

50376  
1993  
163

50376  
1993  
163

N° d'ordre: 1080

# THESE

*présentée à*

L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNOLOGIES DE LILLE

*pour obtenir le titre de*

**DOCTEUR DE L'UNIVERSITE**

*spécialité*

**LASERS, MOLECULES, RAYONNEMENT ATMOSPHERIQUE**

*par*

*Philippe DUBUISSON*

## **SIMULATION DU SIGNAL SATELLITAIRE EN ATMOSPHERE NUAGEUSE**



*\*Soutenue le 26 février 1993 devant la commission d'examen:*



### *Membres du jury*

M.	M. HERMAN	Professeur, Université de Lille I	Président
Mme.	N.A. SCOTT	Chargée de Recherches, CNRS, LMD, Paris	Rapporteur
M.	J.J. MORCRETTE	Chargé de Recherches, CNRS, ECMWF, Reading (UK)	Rapporteur
M.	J.C. BURIEZ	Professeur, Université de Lille I	Membre
M.	S.A. CLOUGH	Senior research scientist, AER, Cambridge (USA)	Membre
M.	Y. FOUQUART	Professeur, Université de Lille I, directeur de thèse	Membre

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



## Remerciements

Ce travail a été effectué au Laboratoire d'Optique Atmosphérique de l'Université des Sciences et Technologies de Lille, dirigé par Monsieur Maurice Herman, Professeur. Je tiens à le remercier de m'avoir accueilli dans son laboratoire et je suis très honoré qu'il ait accepté de présider mon jury de thèse.

Cette étude s'est effectuée sous la direction de Monsieur Yves 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 ses multiples conseils et encouragements qui ont été déterminants pour que ce travail se déroule dans les meilleures conditions.

Madame Noëlle Scott, chargée de recherches au Laboratoire de Météorologie Dynamique, et Monsieur Jean-Jacques Morcrette, chargé de recherches au Centre Européen de Prévisions à Moyen Terme, ont eu la gentillesse de se charger de la lourde tâche de rapporteur. Je leur en suis très reconnaissant.

Mes vifs remerciements vont également à Monsieur Shepard A. Clough, Senior Research Scientist à l'Atmospheric and Environmental Research de Boston, pour l'intérêt qu'il a manifesté pour ce travail en acceptant de participer au jury de thèse.

Je tiens particulièrement à remercier Monsieur Jean-Claude Buriez, Professeur à Lille, pour son soutien et ses conseils journaliers. Ses précieuses compétences et sa rigueur scientifique ont été déterminantes dans la réalisation de ce travail et ceci toujours dans la bonne humeur.

Je voudrais également exprimer ma gratitude à Monsieur Alain Chédin, Directeur de recherche, ainsi qu'à tous les membres de l'équipe ARA du Laboratoire de Météorologie Dynamique, pour l'accueil qu'ils m'ont réservé. Je les remercie non seulement pour m'avoir permis d'utiliser les modèles qu'ils avaient développés, mais surtout de m'en avoir facilité l'exploitation grâce à leurs nombreux conseils.

Je tiens également à exprimer ma sympathie à l'ensemble des membres du LOA et à toutes les personnes qui ont permis la réalisation de ce travail. Je citerai en particulier: Monsieur Bernard Bonnel, pour son aide précieuse et sa disponibilité, Mademoiselle Claudine Vanbauce pour la patience dont elle a fait preuve lors de l'utilisation et l'exploitation du modèle GAME, ainsi que Monsieur Louis Gonzales et Madame Christine Deroo, notre équipe d'informaticiens, pour l'accueil sympathique et les conseils éclairés qu'ils m'ont toujours réservés.

Enfin, je tiens également à témoigner toute mon amitié à Philippe Goloub, compagnon de route durant ces dures années de DEA et de thèse, ainsi qu'à Francis Zagolski, en espérant que nos chemins resteront parallèles.

## RESUME

### Simulation du signal satellitaire en atmosphère nuageuse

Les nouveaux capteurs satellitaires, destinés à l'observation des surfaces et à l'étude de l'atmosphère, ont souvent une résolution spectrale très élevée. Pour interpréter les observations de ces appareils, il faut pouvoir simuler le signal observé à une résolution comparable à celle de l'instrument. Pour cela, l'absorption par les gaz atmosphériques peut être calculée avec précision à l'aide d'un modèle dit 'raie par raie', qui permet d'obtenir les coefficients d'absorption monochromatiques à partir des données spectroscopiques des raies d'absorption. La diffusion du rayonnement par les nuages et les aérosols peut être calculée précisément en résolvant l'équation de transfert du rayonnement en milieu diffusant, en considérant que l'atmosphère est découpée en couches homogènes et parallèles. Cependant, en pratique, les temps de calculs deviennent très rapidement considérables lorsque les processus d'absorption et de diffusion atmosphériques apparaissent simultanément.

Nous avons donc développé une méthode rapide, mais précise, de calcul des luminances satellitaires à haute résolution, en prenant en compte de façon approximative les interactions entre les phénomènes d'absorption et de diffusion. Par rapport au calcul exact, la précision obtenue pour les luminances monochromatiques est au pire de l'ordre de 30% et en général de l'ordre de 1%. Lorsque l'on simule des résolutions du type de celles rencontrées expérimentalement, les compensations d'erreurs permettent d'atteindre une précision minimale de l'ordre de 1% pour une résolution de  $0.5 \text{ cm}^{-1}$  et bien meilleure que 1% lorsque la résolution est supérieure à  $5 \text{ cm}^{-1}$ . Cette méthode a ensuite permis de développer et de valider des modèles plus simples et d'en fixer les limites d'application.

## ABSTRACT

### Satellite radiances simulation in cloudy atmospheres

Many satellite instruments of the new generation have a very high spectral resolution. Thus, the data analysis requires that the satellite signal can be simulated with an equivalent resolution. Practically, this means that the radiance reflected or emitted by vertically inhomogeneous scattering atmospheres must be calculated with a resolution varying from some tenth of  $cm^{-1}$  to some  $cm^{-1}$ .

In the first part of this work, we described the methods to perform high spectral resolution radiative transfer calculations in plane-parallel inhomogeneous model atmospheres. The absorption by atmospheric gases can be computed with a line-by-line model and the scattering of radiation, by clouds and aerosols, can be calculated with usual methods of resolution of the radiative transfer equation in scattering conditions. However, the exact solution of the radiative transfer equation requires a very important amount of computational time when interactions between absorption and scattering have to be considered simultaneously.

The second part of this work, presents a fast and accurate method for calculation of high spectral resolution satellite radiances. The interactions between absorption and scattering are approximated in a realistic way. The largest relative error in the monochromatic radiances is of the order of 30 % and in the general case the accuracy is of the order of 1 %. For wider spectral intervals, the accuracy is of the order of 1 % for a resolution of  $0.5 cm^{-1}$  and better than 1 % when the resolution becomes larger than  $5 cm^{-1}$ .

In the last part, the accuracy of usual low spectral resolution models, such as the "k-distribution" method, is assessed by reference to the high resolution method.

<b>TABLE DES MATIERES</b>	<b>1</b>
---------------------------	----------

<b>INTRODUCTION</b>	<b>3</b>
---------------------	----------

**CHAPITRE 1**

<b>TRANSFERT RADIATIF A HAUTE RESOLUTION</b>	<b>9</b>
----------------------------------------------	----------

1. Introduction . . . . .	10
---------------------------	----

2. Equation de transfert radiatif en milieu diffusant: rappels, généralités . . . . .	11
---------------------------------------------------------------------------------------	----

3. Résolution de l'équation de transfert radiatif en milieu diffusant . . . . .	14
---------------------------------------------------------------------------------	----

4. calcul des coefficients d'absorption monochromatiques . . . . .	25
--------------------------------------------------------------------	----

5. Interactions Absorption-Diffusion . . . . .	36
------------------------------------------------	----

6. Conclusion . . . . .	38
-------------------------	----

Annexe: méthode des ordonnées discrètes pour le transfert radiatif dans une atmosphère diffusante multi-couches . . . . .	40
---------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------	----

**CHAPITRE 2**

<b>METHODE RAPIDE DE CALCUL A HAUTE RESOLUTION SPECTRALE DES LUMINANCES SATELLITAIRES EN ATMOSPHERE DIFFUSANTE DANS LE DOMAINE DES COURTES LONGUEURS D'ONDE</b>	<b>55</b>
-----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------	-----------

1. Introduction . . . . .	56
---------------------------	----

2. Méthode approchée . . . . .	57
--------------------------------	----

2. Mise en pratique: détermination de $Z^*$ et tests . . . . .	65
----------------------------------------------------------------	----

3. Applications à des spectres d'absorption réalistes . . . . .	90
-----------------------------------------------------------------	----

4. Application: Calculs de luminances à haute résolution dans le spectre Ultra-violet . . . . .	97
-------------------------------------------------------------------------------------------------	----

5. Synthèse . . . . .	102
-----------------------	-----

6. Conclusion . . . . .	105
-------------------------	-----

**CHAPITRE 3**

<b>MODELISATION A BASSE RESOLUTION SPECTRALE</b>	<b>155</b>
1. Introduction . . . . .	156
2. Modèles à basse résolution . . . . .	158
3. Applications . . . . .	173
4. Conclusion . . . . .	185
Annexe: Determination of fog Optical Thickness over Northern France Using AVHRR Imagery. . . . .	187

**CONCLUSION** **207**

**BIBLIOGRAPHIE** **212**

# Introduction

# 1 introduction

L'étude de la propagation des ondes électro-magnétiques dans l'atmosphère et aux interfaces constitue un sujet dont l'importance scientifique grandit avec la prise de conscience des problèmes environnementaux, d'une part parce que le rayonnement constitue la source et le puits d'énergie du système climatique et d'autre part parce que c'est par son intermédiaire que s'effectue la télédétection.

Dans la mesure où les échanges d'énergie entre la terre et l'espace se font par l'intermédiaire du rayonnement électro-magnétique, de faibles modifications des conditions de propagation du rayonnement dans l'atmosphère sont susceptibles de considérablement modifier la répartition spatio-temporelle de l'énergie du système terre-atmosphère, or c'est celle ci qui constitue en définitive le moteur de la machine climatique. L'augmentation de la concentration de l'atmosphère en dioxyde de carbone, en méthane et autres gaz à effet de serre est un exemple de ce type de modifications susceptibles de changer durablement le climat à l'échelle planétaire.

Compte tenu de l'importance du climat dans l'activité humaine et dans l'habitabilité de la terre, il faut pouvoir prévoir, pour s'y adapter, l'ordre de grandeur des variations climatiques résultantes et leurs constantes de temps. Le principal moyen de cette prévision est la modélisation numérique. Le transfert du rayonnement électro-magnétique, ses interactions avec la surface et avec les nuages en constituent un élément essentiel et doivent donc pouvoir être calculés avec précision. Le Programme Mondial de Recherches Climatiques (PRMC) (Houghton, 1984) a été mis en place de façon à permettre le développement coordonné des études des processus qui interviennent dans la machine climatique et leur modélisation.

Dans ce cadre, des intercomparaisons ont été menées entre les codes de calcul de transfert radiatif utilisés dans les modèles climatiques (ICRCCM: Intercomparison

of Radiation Codes in Climate Models, Luther et al., 1988). Ces intercomparaisons ont montré des divergences importantes, principalement dues à la paramétrisation de la vapeur d'eau, ainsi qu'à la difficulté du traitement des interactions entre les phénomènes d'absorption et de diffusions multiples dans le domaine des courtes longueurs d'onde (Ellingson et Fouquart, 1991).

Les principales causes d'incertitudes dans la modélisation du climat ne résident pas cependant dans le calcul du transfert radiatif, mais davantage dans la circulation océanique d'une part et dans les interactions complexes entre le rayonnement, les nuages et la rétroaction de la couverture nuageuse d'autre part. Enfin, les modifications de la végétation à la surface des continents sont susceptibles d'influencer de façon significative le système climatique en modifiant les échanges d'énergie à la surface des continents.

Pour comprendre et pour finalement modéliser ces processus complexes, il faut pouvoir les observer, tout d'abord de façon approfondie pour des cas de référence et ensuite de façon cohérente à l'échelle planétaire. C'est dans cette optique que de nombreux programmes d'études ont été développés dans le cadre du PMRC tels que ISCCP (International Satellite Cloud Climatology Project, Schiffer et Rossow, 1983), et les programmes d'observations détaillées associées FIRE (First ISCCP Regional Experiment, Starr, 1987), ICE (International Cirrus Experiment, Raschke et Rockwitz, 1988), ISLSCP (Rasool et Bolle, 1984), FIFE (1984) et plus récemment GEWEX (Global Energy and Water Cycle Experiment, Chahine, 1992). L'observation satellitaire occupe, dans ces programmes, une place centrale. Il est donc nécessaire de pouvoir calculer avec précision le transfert du rayonnement. Ceci est d'autant plus nécessaire que les instruments nouveaux destinés principalement à l'observation des surfaces (MODIS, King et al., 1992), à l'étude de la stratosphère (GOME, Global Ozone Monitoring Experiment, embarqué sur le satellite ERS1 en 1994), ou à la détermination à distance du profil de température et d'humidité de l'atmosphère

(IASI, référence) ont une résolution spectrale parfois très élevée et utilisent la structure fine des spectres réfléchis ou émis pour en déduire les informations recherchées. Pour interpréter les observations de ces appareils, il faut pouvoir disposer d'outils performants permettant de simuler le signal observé à une résolution comparable à celle de l'instrument. Il faut donc disposer de codes radiatifs à haute résolution, capables de simuler le signal correspondant au rayonnement émis ou réfléchi par des atmosphères réalistes, c'est à dire diffusantes et hétérogènes.

L'absorption par les gaz atmosphériques peut être modélisée avec précision en utilisant un modèle raie par raie (Scott et Chedin, 1981; Clough et al., 1985), qui permet de calculer les coefficients d'absorption monochromatiques à partir des paramètres spectroscopiques des raies absorbantes. A partir de ces coefficients d'absorption, il est possible de calculer avec précision le transfert du rayonnement dans un milieu diffusant, en considérant tout d'abord que l'atmosphère est stratifiée en couches homogènes, planes et parallèles (Lenoble, 1977) ou en tenant compte d'éventuelles hétérogénéités à l'aide d'un code du type Monte Carlo (McKee et Cox, 1974; Wendling, 1977; Kite, 1987;). D'un point de vue théorique, ces méthodes numériques permettent de calculer avec précision le transfert du rayonnement, pour des atmosphères réalistes. Cependant, d'un point de vue plus pratique, elle conduisent rapidement à des temps de calcul très importants et des modèles plus rapides sont alors nécessaires.

Dans le domaine des grandes longueurs d'onde (4 - 100  $\mu m$ ), Clough et al. (1992) ont obtenu une précision de 0.2 % sur les flux montants et descendants, pour l'absorption par la vapeur d'eau, avec un modèle rapide à haute résolution, développé à partir d'un code raie par raie. Cette précision est tout à fait satisfaisante, si l'on considère les incertitudes liées aux paramètres spectroscopiques.

Dans le domaine des courtes longueurs d'onde (0.25 - 4  $\mu m$ ), Ramaswamy et Freidenreich (1992) ont calculé les flux et les échauffements radiatifs dans le cas d'atmosphères

claire et nuageuse, prenant en compte cette fois les phénomènes de diffusion. Ils ont utilisé un modèle raie par raie gardant ainsi le maximum de précision pour le calcul de l'absorption proprement dite et une méthode approximative (la  $\delta$ -Eddington, Joseph et al., 1976) pour calculer l'influence des diffusions multiples. Les écarts relatifs entre les calculs de référence utilisant la méthode du doubling-adding (Hunt et Grant, 1969) et la méthode approchée se sont avérés de l'ordre de 10 %. De meilleurs résultats (écarts relatifs de l'ordre de 1 %) ont été obtenus lorsqu'il ont utilisé une méthode d'accélération purement numérique consistant à interpoler des calculs effectués préalablement pour un grand nombre de classes d'absorption, chaque classe représentant une valeur possible du coefficient d'absorption.

Ces calculs ont été effectués dans le cadre de l'intercomparaison des codes radiatifs et concernent plus particulièrement l'étude du bilan radiatif de l'atmosphère et la validation des modèles de la circulation générale. Ils nécessitent cependant des temps de calcul très importants, ce qui limite leur champ d'applications directes mais ils peuvent permettre de développer et valider des modèles beaucoup plus simples. De nombreuses méthodes approchées et rapides, mais cependant performantes, ont été développées à cet effet (Lacis et Hansen, 1974; Fouquart et Bonnel, 1980; Zdunkowski et al., 1980; Lacis et Oinas, 1991). Cependant ces méthodes s'attachent plus particulièrement aux calculs des transferts d'énergie par rayonnement, qui ne nécessitent que les flux radiatifs. Or le signal observé par satellite est une luminance directionnelle dont le calcul est nettement plus complexe, du fait de l'anisotropie du champ de rayonnement. Il en résulte des incertitudes supplémentaires. Par exemple, pour déduire le bilan radiatif des observations satellitaires, il faut faire un certain nombre d'hypothèses quant à l'anisotropie du rayonnement et c'est une des causes d'erreur essentielles de ce type d'observations (Barkstrom et al., 1990).

