C^e}. \quad (3)$$

Pour les trois types de cirrus: plaquettes 2D, plaquettes 3D et sphères nous avons donc, pour *IWP* constant:

$$\frac{\delta_{3D}}{C_{3D}^e} = \frac{\delta_{\theta_s}}{C_{\theta_s}^e} = \frac{\delta_{sph}}{C_{sph}^e}. \quad (4)$$

- δ_{3D} est l'épaisseur optique du cirrus composé de plaquettes orientées 3D.
- δ_{θ_s} est l'épaisseur optique du cirrus composé de plaquettes 2D recevant le rayonnement solaire sous incidence θ_s .
- δ_{sph} est l'épaisseur optique du cirrus composé de sphères de même volume effectif que les plaquettes.
- Pour ces trois variétés de cirrus, les albedos sont toujours calculés pour une même quantité de glace *IWP*. Cela se traduit, dans les faits, à effectuer les calculs pour une épaisseur optique que nous rapportons à un nuage composé de plaquettes orientées 3D³.

²Cette notation vient du fait que la luminance primaire est respectivement déterminée, soit en 2D, soit en 3D, les luminances d'ordre supérieur étant calculées en 3D.

³Pour le cristal de dimensions $R/L = 125/15\mu m$, nous obtenons un volume $V \simeq 0.608 \cdot 10^{-6} cm^3$ et une masse $\mathcal{M} \simeq 0.56 \cdot 10^{-6} g$, ce qui pour une épaisseur optique $\delta_{3D} = 1$, donne $IWP = 1.21 \cdot 10^{-3} gcm^{-2}$.

θ_s	15°	30°	45°	60°	75°
$\delta_{\theta_s}/\delta_{3D}$	1.7368	1.5987	1.3517	1.0125	0.6043
δ_{sph}/δ_{3D}	0.2633				

Tableau II: Rapports des épaisseurs optiques $\delta_{\theta_s}/\delta_{3D}$ en fonction de l'angle θ_s pour des plaquettes hexagonales dont le rapport des dimensions est $R/L = 125/15\mu m$. Pour des sphères de rayons effectif $R_e = 52.5\mu m$, le rapport δ_{sph}/δ_{3D} est également représenté. Ces rapports sont évalués à quantité IWP constante.

La figure 2 représente, pour différentes épaisseurs optiques δ_{3D} , et pour une réflectance de sol $\rho^s = 0$ symbolisant la mer, l'albedo d'un cirrus en fonction de l'angle solaire zénithal θ_s . Nous présentons les résultats obtenus pour une orientation aléatoire 3D, (α_{3D-3D}^c), avec le cas d'une orientation 2D (α_{2D-3D}^c).

L'allure des courbes de la figure 2 trouve une explication à l'examen de la figure 1c. Lorsque l'angle θ_s est inférieur à une valeur intermédiaire entre 15° et 30° et supérieur à une valeur comprise entre 60° et 75°, l'albedo α_{2D-3D}^c est plus importante que l'albedo α_{3D-3D}^c .

Afin que la longueur d'onde choisie soit à peu près représentative de l'ensemble du spectre solaire, et dans le but d'obtenir un effet global, nous avons refait les calculs avec cette fois une réflectance de sol qui se situe dans la moyenne globale terrestre pour cette bande spectrale, soit $\rho^s = 0.2$ (Bowker et al, 1985). Les albedos obtenus sont présentés sur la figure 3.

Les conclusions sont identiques à celles correspondant à la figure 2.

Pour apprécier l'importance de l'écart entre les albedos 2D-3D et 3D-3D, il suffit d'estimer la différence entre les flux solaires réfléchis dans les deux cas: Pour un angle solaire zénithal $\theta_s \simeq 45^\circ$, et un sol $\rho^s = 0.2$, la figure 3 donne $\alpha_{2D-3D}^c = 0.425$ et $\alpha_{3D-3D}^c = 0.376$ pour $\delta = 10$, d'où une différence d'énergie solaire réfléchie sensiblement égale à $\simeq 45W.m^{-2}$. Cette différence est encore d'une dizaine de $W.m^{-2}$ pour $\delta = 0.5$. Ces écarts, du même ordre de grandeur pour $\rho^s = 0$, sont tout à fait considérable.

2.5 Tests de validité de l'approximation.

Les valeurs élevées du facteur d'asymétrie g_θ , présentées dans le tableau I indiquent que la diffusion se fait en grande partie dans la direction avant. Dans ces conditions, une autre approximation consiste à supposer que l'angle d'incidence sur les cristaux ne varie pas du fait des diffusions, ou reste à l'intérieur des oscillations de 10° du plan des plaquettes. Cette approximation a tendance à maximiser l'influence de l'orientation des cristaux alors qu'au contraire, l'approximation de l'orientation aléatoire pour les diffusions multiples (ou encore approximation diffuse pour les ordres supérieurs de diffusion) tend à la minimiser. On peut penser que la solution exacte se situe entre ces deux approximations. L'utilisation des Ordres Successifs avec uniquement la fonction de diffusion $\mathcal{P}_\theta(\Theta)$, permet donc une autre approximation de l'albedo du nuage, α_{2D-2D}^c , la solution exacte devant se situer entre α_{2D-3D}^c et α_{2D-2D}^c .

Le tableau III ci-dessous présente la différence entre les albedos calculées par ces deux approximations: $\Delta\alpha_1 = \alpha_{2D-2D}^c - \alpha_{2D-3D}^c$ en fonction de θ_s pour diverses épaisseurs optiques δ et pour une réflectance de sol $\rho_s = 0$.

Cette différence n'excède pas 10^{-3} excepté lorsque les angles sont rasants ($\theta_s \geq 75^\circ$) ou lorsque l'épaisseur optique est importante c'est à dire lorsque les diffusions multiples augmentent, et dans ce cas, la solution se situerait plutôt vers α_{2D-3D}^c .

Pour mémoire, nous avons également fait figurer dans le tableau III, l'écart d'albedo $\Delta\alpha_2 = \alpha_{3D-3D}^c - \alpha_{2D-3D}^c$ qui existe entre deux nuages composés de plaquettes cristallines identiques, mais dont les orientations sont, d'une part aléatoires dans l'espace et d'autre part, uniformes dans des plans horizontaux.

$\delta \Rightarrow$	0.1		0.5		2.0		10	
$\theta_s \downarrow$	$10^3 \cdot \Delta\alpha_1$	$10^3 \cdot \Delta\alpha_2$	$10^3 \cdot \Delta\alpha_1$	$10^3 \cdot \Delta\alpha_2$	$10^3 \cdot \Delta\alpha_1$	$10^3 \cdot \Delta\alpha_2$	$10^3 \cdot \Delta\alpha_1$	$10^3 \cdot \Delta\alpha_2$
15°	-7.10^{-4}	+0.14	-0.02	+0.93	-0.23	+6.06	-4.28	+48.76
30°	-3.10^{-3}	-0.86	-0.05	-4.14	-0.16	-13.88	+2.42	-29.59
45°	$+2.10^{-3}$	-1.77	+0.06	-8.27	+0.80	-26.55	+10.71	-57.53
60°	$+4.10^{-4}$	-1.53	+0.03	-6.59	+0.57	-16.92	+6.30	-20.26
75°	-0.04	+0.61	-0.89	+2.51	-8.98	+6.73	-57.41	+9.04

Tableau III: Tests de validité de l'approximation: Variations des différences de réflectance $\Delta\alpha_1 = \alpha_{2D-2D}^c - \alpha_{2D-3D}^c$ et $\Delta\alpha_2 = \alpha_{3D-3D}^c - \alpha_{2D-3D}^c$ en fonction de l'angle zénithal solaire θ_s et de l'épaisseur optique du nuage δ . Cas des plaquettes hexagonales dont le rapport des dimensions est $R/L = 125/15\mu m$. La réflectance du sol est $\rho^s = 0$.

Le même test est présenté dans le tableau IV avec cette fois un sol de réflectivité $\rho^s = 0.2$. Les conclusions quant à la validité de la méthode restent les mêmes que dans le cas précédent. Mais ici, aux faibles incidences, le sol, supposé lambertien, renvoie un rayonnement isotrope qui rencontre les particules sous toutes les incidences, ce qui a pour effet de rendre les calculs 3D-3D et 2D-3D plus proches de la solution, plutôt que le calcul 2D-2D.

$\delta \Rightarrow$	0.1		0.5		2.0		10	
$\theta_s \downarrow$	$10^3 \cdot \Delta\alpha_1$	$10^3 \cdot \Delta\alpha_2$	$10^3 \cdot \Delta\alpha_1$	$10^3 \cdot \Delta\alpha_2$	$10^3 \cdot \Delta\alpha_1$	$10^3 \cdot \Delta\alpha_2$	$10^3 \cdot \Delta\alpha_1$	$10^3 \cdot \Delta\alpha_2$
15°	+0.59	+0.12	+2.40	+0.74	+6.76	+4.93	+12.81	+41.48
30°	+0.12	-0.69	+0.29	-3.32	+0.03	-11.29	+0.62	-25.15
45°	-0.12	-1.42	-0.67	-6.66	-2.24	-21.66	-2.25	-49.01
60°	-0.05	-1.23	-0.29	-5.33	-0.56	-13.86	+3.74	-17.37
75°	-0.04	+0.49	-0.93	+2.04	-9.64	+5.52	-60.92	+7.74

Tableau IV: Tests de validité de l'approximation: Variations des différences d'albedo $\Delta\alpha_1 = \alpha_{2D-2D}^c - \alpha_{2D-3D}^c$ et $\Delta\alpha_2 = \alpha_{3D-3D}^c - \alpha_{2D-3D}^c$ en fonction de l'angle solaire zénithal θ_s et de l'épaisseur optique du nuage δ . Cas des plaquettes hexagonales dont le rapport des dimensions est $R/L = 125/15\mu m$. La réflectance du sol est $\rho^s = 0.2$.

2.6 Comparaison entre les cristaux orientés aléatoirement dans l'espace et des sphères de même volume.

L'albedo du nuage, dans le cas des plaquettes précédentes orientées 3D, est reportée sur la figure 4 en fonction de l'angle θ_s , pour diverses épaisseurs optiques et pour une réflectance de sol $\rho^s = 0$. Nous avons également fait figuré les albedos correspondant au cas d'un nuage de sphères de glace polydispersées de rayon effectif $R_e \simeq 52.5\mu m$.

Pour une quantité de glace intégrée IWP , correspondant à une épaisseur optique δ_{3D} (relation 3), l'albedo d'un nuage formé de sphères est systématiquement plus faible que celle du nuage formé de plaquettes orientées 3D.

Typiquement, pour une épaisseur optique $\delta_{3D} = 2$ correspondant à une quantité $IWP = 2.42 mg.cm^{-2}$, pour un sol de réflectance $\rho^s = 0$ et pour un angle solaire zénithal $\theta_s = 60^\circ$, l'albedo du cirrus passe de $\alpha_c \simeq 0.110$ pour des plaquettes 3D, à $\alpha_c \simeq 0.070$ pour des shères, soit une différence d'énergie solaire réfléchiée de près de $30Wm^{-2}$, ce qui

est considérable.

Remarque: La valeur de l'amplitude des oscillations, dans le cas des plaquettes orientées uniformément dans des plans horizontaux, ayant été choisie un peu de manière arbitraire à 10° , il est nécessaire de tester l'influence, sur l'albedo du nuage, d'une amplitude d'oscillation légèrement différente. Nous avons effectué un test avec une amplitude de 12° . Les résultats sont présentés dans le tableau V ci-dessous. Ils concernent un nuage d'épaisseur optique 10, de façon à majorer les effets, et un sol de réflectance nulle. Les albedos, ainsi que les écarts obtenus entre les deux amplitudes d'oscillation $A_1 = 10^\circ$ et $A_2 = 12^\circ$, sont calculés pour divers angles solaires zénithaux θ_s . Les écarts d'albedos restent peu importants, sensiblement 10 à 20 fois plus faibles que les écarts entre les albedos calculés pour des orientations aléatoires dans l'espace et dans le plan ($A_1 - A_2$ comparés à $\Delta\alpha_2$ du tableau III). Pour $\theta_s = 75^\circ$, $A_1 - A_2$ et $\Delta\alpha_2$ sont du même ordre, mais il s'agit du cas où l'influence de l'orientation des cristaux est le plus faible. Notons qu'une augmentation importante de l'amplitude des oscillations nous conduit vers le cas limite d'une orientation aléatoire 3D.

θ_s	15°	30°	45°	60°	75°
$A_1 = 10^\circ$	0.1287	0.2378	0.3257	0.3915	0.5183
$A_2 = 12^\circ$	0.1324	0.2391	0.3254	0.3906	0.5102
$A_1 - A_2$	-0.0037	-0.0013	0.0003	0.0009	0.0081

Tableau V: Tests portant sur l'influence de l'amplitude des oscillations des plaquettes sur l'albedo d'un nuage d'épaisseur optique égale à 10 pour divers angles solaires zénithaux. Cas des plaquettes hexagonales dont le rapport des dimensions est $R/L = 125/15\mu m$. La réflectance du sol est $\rho^s = 0$.

2.7 Réflectances et fonctions bidirectionnelles

I - Réflectances bidirectionnelles

Pour mettre en évidence l'anisotropie du champ de rayonnement réfléchi par les cirrus, nous évaluons les albedos bidirectionnels $\alpha^c(\mu_v, \mu_s; \varphi_v - \varphi_s)$ à l'aide de la méthode des Ordres Successifs de diffusion, que nous venons d'adapter les cas de nuages anisotropes. μ_v, μ_s et $\varphi_v - \varphi_s$ représentent respectivement le cosinus de l'angle zénithal d'observation

θ_v , le cosinus de l'angle solaire zénithal θ_s et l'angle azimutal relatif entre les directions d'observation et du faisceau solaire incident.

Nous présentons sur les figures 5(a,b,c) et 6(a,b,c), les diagrammes de réflectances obtenus dans le plan d'incidence solaire (plan principal), pour deux angles solaires zénithaux $\theta_s = 15^\circ$ (figures 5) et $\theta_s = 60^\circ$ (figures 6).

Sur ces figures, l'abscisse représente l'angle zénithal d'observation θ_v . Nous avons attribué un signe positif à θ_v lorsque l'angle azimutal relatif $\varphi_v - \varphi_s$ est nul et un signe négatif, si celui-ci vaut 180° .