Ce travail s'inscrit donc dans le cadre du projet GAME (Global Atmospheric Model) du Laboratoire d'Optique Atmosphérique, dont le but est de développer un

modèle de référence permettant de simuler précisément le signal reçu par un satellite, aussi bien en atmosphère claire que nuageuse. L'objectif est donc de disposer d'un algorithme calculant l'intensité du rayonnement dans une direction quelconque, pour une atmosphère réaliste et avec une résolution élevée. On pourra alors étudier la répartition directionnelle du rayonnement, comparer directement calculs et observations et, entre autres, améliorer ainsi les méthodes d'estimation du bilan radiatif à partir des observations satellitaires.

A partir de ce modèle de référence, il sera aussi possible de développer des codes de calcul plus simples et plus rapides, suivant les besoins exacts de la simulation, en étant capable d'estimer la précision de ceux ci.

Les modèles théoriques, ainsi que leurs applications, développés au cours de ce travail ont été présentés dans le domaine des courtes longueurs d'onde, pour lequel les interactions absorption-diffusion sont prépondérantes, et pour des atmosphères stratifiées en couche planes et homogènes. Cependant, ils peuvent être étendus au domaine des grandes longueurs d'onde et leurs structures autorisent, en principe, l'utilisation d'un code de type Monte Carlo, permettant alors de tenir compte d'éventuelles hétérogénéités.

# Chapitre 1

## Transfert radiatif à haute résolution spectrale en milieu diffusant

# 1 Introduction

Dans le domaine des courtes longueurs d'onde (0.25 à 4.0  $\mu m$ ), les deux principaux phénomènes physiques intervenant lors du transfert du rayonnement solaire dans l'atmosphère terrestre sont l'absorption et la diffusion. De nombreuses méthodes théoriques permettent de modéliser numériquement ces deux phénomènes:

- L'absorption par les gaz atmosphériques peut-être calculée précisément à l'aide d'un modèle raie par raie. Il permet un calcul monochromatique de l'absorption à partir des données spectrales telles que la position, l'intensité ou la forme des raies absorbantes.
- La diffusion est généralement résolue en considérant que l'atmosphère est découpée en couches planes et homogènes (approximation plan-parallèle) et de nombreuses méthodes sont alors disponibles. Lorsque l'on veut pouvoir tenir compte des hétérogénéités, l'utilisation d'un code de Monte Carlo s'avère indispensable. Cependant, cette dernière méthode est très pénalisante en temps de calcul et ses applications sont très vite limitées d'un point de vue pratique.

Lorsqu'il n'est plus possible de découpler les phénomènes de diffusion et d'absorption, et c'est particulièrement le cas dans les courtes longueurs d'onde, le calcul précis du transfert radiatif nécessite l'utilisation simultanée des deux méthodes. Une telle démarche conduit alors rapidement à des temps de calcul très importants qui limitent son domaine d'application. Seuls, à notre connaissance, Ramaswamy et Freidenreich (1991) ont développé une telle modélisation à haute résolution.

Nous présentons, dans ce chapitre, les méthodes choisies afin de résoudre monochromatiquement le transfert radiatif dans une atmosphère diffusante: les Ordonnées Discrètes pour la diffusion et le modèle raie par raie STRANSAC (Scott, 1974), du Laboratoire de Météorologie Dynamique (LMD) pour l'absorption. Les différents

problèmes d'ordres théoriques et pratiques, liés à ces méthodes, sont abordés. Ils concernent plus particulièrement la définition des continuum et des formes de raies pour les phénomènes d'absorption et l'approximation de la fonction de diffusion des nuages et des aérosols pour les phénomènes de diffusion.

Le formalisme plan-parallèle, utilisé pour décrire l'atmosphère et plus particulièrement les nuages, est sans doute la principale hypothèse utilisée dans ce travail. De nombreux travaux ont permis de mettre en évidence l'impact de la forme géométrique de la couverture nuageuse sur le champ de rayonnement (Coakley et Kobayashi, 1989; Parol, 1990). L'utilisation d'un code de Monte Carlo nécessite des temps de calcul bien plus importants que des méthodes du type des ordonnées discrètes. C'est pourquoi nous avons préféré nous placer dans le cadre de l'approximation plan-parallèle pour cette étude. Dans le cas de nuages tels que les stratus, les stratocumulus ou les gros nuages convectifs, cette hypothèse semble généralement justifiée, tout au moins pour des inclinaisons solaires suffisamment élevées; pour les nuages cumuliformes, elle le semble beaucoup moins. Pour les nuages hauts, de type cirrus, la difficulté est plus liée à l'aspect microphysique et aux propriétés optiques des nuages, qu'à leurs formes propres.

## **2 Equation de transfert radiatif en milieu diffusant: rappels, généralités**

Dans le spectre visible, la principale source de rayonnement est le faisceau solaire quasi directionnel. Lors de son passage dans l'atmosphère, ce rayonnement peut être absorbé par les gaz atmosphériques et le sol ou encore redistribué dans toutes les directions par la diffusion par les molécules, les aérosols, les nuages, ou réfléchis

par le sol. La quantité physique de base utilisée pour la description de ce champ de rayonnement est la luminance directionnelle  $I_\nu$ .

Considérons les photons traversant une surface élémentaire  $dS$  pendant un temps  $dt$ , suivant une direction  $\theta$  à  $d\theta$  près et dont le nombre d'onde est compris entre  $\nu$  et  $\nu + d\nu$  (figure 1). A partir de l'énergie radiative  $dW_\nu$ , associée à ces photons, on peut définir la luminance monochromatique par:

$$dW_\nu = dt.d\nu.dS.d\theta.\cos\theta.I_\nu(\theta) \quad (1)$$

$I_\nu$  s'exprimera en  $Watt.m^{-2}.sr^{-1}.cm^{-1}$ , si le nombre d'onde est exprimé en  $cm^{-1}$ .

On peut également définir le flux radiatif (ou éclaircissement)  $F_\nu$ :

$$dF_\nu = \cos\theta.d\theta.I_\nu(\theta) \quad (2)$$

L'équation de base décrivant le transfert du rayonnement monochromatique, à une fréquence  $\nu$ , à travers une atmosphère verticalement inhomogène mais plane, parallèle et permettant de calculer les luminances monochromatiques  $I_\nu$  s'écrit:

$$\mu \frac{dI_\nu(z; \mu, \phi)}{dz} = -K_\nu(z)I_\nu(z; \mu, \phi) + J_\nu(z; \mu, \phi). \quad (3)$$

$I_\nu(z; \mu, \phi)$  est la luminance à l'altitude  $z$ , dans la direction  $(\mu, \phi)$  où  $\mu = \cos \theta$  avec  $\theta$  la colatitude et  $\phi$  l'azimuth.  $K_\nu(z)$  est le coefficient d'extinction ( $m^{-1}$ ) à l'altitude  $z$ .

L'extinction a deux causes: l'absorption et la diffusion; le coefficient d'extinction s'écrit donc:

$$K_\nu(z) = \sum_i k_\nu^i(z)\rho_i(z) + \sigma_\nu(z), \quad (4)$$

où  $\rho_i(z)$  est la concentration du  $i^{(eme)}$  gaz absorbant,  $k_\nu^i$  le coefficient d'absorption correspondant et  $\sigma_\nu$  le coefficient de diffusion.

$J_\nu(z; \mu, \phi)$  est la fonction source. Dans les conditions de l'équilibre thermodynamique

local, elle s'écrit:

$$J_\nu(z; \mu, \phi) = k_\nu(z)\rho(z)B_\nu(T(z)) + \frac{\sigma_\nu(z)}{4\pi} \int_0^{2\pi} \int_{-1}^{+1} p_\nu(z; \mu, \phi; \mu', \phi') I_\nu(z', \mu', \phi') d\mu' d\phi'. \quad (5)$$

$B_\nu(T(z))$  est la fonction de Planck à la température  $T(z)$ ; le deuxième terme représente la contribution du rayonnement diffusé et  $p_\nu(z; \mu, \phi)$  est la fonction de diffusion.

En introduisant la profondeur optique comptée à partir du sommet de l'atmosphère

$$d\delta_\nu = -K_\nu(z).dz \quad (6)$$

l'équation de transfert peut s'écrire sous la forme

$$\mu \frac{dI_\nu(\delta_\nu, \mu, \phi)}{d\delta_\nu} = I_\nu(\delta_\nu, \mu, \phi) - J_\nu(\delta_\nu, \mu, \phi), \quad (7)$$

avec

$$J_\nu(\delta_\nu, \mu, \phi) = \frac{\bar{\omega}_{o\nu}(\delta_\nu)}{4\pi} \int_0^{2\pi} \int_{-1}^1 p_\nu(\delta_\nu, \mu, \phi, \mu', \phi') I_\nu(\delta_\nu, \mu', \phi') d\mu' d\phi' + (1 - \omega_{o\nu})B_\nu(\delta_\nu). \quad (8)$$

Dans une première étape, nous nous limitons à l'étude des courtes longueurs d'onde pour lesquelles l'émission est négligeable.

Finalement un milieu diffusant est caractérisé par les trois paramètres fondamentaux:

- L'épaisseur optique  $\delta$  (sans dimension), entre les niveaux d'altitude  $z_1$  et  $z_2$ :

$$\delta_\nu(z_1, z_2) = \int_{z_1}^{z_2} K_\nu(z') dz' \quad (9)$$

tel que

$$\delta_\nu = \delta_\nu^{ext} = \delta_\nu^{dif} + \delta_\nu^{abs} \quad (10)$$

- L'albédo de diffusion simple (sans dimension):

$$\bar{\omega}_{o\nu} = \frac{\sigma_\nu(z)}{K_\nu(z)} \quad (11)$$

- La fonction de diffusion ou fonction de phase  $p(\Theta)$ :

Elle représente la probabilité, pour un photon incident, d'être diffusé dans une direction faisant l'angle  $\Theta$  avec la direction d'incidence.

Dans une première étape, nous nous limitons à l'étude des courtes longueurs d'onde pour lesquelles l'émission est négligeable.

En utilisant une décomposition en polynômes de Legendre, on peut écrire la fonction de phase sous la forme:

$$p(\Theta) = \sum_{l=0}^N \beta_l P_l(\cos\Theta) \quad (12)$$

avec

$$\beta_l = \frac{(2l+1)}{2} \int_{-1}^{+1} p(\cos\Theta) P_l(\cos\Theta) d(\cos\Theta) \quad (13)$$

et les termes:

$$g_l = \frac{\beta_l}{2l+1}$$

qui sont les moments de la fonction de phase tels que:

- si  $l=0$   $g_0=1$ . (normalisation de la fonction de phase).
- si  $l=1$   $g_1$  est le facteur d'asymétrie,  $g_1=0.0$  représente la diffusion isotrope,  $g_1=1.0$  la diffusion avant et  $g_1=-1$  la diffusion arrière.

### 3 Résolution de l'Equation de Transfert Radiatif en milieu Diffusant: ETRD

Diverses méthodes permettent de résoudre de l'ETRD, celle choisie dans notre cas est la méthode des Ordonnées Discrètes (OD), dont le code de calcul a été obtenu

auprès du 'Goddard Space Flight Center' (Stamnes et al, 1988). Un résumé de celle-ci est présenté en annexe. Ses principales caractéristiques sont les suivantes:

- C'est une méthode de résolution précise comparable à celles existant déjà au laboratoire et permettant le calcul des flux radiatifs et des luminances directionnelles, aussi bien en atmosphère claire que nuageuse.
- Elle permet de traiter le cas d'une atmosphère multi-couches définies par l'utilisateur, dans le cadre de l'approximation plan-parallèle.
- Le temps de calcul est indépendant de l'épaisseur optique et de l'albédo de diffusion simple, contrairement à des méthodes telles que les ordres successifs ou la doubling-adding, mais il est proportionnel au nombre de couches.
- Les luminances directionnelles peuvent être obtenues à n'importe quel niveau atmosphérique et pour n'importe quel angle zénithal ( $\theta_v$ ) ou azimuthal ( $\phi_v$ ).
- Les temps de calcul nécessaires pour obtenir les luminances et les flux sont généralement plus faibles que pour les autres méthodes.

### 3.1 Comparaisons avec les Harmoniques Sphériques

Quelques comparaisons ont été réalisées à partir de la méthode des Harmoniques Sphériques (HS), usuellement employée au laboratoire. Il n'est pas question ici de valider la méthode des OD, ceci ayant été largement réalisé par Stamnes et al., mais plutôt de vérifier sa bonne implantation sur les calculateurs du LOA et de valider les quelques adaptations apportées pour nos problèmes spécifiques.

La méthode des HS utilise, pour la résolution de l'ETRD, une décomposition en polynômes de Legendre pour la fonction de phase et la luminance et elle est donc mathématiquement très proche de celle des OD.

Nous avons reporté les résultats des deux codes, dans les tableaux 1, pour une couche diffusante, le code des HS n'étant pas adapté au cas d'une atmosphère multicouches. Nous avons choisi pour cela un milieu très diffusant correspondant à une brume (modèle standard Haze L), dont la fonction de phase nécessite 80 termes pour le développement en polynômes de Legendre, afin de restituer avec précision le diagramme de diffusion. Ces comparaisons sont présentées au sommet de la couche diffusante, pour différentes conditions d'observation  $\theta_v$ , d'incidence solaire  $\theta_s$  et d'épaisseur optique  $\delta$ . Les résultats des deux codes s'avèrent tout à fait comparables.

$$\underline{\theta_0 = 0.0}$$

	$\delta=20.$	$\delta=1.0$	$\delta=0.01$
OD	2.143	.1732	.00143
HS	2.143	.1732	.00143

$$\underline{\theta_0 = 60.0}$$

	$\delta=20.$	$\delta=1.0$	$\delta=0.01$
OD	1.231	.3263	.003521
HS	1.231	.3263	.003537

**Tableau 1.1:** Comparaisons entre les résultats des HS et des OD, dans le cas d'une brume (modèle standard Haze L) pour les flux radiatifs ( $W/m^2$ ).

Le flux incident au sommet de la couche =  $\pi \cos(\theta_0)$  et  $\bar{\omega}_0 = 1.0$ .

La réflectance de sol est nulle.

$$\underline{\theta_0 = 0.0}$$

$$\delta = 20.0$$

$\theta_v$	0.0	20.0	40.0	60.0	80.0
OD	.7458	.7442	.7225	.6556	.4765
HS	.7460	.7443	.7227	.6557	.4766

$$\delta = 1.0$$

$\theta_v$	0.0	20.0	40.0	60.0	80.0
OD	.03615	.03903	.04425	.06609	.09732
HS	.03614	.03904	.04425	.06609	.09732

$$\delta = 0.01$$

$\theta_v$	0.0	20.0	40.0	60.0	80.0
OD	.000314	.000340	.000300	.003761	.001329
HS	.000315	.000341	.000302	.003780	.001323

$$\underline{\theta_0 = 60.0}$$

$$\delta = 20.0$$

$\theta_v$	0.0	20.0	40.0	60.0	80.0
OD	0.3278	0.3624	0.4535	0.6735	1.158
HS	0.3278	0.3624	0.4536	0.6735	1.158

$$\delta = 1.0$$

$\theta_v$	0.0	20.0	40.0	60.0	80.0
OD	0.03305	0.04955	0.1102	0.3194	0.9321
HS	0.03305	0.04955	0.1102	0.3194	0.9320

$$\delta = 0.01$$

$\theta_v$	0.0	20.0	40.0	60.0	80.0
OD	0.000188	0.000245	0.000557	0.00229	0.02432
HS	0.000189	0.000245	0.000555	0.00228	0.02418

**Tableau 1.2:** Comparaisons entre les résultats des HS et des OD, dans le cas d'une brume (modèle standard Haze L) pour les luminances directionnelles ( $W/m^2/sr$ ).

Le flux incident au sommet de la couche =  $\pi \cos(\theta_0)$  et  $\bar{\omega}_0 = 1.0$ .

La réflectance de sol est nulle.

### 3.2 Approximation de la fonction de phase

La fonction de phase étant développée en polynômes de Legendre est d'autant mieux restituée que le nombre de polynômes du développement est élevé. Pour de nombreux cas le diagramme de diffusion est hautement anisotrope et présente très souvent un pic de diffusion très pointu pour les petits angles de diffusion ( $\theta \approx 0^\circ$ ), ce qui nécessite alors un nombre important de moments pour une bonne restitution; typiquement trois moments suffisent pour la diffusion moléculaire, alors que 80 sont nécessaires dans le cas d'une brume et 300 ou plus pour les nuages, aux courtes longueurs d'onde.

Pour le calcul des flux, les seuls termes  $g_0$  et  $g_1$  sont suffisants, mais si l'on veut obtenir les luminances avec précision, tous les moments sont alors nécessaires ce qui complique bien entendu fortement le problème.

Pratiquement, le développement de la fonction de phase en polymômes de Legendre requiert donc un nombre parfois élevé de termes ( $N \gg 1$ ) et les temps de calcul correspondants deviennent rapidement prohibitifs. Les temps de calcul sont présentés sur la figure 3, en fonction du nombre de moments utilisés. Il n'est alors pas pensable d'utiliser des fonctions de phase développées avec autant de termes pour des applications nécessitant un nombre important de résolution de l'ETRD. Il est possible de réduire significativement  $N$ , tout en perdant assez peu en précision au moyen de l'approximation dite de la "troncature" (Joseph et al., 1976; Potter, 1970).