Nous étudions la variation de la réflectance bidirectionnelle dans le plan principal en fonction de la forme et de l'orientation des cristaux qui composent les cirrus. Nous considérons les trois variétés de cirrus traités précédemment, c'est à dire respectivement:

(1) Un cirrus composé de cristaux en forme de plaquettes hexagonales de dimensions $R/L = 125/15\mu m$ orientées aléatoirement dans l'espace (figures 5a et 6a).

(2) Un cirrus composé des mêmes plaquettes hexagonales, leurs surfaces de base étant orientées uniformément dans des plans horizontaux (figures 5b et 6b).

(3) Un cirrus formé de cristaux sphériques de volume identique aux plaquettes précédentes, c'est à dire de rayon effectif $R_e = 52.5\mu m$ (figures 5c et 6c).

Ces trois variétés de cirrus sont traitées à quantité de glace intégrée IWP constante, c'est à dire que pour chacune de ces figures, la courbe du haut correspond à une quantité $IWP = 12.10mg/cm^2$, l'autre courbe, à $IWP = 2.42mg/cm^2$. Ces deux quantités correspondent à des épaisseurs optiques rapportées δ_{3D} respectivement égales à 10 et 2 (Le tableau II donne les correspondances avec les épaisseurs optiques pour le nuage de sphères, δ_{sph} et pour le nuage de plaquettes orientées 2D, δ_{2D}).

Le comportement de ces courbes de réflectance bidirectionnelle, notamment celles qui concernent la plus faible épaisseur optique où la diffusion primaire est prépondérante, s'explique bien si l'on examine les fonctions de diffusion $\mathcal{P}(\Theta)$ correspondantes. Nous présentons ces fonctions sur les figures 7a et 7b (plaquettes 2D pour $\theta_s = 60^\circ$ et pour $\theta_s = 15^\circ$) la figure 8 (plaquettes 3D) et la figure 9 (sphères de rayon effectif $R_e = 52.5\mu m$).

- Pour les plaquettes 3D et 2D, nous observons des pics d'albedo très marqués, pour les angles $\theta_v = -\theta_s$ (respectivement -15° pour les figures 5a et 5b et -60° pour les figures 6a et 6b).

Pour les sphères, l'effet est beaucoup moins important (figures 5c et 6c); cela est dû au pic de rétrodiffusion plus important pour les plaquettes que pour les sphères.

- Pour les sphères, un maximum secondaire de diffusion s'observe sur la fonction de

diffusion de la figure 9 à $\Theta = 135^\circ$. Ce maximum apparait sur la figure 5c et en partie sur la figure 6c, pour $\theta_v = \theta_s \pm (180^\circ - 135^\circ)$, c'est à dire à 45° de part et d'autre des directions d'incidence solaire $\theta_s = -15^\circ$ et $\theta_s = -60^\circ$, il correspond à l'arc-en-ciel.

- Pour les plaquettes 3D, un maximum peu marqué a lieu pour $\Theta \simeq 155^\circ$ (figure 8). Il s'observe sur les figures 5a et 6a pour $\theta_v = \theta_s \pm (180^\circ - 155^\circ)$ (à 25° de part et d'autre de θ_s).

- Pour les plaquettes 2D, nous avons vu que les fonctions de diffusion dépendent de l'angle solaire θ_s :

(1) Pour $\theta_s = 60^\circ$ (figure 7a), le maximum relatif à $\Theta = 155^\circ$ apparaissant sur la fonction de diffusion se retrouve à 25° de part et d'autre de θ_s sur le diagramme de réflectance (figure 6b).

(2) Pour $\theta_s = 15^\circ$ (figure 7b), le maximum se situant sur la plage $130^\circ \leq \Theta \leq 160^\circ$ de la fonction de diffusion se retrouve dans l'intervalle $[50^\circ ; 20^\circ]$ de part et d'autre de θ_s (figure 5b).

II - Fonctions bidirectionnelles

La notion de fonction de distribution de la luminance ou fonction bidirectionnelle $F(\mu_v, \mu_s ; \varphi_v - \varphi_s)$ est introduite en rapportant les réflectances $\alpha^c(\mu_v, \mu_s ; \varphi_v - \varphi_s)$ à l'albedo du nuage $\alpha(\mu_s)$, c'est à dire:

$$F(\mu_v, \mu_s ; \varphi_v - \varphi_s) = \frac{\alpha^c(\mu_v, \mu_s ; \varphi_v - \varphi_s)}{\alpha(\mu_s)}, \quad (5)$$

relation qui s'écrit plus couramment (Stowe et Taylor, 1981), sous sous la forme:

$$F(\mu_v, \mu_s ; \varphi_v - \varphi_s) = \frac{\pi L^\uparrow(\mu_v, \mu_s ; \varphi_v - \varphi_s)}{F^\uparrow}. \quad (6)$$

où $L^\uparrow(\mu_v, \mu_s ; \varphi_v - \varphi_s)$ et F^\uparrow représentent respectivement la luminance bidirectionnelle et le flux hémisphérique réfléchis par un site.

Pour une cible lambertienne, la fonction bidirectionnelle serait égale à 1.

La connaissance des fonctions bidirectionnelles permet d'évaluer le flux hémisphérique à

partir de la mesure de la luminance.

Cette méthode d'évaluation du flux solaire a été utilisée notamment lors de l'expérience satellitaire **ERBE** (**E**arth **R**adiation **B**udget **E**xperiment) (Barkstrom, 1984).

Les fonctions bidirectionnelles dépendent du type de scène observé. Dans le cadre de **ERBE**, 12 types de scènes ont été retenues. Par exemple, les mêmes fonctions bidirectionnelles sont utilisées en cas de couverture nuageuse totale quel que soit le type de nuage observé. Ceci peut être une source importante d'erreur.

Nous étudions le comportement des fonctions bidirectionnelles en fonction de la forme et de l'orientation des cristaux qui composent les cirrus. Pour cela, nous déterminons les fonctions bidirectionnelles F_{3D} , F_{2D} et F_{sp} correspondant aux trois variétés de cirrus traités précédemment.

Les fonctions bidirectionnelles sont représentées sur des diagrammes polaires ($\theta_v, \varphi_v - \varphi_s$) (figure 10). Les cercles concentriques de rayon R et $2R/3$ représentent respectivement les incidences d'observation rasante ($\theta_v = 90^\circ$) et d'observation sous incidence $\theta_v = 60^\circ$. La direction azimutale du rayonnement solaire incident est dirigée suivant l'axe $180^\circ \rightarrow 0^\circ$.

Les figures 10 à 13 représentent les isolignes des fonctions F_{3D} , F_{2D} et F_{sp} . Elles correspondent à:

- des angles solaires zénithaux $\theta_s = 60^\circ$ ($\mu_s = 0.5$) (figures 10 et 11) et $\theta_s = 15^\circ$ ($\mu_s = 0.966$) (figures 12 et 13).
- des quantités de glace intégrées $IWP = 2.42 \text{ mg.cm}^{-2}$ (figures 10 et 12) et $IWP = 12.10 \text{ mg.cm}^{-2}$ (figures 11 et 13).

Les zones grisées correspondent aux fonctions bidirectionnelles dont les valeurs sont supérieures à 1.

1/ Pour l'incidence solaire $\theta_s = 60^\circ$, les fonctions bidirectionnelles représentées sur les figures 10 et 11 se caractérisent par:

a/ Des valeurs élevées vers l'avant. On constate aussi que ces valeurs sont plus importantes pour les cristaux sphériques que pour les cristaux hexagonaux. Mais si l'on ne considère que la zone observée par un satellite de type AVHRR, matérialisée ici de façon approchée par l'aire délimitée par le cercle de rayon $\theta_v = 60^\circ$, cette région est rarement concernée par les observations satellitaires.

b/ Un maximum relatif (arc-en-ciel) autour de la direction de rétrodiffusion ($\varphi_v - \varphi_s = 180^\circ$, $\theta_v = 60^\circ$) pour le nuage de sphères. Cet arc, bien visible lorsque l'épaisseur optique est faible, s'atténue du fait des diffusions multiples.

c/ Un maximum relatif en rétrodiffusion (zone de surbrillance) beaucoup plus prononcé

pour les plaquettes hexagonales orientées 2D et 3D que pour les sphères. Pour $\theta_s = 60^\circ$, les caractéristiques optiques des cristaux 2D étant très proches de celles des cristaux 3D (tableaux I et II), cela se traduit par des fonctions bidirectionnelles très semblables.

2/ Pour l'incidence solaire $\theta_s = 15^\circ$, les fonctions bidirectionnelles sont représentées sur les figures 12 et 13.

Les résultats obtenus pour les sphères semblent intermédiaires entre les résultats obtenus pour les plaquettes hexagonales orientées 2D et 3D, mais:

b/ L'arc-en-ciel est toujours visible sur le diagramme F_{sp} .

c/ La zone de surbrillance en rétrodiffusion est toujours très prononcée dans le cas des plaquettes hexagonales orientées 2D et 3D.

d/ Le pseudo-arc-en-ciel très large complété par une plage où les valeurs de F_{2D} sont très faibles traduit exactement les variations de la fonction de diffusion représentée sur la figure 7b, respectivement entre $\Theta = 130^\circ$ et 160° et en deçà de $\Theta = 125^\circ$.

De manière générale, nous aboutissons, pour ces isolignes aux mêmes remarques que celles que nous avons faites à propos des réflectances bidirectionnelles dans le plan solaire principal. Nous retrouvons la fonction de diffusion particulièrement pour les cas correspondant aux nuages de faible épaisseur optique.

3 CONCLUSION

Dans ce chapitre, on a présenté une méthode simple permettant de calculer approximativement les propriétés globales des nuages de glace lorsque les cristaux qui les composent sont orientés uniformément dans des plans horizontaux. On a utilisé deux approximations extrêmes tendant, l'une à minimiser, l'autre à maximiser l'influence de l'orientation des cristaux sur les diffusions multiples. Dans les deux cas, les albedos des nuages de cristaux de glace ainsi orientés diffèrent sensiblement de celles des nuages composés de cristaux répartis aléatoirement dans l'espace, ce qui tend à prouver le rôle essentiel de la diffusion primaire, elles diffèrent également systématiquement des albedos de nuages composés de sphères équivalentes en volume.

En fait, à quantité de glace donnée, la diffusion par les cristaux en forme de plaquettes hexagonales conduit à des albedos plus importants que des nuages de particules sphériques. Si les modèles climatiques étaient capables de pronostiquer de façon réaliste le contenu en glace des nuages, de telles différences auraient un impact considérable sur le bilan radiatif. On en est loin, mais il est clair que les expériences de sensibilité des modèles climatiques aux propriétés des cirrus (Kiehl et Ramanathan, 1990) sont à considérer avec précaution. D'autre part, les méthodes d'analyse des observations satellitaires (Schiffer et Rossow,

1983) ne prennent pas en compte la nature cristalline des particules de glace; on peut donc penser que les épaisseurs optiques des nuages hauts y sont mal déterminées.

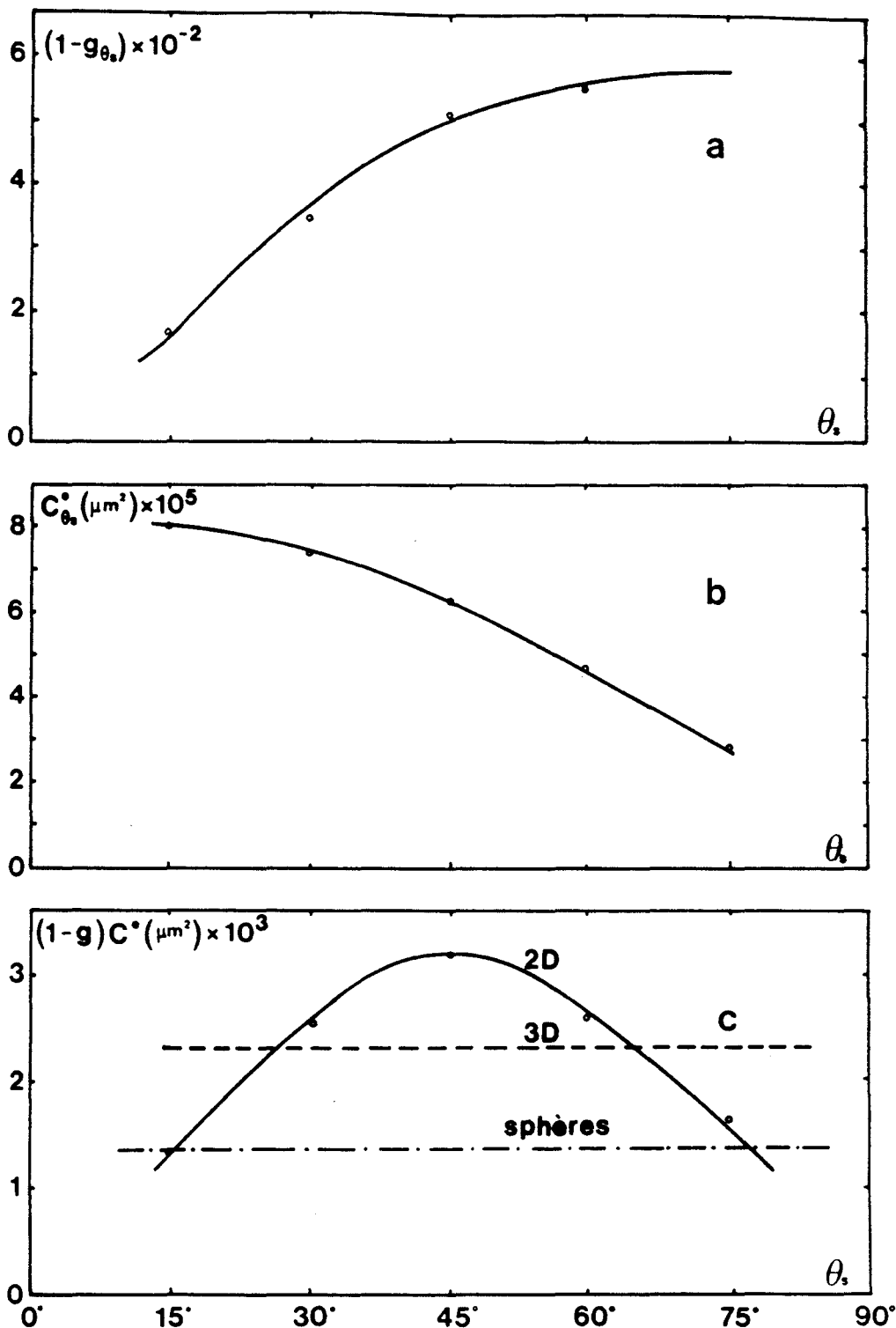


FIGURE 1a: Variations de $1 - g_{\theta_s}$, en fonction de l'angle solaire zénithal θ_s , pour des plaquettes hexagonales ($R/L = 125/15\mu m$) orientées uniformément dans des plans horizontaux. Le rayonnement incident a une longueur d'onde $\lambda = 0.63\mu m$.