Le principe de base des troncatures est de remplacer la pointe avant, très acérée dans ce cas, par une fonction delta, ce qui revient à considérer ce rayonnement comme directement transmis. Au milieu initial est alors substitué un milieu équivalent présentant des propriétés optiques différentes, suivant le schéma suivant:

<u>milieu initial</u>	$\longrightarrow$	<u>milieu équivalent</u>
$p(\Theta)$ développée en $N$ moments		$p'(\Theta)$ tronquée en $N'$ moments ( $< N$ )
$\delta$		$\delta'(f)$
$\bar{\omega}_0$		$\bar{\omega}_0'(f)$ , $f$ coefficient de troncature

Dans le cas de la  $\delta$ -M (Wiscombe, 1977), la fonction de phase  $p(\Theta)$  peut être approximée par  $p'(\Theta)$ :

$$p(\Theta) = \sum_{l=0}^{2N-1} (2l+1)g_l P_l(\cos\Theta)$$

$$p'(\Theta) = 2f\delta(1 - \cos\Theta) + (1-f) \sum_{l=0}^{2N'-1} (2l+1)g'_l P_l(\cos\Theta)$$

où  $N'$  représente l'ordre de l'approximation ( $N' < N$ ). Le milieu équivalent est alors

défini par:

$$f = g_{N'}, \quad g'_l = \frac{(g_l - f)}{(1 - f)} \quad l = 0, \dots, N' - 1$$

$$\delta' = \delta(1 - \bar{\omega}_o f) \quad \bar{\omega}'_o = \bar{\omega}_o \frac{(1 - f)}{(1 - \bar{\omega}_o f)}$$

On a considéré pour les tests deux milieux très diffusants correspondant à une brume (Haze L) et un nuage standard de type C1 (Benassi et al., 1984). Les résultats, obtenus en faisant varier le nombre de moments utilisés pour la  $\delta$ -M, sont comparés dans le tableau 2 à ceux obtenus avec la fonction de phase complète. Dans le cas du nuage de type C1, les résultats exacts, c'est-à-dire obtenus en considérant la fonction de phase complète, ont été réalisés à l'aide des HS, le code des OD ne permettant pas de traiter des fonctions de phase développées avec plus de 100 termes (mémoire centrale trop petite sur les calculateurs du LOA).

On peut remarquer que l'utilisation d'une fonction de phase développée avec 24 moments et l'utilisation de la  $\delta$ -M permet, même dans le cas du nuage C1, de garder une précision bien meilleure que 1%. Il faut cependant faire une exception pour le cas  $\theta_s=0.0$  et  $\theta_v=0.0$ , pour lequel les erreurs peuvent atteindre 4 à 5 %. En effet, la méthode des OD consiste à calculer les intégrales figurant dans l'équation de transfert (3) par des quadratures de Gauss. Les luminances sont donc calculées aux racines des polymômes de Legendre correspondants et interpolées ailleurs. Les erreurs importantes obtenues pour les conditions  $\theta_s=0.0$  et  $\theta_v=0.0$  sont alors dues à l'extrapolation à  $\mu_v=1.0$  des luminances, calculées aux angles de quadratures ( $-1 < \mu < +1$ ), à  $\mu_v=1.0$ . Cette extrapolation est d'autant plus mauvaise que le nombre de points de quadrature utilisés est faible.

On peut noter que les flux sont en général calculés avec une précision bien meilleure que 1 % pour un nombre de moments faible ( $N' = 8$ ).

$$\underline{\theta_0 = 0.0}$$

	$\delta=20.$	$\delta=1.0$	$\delta=0.01$
N =80	2.143	.1732	.00143
N'= 8	2.142	.1730	.00140

$$\underline{\theta_0 = 60.0}$$

	$\delta=20.$	$\delta=1.0$	$\delta=0.01$
N =80	1.231	.3263	.003521
N'= 8	1.231	.3261	.003507

**Tableau 2.1:** Flux ( $W/m^2$ ) au sommet de la couche diffusante pour une fonction de phase de type Haze L en utilisant N=80 termes ou N'=8 termes et la  $\delta$ -M.

Le flux incident au sommet de la couche  $=\pi \cos(\theta_0)$  et  $\bar{\omega}_0 = 1.0$ .

La réflectance de sol est nulle.

$$\underline{\theta_0 = 0.0}$$

$$\delta = 1.0$$

$\theta_v$	0.0	20.0	40.0	60.0	80.0
N =80	.03615	.03903	.04425	.06609	.09732
N'=48	.03614	.03906	.04428	.06613	.09738
N'=32	.03554	.03902	.04428	.06612	.09730
N'=24	.03416	.03917	.04431	.06593	.09750
N'=12	.02878	.04103	.04426	.06340	.09927
N'= 8	.02267	.04265	.04095	.06798	.09302

$$\underline{\theta_0 = 60.0}$$

$$\delta = 1.0$$

$\theta_v$	0.0	20.0	40.0	60.0	80.0
N =80	.03305	.04955	.1102	.3194	.9321
N'=48	.03305	.04955	.1102	.3195	.9322
N'=32	.03306	.04951	.1102	.3196	.9331
N'=24	.03297	.04962	.1102	.3191	.9324
N'=12	.03170	.05044	.1121	.3135	.9244
N'= 8	.03399	.04940	.1108	.3228	.9255

**Tableau 2.2:** Luminances ( $W/m^2/sr$ ) au sommet de la couche diffusante pour une fonction de phase de type Haze L en utilisant  $N=80$  termes ou  $N'$  termes et la  $\delta$ -M.

Le flux incident au sommet de la couche =  $\pi \cos(\theta_0)$  et  $\bar{\omega}_0 = 0.99987$ .

La réflectance de sol est nulle.

$$\theta_0 = 0.0$$

	$\delta=20.$	$\delta=10.0$	$\delta=1.0$
N =200	1.992	1.394	.1620
N'= 8	1.991	1.395	.1623

$$\theta_0 = 60.0$$

	$\delta=20.$	$\delta=10.0$	$\delta=1.0$
N =200	1.183	.9777	.2666
N'= 8	1.180	.9761	.2665

**Tableau 2.3:** Flux ( $W/m^2$ ) au sommet de la couche diffusante pour une fonction de phase de type Cloud C1 en utilisant  $N=200$  termes ou  $N'=8$  termes et la  $\delta$ -M.

Le flux incident au sommet de la couche  $=\pi \cos(\theta_0)$  et  $\bar{\omega}_0 = 0.99987$ .

Les résultats avec 200 termes sont obtenus à l'aide des HS.

La réflectance de sol est nulle.

$$\theta_0 = 0.0$$

$$\delta = 20.0$$

$\theta_v$	0.0	20.0	40.0	60.0	80.0
N =200	.79530	.69760	.69630	.58950	.42320
N'=80	.76350	.69720	.69560	.58920	.42300
N'=48	.76380	.69720	.69560	.58920	.42330
N'=32	.76890	.69700	.69600	.58920	.42300
N'=24	.76660	.69770	.69580	.58900	.42290
N'=12	.74290	.69540	.69210	.58390	.42280
N'= 8	.70050	.71250	.67900	.59280	.41820

$$\theta_0 = 60.0$$

$$\delta = 20.0$$

$\theta_v$	0.0	20.0	40.0	60.0	80.0
N =200	.2953	.3123	.3934	.60420	1.10250
N'=80	.2946	.3115	.3926	.60340	1.10000
N'=48	.2946	.3116	.3925	.60340	1.10000
N'=32	.2946	.3115	.3925	.60340	1.10000
N'=24	.2945	.3115	.3928	.60290	1.10100
N'=12	.2919	.3116	.3951	.59980	1.09100
N'= 8	.2964	.3103	.3942	.60330	1.11230

**Tableau 2.4:** Luminances ( $W/m^2/sr$ ) au sommet de la couche diffusante pour une fonction de phase de type Cloud C1 en utilisant  $N=200$  termes ou  $N'$  termes et la  $\delta$ -M.

Le flux incident au sommet de la couche =  $\pi \cos(\theta_0)$  et  $\bar{\omega}_0 = 0.99987$ .

Les résultats avec 200 termes sont obtenus à l'aide des HS.

La réflectance de sol est nulle.

## 4 Calcul des coefficients d'absorption monochromatiques

En pratique, les paramètres  $\bar{\omega}_o$ ,  $p(\Theta)$  et  $\delta^{dif}$  sont obtenus en général à partir de résultats expérimentaux ou de calculs réalisés à l'aide de la théorie de Mie. Le paramètre  $\delta_{abs}$ , qui est directement fonction de l'absorption par les gaz atmosphériques, peut être calculé avec précision à partir d'un modèle raie par raie.

### 4.1 Rappels

Le facteur de transmission  $t_\nu$ , d'une atmosphère non diffusante inhomogène, peut s'exprimer à partir de l'épaisseur optique d'absorption, définie dans la section précédente:

$$t_\nu = \exp(-\delta_\nu^{abs}) \quad (14)$$

avec

$$\delta_\nu^{abs} = \int_0^\infty k_\nu(z)\rho(z)dz \quad (15)$$

où  $k_\nu(z)$  et  $\rho(z)$  représentent respectivement le coefficient d'absorption et la concentration du gaz absorbant, tous deux fonctions de l'altitude  $z$ . Le problème consiste donc à calculer les coefficients monochromatiques  $k_\nu$ , dont l'expression est donnée par:

$$k_\nu(z) = S(z).f_\nu(z) \quad (16)$$

$S(z)$  représente l'intensité de la raie absorbante correspondant à la transition entre deux niveaux d'énergie  $E_j$  et  $E_l$  et associée au nombre d'onde  $\nu_0$  ( $E_j - E_l = hc\nu_0$ ).  $S$  peut-être définie comme:

$$S(z) = \int_{raie} k_\nu d\nu \quad (17)$$

où  $f_\nu$  est le facteur de forme de la raie avec la normalisation:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} f_\nu d\nu = 1.0 \quad (18)$$

L'intensité peut-être obtenue facilement à partir des banques de données spectroscopiques telles que HITRAN (Rothman, 1987) ou GEISA (Gestion et Etude des Informations Spectroscopiques Atmosphériques)(Husson et al., 1991). Ces banques de données contiennent toutes les informations relatives aux transitions des principaux gaz absorbants. L'intensité de la raie s'exprime alors sous la forme:

$$S(z) = S(T_0) \left( \frac{T_0}{T(z)} \right)^n \exp\left( -\frac{E''}{k} \frac{(T_0 - T(z))}{T_0 T(z)} \right) \quad (19)$$

$E''$  est l'énergie du niveau de base de la transition correspondant à la raie absorbante,  $k$  la constante de Boltzman et  $n$  un paramètre dépendant de la nature de la molécule (linéaire, toupie, ...).

La précision des intensités est parfois médiocre, les études théoriques et expérimentales étant dans ce domaine encore insuffisantes.

## 4.2 Forme de raie

Les processus d'absorption n'étant pas monochromatiques, les raies possèdent une forme propre que l'on peut caractériser par le facteur de forme  $f$ . Dans l'atmosphère terrestre, l'élargissement des raies est essentiellement dû aux collisions entre les molécules, à l'effet Doppler, lié à l'agitation thermique des molécules, ou à la superposition de ces deux effets. On peut alors définir, dans chacun de ces trois cas, le facteur de forme monochromatique  $f(\nu - \nu_0)$ , pour une raie de fréquence centrale  $\nu_0$  par:

- Elargissement par collision: profil de Lorentz:

$$f(\nu - \nu_0) = \frac{1}{\pi \alpha_c} \left[ 1 + \frac{(\nu - \nu_0)^2}{\alpha_c^2} \right]^{-1} = \frac{1}{\pi \alpha_c} \left[ 1 + (X/Y)^2 \right]^{-1} \quad (20)$$

- Elargissement par effet Doppler:

$$f(\nu - \nu_0) = \frac{1}{\alpha_d} \left( \frac{Ln2}{\pi} \right)^{1/2} \exp(-X^2) \quad (21)$$

- Superposition des deux effets: profil de Voigt:

$$f(\nu - \nu_o) = \frac{1}{\pi\alpha_d} \left(\frac{Ln2}{\pi}\right)^{1/2} Y \int_{-\infty}^{\infty} \left(\frac{\exp(-u^2)}{Y^2 + (X - u)^2}\right) du \quad (22)$$

avec

$$Y = (\alpha_c \sqrt{Ln2}) / \alpha_d \quad (23)$$

$$X = ((\nu - \nu_o) \sqrt{Ln2}) / \alpha_d \quad (24)$$

$\alpha_c$  et  $\alpha_d$  représentent les demi-largeurs à mi-hauteur des raies dans le cas d'élargissement par collisions ou par effet Doppler:

$$\alpha_d(z) = (\nu_o/c) [2kT(z)/M]^{1/2} (Ln2)^{1/2}$$

$$\alpha_c(z) = \alpha_c(T_0, P_0) \frac{P(z)}{P_0} \left(\frac{T_0}{T(z)}\right)^s$$

$s$  est un paramètre spécifique à la nature de la molécule,  $c$  la vitesse de la lumière,  $M$  la masse de la molécule et  $k$  la constante de Boltzman. Les valeurs de  $\alpha_c$ ,  $E''$ ,  $\nu_o$  et  $S(T_0)$  sont directement accessibles à partir de la banque de données GEISA, aux pression et température de référence  $P_0$  et  $T_0$ .

Les effets de collisions sont prépondérants aux hautes pressions et basses températures (cas des basses couches de l'atmosphère) et l'effet Doppler l'emporte aux hautes températures et basses pressions (cas des hautes couches de l'atmosphère).

On peut remarquer que le facteur  $Y$  est un bon indicateur de la nature de l'élargissement prépondérant: si  $Y$  est grand, l'élargissement est de type Lorentz, si il est petit on tend alors vers le régime Doppler. Ce paramètre sera important lors du choix du type de profil de raie utilisé en fonction de l'altitude dans le modèle raie par raie.

La fréquence  $\nu_o$  associée à la transition est généralement bien connue (précision  $\leq 0.01 \text{ cm}^{-1}$ ). La précision sur les largeurs à mi-hauteur  $\alpha_c$  est relativement moyenne. Mais le problème le plus délicat est sans doute posé par la forme des raies et en particulier des ailes de raie, dont la dépendance exacte en fonction de la pression

est encore mal connue. Ce problème est très étroitement lié avec celui des continuum qui sont souvent interprétés comme l'accumulation des ailes de raie lointaines. Quelques théories commencent à voir le jour, mais en pratique les modèles de forme de raie et de continuum sont souvent semi-empiriques ou expérimentaux.

### 4.3 Continuum

Les continuum ont des origines très différentes selon les espèces moléculaires considérées. Leur importance est variable mais parfois très forte, c'est en particulier le cas du continuum de la vapeur d'eau en infrarouge thermique (Luther et al., 1988). Dans la mesure où il n'existe pas de théorie bien établie, ils sont paramétrisés de façon empirique. Nous passons en revue dans ce paragraphe les continuum dont la contribution est non négligeable dans les courtes longueurs d'onde, c'est à dire pour la vapeur d'eau, le gaz carbonique, l'ozone, l'azote, l'oxygène et le dioxygène.

#### 4.3.1 Continuum de la vapeur d'eau

Il est principalement intense dans le domaine des grandes longueurs d'onde, où il joue un rôle important dans le transfert radiatif, particulièrement dans la fenêtre atmosphérique infrarouge (8 - 14  $\mu m$ ). Il existe donc de nombreux travaux et paramétrisations dans ce domaine spectral (Roberts et al., 1976 , Burch et al., 1978). Ce continuum pose un problème complexe car il n'y a pas à l'heure actuelle de définition précise à son sujet. Diverses hypothèses ont été utilisées et en particulier l'effet des ailes de raie lointaines ainsi que la formation et l'absorption de dimères. Cependant, la théorie basée sur l'effet des ailes lointaines des raies de vapeur d'eau (Ma et Tipping, 1991,1992) semble à l'heure actuelle plus généralement utilisée. Elle permet d'obtenir des valeurs théoriques d'absorption pour le continuum en accord avec les valeurs expérimentales, particulièrement pour sa dépendance en température

(Clough et al., 1992).

Il existe peu de référence dans ce domaine spectral et les données sont incertaines. La paramétrisation utilisée est basée sur la contribution des ailes de raie lointaines, élargies par collision (Clough et al., 1989). La forme des ailes de raie n'est plus dans ce cas de type lorentzienne mais plutôt super-lorentzienne (Burch et al., 1969). Elle est alors obtenue de façon semi-empirique pour obtenir un accord satisfaisant avec les résultats expérimentaux. Il faut toutefois être prudent avec la paramétrisation obtenue dans le domaine visible. En effet, celle ci est basée sur des mesures effectuées en infrarouge et extrapolées au domaine visible. Or cette paramétrisation semble surestimer l'absorption du continuum, du fait de la présence d'aérosols lors des mesures (Clough, communication privée).

Cette paramétrisation tient compte de l'auto-élargissement moléculaire: eau-eau (self broadening,  $C_s$ ) et de l'élargissement dû aux autres gaz: air-eau (foreign broadening,  $C_f$ ). Le coefficient d'absorption dû au continuum est alors de la forme:

$$k_\nu = \nu \cdot \tanh(\beta\nu/2) [C_s^o(\rho_s/\rho_o) + C_f^o(\rho_f/\rho_o)] \quad (25)$$

$\rho_s$  est la masse volumique de vapeur d'eau.

$\rho_o$  est la masse volumique de vapeur d'eau à la pression et température de référence.

$\rho_f$  est la masse volumique des autres gaz.

$C_s$  est le paramètre d'auto-élargissement.

$C_f$  est le paramètre d'élargissement dû aux autres gaz interagissants.

$\beta = hc/kT$  en cm et  $\nu$  la fréquence en  $cm^{-1}$ .

Les coefficients  $C_s$  et  $C_f$  sont obtenus en considérant un facteur de forme empirique, pour les ailes de raie, excluant la partie centrale de la raie (Clough et al., 1980). L'absorption totale par la vapeur d'eau est obtenue en superposant le continuum (25) et la contribution des raies considérées comme lorentziennes avec:

$$f_\nu = f_\nu^{\text{lorentz}} \quad |\nu - \nu_0| \leq 25.0 \text{ cm}^{-1} \quad (26)$$

$$f_\nu = 0.0 \quad |\nu - \nu_0| \geq 25.0 \text{ cm}^{-1} \quad (27)$$

### 4.3.2 Continuum du gaz carbonique

Dans le cas du gaz carbonique, on peut supposer que l'auto-élargissement peut être négligé au profit de l'élargissement par les autres gaz, principalement l'azote. Depuis longtemps, des mesures expérimentales ont permis de montrer que dans le cas du  $CO_2$ , les mécanismes collisionnels impliquent que le profil des raies n'est plus lorentzien mais sub-lorentzien dans les ailes (Winters et al., 1964, Burch et al., 1969). Plusieurs explications ont été avancées : modification de la théorie d'impact pour introduire une durée finie de collision moléculaire (Susskind et Mo, 1978), rôle du dimère  $CO_2 - N_2$  (Ben-Aryeh et al., 1977). Cependant, ces modèles ne permettent pas de rendre compte correctement de ces phénomènes et des modèles semi-empiriques sont en général utilisés (Susskind et Searl, 1978, Burch et al, 1969).

Dans le domaine spectral qui nous intéresse, on trouve principalement trois bandes d'absorption importantes, pour lesquelles nous présentons les profils d'ailes de raie utilisés:

- Bande d'absorption à  $2.7 \mu\text{m}$  ( $3700 \text{ cm}^{-1}$ ):

Le profil des ailes de raie est de type Benedict (Winters et al., 1964) développé pour la bande d'absorption à  $4.3 \mu\text{m}$  ( $2300 \text{ cm}^{-1}$ ) et adapté à  $2.7 \mu\text{m}$  (Fukabori et al., 1986). Selon la valeur de  $(\nu - \nu_0)$ , la valeur monochromatique du facteur de forme  $f_\nu$  est donnée par:

$$f_\nu = f_\nu^{\text{lorentz}} \quad |\nu - \nu_o| \leq \nu_m \quad (28)$$

$$f_\nu = f_\nu^{\text{lorentz}} \exp(-a(|\nu - \nu_o| - \nu_m)^b) \quad |\nu - \nu_o| \geq \nu_m \quad (29)$$

avec  $a=0.11$ ,  $b=0.7$ ,  $\nu_m=5.0$

- Bande d'absorption à  $2.0 \mu m$  ( $5000 \text{ cm}^{-1}$ ) et à  $1.4 \mu m$  ( $7000 \text{ cm}^{-1}$ ):

Le profil de raie est du même type avec: avec  $a=0.05$ ,  $b=0.8$ ,  $\nu_m=5.0$  (Fukabori et al., 1986)

### 4.3.3 Continuum de l'ozone

C'est le continuum le plus important du spectre visible et ultraviolet. Dans ce cas, deux domaines principaux sont à considérer:

- de  $0.2$  à  $0.35 \mu m$  ( $28500.0$  à  $50000.0 \text{ cm}^{-1}$ ): bande d'absorption de Hartley-Huggins:

Le coefficient d'absorption se calcule dans ce cas en tenant compte d'une dépendance en température du type:

$$k_\nu = k_\nu(T_o) \cdot [1 + C_1(T) + C_2(T)T + C_3(T)T^2] \quad (30)$$

Les coefficients  $C_1, C_2$  et  $C_3$  peuvent être obtenus à partir de Inn et Tanaka (1953) et complétés avec les données plus récentes de Molina et Molina (1986)

- de  $0.4$  à  $.75 \mu m$  ( $13000.0$  à  $25000.0 \text{ cm}^{-1}$ ): bande d'absorption de Chappuis:  
Les coefficients d'absorption peuvent être obtenus à partir du LOWTRAN (Kneizys et al., 1983) par pas de  $200 \text{ cm}^{-1}$ . Il n'y a pas dans ce cas de dépendance en température, celle-ci étant très faible.

#### 4.3.4 Continuum de l'azote

Ce continuum est dû à des transitions dipolaires induites par la pression et intervient dans le domaine spectral compris entre 2020 et 2800  $cm^{-1}$ . Les données peuvent être obtenues à partir du LOWTRAN et proviennent de mesures expérimentales de Reddy et Cho (1965). la dépendance en température et pression est du type:

$$k_\nu = k_\nu(P_o, T_o) \cdot (P/P_o)(T_o/T) \quad (31)$$

#### 4.3.5 Continuum de l'oxygène

On le trouve, tout d'abord, dans le domaine spectral compris 1200.0 et 1800.0  $cm^{-1}$ . La dépendance en température et pression est du type:

$$k_\nu = k_\nu(P_o, T_o) \cdot (P/P_o)(T_o/T) \quad (32)$$

Dans le domaine spectral qui nous intéresse plus particulièrement, il faudrait également tenir compte du continuum d'Herzberg situé dans l'UV. Cependant sa contribution est faible et correspond à la bande d'absorption très intense de Hartley-Huggins de l'ozone, c'est pourquoi nous ne l'avons pas considéré dans ce travail.

L'absorption A de l' $O_4$ , dimère d' $O_2$ , se situe entre 0.34 et 0.63  $\mu m$  et s'exprime sous la forme:

$$A = 1 - \exp(-\alpha \cdot l \cdot u^2) \quad (33)$$

avec l le trajet en cm et u la quantité d'absorbant en  $cm^{-3}$ .

Les valeurs de  $\alpha$  peuvent être obtenues à partir de Greenblatt et al. (1990).

### 4.4 Modèle raie par raie

Les relations établies au début de ce paragraphe permettaient de calculer les coefficients d'absorption monochromatiques dans le cas d'une raie et d'un gaz absorbant.

Si maintenant on considère le cas d'un intervalle contenant  $N$  raies correspondant à plusieurs absorbants on obtient:

$$k_\nu(z) = \sum_{l=1}^N (S_{l\nu}(z) \cdot f_{l\nu}(z)) \quad (34)$$

On utilise dans ce cas un modèle raie par raie, permettant de calculer les coefficients d'absorption monochromatiques, en tenant compte des paramètres spectroscopiques cités précédemment ( $\alpha_c, \nu_o \dots$ ) et de toutes les raies participant à l'absorption.

Les deux exemples les plus connus sont FASCODE (Fast Atmospheric Signature CODE) (Clough et al. 1986), qui s'appuie sur la banque de données HITRAN, et 4A (Atlas Automatisé des Absorptions Atmosphériques) (Scott et Chedin, 1981) avec la banque de données GEISA. C'est à partir de ce dernier que nous avons réalisé ce travail.

Le modèle 4A a été développé au LMD (Laboratoire de Météorologie Dynamique) afin de calculer plus particulièrement les luminances monochromatiques dans le domaine des grandes longueurs d'onde. Il tient compte des problèmes liés à l'émission thermique, prépondérante dans ce domaine spectral. Notre étude couvrant plutôt le domaine des courtes longueurs d'onde, nous nous sommes plus particulièrement intéressés au programme STRANSAC (Scott, 1974), qui permet de calculer les coefficients d'absorption monochromatiques, couche par couche, et qui est à la base du modèle 4A.

Il permet de calculer les coefficients d'absorption monochromatiques dans des intervalles spectraux en tenant compte des raies situées dans cet intervalle et des ailes de raie pour celles situées en dehors.

Le formalisme utilisé pour le calcul des formes de raie est celui présenté par Armstrong (1967). Il permet de calculer numériquement le profil non analytique de Voigt, à partir de méthodes numériques approchées et différentes selon les paramètres  $X$  et  $Y$  définis précédemment. En pratique, on utilise trois profils approchés de Voigt,

selon les valeurs de X et Y (figure 4). La figure 5 présente le type de profil utilisé en fonction de l'altitude et de  $(\nu - \nu_0)$ .

A ces formes de raie standards, nous avons ajouté les modifications pour les ailes de raie non-lorentziennes, discutées dans les paragraphes précédents. Elles ont permis de compléter celles existant déjà pour le domaine infrarouge.

Nous avons également incorporé les nouveaux continuum présentés précédemment. Dans ce cas le problème est beaucoup plus simple car les continuum sont traités indépendamment du modèle raie par raie, leur contribution ne provenant pas des raies d'absorption. De plus, leur variation en fonction de la fréquence étant beaucoup plus lente que celle des raies le pas de résolution est dans ce cas plus grand.

Quelques remarques importantes, pour nos applications, peuvent-être faites sur la résolution du calcul du modèle raie par raie. Celle ci est calculée en cherchant, parmi toutes les couches atmosphériques et tous les gaz absorbants présents dans l'intervalle considéré, la plus petite largeur à mi-hauteur Doppler ou lorentz. Cette largeur permet alors de définir la résolution maximale du modèle raie par raie (pas d'intégration).

Dans la plupart des cas, la résolution maximale du modèle raie par raie sera donc imposée par la largeur Doppler  $\alpha_d$ . Or celle ci est d'autant plus large que le nombre d'onde  $\nu$  (en  $cm^{-1}$ ) est élevé (expression (21)). Le nombre de calculs monochromatiques nécessaires par  $cm^{-1}$ , afin d'obtenir les transmissions intégrées sur un intervalle spectral  $\Delta\nu$ , est donc plus faible dans le domaine visible que dans l'infrarouge thermique.

Le nombre de calculs peut encore être réduit en définissant une résolution moins élevée (pas de représentation), pour chaque couche, en remarquant que les largeurs de raie sont plus faibles dans le cas Doppler que dans le cas lorentzien. La figure 7

donne un exemple du nombre de points nécessaires afin de bien représenter les raies, en fonction de l'altitude. En pratique, on définit donc un pas de représentation spécifique à chaque couche, les coefficients d'absorption finaux étant obtenus par interpolation au pas d'intégration (résolution maximale).

## 4.5 Modèle 4A

La transmission monochromatique, pour une couche homogène, peut s'exprimer comme:

$$t_\nu = \exp(-k_\nu \rho m \Delta z) \quad (35)$$

avec  $m$  la masse d'air. On peut encore écrire:

$$t_\nu = [\exp(-k_\nu \rho_o)]^{\rho/\rho_o m \Delta z} \quad (36)$$

Le principe de base de 4A est alors de calculer, pour des conditions standards de  $\rho_o$ , les facteurs  $\exp(-k_\nu \rho_o)$  pour chaque couche de l'atmosphère et pour les différents absorbants et de les stocker dans des Atlas. Pour cela, un profil de pression standard est utilisé ainsi qu'une douzaine de profils de température, représentatifs de toutes les situations réalistes possibles. Il suffit ensuite, suivant les valeurs de pressions et de températures réelles, d'interpoler les termes précalculés.

Le principe de base est décrit sur la figure 8. Cette méthode permet de gagner un facteur temps de calcul très important par rapport au programme STRANSAC ( $\simeq 40$ ), les sommations sur les raies étant dans ce cas éliminées.

Ces Atlas sont disponibles au LMD pour le domaine thermique. Il faudra donc, assez rapidement créer des atlas spécifiques aux courtes longueurs d'onde, permettant de gagner dans ce cas un facteur temps de calcul important.

## 4.6 Exemples de spectres d'absorption

Nous avons présenté sur la figure 9 quelques exemples de spectres de transmission, dans le domaine des courtes longueurs d'onde, obtenus à partir de la version de STRANSAC adaptée au domaine visible. Ces transmissions ont été calculées pour une atmosphère tropicale (Mac Clatchey et al., 1972) et une masse d'air de 1.0. Pour comparaison, nous avons également calculé ces transmissions à l'aide du modèle raie par raie FASCOD2. Afin d'éviter les problèmes liés aux paramètres spectroscopiques, les banques de données étant différentes pour chacun des modèles raie par raie, les calculs ont été réalisés à partir de HITRAN. Nous avons considéré les intervalles spectraux suivants:

- Absorption par la vapeur d'eau entre 13650 et 13730  $cm^{-1}$
- Absorption par le gaz carbonique entre 4810 et 4860  $cm^{-1}$
- Absorption par l'oxygène entre 13070 et 13170  $cm^{-1}$

Les résultats sur les spectres de transmission obtenus par les deux modèles raie par raie s'avèrent tout à fait comparables. On peut remarquer toutefois que l'absorption par la vapeur d'eau est plus importante dans le cas des simulations de FASCOD2. Ce problème est directement lié à la paramétrisation du continuum de vapeur d'eau utilisée dans FASCOD2, moins récente que celle proposée par Clough (1989).

## 5 Interactions Absorption-Diffusion

Sur le principe, le calcul des luminances monochromatiques, lorsque les phénomènes de diffusion et d'absorption apparaissent simultanément, ne pose pas de problèmes: les coefficients d'absorption, permettant le calcul de  $\delta^{abs}$ , sont obtenus à partir du

modèle raie par raie et les luminances sont calculées à l'aide des OD, à chaque pas de résolution.

En pratique, une telle démarche conduit très rapidement à des temps de calcul trop importants. On peut donner, comme exemple, les temps de calcul présentés par Ramaswamy et Freidenreich (1991). Pour le spectre complet, 0.0 à 33000.0  $cm^{-1}$ , le temps de calcul CPU nécessaire pour calculer le transfert radiatif à haute résolution en milieu diffusant est d'environ une centaine d'heures, sur un ordinateur de type Cyber 205. Il permettait le calcul des flux radiatifs, plus rapide que celui des luminances, à partir d'un modèle raie par raie et de la méthode adding-doubling, pour une atmosphère découpée en couches planes parallèles. Les calculs étaient réalisés en considérant une fonction de diffusion développée en 32 moments et en utilisant la  $\delta$ -M approximation. Il est alors impensable de réaliser de tels calculs pour les luminances. A titre de comparaison, le même calcul en atmosphère non diffusante (modèle raie par raie seul) nécessitait environ 0.4 heure.

La méthode de la distribution du chemin optique permet, en principe, de séparer les processus d'absorption et de diffusion. L'approche de la distribution du chemin optique étendue à la quantité d'absorbant consiste à déterminer la probabilité  $p(u)du$  pour qu'un photon qui contribue à la luminance  $I_s$  dans le cas conservatif ( $k_\nu = 0$ ) ait rencontré sur son parcours une quantité d'absorbant comprise entre  $u$  et  $u + du$ . La luminance au nombre d'onde  $\nu$  peut alors s'écrire en fonction de  $I_s$ :

$$I_\nu(z; \mu, \phi) = I_s(z; \mu, \phi) \int_0^\infty p(u) e^{-k_\nu u} du. \quad (37)$$

D'après cette relation,  $p(u)$  apparaît comme la transformée de Laplace inverse du rapport  $I(k)/I_s(k=0)$ ; il est donc possible en calculant  $I(k)$  pour un ensemble de valeurs de  $k$  de déterminer numériquement  $p(u)$  (Fouquart, 1974). En fait il n'est même pas nécessaire de calculer explicitement  $p(u)$ , et les luminances peuvent être interpolées avec une excellente précision. Fouquart (1974) a proposé d'interpoler les luminances diffusées au moyen des Approximants de Padé. Bien que séduisante,

cette méthode est assez peu applicable dans la pratique. Elle permet en effet de séparer les processus d'absorption et de diffusion et  $p(u)$  est indépendante du coefficient d'absorption, mais elle ne donne aucune information quant à l'altitude à laquelle a été rencontrée la quantité d'absorbant  $u$  et donc aucune information quant aux conditions de température et de pression correspondantes et dont dépend pourtant très fortement le coefficient d'absorption.

Cette méthode peut encore être étendue au cas où la dépendance du coefficient d'absorption vis à vis de l'altitude est indépendante de la fréquence ( $k_\nu(z) = k_\nu^0 h(z)$ ); c'est le cas des ailes de raies spectrales. Dans ces conditions en effet,

$$k_\nu(z)\rho(z)dz = k_\nu^0 h(z)\rho(z)dz = k_\nu^0 d\bar{u}$$

où  $\bar{u}$  représente cette fois une quantité d'absorbant pondérée. On peut encore ainsi généraliser la méthode de la distribution du chemin optique à celle de la quantité pondérée d'absorbant.