FIGURE 1b: Variations de la section efficace d'extinction $C_{\theta_s}^*$, en fonction de θ_s , pour des conditions identiques à celles de la figure 1a.

FIGURE 1c: Comparaison entre les variations de la section efficace d'extinction $(1 - g_{\theta_s})C_{\theta_s}^*$, en fonction de θ_s , pour des plaquettes hexagonales ($R/L = 125/15\mu m$) orientées 2D, les sections efficaces d'extinction pour les mêmes plaquettes orientées 3D et pour des sphères de volume identique à ces plaquettes.

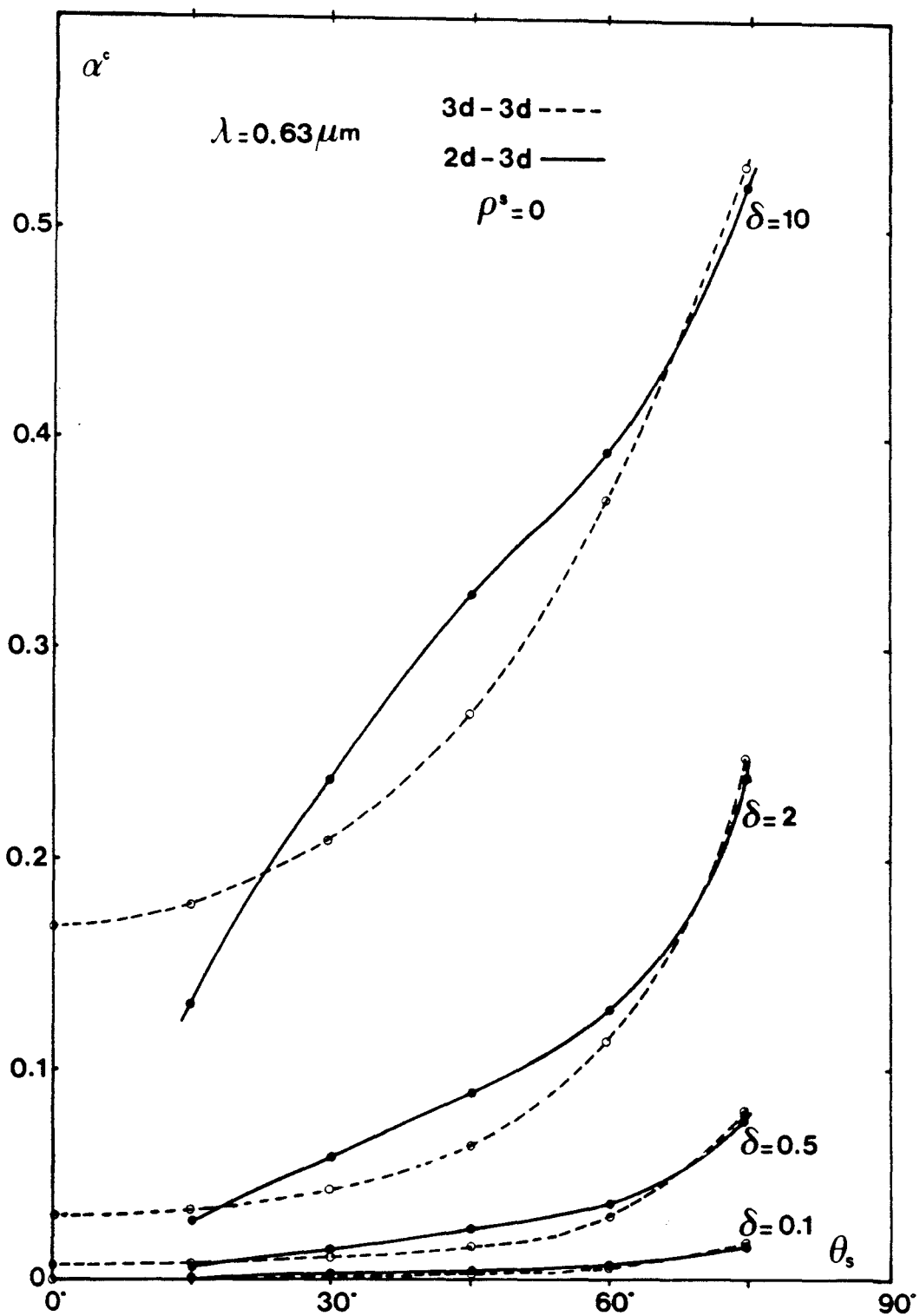


FIGURE 2: Variations de l'albedo α^c d'un cirrus en fonction de l'angle solaire θ_s .

La réflectance ρ^s du sol est nulle, le rayonnement incident a une longueur d'onde $\lambda = 0.63 \mu\text{m}$.

Cas de cristaux orientés 3D (3d-3d) et orientés 2D (2d-3d).

La comparaison est effectuée à quantité de glace intégrée IWP constante.

Les différentes épaisseurs optiques δ sont rapportées à l'orientation 3D.

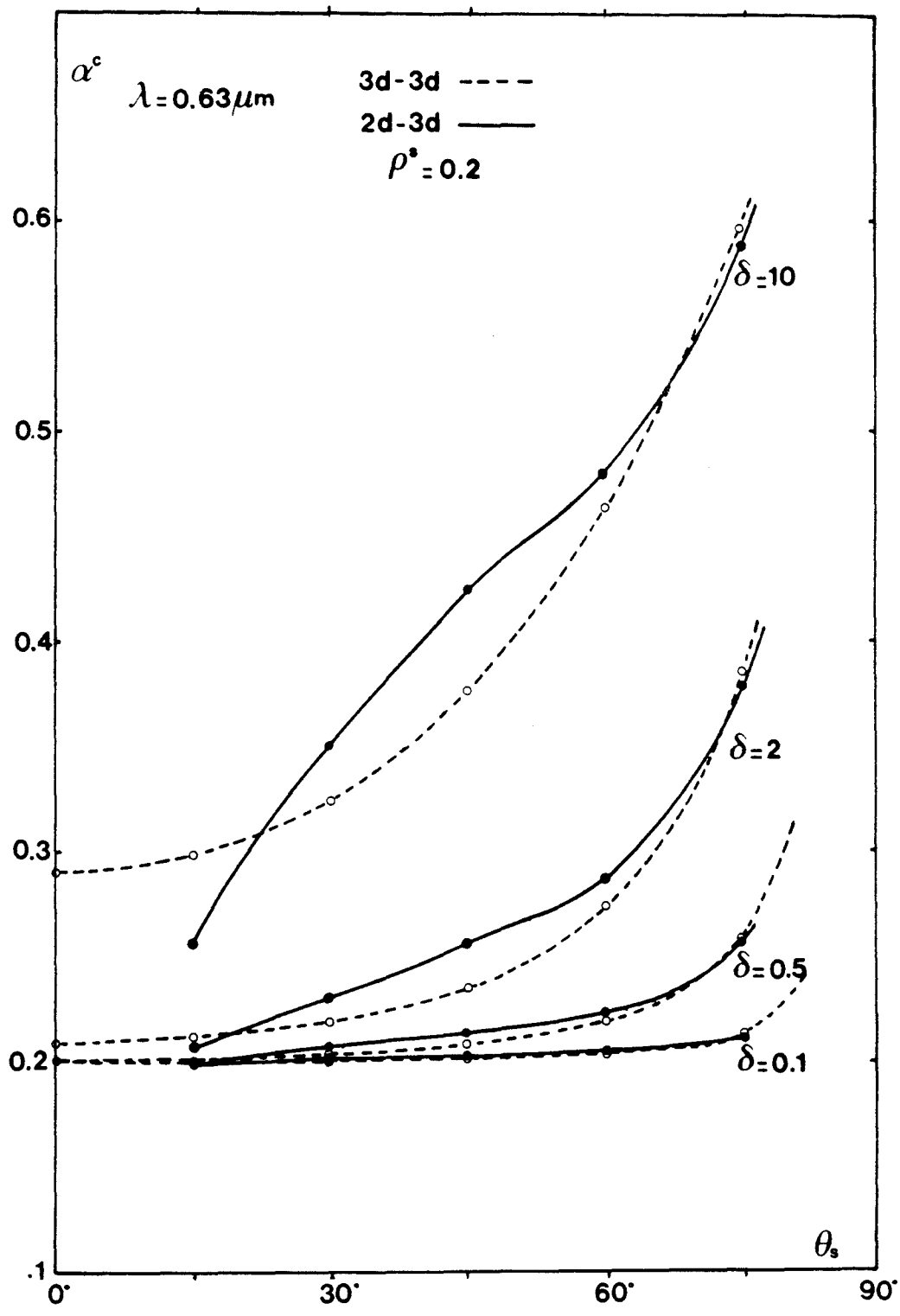


FIGURE 3: Variations de l'albedo α^c d'un cirrus en fonction de l'angle solaire θ_s .
 La réflectance du sol ρ^s est égale à 0.2. Les autres commentaires sont ceux de la figure 2.

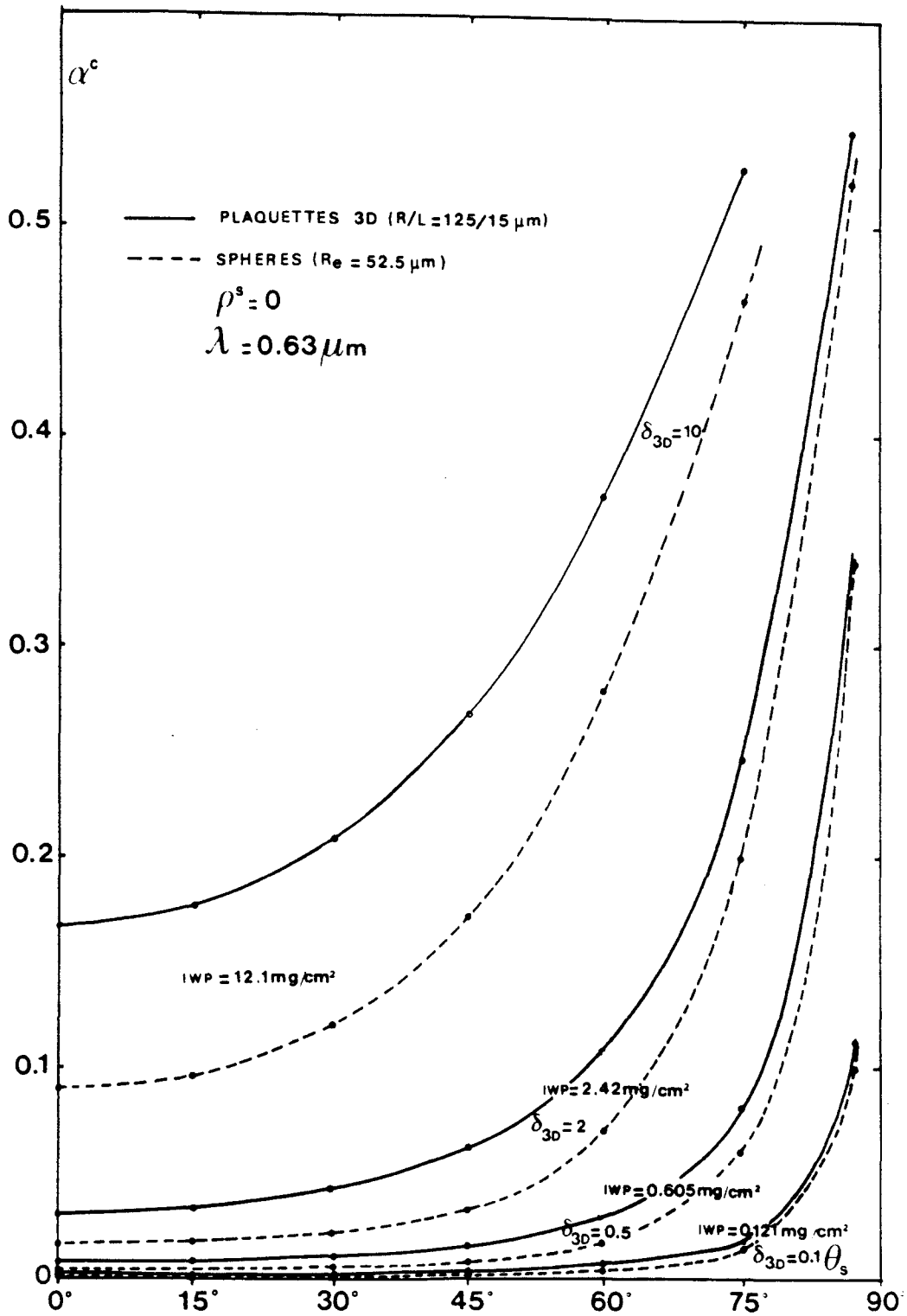


FIGURE 4: Variations de l'albedo α^c d'un cirrus en fonction de l'angle solaire θ_s ,

La réflectance ρ^s du sol est nulle.

Comparaison entre les cristaux orientés 3D et des sphères de même volume.

La comparaison est effectuée à quantité de glace intégrée IWP constante.

Les différentes épaisseurs optiques δ sont rapportées à l'orientation 3D.