Le problème est qu'en dehors des ailes de raies ce découplage n'est plus possible; le profil vertical du coefficient d'absorption varie très rapidement avec la fréquence et la méthode n'est plus applicable.

## 6 Conclusion

Cette partie nous a permis de présenter les méthodes nécessaires au calcul précis des luminances dans le domaine des courtes longueurs d'onde, dans le cadre de l'approximation plan-parallèle. Cependant l'utilisation couplée d'un modèle raie par raie et d'une méthode de résolution de l'équation de transfert en milieu diffusant conduit rapidement à des temps de calcul prohibitifs. Il apparaît alors à ce stade indispensable de pouvoir disposer d'une méthode rapide de calcul des luminances pour des applications pratiques et réalistes: intégration des luminances monochromatiques sur des canaux satellitaires larges, calculs de bilans radiatifs sur

l'ensemble du spectre solaire et thermique, simulations de problèmes nécessitant de nombreuses configurations d'atmosphères ...

Il semble plus judicieux si l'on veut développer une méthode approchée, mais non moins précise, permettant le calcul des luminances monochromatiques, de chercher avant tout à simplifier les calculs de diffusion et ceci pour les raisons suivantes:

- on garde dans ce cas intacte toute l'information monochromatique contenue dans les coefficients d'absorption qui sont, comme nous l'avons vu, très rapidement variables en fonction de la fréquence.
- On peut par contre tirer profit de la variation lente des paramètres diffusants de l'atmosphère (Figure 11).
- Les versions actuelles très performantes des modèles raie par raie permettent le calcul des coefficients d'absorption, sur des intervalles spectraux larges, dans des temps de calcul raisonnables.

Nous présentons donc dans le chapitre suivant, une méthode de calcul rapide des luminances monochromatiques, appliquée aux domaine des courtes longueurs d'onde, l'approximation des phénomènes d'absorption et le calcul des luminances à basse résolution étant abordé dans le dernier chapitre.

## ANNEXE

### METHODE DES ORDONNEES DISCRETES POUR LE TRANSFERT RADIATIF DANS UNE ATMOSPHERE DIFFUSANTE MULTI-COUCHES

#### 1 Equations de base

La méthode des ordonnées discrètes est généralement attribuée à Chandrasekhar (1960). Elle permet le calcul du transfert du rayonnement dans une atmosphère diffusante horizontalement homogène (approximation plan-parallèle). La méthode s'applique dans le cas de conditions aux limites non lambertiennes (réflectance de surface anisotrope) et dans le cas où l'émission thermique de l'atmosphère doit être prise en compte.

Comme nous l'avons vu au chapitre 1, l'équation de base décrivant le transfert du rayonnement monochromatique, à une fréquence  $\nu$ , à travers une atmosphère non isotherme, composée de plusieurs couches, plane et parallèle s'écrit:

$$\mu \frac{dI_\nu(\delta_\nu, \mu, \phi)}{d\delta_\nu} = I_\nu(\delta_\nu, \mu, \phi) - S_\nu(\delta_\nu, \mu, \phi) \quad (1)$$

$I_\nu(\delta_\nu, \mu, \phi)$  est la luminance dans la direction définie par  $\mu$  et  $\phi$  à l'altitude correspondant à l'épaisseur optique  $\delta_\nu$ ,  $\phi$  étant l'angle azimuthal et  $\mu$  le cosinus de l'angle zénithal  $\theta$ .

$S_\nu(\delta_\nu, \mu, \phi)$  est la fonction source. Elle s'écrit:

$$S_\nu(\delta_\nu, \mu, \phi) = \frac{\bar{\omega}_{o\nu}(\delta_\nu)}{4\pi} \int_0^{2\pi} \int_{-1}^1 p_\nu(\delta_\nu, \mu, \phi, \mu', \phi') I_\nu(\delta_\nu, \mu', \phi') d\mu' d\phi' + Q_\nu(\delta_\nu, \mu, \phi) \quad (2)$$

$\bar{\omega}_{o\nu}(\delta_\nu)$  est l'albédo de diffusion simple qui ne dépend que de  $\delta_\nu$  dans l'hypothèse de l'homogénéité horizontale de l'atmosphère et  $p_\nu(\delta_\nu, \mu, \phi, \mu', \phi')$

la fonction de phase.

les angles  $\mu$  et  $\phi$  permettent de définir la direction de diffusion,  $\mu'$  et  $\phi'$  la direction d'incidence.

Le premier terme du membre de droite représente la contribution du rayonnement diffusé au niveau considéré, le second celle de l'émission thermique et du rayonnement directement transmis. Le problème de l'émission thermique de l'atmosphère ne sera pas abordé, celle-ci étant négligeable dans le domaine des courtes longueurs d'onde et on ne considérera que le cas de conditions aux limites lambertiennes.

Pour simplifier les notations, on omettra par la suite l'indice  $\nu$ . Des solutions exactes n'étant pas possibles, on développe la luminance  $I(\delta, \mu, \phi)$  en série de Fourier:

$$I(\delta, \mu, \phi) = \sum_{m=0}^{2N-1} L^m(\delta, \mu) \cos m\phi \quad (3)$$

et la fonction de phase  $p(\delta, \mu, \phi, \mu', \phi')$  en série de polynômes de Legendre:

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

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

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

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

$$p(\delta, \mu, \phi, \mu', \phi') = \sum_{m=0}^{2N-1} (2 - \delta_{0m}) \left( \sum_{l=m}^{2N-1} (2l+1)g_l(\delta) P_l^m(\mu) P_l^m(\mu') \right) \cos m(\phi' - \phi) \quad (6)$$

$P_l^m(\mu)$  sont les fonctions de Legendre associées ( $l=m, \dots, 2N-1$ )

$\delta_{0m} = 1$  si  $m=0$ , 0 sinon

En substituant (3) et (6) dans (1), l'équation de transfert se sépare alors en 2N équations, une pour chaque composant m du développement en serie de Fourier, que l'on peut écrire sous la forme:

$$\mu \frac{dL^m(\delta, \mu, \phi)}{d\delta} = L^m(\delta, \mu, \phi) - \int_{-1}^1 D^m(\delta, \mu, \mu') L^m(\delta, \mu') d\mu' - Q^m(\delta, \mu) \quad (7)$$

avec  $m=0,1,\dots,2N-1$  et:

$$D^m(\delta, \mu, \mu') = \frac{\bar{\omega}_o}{2} \sum_{l=m}^{2N-1} (2l+1) g_l^m(\delta) P_l^m(\mu) P_l^m(\mu') \quad (8)$$

$$Q^m(\delta, \mu) = X_o^m(\delta, \mu) \exp\left(\frac{-\delta}{\mu_o}\right) \quad (9)$$

$$X_o^m(\delta, \mu) = \frac{\bar{\omega}_o}{4\pi} I_o(2 - \delta_{om}) \sum_{l=m}^{2N-1} (-1)^{l+m} (2l+1) g_l^m(\delta) P_l^m(\mu) P_l^m(\mu_o) \quad (10)$$

## 2 Approximation des ordonnées discrètes

Afin de pouvoir obtenir des solutions analytiques pour les 2N équations intégral-différentielles (7), on remplace l'intégrale par une somme finie en utilisant pour cela une quadrature de Gauss:

$$\int_{-1}^1 f(\mu) d\mu = \sum_{j=-N, j \neq 0}^N w_j f(\mu_j) \quad (11)$$

$\mu_j$  sont les points de quadrature et  $w_j$  les poids correspondants.

On obtient alors, pour chaque ordre m, un système de 2N équations différentielles ( $i = \pm 1, \dots, \pm N$ ) du type:

$$\mu_i \frac{dL^m(\delta, \mu_i, \phi)}{d\delta} = L^m(\delta, \mu_i, \phi) - \sum_{j=-N, j \neq 0}^N w_j D^m(\delta, \mu_i, \mu_j) L^m(\delta, \mu_j) - Q^m(\delta, \mu_i) \quad (12)$$

Il faut ensuite supposer que l'atmosphère est constituée de  $L$  couches superposées, dans lesquelles  $\bar{\omega}_o(\delta)$  et  $p(\mu, \phi, \mu', \phi')$  sont constants. On aura donc pour chaque couche des équations différentielles avec des coefficients constants dont on pourra tirer des solutions analytiques.

### 3 Formulation matricielle

Pour une couche donnée et une valeur de  $m$  que l'on omettra afin d'alléger les notations, on définit les vecteurs:

$$\vec{L}^{\pm} = \begin{vmatrix} L(\delta, \pm\mu_1) \\ L(\delta, \pm\mu_2) \\ \dots \\ L(\delta, \pm\mu_N) \end{vmatrix} \quad \text{et} \quad \vec{Q}^{\pm} = \begin{vmatrix} \frac{Q(\delta, \pm\mu_1)}{\pm\mu_1} \\ \frac{Q(\delta, \pm\mu_2)}{\pm\mu_2} \\ \dots \\ \frac{Q(\delta, \pm\mu_N)}{\pm\mu_N} \end{vmatrix}$$

On peut écrire l'équation (12) en séparant les directions montantes (+) et descendantes (-) sous la forme:

$$\begin{aligned} \frac{d\vec{L}^+}{d\delta} &= -\alpha\vec{L}^+ - \beta\vec{L}^- + \vec{Q}^+ \\ \frac{d\vec{L}^-}{d\delta} &= \beta\vec{L}^+ + \alpha\vec{L}^- + \vec{Q}^- \end{aligned} \quad (13)$$

et donc sous la forme matricielle, d'ordre  $2N$ , suivante:

$$\begin{vmatrix} \frac{d\vec{L}^+}{d\delta} \\ \frac{d\vec{L}^-}{d\delta} \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} -\alpha & -\beta \\ \beta & \alpha \end{vmatrix} \begin{vmatrix} \vec{L}^+ \\ \vec{L}^- \end{vmatrix} + \begin{vmatrix} \vec{Q}^+ \\ \vec{Q}^- \end{vmatrix}$$

Les coefficients  $\alpha$  et  $\beta$  s'écrivant comme suit:

$$\alpha = M^{-1}(WD^+ - I) \quad \text{et} \quad \beta = M^{-1}WD^-$$

avec les notations suivantes:

$I$  : matrice unitaire  $[\delta_{ij}]$  avec  $i, j=1, \dots, N$

$$M = [\mu_i \delta_{ij}]$$

$$W = [w_i \delta_{ij}]$$

$$D^+ = [D^m(\mu_i, \mu_j)] = [D^m(-\mu_i, -\mu_j)]$$

$$D^- = [D^m(-\mu_i, \mu_j)] = [D^m(\mu_i, -\mu_j)]$$

On a donc maintenant un système de  $2N$  équations différentielles ordinaires avec des coefficients constants.

## 4 Résolution du système différentiel

Pour résoudre le système (13), il faut d'abord calculer les solutions homogènes, c'est-à-dire  $\vec{Q}^\pm=0$ , puis les solutions particulières correspondant aux termes  $\vec{Q}$ .

On obtient alors:

$$L(\delta, \mu_i) = \underbrace{\sum_{j=-N, j \neq 0}^N C_j G_j(\mu_i) \exp(-k_j \delta)}_{\text{solutions homogènes}} + \overbrace{Z_o(\mu_i) \exp\left(\frac{-\delta}{\mu_o}\right)}^{\text{solutions particulières}} \quad (14)$$

avec  $k_j$  et  $G_j(\mu_i)$  les valeurs et vecteurs propres qui peuvent être obtenus par résolution du système matriciel et  $C_j$  et  $Z_o(\mu_i)$  les constantes d'intégrations calculées par la suite.

## 5 Conditions aux limites

Les conditions aux limites permettent d'écrire:

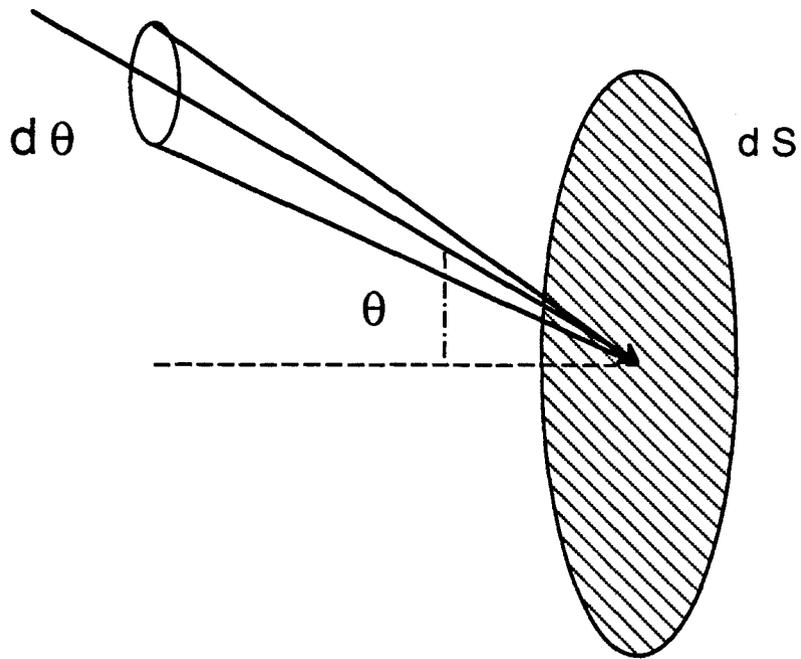
$I(\delta = 0, -\mu, \phi) = I_\infty(-\mu, \phi)$  :  $I_\infty$  étant la luminance incidente au sommet de l'atmosphère.

$I(\delta = \delta_i, +\mu, \phi) = I_g(\mu, \phi)$  :  $I_g$  étant la luminance au sol et  $\delta_L$  l'épaisseur optique totale.

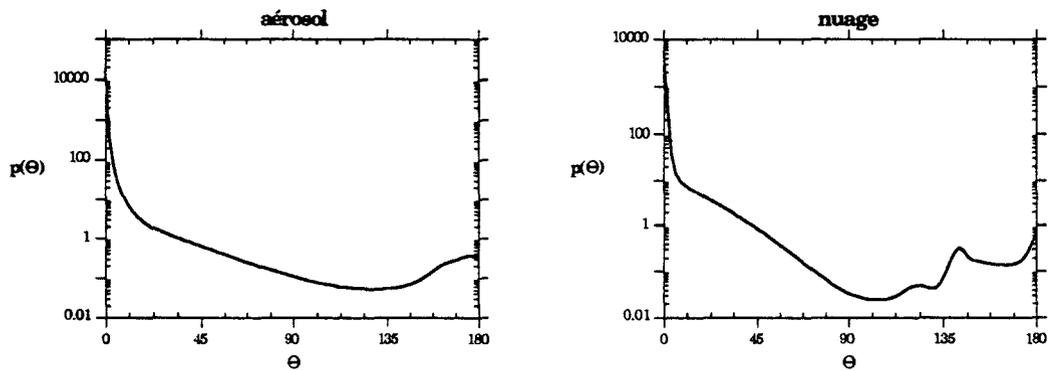
Nous devons également imposer que la luminance soit continue aux niveaux  $p$  séparant deux couches adjacentes:

- pour  $\delta = \delta_p$  :  $I_p(\delta_p, \mu, \phi) = I_{p+1}(\delta_p, \mu, \phi)$  avec  $p=1, \dots, L-1$

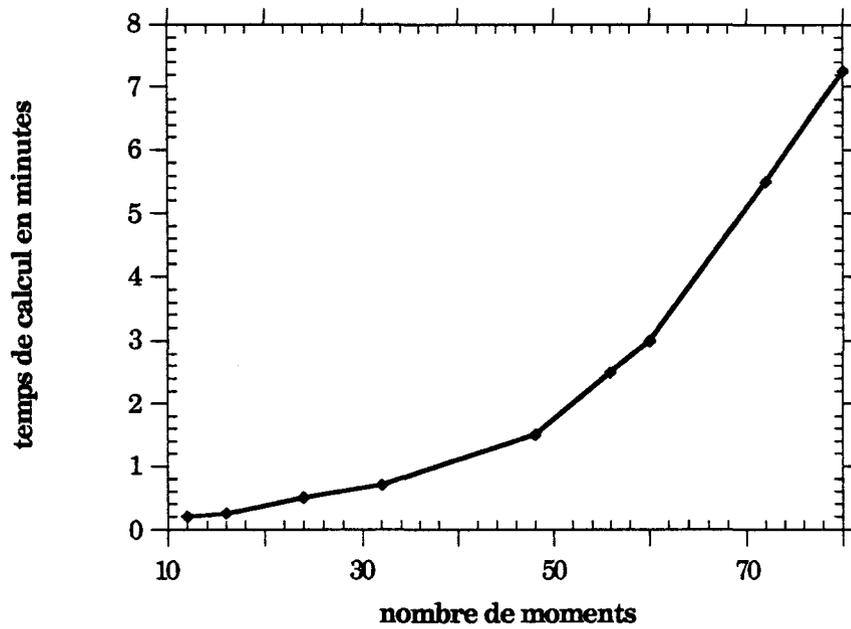
En utilisant ces conditions aux limites et les relations de continuité aux interfaces entre chaque couche, on obtient un système de  $(2N.L)(2N.L)$  équations qui permettent de déterminer les constantes d'intégrations  $C_{jp}$  et  $Z_o(\mu_i)$ . En pratique, les problèmes liés à l'implantation numérique de cette méthode conduisent à quelques aménagements supplémentaires avant d'obtenir les solutions finales.



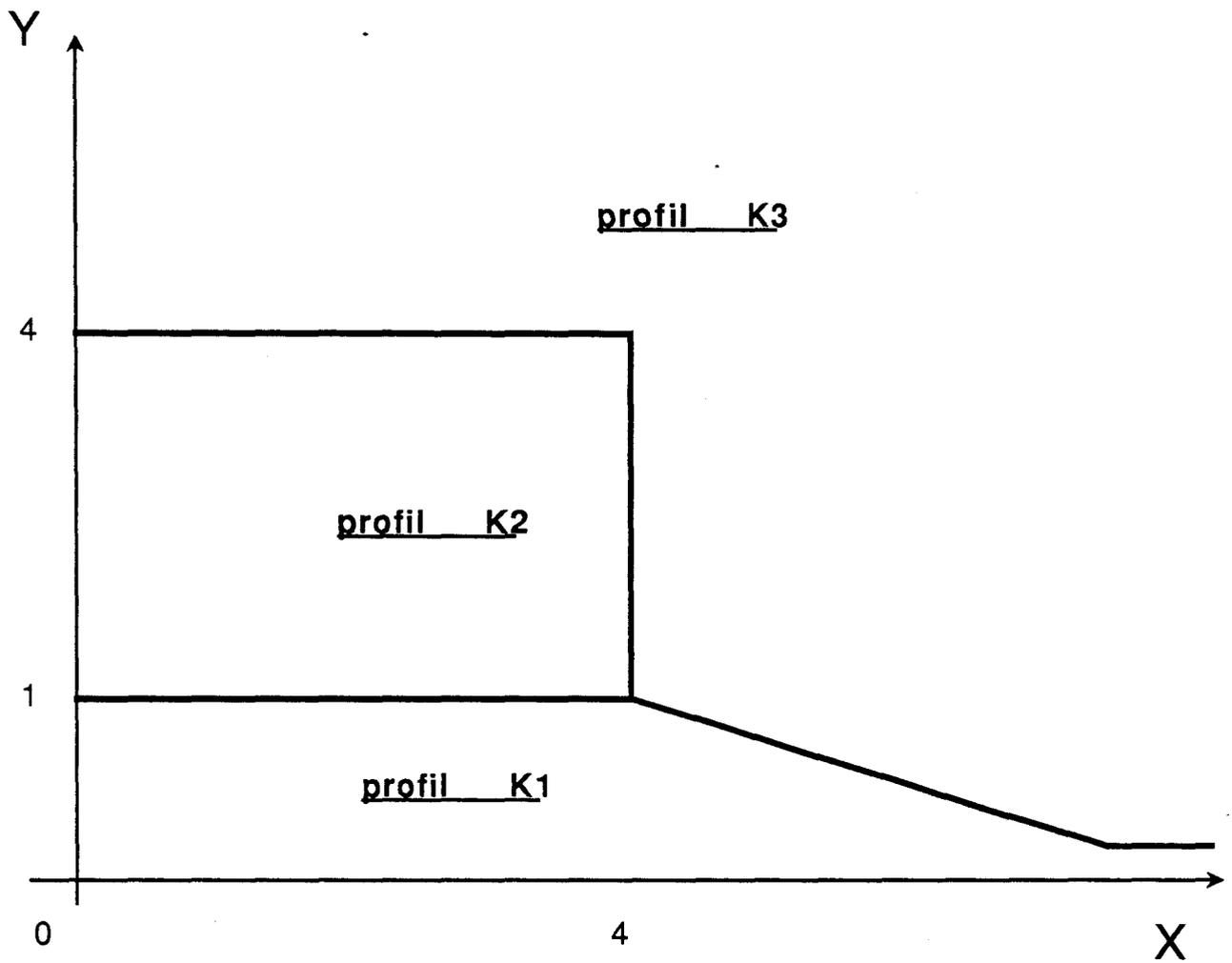
**Figure 1**



**Figure 2:** Exemples de fonctions de phase  $p(\theta)$ , en fonction de l'angle de diffusion  $\theta$ , pour un nuage de type standard C1 et pour des aérosols standards continentaux, à une fréquence de  $0.7 \mu\text{m}$ .



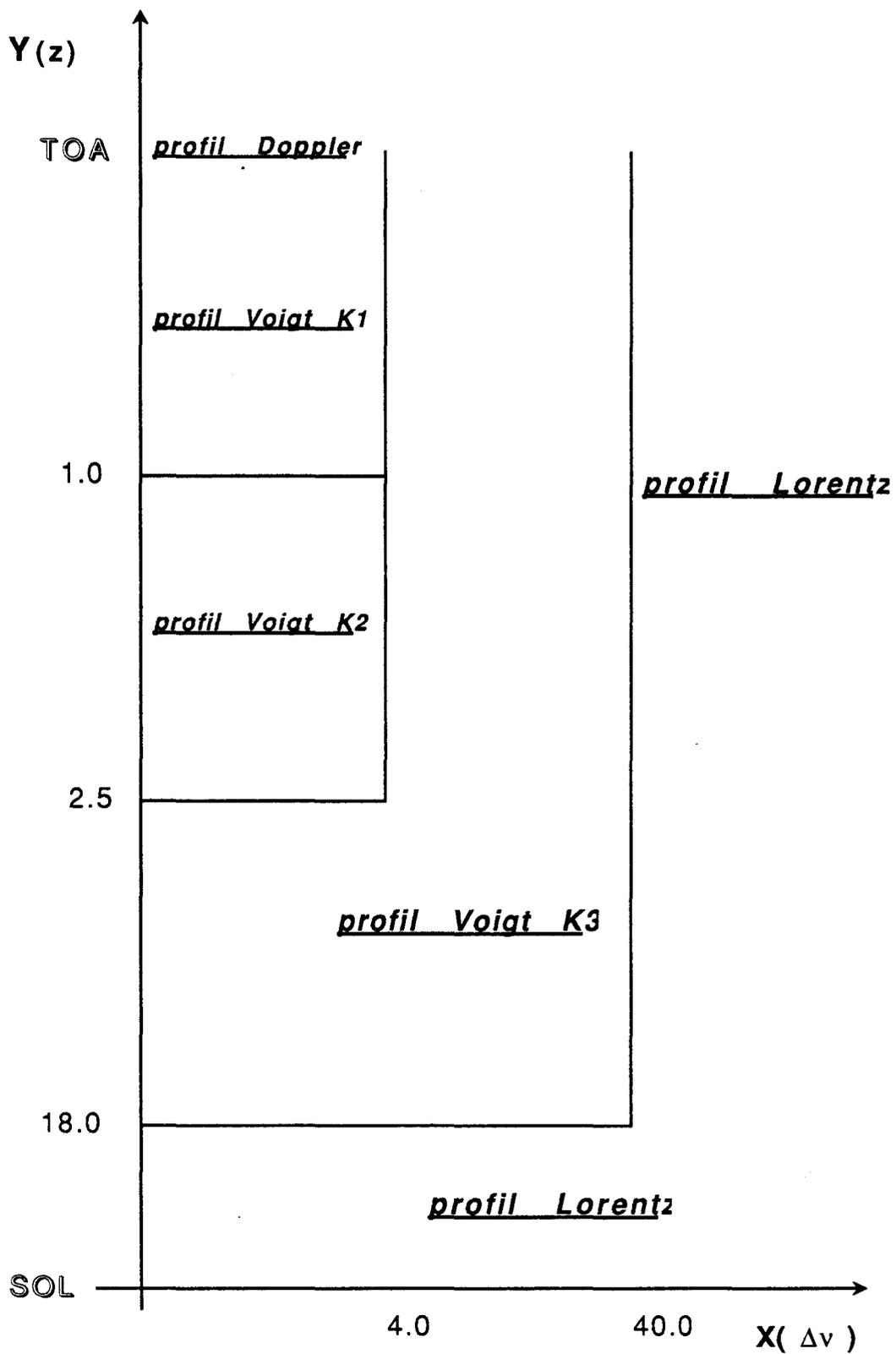
**Figure 3:** Temps de calcul (en minutes) pour la résolution de l'équation de transfert radiatif en milieu diffusant avec la méthode des ordonnées discrètes, en fonction du nombre de moments du développement en polynômes de Legendre de la fonction de diffusion. Ces temps de calcul sont donnés pour une couche diffusante et un angle d'incidence solaire de 60 degrés.



**Figure 4:** Définition des formes de Voigt approchées (K1,K2,K3) en fonction des paramètres X et Y (Armstrong, 1967).  
on rappelle que:

$$Y = (\alpha c (\text{Ln}2)^{1/2}) / \alpha d$$

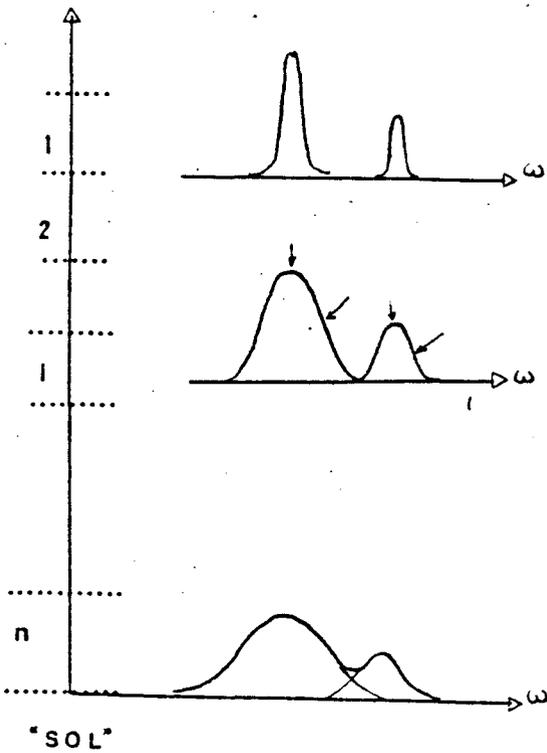
$$X = ((v - v_0) \cdot (\text{Ln}2)^{1/2}) / \alpha d$$



**Figure 5:** Choix du profil de raie dans STRANSAC en fonction du paramètre  $Y$ , fonction de l'altitude  $z$ , et du paramètre  $X$ , fonction de  $\Delta v = v - v_0$

"SOMMET" DE L'ATMOSPHERE

PAS DE REPRESENTATION  $d\omega$  D'UNE  
RAIE SPECTRALE ET NOMBRE N DE  
POINTS POUR 100  $\text{cm}^{-1}$



$d\omega = 10^{-4} \text{ cm}^{-1}$        $N = 10^6$

$d\omega = 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$        $N = 10^5$

$d\omega = 10^{-1} \text{ cm}^{-1}$        $N = 10^3$

FIGURE 7 (CHEDIN, 1981)

Variation du nombre de points représentant correctement  
une raie spectrale avec l'altitude.

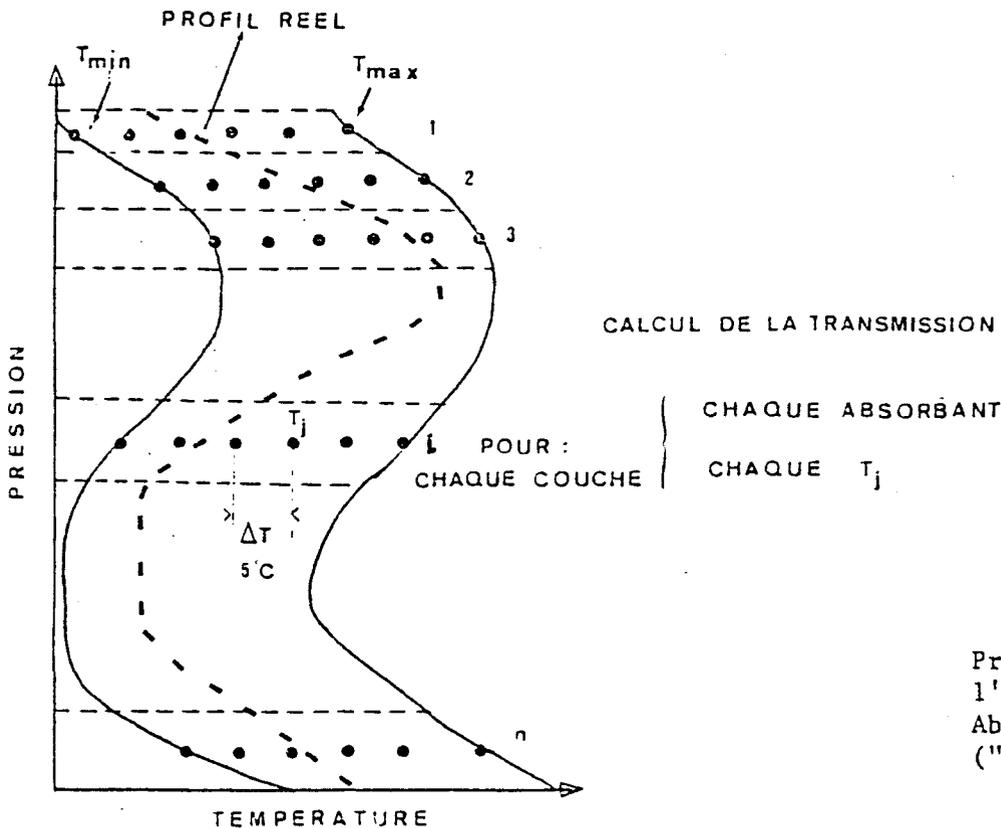
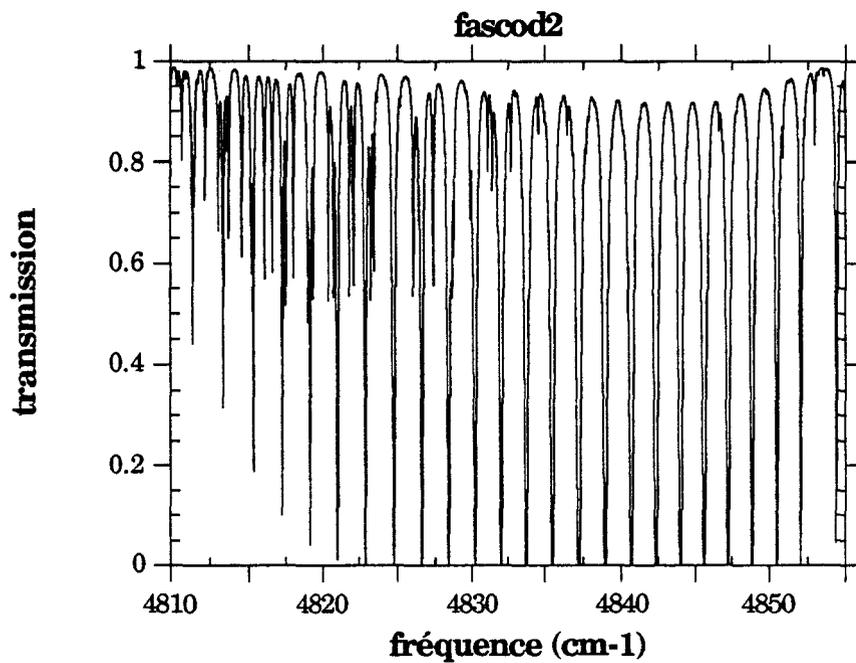
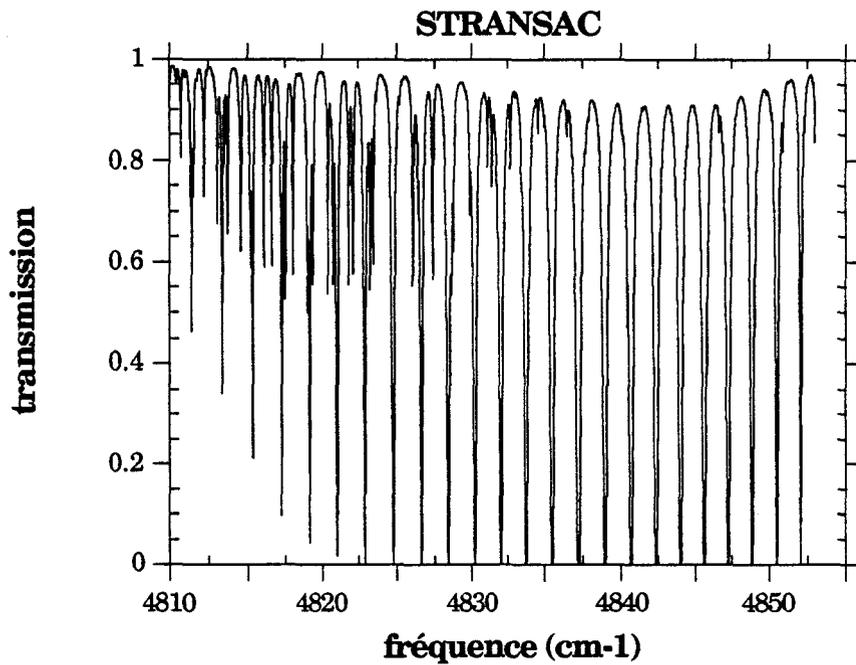
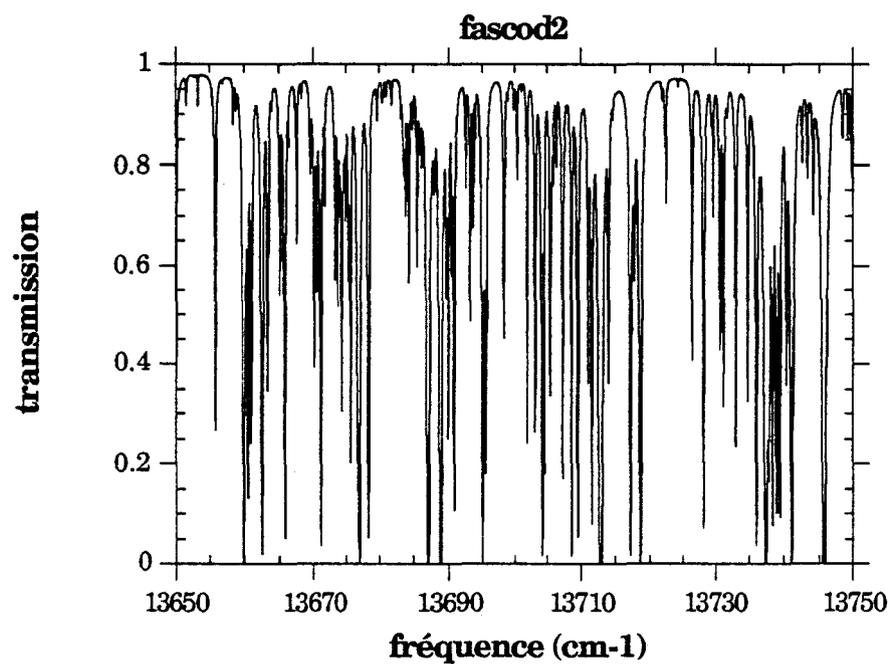
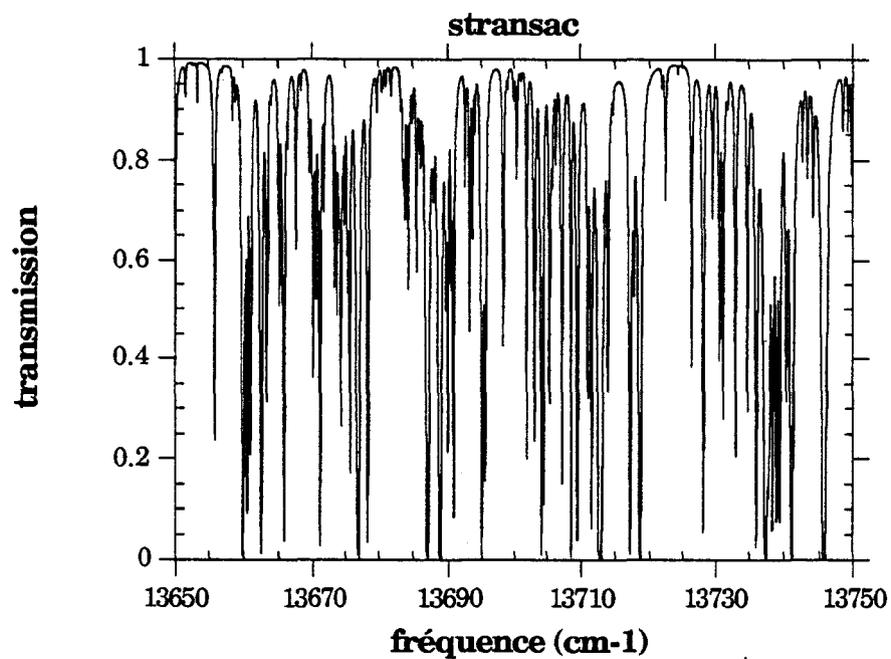