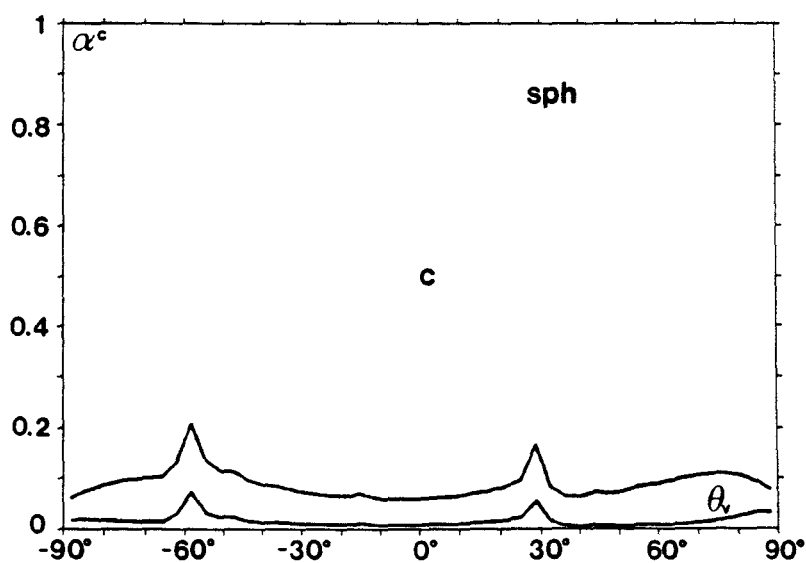
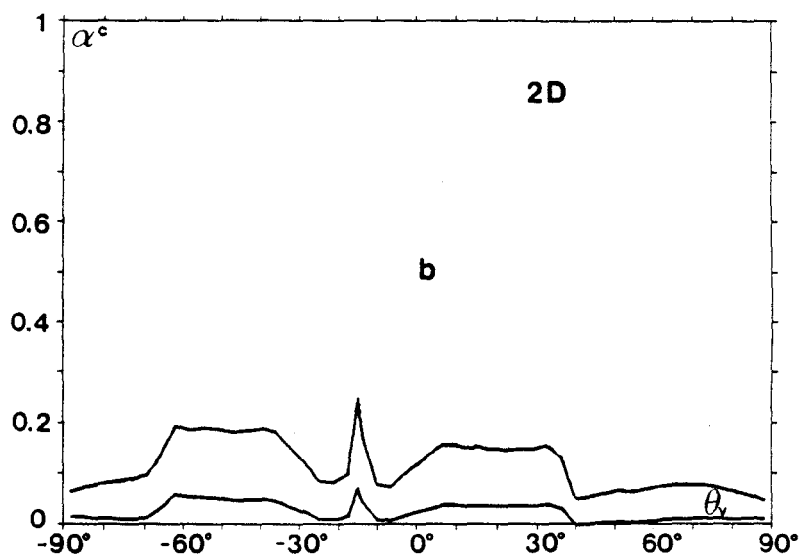
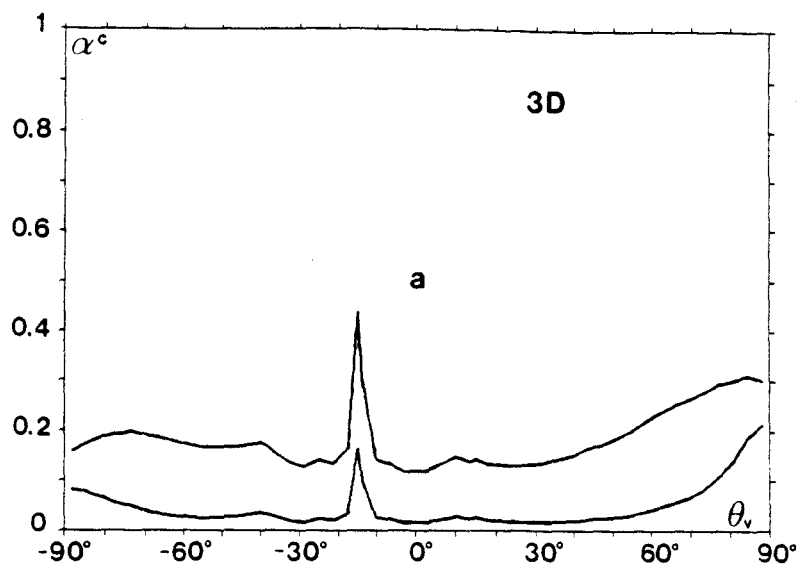


FIGURE 5: Diagrammes de réflectances bidirectionnelles dans le plan principal pour un angle solaire $\theta_s = 15^\circ$.

Plaquettes 3D (a), plaquettes 2D (b), sphères de même volume (c).

Dans chaque cas, les courbes supérieures correspondent à un cirrus contenant une quantité de glace $IWP = 12.10 \text{ mg/cm}^2$, les courbes du bas correspondent à $IWP = 2.42 \text{ mg/cm}^2$.

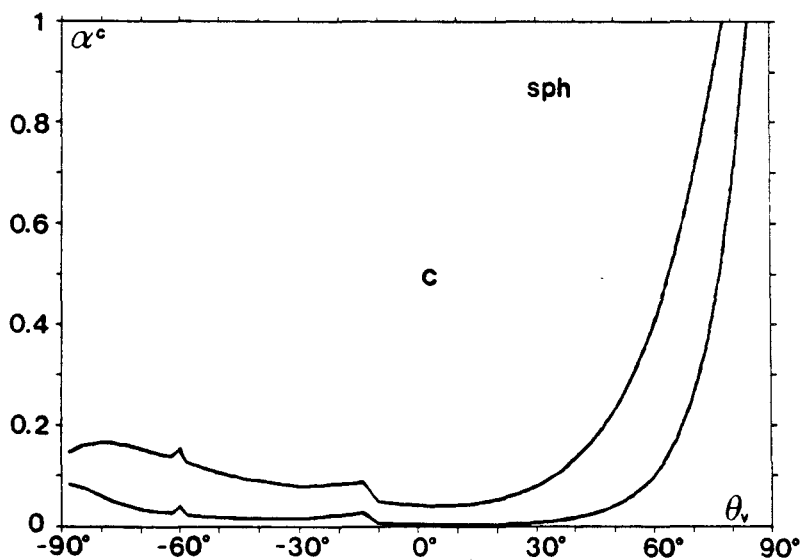
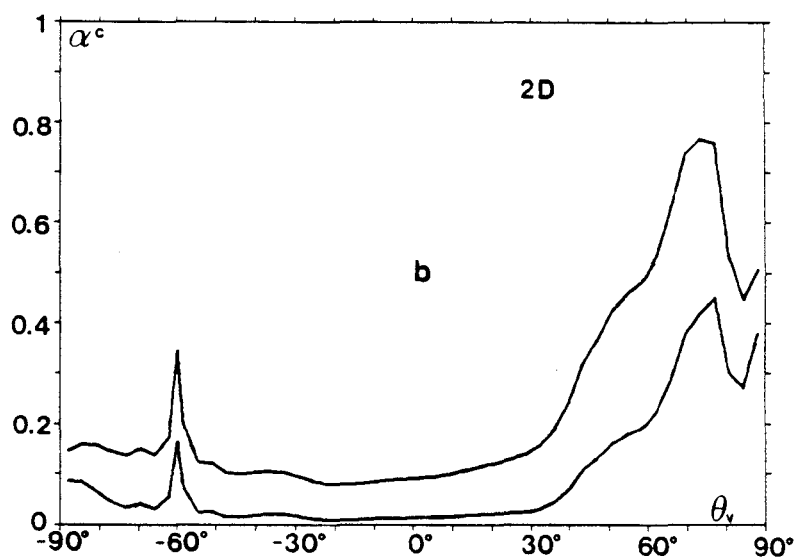
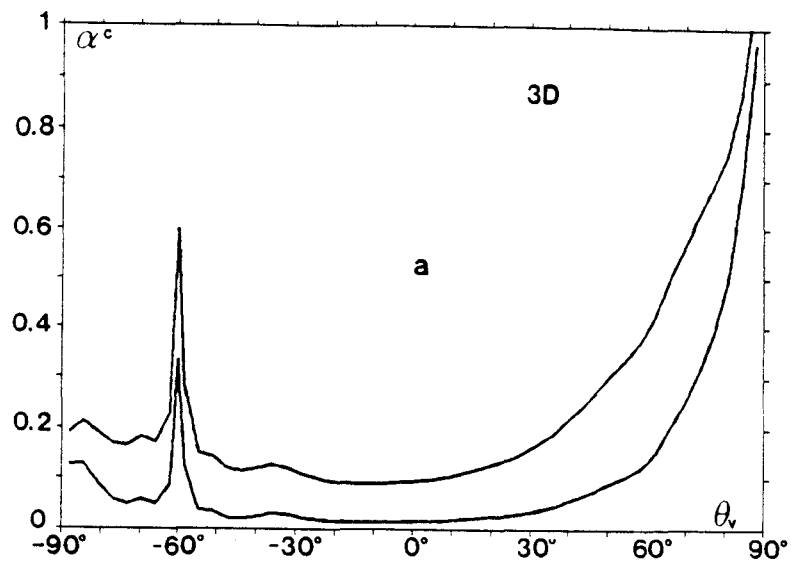


FIGURE 6: Diagrammes de réflectances bidirectionnelles dans le plan principal pour un angle solaire $\theta_s = 60^\circ$.

Plaquettes 3D (a), plaquettes 2D (b), sphères de même volume (c).

Dans chaque cas, les courbes supérieures correspondent à un cirrus contenant une quantité de glace $IWP = 12.10 \text{ mg/cm}^2$, les courbes du bas correspondent à $IWP = 2.42 \text{ mg/cm}^2$.

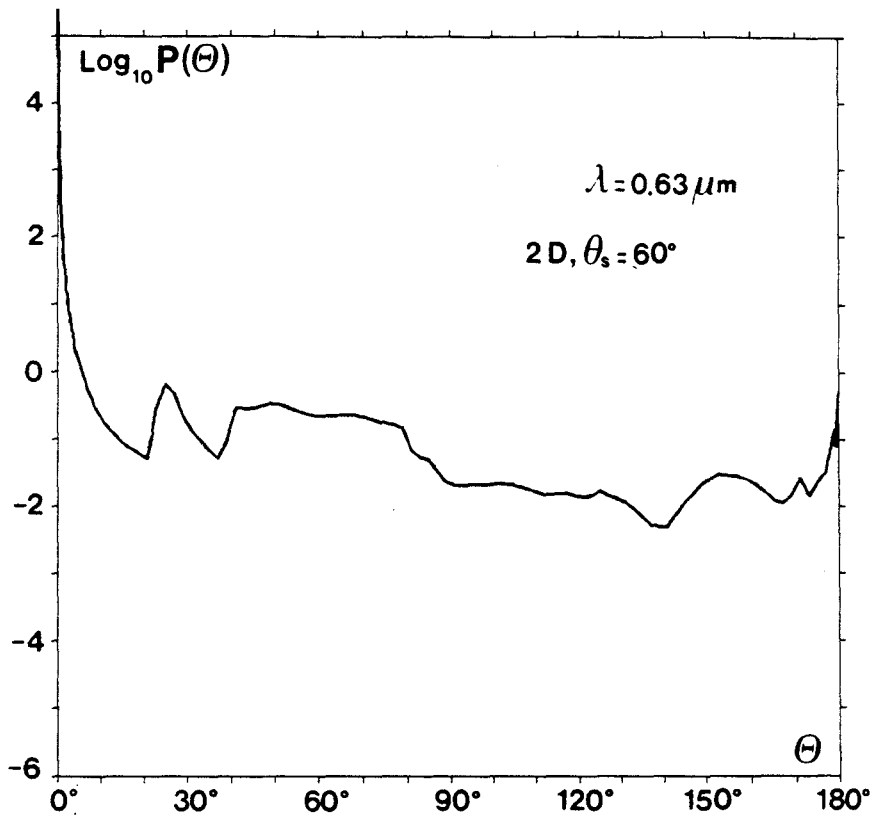


FIGURE 7a: Fonction de diffusion correspondant aux plaquettes 2D ($R/L = 125/15 \mu\text{m}$) pour un angle solaire $\theta_s = 60^\circ$. La longueur d'onde du rayonnement incident est $\lambda = 0.63 \mu\text{m}$.

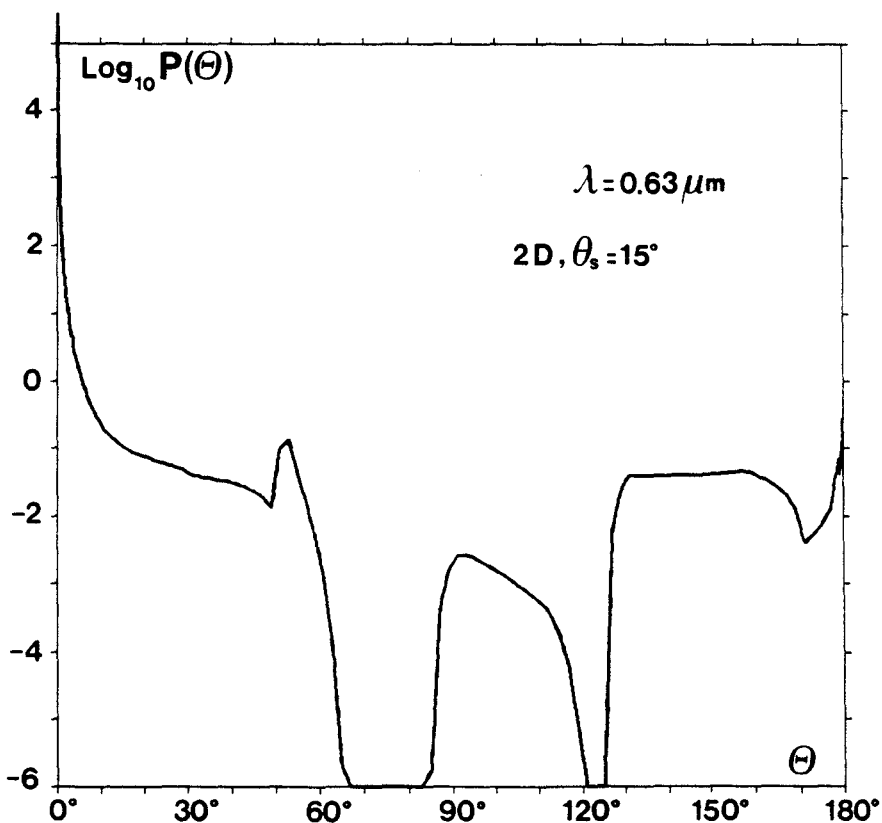


FIGURE 7b: Fonction de diffusion correspondant aux plaquettes 2D ($R/L = 125/15 \mu\text{m}$) pour un angle solaire $\theta_s = 15^\circ$. La longueur d'onde du rayonnement incident est $\lambda = 0.63 \mu\text{m}$.