FIGURE 8 (CHEDIN, 1981)

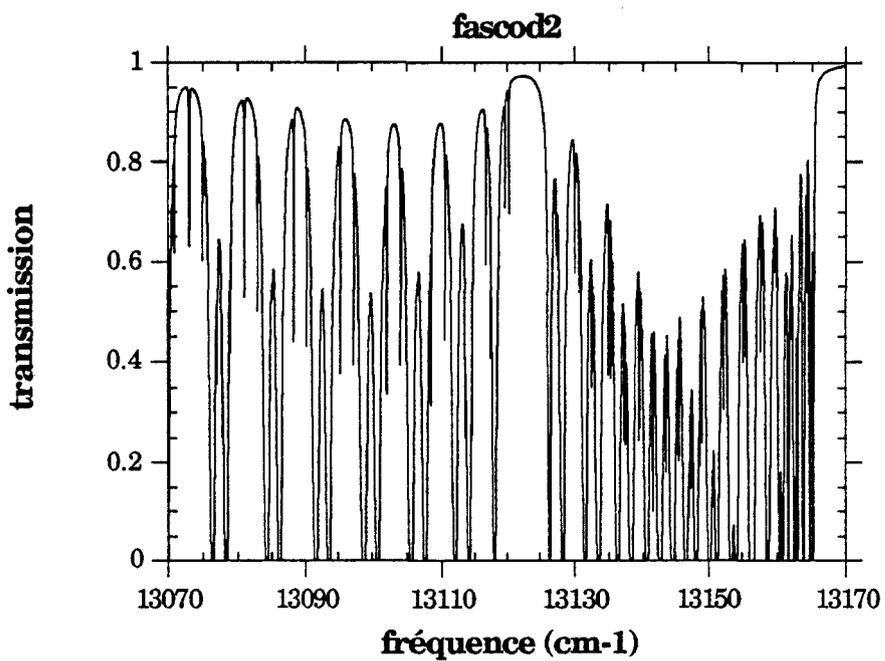
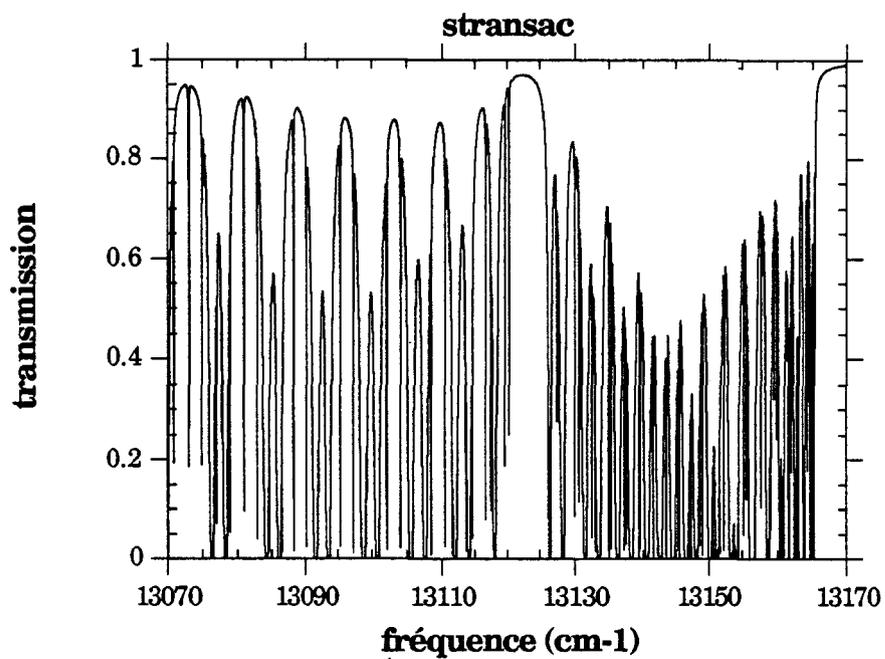
Principe de base de  
l'Atlas Automatisé des  
Absorptions Atmosphériques  
("4A").



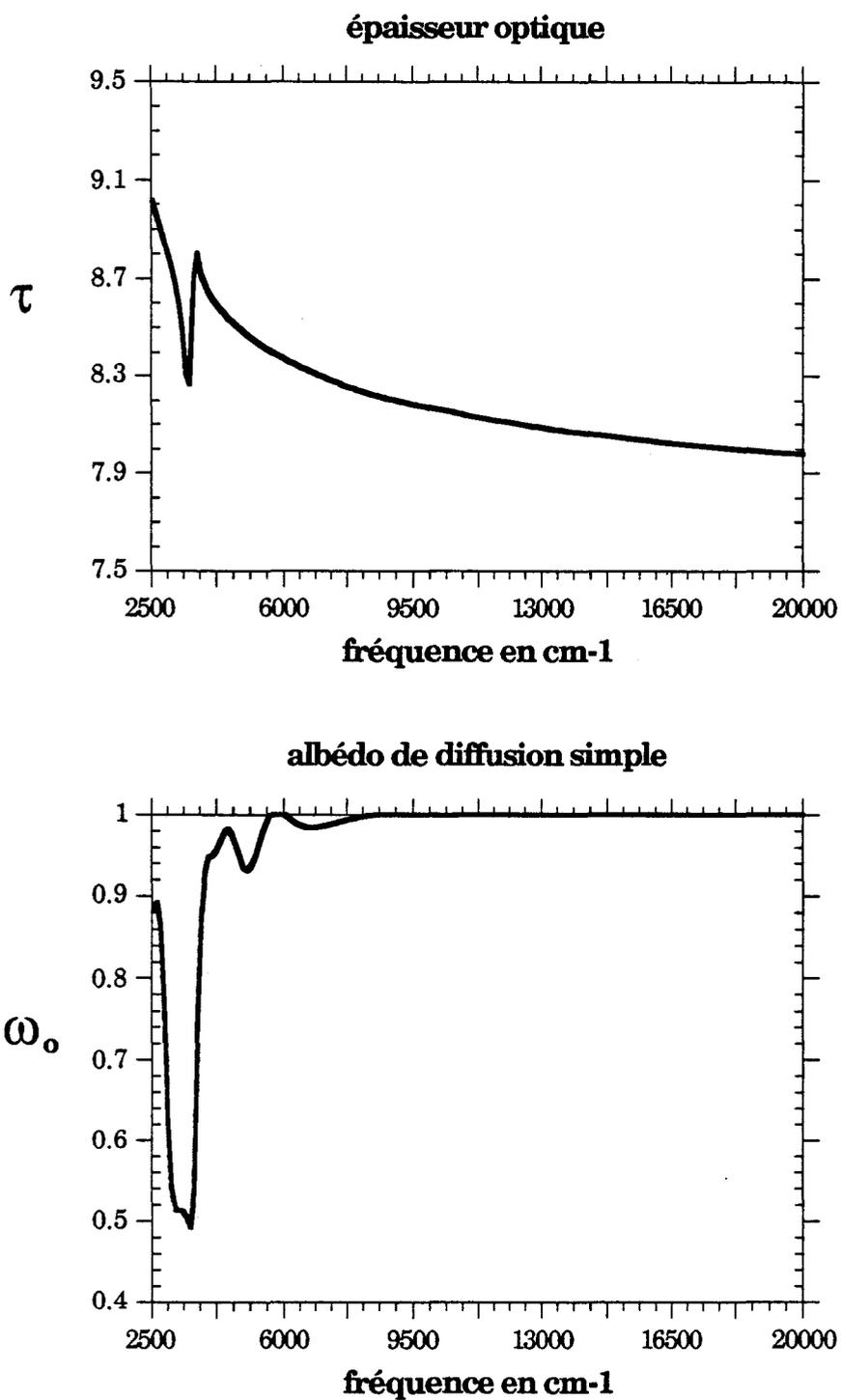
**Figure 9:** Transmissions atmosphériques calculées à l'aide de STRANSAC et de FASCOD2 pour une atmosphère tropicale, une masse d'air de 1.0 et pour l'absorption par le gaz carbonique.



**Figure 9:** (Suite) memes commentaires mais pour l'absorption par la vapeur d'eau.



**Figure 9:** (Suite) memes commentaires mais pour l'absorption par l'oxygène.



**Figure 11:** Variation des paramètres optiques diffusants en fonction de la fréquence: On a représenté l'épaisseur optique  $\tau$  et l'albédo de diffusion simple  $\omega_0$  d'un nuage standard de type strato-cumulus, en fonction de la fréquence par pas de 100 cm-1. L'épaisseur optique du nuage est de 8.0 à 550 nm(18000.0 cm-1).

## **Chapitre 2**

**Méthode rapide de calcul à haute  
résolution spectrale des luminances  
satellitaires en atmosphère  
diffusante dans le domaine des  
courtes longueurs d'onde**

# 1 Introduction

La diffusion est la principale difficulté rencontrée lors d'un calcul de transfert radiatif dans le domaine spectral des courtes longueurs d'onde. Le rayonnement solaire est atténué par les gaz absorbants, principalement la vapeur d'eau, le dioxyde de carbone, l'oxygène et l'ozone, et diffusé par les molécules, les aérosols et les gouttes liquides des nuages. Lorsque la diffusion et l'absorption apparaissent simultanément, il n'est plus possible de connaître la quantité réelle d'absorbant rencontrée par les photons. Ce problème est particulièrement important dans le cas de la vapeur d'eau, comme l'a montré l'intercomparaison des différents modèles de transfert radiatif dans le cadre de l'ICRCCM (International Comparisons of Radiation Codes for Climate Models) (Ellingson et Fouquart, 1991). En effet, les écarts constatés pour le calcul des flux solaires à la surface ou au sommet de l'atmosphère ont atteint 4 à 5 % pour des atmosphères standards et jusqu'à 10 % pour des cas nuageux. Puisque le flux solaire absorbé par la planète est en moyenne voisin de 240 Watts/m<sup>2</sup>, ces différences pourraient conduire à des erreurs systématiques, de l'ordre d'une dizaine de Watts/m<sup>2</sup>, dans les bilans radiatifs calculés. Cette erreur est considérable en comparaison, par exemple, au forçage d'environ 5 Watts/m<sup>2</sup> (IPCC, 1990) que représente, au sommet de l'atmosphère, le doublement en concentration de dioxyde de carbone.

Le problème devient encore plus délicat si l'on cherche à obtenir, non plus des flux radiatifs, mais des luminances directionnelles dont le calcul est rendu beaucoup plus complexe par la forte anisotropie du champ de rayonnement, particulièrement pour des milieux diffusants tels que les nuages et les aérosols. Or l'observation satellitaire est apparue comme l'un des outils les plus puissants, tant pour valider les modèles climatiques que pour recueillir les données nécessaires à ces derniers et le signal observé dans ce cas est une luminance directionnelle.

D'un point de vue théorique, le calcul précis à haute résolution spectrale, des luminances directionnelles, dans le cadre de l'approximation plan-parallèle, ne pose pas véritablement de problème. Il suffit pour cela de concevoir un programme dans lequel l'absorption par

les gaz est calculée à l'aide d'un modèle raie par raie (Scott et Chedin, 1981; Clough et al., 1985) et la diffusion par les nuages ou les aérosols calculée avec une méthode de résolution précise de l'équation de transfert radiatif en milieu diffusant (Lenoble, 1977). Cependant, en pratique les temps de calcul deviennent très rapidement considérables. En effet, si les propriétés diffusantes des nuages ou des aérosols varient lentement en fonction de la fréquence, il n'en est pas de même pour l'absorption. A titre d'exemple, si l'on veut tenir compte de façon précise de la structure très fine de l'absorption par les gaz, il faut utiliser un modèle raie par raie dont la résolution est inférieure au 1/100 de  $cm^{-1}$ , ce qui conduit pour l'intervalle spectral compris entre 0 et 18000  $cm^{-1}$ , là où se trouvent les raies absorbantes, à plus de deux millions de fréquences monochromatiques. Lorsque les interactions absorption-diffusion deviennent non négligeables, l'utilisation d'une méthode complexe de calcul de diffusions multiples à chaque fréquence rend très vite les calculs inextricables.

Ce chapitre décrit une méthode rapide de calcul du transfert radiatif, dans le domaine des courtes longueurs d'onde, permettant de simuler les luminances monochromatiques dans le cas d'une observation satellitaire et pour une atmosphère découpée en couches planes et homogènes. Les coefficients d'absorption par les gaz atmosphériques sont obtenus par un calcul raie par raie. Les interactions entre les diffusions multiples et l'absorption moléculaire sont traitées à partir d'un nombre réduit de résolutions précises de l'équation du transfert radiatif en milieu diffusant, permettant de tenir compte d'une façon réaliste de la présence d'une ou plusieurs couches nuageuses ainsi que de l'effet des aérosols.

## 2 Méthode approchée

Considérons  $N$  photons réfléchis ou transmis par un milieu diffusant. La luminance monochromatique correspondante  $I_\nu$  peut s'écrire:

$$\frac{I_\nu}{I_s} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \exp\left(-\int_0^{Z^{toa}} m_i(z)k_\nu(z)\rho(z)dz\right) \quad (1)$$

où  $k_\nu(z)$  représente le coefficient d'absorption à la fréquence  $\nu$  et à l'altitude  $z$ ,  $I_s$  la luminance pour  $k_\nu(z) = 0$ ,  $\rho(z)$  la masse volumique du gaz absorbant,  $Z^{toa}$  l'altitude du sommet de l'atmosphère et  $m_i(z)$  la masse d'air rencontrée le long du trajet réel du photon.