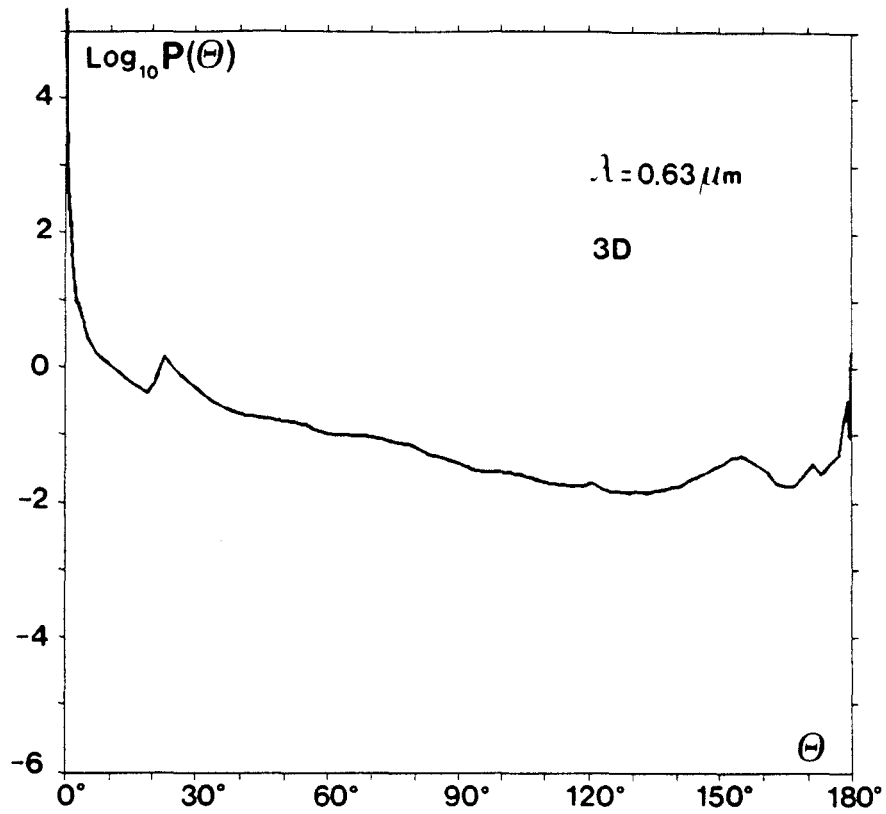


FIGURE 8: Fonction de diffusion correspondant aux plaquettes 3D ($R/L = 125/15 \mu\text{m}$).
La longueur d'onde du rayonnement incident est $\lambda = 0.63 \mu\text{m}$.

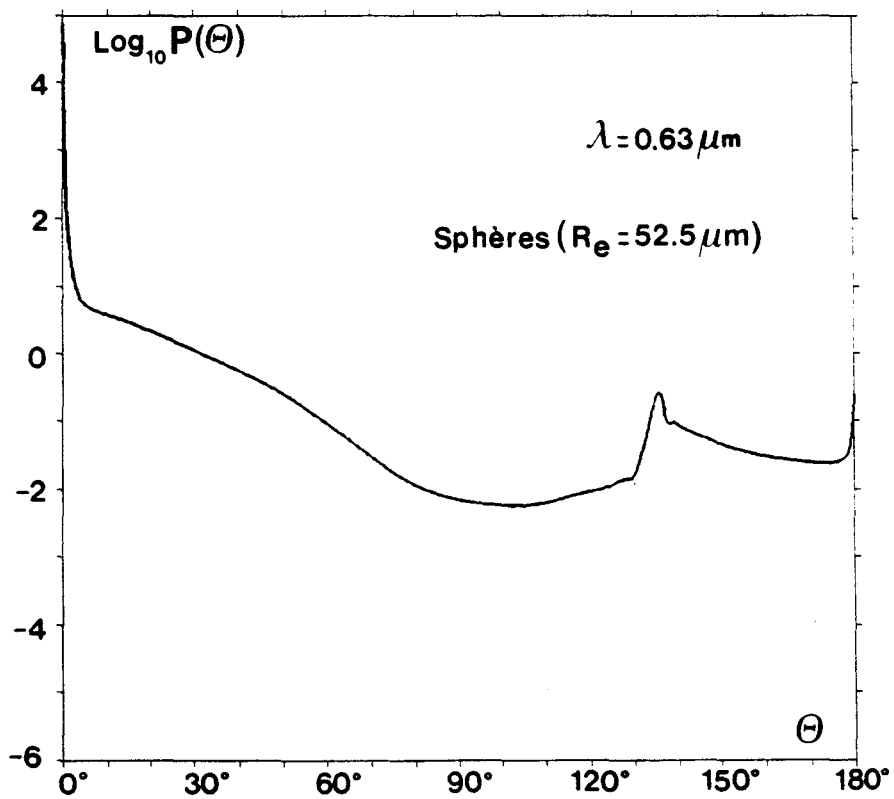


FIGURE 9: Fonction de diffusion correspondant à des sphères de même volume que les plaquettes ($R_e = 52.5 \mu\text{m}$). La longueur d'onde du rayonnement incident est $\lambda = 0.63 \mu\text{m}$.

$$\mu_s = 0.5, IWP = 2.42 \text{ mg/cm}^2$$

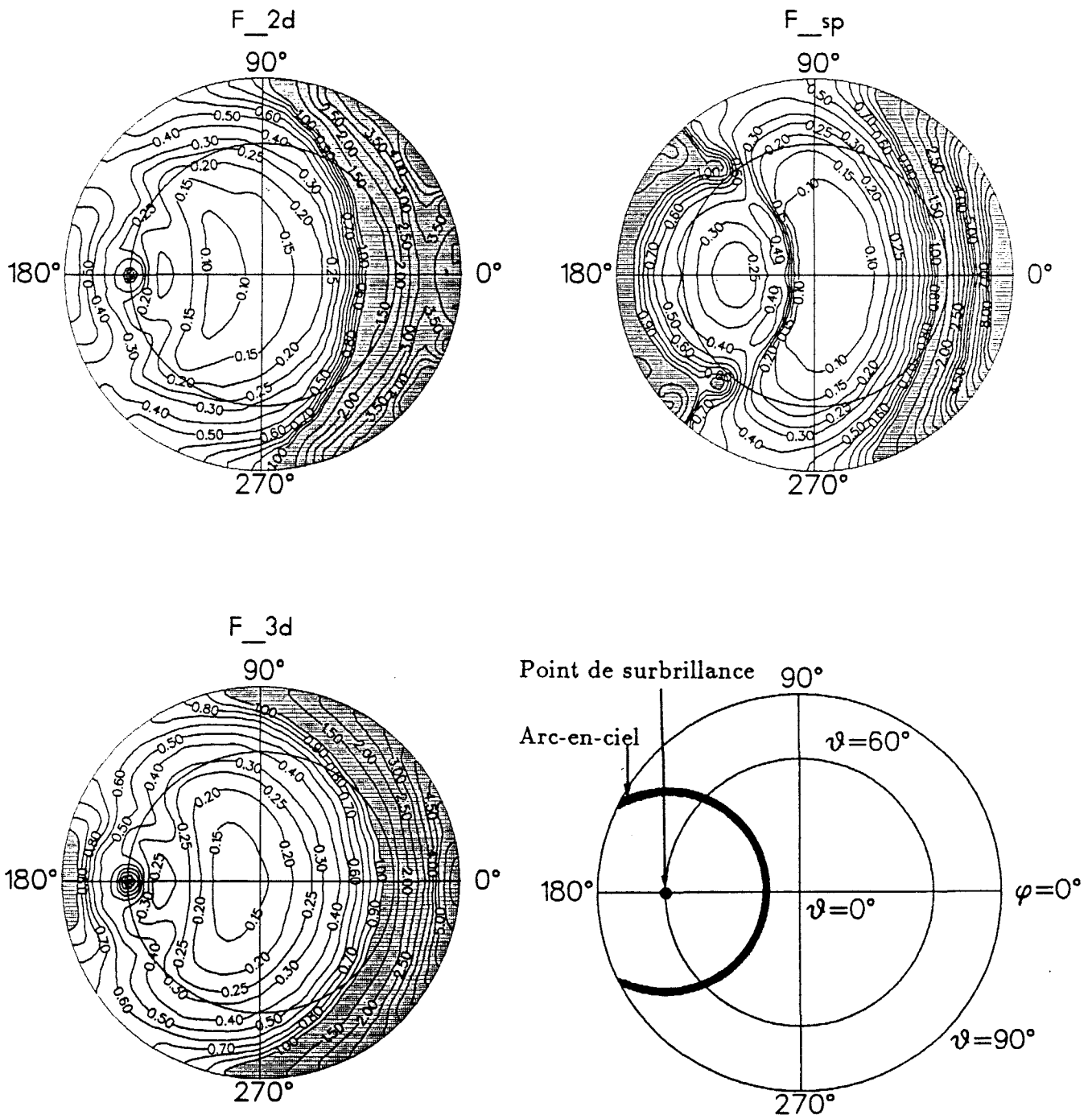


FIGURE 10: Représentation polaire des fonctions bidirectionnelles pour trois variétés de cirrus: F_{2D} et F_{3D} correspondent à des nuages de plaquettes hexagonales de dimensions $R/L = 125/15\mu\text{m}$ orientées respectivement dans des plans horizontaux et dans l'espace. F_{sp} correspond à un nuage de sphères de volume effectif identique à ces plaquettes, c'est à dire de rayon effectif $R_e = 52.5\mu\text{m}$. L'incidence solaire est $\theta_s = 60^\circ$ et la quantité de glace intégrée $IWP = 2.42 \text{ mg/cm}^2$ correspond à une épaisseur optique de 2, rapportée au cas des cristaux 3D.

$$\mu_s = 0.5, IWP = 12.10 \text{ mg/cm}^2$$

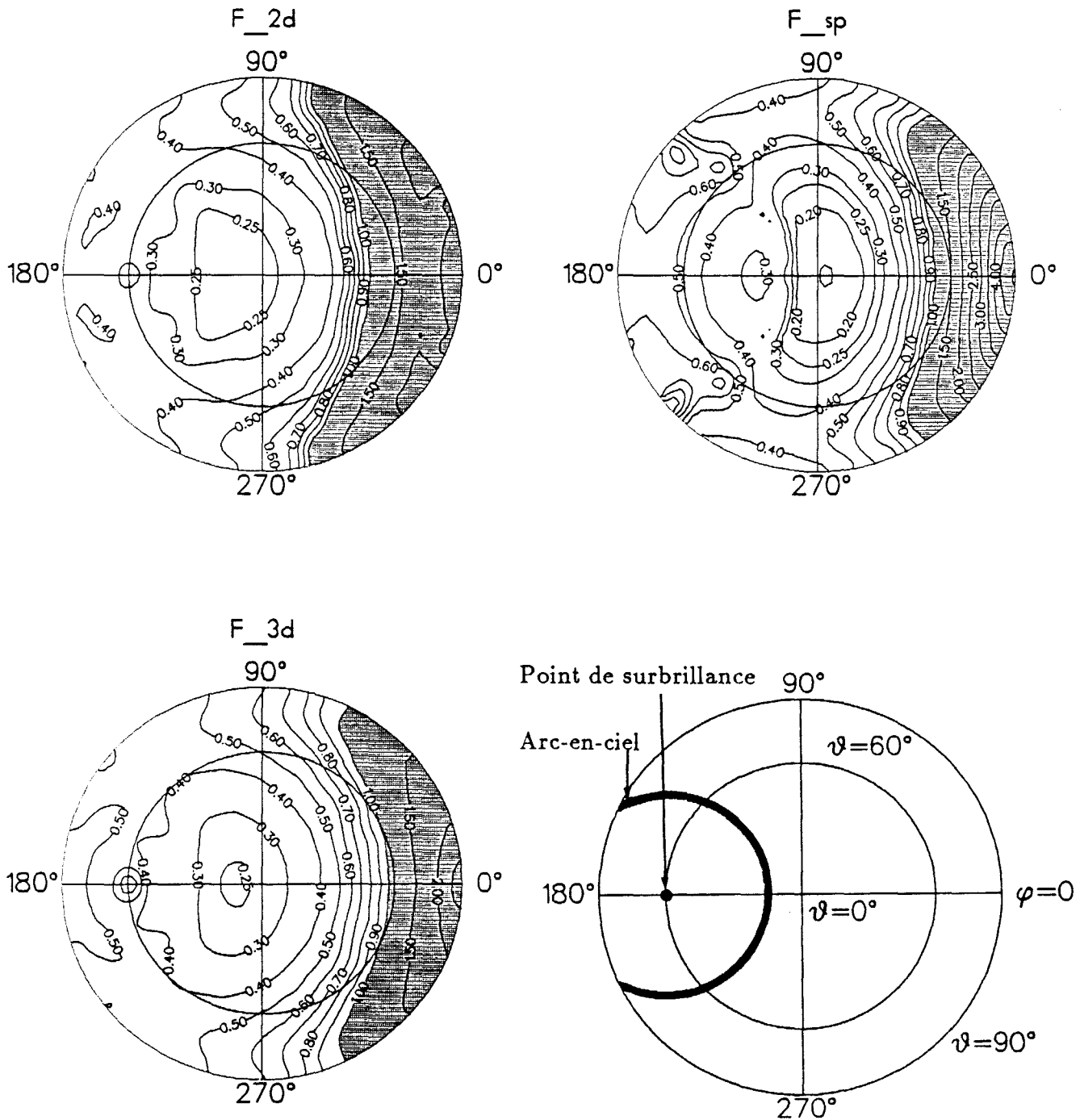


FIGURE 11: Mème légende que pour la figure 10, mais la quantité de glace intégrée $IWP = 12.10 \text{ mg/cm}^2$ correspond à une épaisseur optique de 10, rapportée au cas des cristaux 3D.

$$\mu_s = 0.966, \text{ IWP} = 2.42 \text{ mg/cm}^2$$

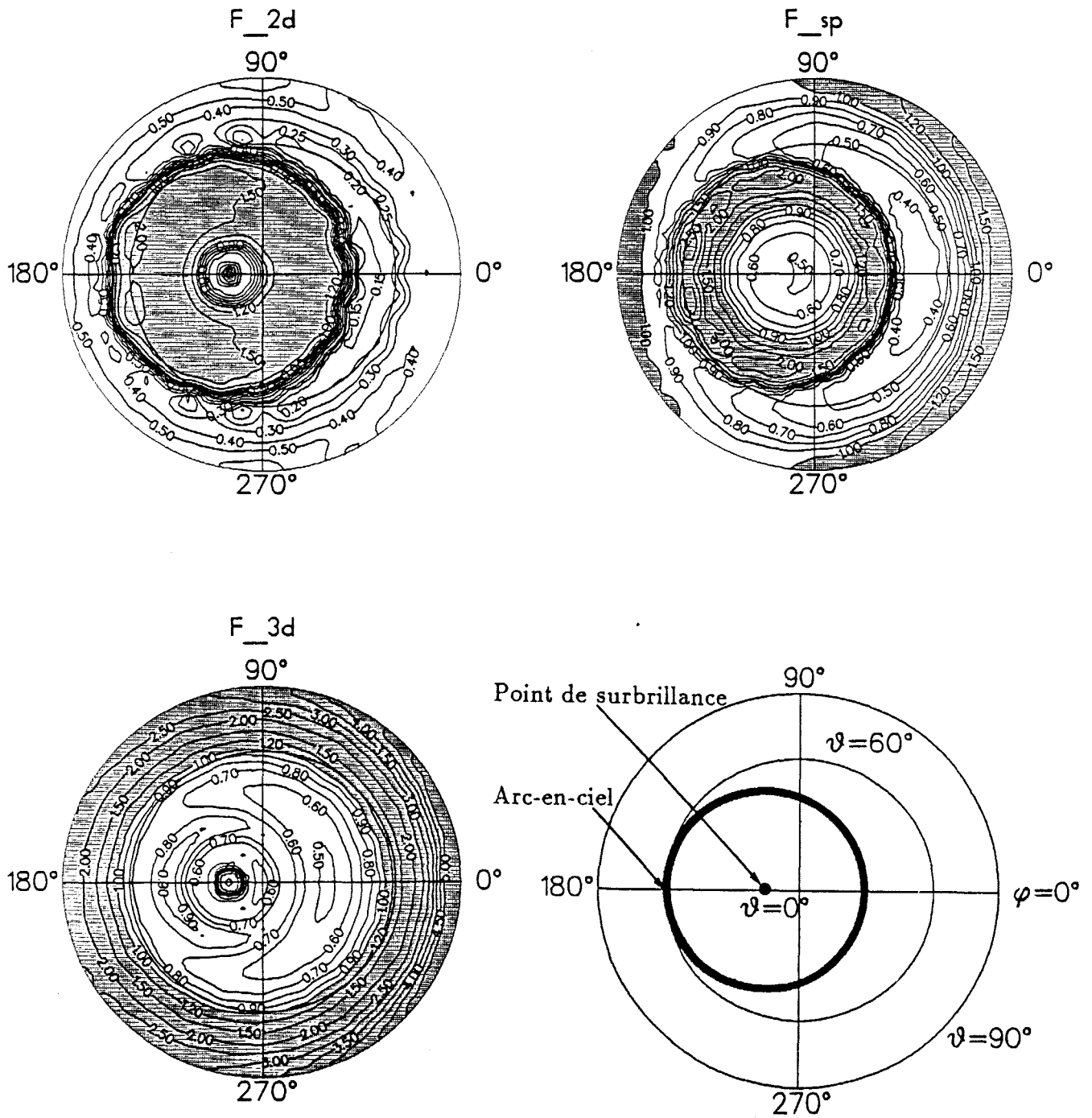


FIGURE 12: Môme légende que pour la figure 10, mais l'incidence solaire est égale à $\theta_s = 15^\circ$.

$$\mu_s = 0.966, IWP = 12.10 \text{ mg/cm}^2$$

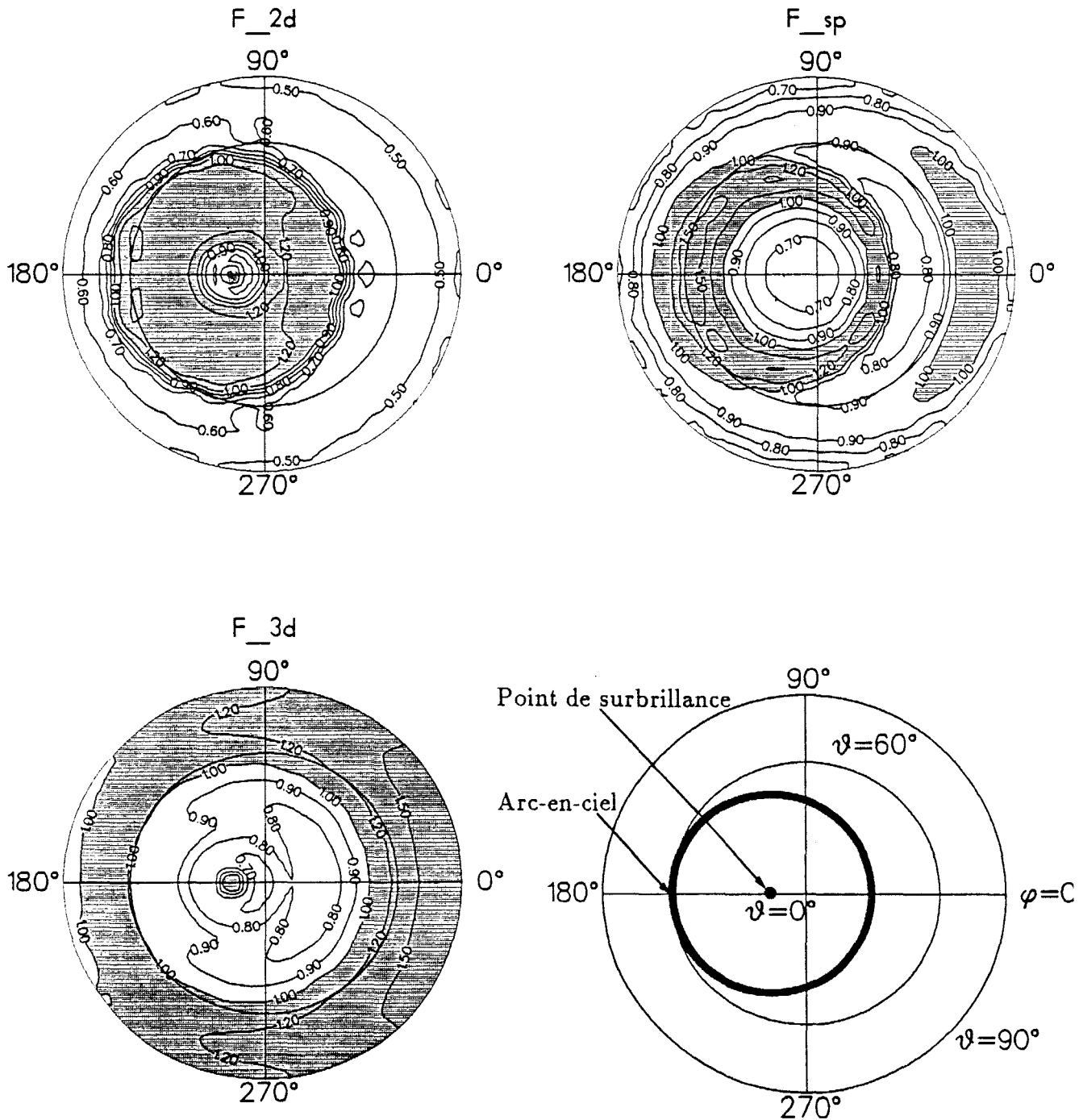
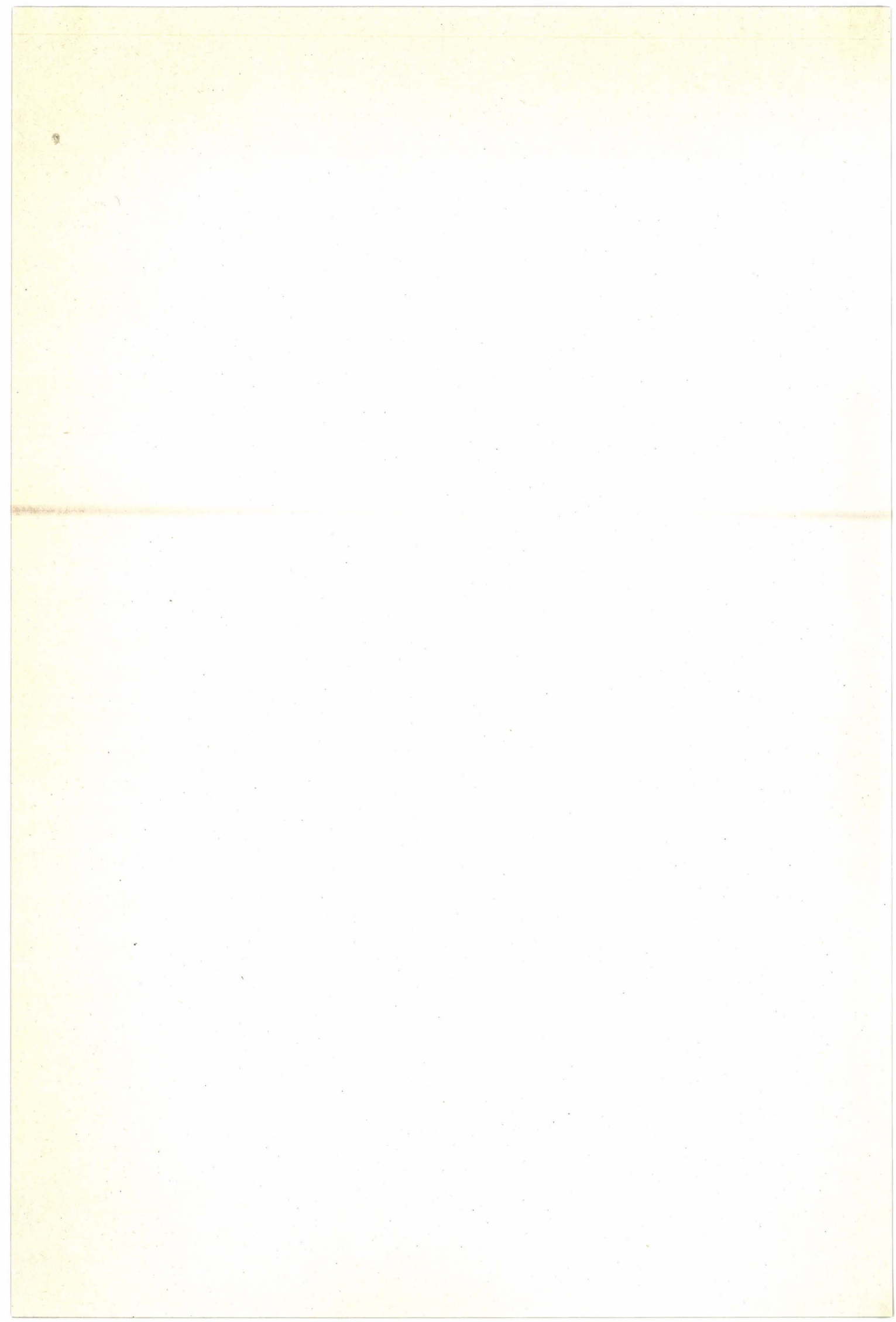


FIGURE 13: Meme légende que pour la figure 10, mais la quantité de glace intégrée $IWP = 12.10 \text{ mg/cm}^2$ correspond à une épaisseur optique de 10, rapportée au cas des cristaux 3D et l'incidence solaire $\theta_s = 15^\circ$.



CONCLUSION

Cette thèse concrétise le travail de plusieurs années, elle ne constitue évidemment pas un aboutissement. Si nous connaissons maintenant un peu mieux les cirrus et leurs principales caractéristiques, il est clair que les observations reportées ici ne sauraient prétendre à une représentativité globale. Tout au plus avons nous contribué à la mise au point d'une méthodologie qu'il s'agit maintenant d'utiliser de façon plus large.

Le présent travail a porté sur l'étude des cirrus, de leurs propriétés optiques et radiatives et de leur impact sur le bilan radiatif de la planète. La perspective choisie est celle de l'évolution du climat dans lequel les cirrus sont susceptibles de jouer un rôle considérable. L'objectif essentiel est donc de contribuer à leur modélisation.

En tout premier lieu, il s'est agi de se doter de modèles théoriques permettant l'interprétation des observations radiatives en termes de quantités thermodynamiques et microphysiques (température, dimension et forme des particules, concentration en glace). Pour cela, nous avons développé des méthodes permettant de calculer les caractéristiques optiques de particules non sphériques, cylindriques (Chapitre I) ou hexagonales (Chapitre III) orientées aléatoirement dans l'espace ou dans un plan. Nous avons également développé une méthode approchée permettant de calculer l'intensité du rayonnement diffusé par une couche nuageuse anisotrope constituée de cristaux arbitrairement orientés dans un plan (Chapitre VI). Cette dernière étape permet de simuler les cirrus d'une façon réaliste puisque les cristaux y présentent en général ce type d'orientation.

Le plus souvent, dans la littérature, le transfert radiatif dans les cirrus est calculé en assimilant les cristaux à des sphères équivalentes, or les calculs du Chapitre V-3 et du Chapitre VI ont montré que cette approximation conduisait à des erreurs très significatives. À contenu en glace constant, l'albedo d'un cirrus composé de cristaux de glace prismatiques est systématiquement plus important que celui d'un cirrus composé de sphères de glace: typiquement, pour un angle solaire zénithal de 60° l'écart relatif d'albedo est de l'ordre de 30%.

La méthode étudiée a été utilisée pour analyser deux types d'observations complémentaires: depuis la surface et depuis satellite. En ce qui concerne l'observation satellitaire, nous avons montré que la différence de température de brillance entre les canaux 4 et 5 de AVHRR dépendait de la granulométrie et de la forme des cristaux qui constituent le cirrus. Nous avons, en particulier montré que l'interprétation de ces différences au moyen de particules sphériques conduisait à fortement sous estimer la dimension moyenne des par-

ticules. Ce résultat est important puisqu'il explique un certain désaccord qui existe dans la littérature entre les résultats dérivés des observations satellitaires qui sous estiment la dimension des particules et les mesures de granulométrie in situ. Mais ce désaccord n'est expliqué qu'en partie, car comme l'ont révélé les mesures faites durant ICE (International Cirrus Experiment) au moyen d'un imageur holographique (Krupp, 1991), les petites particules existent de toutes façons. Elles ne sont pas détectées par les instruments classiques aéroportés, du fait de leur manque de sensibilité, mais sont particulièrement localisées dans la partie inférieure du cirrus. La contribution de ces petites particules au contenu total en glace est faible mais elles ont une grande influence sur les propriétés radiatives des cirrus. Les négliger, ou négliger l'influence de la forme de ces particules conduirait donc à de forts biais systématiques.

Cette même méthode a été appliquée à l'analyse d'observations de surface utilisant conjointement des mesures lidars et de radiométrie infrarouge. Le comportement particulier de ces mesures en présence d'un altostratus (augmentation de la rétrodiffusion lidar accompagnée d'une décroissance de l'émissivité) a pu être expliqué par la présence d'une phase de glace dans le nuage d'eau.

Au cours de l'expérience internationale ICE qui s'est déroulée du 15 septembre au 18 octobre 1989 en Mer du Nord, nous avons caractérisé les nuages fins observés à partir d'observations radiométriques au sol. Pour cela, nous avons mis en oeuvre un auréolemètre qui, en mesurant la partie avant de la fonction de diffusion des cirrus, nous a permis, par inversion, de déterminer les caractéristiques microphysiques moyennes équivalentes du nuage. Les mesures lidar ont été utilisées pour compléter en rétrodiffusion, les mesures d'auréole. On a montré que, seuls des cristaux en forme de plaquettes de dimensions voisines de $R/L = 125/15\mu m$ pouvaient satisfaire les observations. Ces dimensions et cette forme se sont révélées en parfait accord avec les observations satellitaires des différences de température de brillance AVHRR. Les résultats des mesures granulométriques aéroportées présentent une variabilité importante, mais, sont elles aussi en assez bon accord avec les observations de surface. Finalement, cette approche s'est révélée très fructueuse: il est possible de déterminer un modèle microphysique équivalent, c'est à dire capable d'expliquer un ensemble d'observations radiatives dans les domaines visible et infrarouge, depuis la surface et depuis satellite. Ces caractéristiques permettent alors de calculer l'influence des cirrus sur le bilan radiatif.

Cette approche ne tiend évidemment pas compte de la variabilité des propriétés radiatives et microphysiques des cirrus à petite échelle, dans la mesure où les propriétés équivalentes trouvées correspondent à une échelle moyenne de l'ordre du kilomètre.

Ces observations par elles mêmes, ne permettent pas de mesurer directement l'influence

des conditions éventuellement très différentes.

Ces résultats demandent évidemment à être confirmés et l'approche nécessite d'être affinée. En particulier, du point de vue instrumental, un effort visant à optimiser l'auréolemètre, est nécessaire. Ce travail est en cours et les campagnes à venir devraient permettre de mettre en oeuvre cette approche et de confirmer ou d'infirmer les résultats encourageants de ICE.

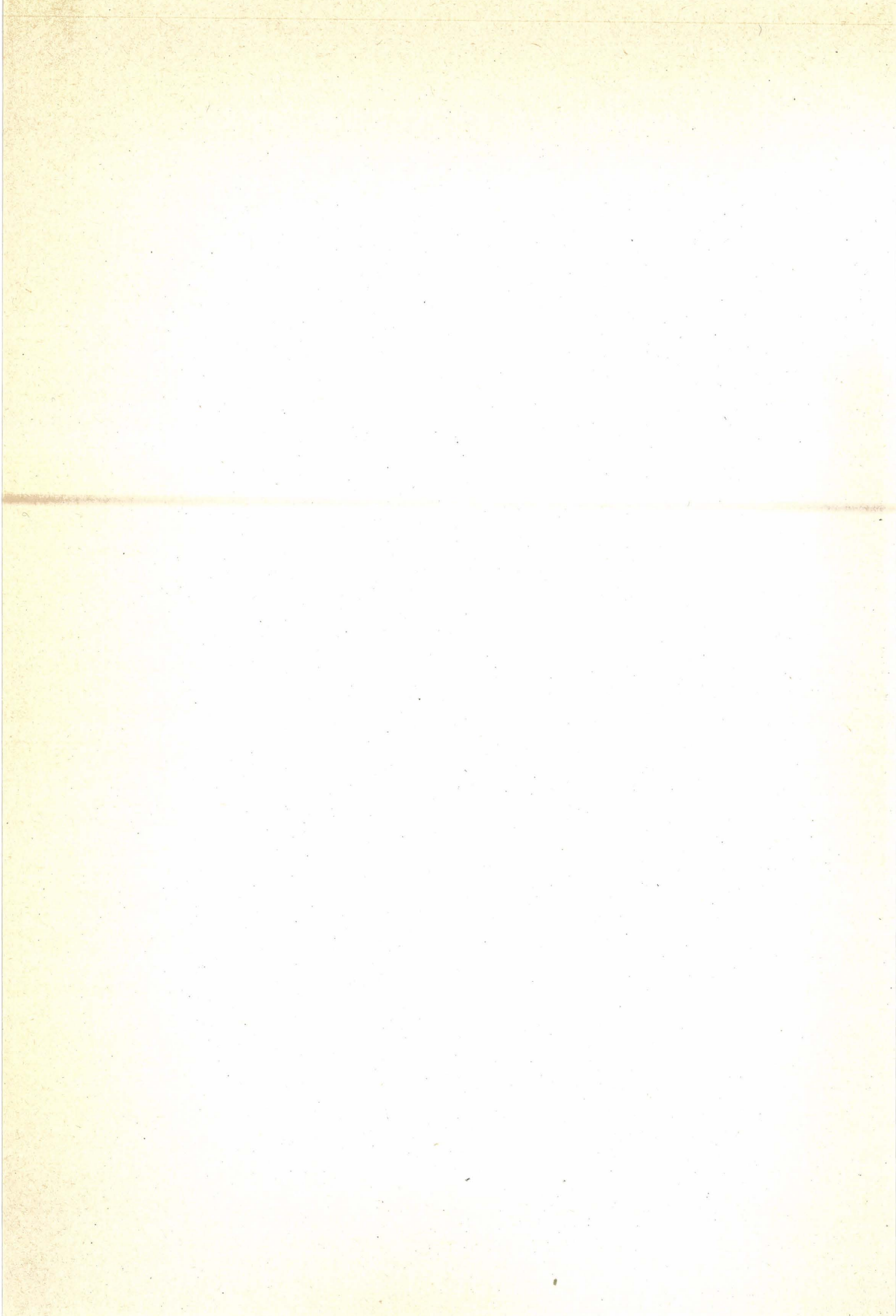
La méthode, a évidemment ses limites. En premier lieu, elle ne s'applique qu'au cas de nuages fins, optiquement semi-transparents et suffisamment étendus. En second lieu, elle est tributaire d'observations de surface très localisées et permet difficilement d'étudier la variation temporelle des propriétés optiques des cirrus, puisque ceux-ci sont en général advectés. L'idéal serait évidemment de disposer de ce type d'instrument sur un avion, mais les difficultés pratiques sont considérables. La validation des méthodes d'analyse de ces observations est évidemment capitale.

Dans la mesure où il s'agit de comprendre le lien qui existe entre la structure et l'évolution des cirrus d'une part et les apports ou les pertes d'énergie par rayonnement d'autre part, il est clair qu'au moins dans une première étape, l'approche est celle de l'étude de cas. Il est sans doute nécessaire de prendre en compte l'influence des hétérogénéités spatiales des cirrus; la mesure aéroportée des flux radiatifs et de leur divergence est donc indispensable. Le problème n'est pas simple, car les quantités cherchées (les divergences) sont à la limite de sensibilité des instruments disponibles et la variabilité spatiale et temporelle des cirrus est telle que les mesures instantanées sont sans grande signification. Les conditions expérimentales difficiles compliquent encore fortement le problème. Les méthodes de calibration que nous avons mises au point (Chapitre V - Annexe 2) ont permis durant ICE, d'obtenir une précision voisine de 2% pour les flux solaires ce qui est assez remarquable par comparaison aux autres campagnes expérimentales. La méthode de calibration des pyrgeomètres (Chapitre V - Annexe 1), quant à elle, devrait permettre d'optimiser les mesures aux grandes longueurs d'onde. Il n'en reste pas moins que ces mesures resteront toujours trop imprécises. En réalité, la solution passe obligatoirement par des développements instrumentaux nouveaux. L'instrument **POLDER** (**POL**arization and **Directionality of Earth Reflectancies**) développé au LOA devrait s'avérer fort utile pour caractériser l'influence de la morphologie des cirrus. Dans l'infrarouge le problème reste entier; compte tenu de la variabilité spatiale des cirrus, les données issues des mesures radiométriques ponctuelles au nadir, sous la trace de l'avion, sont généralement peu représentatives. Un radiomètre à balayage serait donc nécessaire; dans la mesure où un objectif prioritaire est l'interprétation quantitative des mesures satellitaires, il serait judicieux que les domaines de longueur d'onde soient les mêmes que ceux de AVHRR et surtout ce radiomètre devrait pouvoir survoler les cirrus avec un recul suffisant pour que la résolution soit nettement supérieure à celle des inhomogénéités de petite échelle, c'est à dire typiquement de l'ordre de la centaine de mètres. Ces deux instruments devraient être installés sur un avion capable de voler à très haute altitude, voire un avion stratosphérique comme l'ER2 qui a volé durant la campagne américaine **FIRE**. Bien entendu, ce problème

dépasse très largement les compétences d'un laboratoire.

Enfin l'objectif final étant de modéliser l'influence des cirrus sur le climat, il faut pouvoir modéliser leurs conditions de formation. Le rayonnement influençant à son tour la dynamique des cirrus, les échanges énergétiques par rayonnement doivent être calculés de façon réaliste, le travail que nous avons mené devrait permettre de les relier à la microphysique et au contenu en glace des cirrus.

Pour ces différentes études les outils ayant été développés, il faut maintenant les utiliser, les campagnes à venir en fourniront l'occasion.



RÉFÉRENCES

Abramovitz M., I. A. Stegun, 1972: "Handbook of mathematical functions". Dover, New York. 1046 pp.

Ackerman, S. A., W. L. Smith, J. D. Spinhirne, H. E. Revercomb, 1990: "The 27-28 october 1986 FIRE IFO cirrus case study: Spectral properties of cirrus clouds in the 8-12 μm window". *Mon. Wea. Rev.*, 118, 2377-2388.

Asano, S., 1983: "Transfer of solar radiation in optically anisotropic ice clouds". *J. Meteor. Soc. Japan.*, 61, 402-413.

Auer, A. H. Jr., D. L. Veal, 1970: "The dimension of ice crystals in natural clouds". *J. Atmos. Sci.*, 27, 919 - 926.

Barkstrom, B. R., 1984: "The Earth Radiation Budget Experiment (ERBE)". *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, 65, 1170 - 1185.

Born, M., E. Wolf, 1975: "Principles of optics". Pergamon press, 5th Ed., 808 pp.

Bowker, D. E., Davis, R. E., Myrick, D. L., Stacy, K., Jones, W. T., 1985: "Spectral reflectances of natural targets for use in remote sensing studies". NASA Reference publication 1139. 181pp.

Brogniez, G., J. C. Buriez, J. C. Vanhoutte, Y. Fouquart, 1986: "An improvement of the calibration of the Eppley pyrgeometer for the case of airborne measurements". *Beitr. Phys. Atmosph.*, 59, 538 - 551.

Cai, Q., K. N. Liou, 1982: "Polarized light scattering by hexagonal ice crystals: Theory". *Appl. Opt.*, 21, 3569-3580.

Cess, R. D., G. L. Plotter, J. P. Blanchet, G. J. Boer, A. D. Del Genio, M. Déqué, V. Dymnikov, V. Galin, W. L. Gates, S. J. Ghan, J. T. Kiehl, A. A. Lacis, H. Le Treut, Z. X. Li, Z. X. Liang, B. J. Mc Avaney, V. P. Meleshko, J. F. B. Mitchell, J. J. Morcrette,

D. A. Randall, L. Rikus, E. Roeckner, J. F. Royer, U. Schlese, D. A. Sheinin, A. Slingo, A. P. Sokolov, K. E. Taylor, W. M. Washington, R. T. Wetherald, I. Yagai, M. H. Zhang, 1990: "Intercomparison and interpretation of climate feedback processes in 19 atmospheric general circulation models". *J. Geophys. Res.*, 95, D10, 16601 - 16615.

Charlock, T. P., 1982: "Cloud optical feedback and climate statistics in a radiative convective model. *Tellus*, 34, 245-254.

Coleman, R. F., K. N. Liou, 1981: "Light scattering by hexagonal ice crystals". *J. Atmos. Sci.*, 38, 1260-1271.

Cox, S. K., D. S. Mc Dougal, D. A. Randall, R. A. Schiffer, 1987: "FIRE - The First ISCCP Regional Experiment". *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, 68, 114-118.

Deirmendjian, D., 1969: "Electromagnetic scattering on spherical polydispersions". Elsevier Ed. New York, 290 pp.

Devaux, C., M. Herman, R. Santer, D. Tanré, 1988: " On the complementarity of solar transmission and aureole measurements to derive the aerosol size distribution: Applications to desert aerosol characteristics retrievals". *Proceedings of the International Radiation Symposium, Lille, France, 18-24 August, 557-560.*

Dubuisson, P., 1990: "Mise au point et validations d'une méthode précise de calcul du transfert radiatif en courtes longueurs d'onde dans une atmosphère réaliste". *Rapport de Diplôme d'Etudes Approfondies. Lille.*

ECLIPS: An experimental cloud lidar pilot study. Report of the World Climate Research Programme, WCRP - 14, WMO/TD-N° 251, CSIRO, Mordialloc, Victoria, Australia, 29 February- 3 March.

Elouragini, S., 1991: "Etude des propriétés optiques et géométriques des cirrus par télédétection optique active (lidar) et passive (radiométrie)". *Thèse de doctorat de l'Université de Paris VI, Spécialité Physique, le 15 nov. 1991.*

FIRE PHASE II research plan, A component of the U. S. Cloud Climate Research Program. June, 9, 1989.

Flamant, P., G. Brogniez, M. Desbois, Y. Fouquart, J. F. Flobert, J. C. Vanhoutte, U. N. Singh, 1989: " High altitude cloud observations by ground- based lidar, infrared

radiometer and Meteosat measurements". *Annales Geophys.*, 7, 1, 1-10.

Fouquart, Y., 1970: "Contribution à l'étude du transfert radiatif dans l'atmosphère. Effet d'une brume sur l'échauffement radiatif". Thèse de spécialité, N° 183, Lille.

Gary, G. A., P. D. Craven, 1970: "A note on the scattering geometry from infinite cylinders". *Appl. Opt.*, 9, 2787-2788.

Gayet, J. F., 1990: "Presentation of the data obtained by the Merlin aircraft during the intensive field observations of ICE (Nordholz September 18 - October 20, 1989)". Rapport interne. Laboratoire de Météorologie Physique, Clermont-Ferrand.

Gayet, J. F., G. Fèbvre, P. Wendling, P. Moerl, G. Brogniez, 1990: "Microphysical and optical properties of cirrus clouds obtained from airborne measurements". Third ICE Workshop, 3-5 december, Villeneuve d'Ascq.

Gayet, J. F., G. Fèbvre, P. Wendling, P. Moerl, G. Brogniez, 1991: "Microphysical and optical properties of cirrus clouds obtained from airborne measurements". Proceedings of the European Geophysical Society, XVI General Assembly, Wiesbaden, 22-26 April.

Hennings, D., M. Quante, R. Seifzig, 1990: "International Cirrus experiment. 1989 field phase report". Institut für Geophysik und Meteorologie, Universität zu Köln.

Heymsfield, A. J., R. G. Knollenberg, 1972: "Properties of cirrus generating cells". *J. Atmos. Sci.*, 29, 1358-1366.

Heymsfield, A. J., 1975a: "Cirrus uncinus generating cells and the evolution of cirro-form clouds. Part I: Aircraft observations of the growth of the ice phase". *J. Atmos. Sci.*, 32, 798-808.

Heymsfield, A. J., 1975b: "Cirrus uncinus generating cells and the evolution of cirro-form clouds. Part II: The structure and circulations of the cirrus uncinus generating head". *J. Atmos. Sci.*, 32, 809-819.

Heymsfield, A. J., 1975c: "Cirrus uncinus generating cells and the evolution of cirro-form clouds. Part III: Numerical computations of the growth of the ice phase". *J. Atmos. Sci.*, 32, 820-830.

Heymsfield, A. J., 1977: "Precipitation development in stratiform ice clouds: A mi-

crophysical and dynamical study". *J. Atmos. Sci.*, 34, 367-381.

Heymsfield, A. J., C. M. R. Platt, 1984: "A parametrisation of the particle size spectrum of ice clouds in terms of ambient temperature and the ice water content". *J. Atmos. Sci.*, 41, 846-855.

Hobbs, P. V., L. F. Radke, D. G. Atkinson, 1975: "Airborne measurements and observations in cirrus clouds. AFCRL-TR-75-0249, Air force Geophysics Laboratory, Hanscom ABF, 117pp.

Humphreys, W. J., 1929: "Physics of air". Mc Graw-Hill, 654 pp.

IPCC, 1990: "Intergovernmental Panel on Climate Change". Report to IPCC from working group 1, third draft, 2 may 1990, prepared by the IPCC group at the Meteorological Office, Bracknell, U. K.

Irvine, W. L., J. B. Pollak, 1968: "Infrared optical properties of water and ice spheres". *Icarus*, 8, 324-366.

Jacobowitz, H., 1971: "A method for computing the transfer of solar radiation through clouds of hexagonal ice crystals". *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, 11, 691-695.

Jayaweera, D. O., B. J. Mason, 1965: "The behavior of freely falling cylinders and cones in a viscous fluid". *J. Fluid. Mech.*, 22, 709-720.

Kattawar, G. E., G. N. Plass, 1967: "Electromagnetic scattering from absorbing spheres". *Appl. Opt.*, 6, 1377-1382.

Kerker, M., 1969: "The scattering of light and other electromagnetic radiation". Academic, New York, 666 pp.

Kiehl, J. T., V. Ramanathan, 1990: "Comparison of cloud forcing derived from the Earth Radiation Budget Experiment with that simulated by the NCAR Community Climate Model". *J. Geophys. Res.*, 95, D8, 11679-11698.

Kinne, S., K. N. Liou, 1989: "The effects of the nonsphericity and size distribution of ice crystals on the radiative properties of cirrus clouds". *Atmos. Res.*, 24, 273-284.

Kneizys, F. X., E. P. Shettle, L. W. Abreu, J. H. Chetwynd, G. P. Anderson, W. O. Gallery, J. E. A. Selby, S. A. Clough, 1988: "Atmospheric transmittance/ radiance: Computer code LOWTRAN 7". AFGL-TR-88-0177, Environmental research papers, No 1010, 137 pp.

Kondrat'yev, K. Ya, 1965: "Radiative heat exchange in the atmosphere". Pergamon press, 411pp.

Krupp, C., 1991: "Holographic measurements of ice crystals in cirrus clouds during the International Cirrus Experiment ICE'89". Fourth ICE Workshop, 1-3 July, Reading, U. K.

Lilly, D. K., 1988: "Cirrus outflow dynamics". J. Atmos. Sci., 45, 1594 - 1605.

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

Liou, K. N., 1972a: "Electromagnetic scattering by arbitrarily oriented ice cylinders". Appl. Opt., 11, 667-673.

Liou, K. N., 1972b: "Light scattering by ice clouds in the visible and infrared: A theoretical study". J. Atmos. Sci., 29, 524-536.

Liou, K. N., 1972c: "Light scattering by cirrus cloud layers". Conference on Atmospheric radiation, Fort Collins, Colorado. August 7-9. 121-127.

Liou, K. N., 1973: "Transfer of solar irradiance through cirrus cloud layer". J. Geophys. Res., 78, 1409-1418.

Liou, K. N., 1974: "On the radiative properties of cirrus in the window region and their influence on remote sensing of the atmosphere". J. Atmos. Sci., 31, 522-532.

Liou, K. N., 1986: "REVIEW. Influence of cirrus clouds on weather and climate processes: A global perspective". Mon. Wea. Rev., 114, 1167-1199.

Lord Rayleigh, 1918: "The dispersial of light by a dielectric cylinder". Phil. Mag., 36, 365-376.

Marchuk, G. I., G. A. Mikhailov, M. A. Nazaraliev, R. A. Darbinjan, B. A. Kargin, B. S. Elepov, 1980: "The Monte Carlo methods in atmospheric optics". Springer-Verlag, Berlin, 208 pp.

Mason, B. J., 1957: "The physics of clouds". Oxford University Press, London, 481 pp.

Mc Clatchey, R. A., R. W. Fenn, J. E. A. Selby, F. E. Volz, J. S. Garing, 1971: "Optical properties of the atmosphere (revised)". AFCRL-71-0279, Environmental research papers, No 354, 85 pp.

Mc Dowell, R. S., 1979: "Frequency analysis of the circumzenithal arc: Evidence for the oscillation of ice crystal plates in the upper atmosphere". J. Opt. Soc. Am., 69, 1119-1126.

Minnaert, M., 1954: "The nature of light and color in the open air". Dover, New York, 195pp.

Mitchell, J. F. B., C. A. Senior, W. J. Ingram, 1989: " CO_2 and climate: A missing feedback?". Nature, 341, 132 - 134.

Ono, A., 1969: "The shape and riming properties of ice crystals in natural clouds". J. Atmos. Sci., 26, 138-147.

Plass, G. N., G. W. Kattawar, 1968: "Radiative transfer in water and ice clouds in the visible and infrared region". Appl. Opt., 10, 738-749.

Platt, C. M. R., 1973: "Lidar and radiometric observations of cirrus clouds". J. Atmos. Sci., 30, 1191-1204.

Platt, C. M. R., 1978: "Lidar backscatter from horizontal ice crystal plates". J. Appl. Meteor., 17, 482-488.

Platt, C. M. R., 1979: "Remote sounding of high clouds: I Calculation of visible and infrared optical properties from lidar and radiometer measurements". J. Appl. Meteor., 18, 1130-1143.

Platt, C. M. R., A. C. Dilley, 1979: "Remote sounding of high clouds: II Emissivity of cirrostratus". J. Appl. Meteor., 18, 1144-1150.

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

Platt, C. M. R., A. C. Dilley, 1984: "Determination of the cirrus particle single-scattering phase function from lidar and solar radiometric data". *Appl. Opt.*, 23, 380 - 386.

Press, W. H., B. P. Flannery, S. A. Teukolsky, W. T. Vetterling, 1986: "Numerical recipes". Cambridge University Press, Cambridge. 818 pp.

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

Randall, D. A., J. A. Coakley, C. W. Fairall, R. A. Kropfli, D. E. Lenschow, 1984: "Outlook for research on subtropical marine stratiform clouds". *Bull. Am. Meteorol. Soc.*, 65, 1290 - 1305.

Raschke, E., K. D. Rockwitz, 1988: "The International Cirrus Experiment. Some preliminary results from the first field phase". *Proceedings of the International Radiation Symposium, Lille, France, 18-24 August, 6 - 9.*

Raschke, E., D. Hennings, R. Seifzig, M. Quante, 1989: "ICE - International Cirrus Experiment 1989 field phase plan". *Institut für Geophysik und Meteorologie, Universität zu Köln.*

Rockwitz, K. D., 1989: "Scattering properties of horizontally oriented ice crystal columns in cirrus clouds. Part I". *Appl. Opt.*, 28, 4103-4110.

Santer, R., 1984: "Caractérisation des aerosols à partir de la polarisation du rayonnement solaire diffusé. Application aux atmosphères de la Terre, de Venus et de Saturne". *Thèse d'état n° 629. Lille.*

Schiffer, R. A., W. B. Rossow, 1983: "The International Satellite Cloud Climatology Project (ISCCP): The first project of the World Climate Research Programme". *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, 64, 779-784.

Schlesinger, M. E., J. F. B. Mitchell, 1986: "Model projections of equilibrium climatic response to increased CO_2 concentration". *Projecting the climatic effects of increasing*

carbon dioxide, Edited by M. C. Mc Cracken and F. M. Luther, U. S. Department of Energy, Washington, D. C.

Sommerville, C. J., L. A. Remer, 1984: "Cloud optical thickness feedbacks in the CO_2 climate problem". *J. Geophys. Res.*, 89, 9668 - 9672.

Stahl, H. P., M. G. Tomasko, W. L. Wolfe, N. D. Castillo, K. A. Stahl, 1983: "Measurements of the light scattering properties of water ice crystals". *Topical Meetings, Meteorological Optics, Optical Society of America, Lake Tahoe.*

Starr, D. O'C., S. K. Cox, 1985a: "Cirrus clouds. Part I: A cirrus cloud model". *J. Atmos. Sci.*, 42, 2663 - 2681.

Starr, D. O'C., S. K. Cox, 1985b: "Cirrus clouds. Part II: Numerical experiments on the formation and maintenance of cirrus". *J. Atmos. Sci.*, 42, 2682-2694.

Starr, D. O'C., 1987a: "Effects of Radiative Processes in Thin Cirrus". *J. Geophys. Res.*, 92, D4, 3973-3978.

Starr, D. O'C., 1987b: "A cirrus-cloud experiment: Intensive field observations planned for FIRE". *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, 68, 119-124.

Stephens, G. L., 1980: "Radiative properties of cirrus clouds in the infrared region". *J. Atmos. Sci.*, 37, 435-446.

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

Stowe, L. L., V. R. Taylor, 1981: "Emission characteristics of earth and cloud surfaces as measured by the ERB scanning channels on the Nimbus 7 satellite". *Fourth Conference on Atmospheric Radiation, Toronto, June 16-18.* 124-127.

Stratton, J. A., 1941: "Electromagnetic theory". *Mc Graw-Hill, New-York.* 415 pp.

Takano, Y., K. N. Liou, 1989a: "Solar radiative transfer in cirrus clouds. Part I: Single-scattering and optical properties of hexagonal ice crystals". *J. Atmos. Sci.*, 46, 3-19.

Takano, Y., K. N. Liou, 1989b: "Solar radiative transfer in cirrus clouds. Part II: Theory and computation of multiple scattering in an anisotropic medium". *J. Atmos. Sci.*, 46, 20-36.

Twitty, J. T., 1975: "The inversion of aureole measurements to derive aerosols size distributions". *J. Atmos. Sci.*, 32, 584-591.

Van de Hulst, H. C., 1957: "Light scattering by small particles". Wiley, New York. 470pp.

Van de Hulst, H. C., K. Grossman, 1968: "The atmospheres of Venus and Mars". J. C. Brandt and M. B. Mc Elroy Eds., Gordon and Breach, New York, 35 pp.

Van de Hulst, H. C., 1980: "Multiple light scattering. Tables, Formulas, and Applications. Volume 1". Academic press, 299 pp.

Van de Hulst, H. C., 1981: "Light scattering by small particles". Dover Publications, Inc., New York. 470pp.

Varley, D. J., I. D. Cohen, A. A. Barnes, 1980: "Cirrus particle distribution study. Part VII. AFGL-TR-80-0324, Air Force Geophysics Laboratory, Hanscom AFB, 82pp.

Verweerde, C., P. Lecomte, 1987: "Réalisation d'un radiomètre étalon pour la mesure spectrale de l'éclairement solaire". Rapport interne. Laboratoire d'Optique Atmosphérique, Lille.

Vouk, V., 1948: "Projected area of convex bodies". *Nature*, 162, 330-331.

Wait, J. R., 1955: "Scattering of a plane wave from a circular dielectric at oblique incidence". *Can. J. Phys.*, 33, 189-195.

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.

Wendling, P., R. Wendling, H. K. Weickmann, 1979: "Scattering of solar radiation by hexagonal ice crystals". Appl. Opt., 18, 2663-2667.

Woodbury, G. E., P. M. Mc Cormick, 1986: "Zonal and geographical distributions of cirrus clouds determined from SAGE data". J. Geophys. Res., 91, D2, 2775 - 2785.

World Climate Research Programme, 1986: "A preliminary cloudless standard atmosphere for radiation computation". WCP-112; WMO/TD-NO. 24.