On peut noter que [1]  $m_i(z)$  ne dépend que des caractéristiques diffusantes de l'atmosphère [2] et qu'à une altitude  $z$  donnée,  $m_i(z)$  est nul si le photon a été réfléchi à une altitude supérieure.

## 2.1 Cas où le coefficient d'absorption est indépendant de l'altitude

Dans ce cas l'expression (1) peut s'écrire:

$$\frac{I_\nu}{I_s} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \exp(-k_\nu \int_0^{Z^{toa}} m_i(z) \rho(z) dz) \quad (2)$$

Pour un milieu diffusant donné, le rapport (2) n'est fonction que du coefficient d'absorption  $k_\nu$ . On peut alors calculer de façon précise les rapports  $I_\nu/I_s$ , à l'aide d'une méthode de résolution de l'équation de transfert radiatif en milieu diffusant, pour différentes valeurs de  $k_\nu$  réparties sur l'intervalle  $[0, +\infty[$ . A partir de ces valeurs précalculées, on détermine ensuite, par interpolation, la luminance monochromatique approchée, pour chaque valeur de  $k_\nu$  calculée par le modèle raie par raie. Les caractéristiques de diffusion étant lentement variables par rapport à  $k_\nu$ , les calculs précis des rapports  $I_\nu/I_s$  restent valables pour des intervalles spectraux larges par rapport à la résolution spectrale nominale du modèle raie par raie.

## 2.2 Cas d'une atmosphère inhomogène: raie isolée

La principale difficulté pour le calcul des luminances est liée, dans ce cas, à la dépendance en altitude du coefficient d'absorption, qui peut-être très variable selon le type d'absorption rencontré. La figure 1 présente quelques exemples de profils verticaux d'absorption. Ils ont été calculés à l'aide de STRANSAC, pour une raie de vapeur d'eau, pour une atmosphère tropicale et pour des cas d'absorption forte, faible et intermédiaire.

Dans un souci de clarté, nous avons présenté, dans un premier temps, notre méthode pour une raie isolée, avant de la valider et de l'appliquer à des situations plus réalistes.

### 2.2.1 Cas des ailes de raie

Ce type d'absorption représente le cas le plus simple car il est alors possible d'exprimer  $k_\nu$  sous une forme analytique. En effet, les ailes de raie ont toujours une forme de type lorentzienne, dans ces conditions:

$$k_\nu(z) = S(z) \cdot f_\nu(z) \quad (3)$$

où  $S$  représente l'intensité de la raie et  $f$  son facteur de forme (chapitre 1):

$$S(z) = S(T_0) \left( \frac{T_0}{T(z)} \right)^n \exp\left( -\frac{E''}{k} \frac{(T_0 - T(z))}{T_0 T(z)} \right) \quad (4)$$

$$f_\nu(z) = \frac{\alpha(z)}{\pi[(\nu - \nu_0)^2 + \alpha^2(z)]} \quad (5)$$

$$\alpha(z) = \alpha(T_0, P_0) \frac{P(z)}{P_0} \left( \frac{T_0}{T(z)} \right)^s \quad (6)$$

$E''$  est l'énergie du niveau de base de la transition correspondant à la raie,  $k$  la constante de Boltzman,  $n$  et  $s$  des paramètres dépendant de la nature de la molécule,  $\nu_0$  la fréquence de transition de la raie et  $\alpha$  la demi-largeur de la raie. Les valeurs de  $\alpha$ ,  $E''$ ,  $\nu_0$  et  $S(T_0)$  sont directement accessibles à partir de la banque de données GEISA, aux pression et température de référence  $P_0$  et  $T_0$ . Pour ces conditions de référence, le coefficient d'absorption s'exprime comme:

$$k_\nu^0 = \frac{S_0 \alpha_0}{\pi[(\nu - \nu_0)^2 + \alpha_0^2]} \quad (7)$$

En fait, dans les ailes  $(\nu - \nu_0)^2 \gg \alpha^2(z)$  et on peut approximer le coefficient d'absorption par la relation:

$$k_\nu(z) \simeq \frac{S(z) \alpha(z)}{\pi(\nu - \nu_0)^2} \quad (8)$$

On peut alors décomposer le coefficient d'absorption  $k_\nu(z)$  en un terme indépendant de la fréquence et un terme indépendant de l'altitude:

$$k_\nu(z) \simeq h(z).k_\nu^0 \quad (9)$$

avec

$$k_\nu^0 = \frac{S_0 \alpha_0}{\pi(\nu - \nu_0)^2} \quad (10)$$

et

$$h(z) = \frac{S(z)\alpha(z)}{S_0 \alpha_0} \quad (11)$$

$h(z)$  exprime la dépendance en altitude du coefficient d'absorption dans les ailes de raie et son expression analytique est donnée par:

$$h(z) = \frac{P(z)}{P_0} \left( \frac{T_0}{T(z)} \right)^{(n+s)} \exp\left( -\frac{E''}{k} \frac{(T_0 - T(z))}{T_0 T(z)} \right) \quad (12)$$

A partir de cette approximation, l'expression (1) peut s'écrire:

$$\frac{I_\nu}{I_s} \simeq \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \exp(-k_\nu^0 \int_0^{z_{toa}} m_i(z) h(z) \rho(z) dz) \quad (13)$$

ce qui ramène au cas homogène précédent.

Dans le cas d'une raie isolée et pour les ailes de raie  $((\nu - \nu_0)^2 \gg \alpha^2)$ , le coefficient d'absorption peut-être décomposé, en toute rigueur, en un terme indépendant de la fréquence  $h(z)$  et un terme indépendant de l'altitude  $k_\nu^0$ . Lorsque l'on considère le cas réaliste de plusieurs raies absorbantes, l'énergie  $E''$  est spécifique à chaque transition et le terme exponentiel de l'expression (12) n'est plus indépendant de la fréquence. En pratique, on considère un profil  $h(z)$  associé à une valeur moyenne de  $E''$  sur l'intervalle spectral considéré. L'impact de cette approximation sur les luminances calculées sera étudié lors des comparaisons avec le calcul exact.

La décomposition du coefficient d'absorption est donc d'autant plus justifiée [1] que l'on considère les ailes de raie lointaines et [2] que le profil de température est proche de l'isotherme car dans ce cas  $h(z)$  ne dépend plus de la fréquence puisque d'après la relation (12) on obtient  $h(z) = P(z)/P_0$ .

### 2.2.2 Généralisation à l'ensemble de la raie

Dans le cas des ailes de raie, les variations du coefficient d'absorption avec la pression, fonction de l'altitude, et avec la fréquence peuvent être découplées. Dans ces conditions, il existe une relation définie, indépendante de la fréquence, entre les caractéristiques d'absorption et de diffusion de l'atmosphère. Le champ des luminances peut donc être calculé en résolvant l'équation de transfert pour une structure verticale donnée, indépendante de la fréquence; l'interpolation est donc possible.

Dans le cas général,  $f_\nu(z)$  a la forme de Lorentz (5) et le découplage entre les dépendances en fréquence et en altitude n'est plus possible. La situation est d'ailleurs encore plus complexe puisque la forme prépondérante dans les centres de raie, aux altitudes élevées, est la forme de Voigt et dans ce cas la variation du coefficient d'absorption avec la pression ne s'exprime plus sous une forme analytique simple. En pratique, cependant, la variation en altitude du coefficient d'absorption la plus fréquemment rencontrée sur un intervalle spectral suffisamment large est celle correspondant aux ailes de raie, c'est à dire une dépendance proportionnelle à la pression.

L'approximation consiste donc à étendre à l'ensemble de la raie la dépendance en altitude trouvée dans les ailes ( $h(z) \propto P(z)/P_0$ ) et à déterminer  $k_\nu^0$  de façon à compenser les erreurs ainsi introduites. Afin de le distinguer du cas des ailes de raie, nous le noterons  $k_\nu^{0*}$ .

Le paramètre  $k_\nu^0$  déterminé dans les ailes de raie correspond en pratique au cas d'une absorption faible. Or le parcours moyen des photons réfléchis par une atmosphère diffuse dépend de l'intensité de l'absorption. Le schéma 1 illustre cette dépendance: Dans le cas de l'absorption forte, les photons contribuant à la luminance observée proviennent principalement de la diffusion dans les couches hautes de l'atmosphère. En effet les photons diffusés plus profondément sont très rapidement absorbés, le produit de la quantité d'absorbant rencontrée par le coefficient d'absorption étant important. Dans le cas de l'absorption faible, les photons peuvent diffuser plus facilement dans les différentes couches de l'atmosphère.

La valeur de  $k_\nu^{0*}$  recherchée doit donc prendre en compte, au mieux, les écarts avec le profil vertical vrai. Il est aisément possible de le déterminer dans le cas d'une atmosphère claire où le trajet des photons et donc le poids relatif des pressions et températures rencontrées sont connus. On cherche donc à déterminer le trajet en atmosphère claire le plus probable. Dans ce cas, en effet,  $k_\nu^{0*}$  pourrait être défini formellement, en écrivant que l'absorption du rayonnement à la fréquence  $\nu$  doit être la même pour le profil approché que pour le profil réel, soit:

$$\exp(-m \int_{Z^*}^{Z^{toa}} k_\nu(z) \rho(z) dz) = \exp(-mk_\nu^{0*} \int_{Z^*}^{Z^{toa}} h(z) \rho(z) dz) \quad (14)$$

où  $Z^*$  représente l'altitude à laquelle le rayonnement est réfléchi. On en déduit:

$$k_\nu^{0*} = \frac{\int_{Z^*}^{Z^{toa}} k_\nu(z) \rho(z) dz}{\int_{Z^*}^{Z^{toa}} h(z) \rho(z) dz} \quad (15)$$

Dans le cas de l'atmosphère diffusante (expression (1)), la masse d'air n'est plus définie ainsi que l'altitude du niveau de réflexion. On peut cependant remarquer que ces deux paramètres ne sont, en fait, que des intermédiaires dans le calcul de  $k_\nu^{0*}$ , la masse d'air s'éliminant d'ailleurs dans l'expression (15). On remplace donc, pour déterminer  $k_\nu^{0*}$ , l'atmosphère diffusante réelle, par une atmosphère claire équivalente dont les caractéristiques sont telles qu'elle donne la même absorption du rayonnement. L'atmosphère claire équivalente a évidemment la même dépendance, vis à vis de l'altitude, que l'atmosphère véritable.

Il est alors possible de tenir approximativement compte de la dépendance effective du coefficient d'absorption; l'influence essentielle de la diffusion est exprimée par l'intermédiaire du niveau  $Z^*$ . Le schéma 2 permet d'illustrer, pour une même valeur de coefficient d'absorption, la dépendance de  $Z^*$  vis à vis de la répartition verticale des diffusants dans l'atmosphère. Deux cas sont considérés:

Dans le premier cas (schéma inférieur) l'atmosphère ne comprend qu'une seule couche diffusante, un nuage bas, les photons sont donc réfléchis par le sol ou par le nuage. Dans le deuxième cas, un nuage haut semi-transparent a été rajouté. Dans cette deuxième situation, une part plus ou moins importante des photons est réfléchi par le nuage supérieur et le niveau moyen de réflexion est évidemment plus élevé. Si l'épaisseur optique du nuage supérieur devient très grande,  $Z^*$  est très proche de l'altitude du sommet du nuage

supérieur et l'absorption est indépendante des caractéristiques de l'atmosphère inférieure. Pour chacun de ces schémas, la masse d'air du trajet équivalent est celle rencontrée dans le cas clair, avec une masse d'air  $m = 1/\mu_v + 1/\mu_s$  (avec  $\mu_v$  et  $\mu_s$  les cosinus des angles de visée et d'incidence solaire). Ce choix est arbitraire mais n'a pas d'impact direct sur les résultats puisque  $k_\nu^{0*}$  est indépendant de  $m$ , mais il est, par contre, le plus probable dans les cas où le rayonnement direct reste prépondérant.

L'expression (1) s'écrit donc maintenant:

$$\frac{I_\nu}{I_s} \simeq \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \exp(-k_\nu^{0*} \int_0^{Z^{toa}} m_i(z) h(z) \rho(z) dz) \quad (16)$$

Il ne reste donc, compte tenu de l'élimination de la masse d'air dans l'expression de  $k_\nu^{0*}$ , qu'un seul paramètre à déterminer, à savoir le niveau de réflexion équivalent  $Z^*$ . Ce dernier est défini en écrivant que l'absorption du rayonnement réfléchi par l'atmosphère claire équivalente est la même que pour l'atmosphère diffusante réelle, c'est à dire:

$$\exp(-m \int_{Z^*}^{Z^{toa}} k_\nu(z) \rho(z) dz) = \left(\frac{I_\nu}{I_s}\right)_{dif} \quad (17)$$

où  $(I_\nu/I_s)_{dif}$  correspond au cas diffusant, pour un profil vertical donné du coefficient d'absorption.

### 2.2.3 Détermination de $Z^*$

L'approximation qui consiste à remplacer une atmosphère diffusante complexe, comprenant éventuellement plusieurs couches nuageuses, par une atmosphère claire équivalente est évidemment une approximation grossière. Cependant, les luminances réfléchies ne dépendent de  $Z^*$  que de façon très indirecte par l'intermédiaire de  $k_\nu^{0*}$ . C'est ce dernier paramètre qui joue le rôle prépondérant pour décrire la dépendance spectrale du rayonnement diffusé, puisque c'est lui qui sert à l'interpolation parmi les luminances  $I_\nu/I_s$  calculées pour l'atmosphère diffusante.

L'examen de l'expression (15), qui définit  $k_\nu^{0*}$ , montre que  $Z^*$  sert, en fait, à donner

aux couches les plus basses de l'atmosphère un rôle plus ou moins important et à corriger ainsi la dépendance en pression et en température fixée par  $h(z)$ , c'est à dire celle des ailes de raie. Puisqu'il ne s'agit là que d'une correction, on conçoit que  $Z^*$  puisse être déterminé de façon grossière sans que cela ait un impact dramatique sur les luminances calculées, les effets les plus importants, la dépendance spectrale de l'absorption et la structure verticale de l'atmosphère diffusante, étant pris en compte précisément.

$Z^*$  est déterminé en écrivant que l'absorption du rayonnement réfléchi par l'atmosphère claire équivalente doit être la même que celle du rayonnement réfléchi par l'atmosphère diffusante. Pratiquement, cela nécessite de pouvoir calculer  $(I_\nu/I_s)_{dif}$ , donc de fixer le profil vertical du coefficient d'absorption. Pour déterminer  $Z^*$  on se contente d'un profil idéalisé simple, que l'on notera  $g(z)$ . Comme le montre la figure 1, ce profil varie entre une dépendance en  $P$ , caractéristique des ailes de raie et une dépendance en  $1/P$  caractéristique des centres de raie. Afin de choisir le profil d'absorption  $g(z)$ , on peut faire les deux remarques suivantes: [1] le régime en  $1/P$  est très caractéristique du centre de la raie et donc le moins fréquent sur des intervalles spectraux larges, [2] dans le cas des ailes de raie, les luminances sont indépendantes de  $Z^*$ . En effet, ce paramètre intervient dans le calcul de  $k_\nu^{0*}$ . Cependant, on a vu que lorsque l'on considère le cas des ailes de raie,  $k_\nu^{0*} \simeq k_\nu^0$  or  $k_\nu^0$  ne dépend pas de  $Z^*$ . Il paraît alors intéressant de choisir un profil  $g(z)$  intermédiaire aux régimes en  $P$  et  $1/P$ . Nous avons donc présenté, lors des tests dans la section suivante, les résultats en utilisant les profils d'absorption suivants:  $g(z) \propto P^{1/2}$ ,  $g(z) \propto 1$  et  $g(z) \propto P^{-1/2}$ .

Puisqu'il dépend de l'efficacité de l'absorption (schéma 1),  $Z^*$  dépend donc de la fréquence et devrait être, en théorie, déterminé monochromatiquement. En pratique on peut définir des "classes d'absorption", en fonction de l'intensité de l'absorption, correspondant à des valeurs données de  $Z^*$  ou encore essayer de déterminer un seul niveau  $Z^*$  permettant d'obtenir un accord global satisfaisant pour l'ensemble de la raie. Les luminances diffusées  $I_\nu^{dif}$  sont donc calculées pour un ensemble de valeurs de  $k_\nu^i$ , avec  $k_\nu(z) = k_\nu^i \cdot g(z)$ . Pour ces mêmes valeurs de  $k_\nu(z)$ , les luminances réfléchies  $I_\nu^{cl}(Z^*)$  par l'atmosphère claire sont calculées pour différentes valeurs du niveau de réflexion  $Z^*$ . Il est donc possible de définir

un niveau de réflexion équivalent  $Z^*$  par classe d'absorption ou de chercher une valeur de  $Z^*$  indépendante de l'intensité de l'absorption. Cette valeur est celle qui minimise l'écart quadratique défini par:

$$\sum_i (I_\nu^{cl}(k_i, Z^*) - I_\nu^{dif}(k_i))^2 \quad (18)$$

Le paragraphe suivant présente les résultats des tests effectués pour les 2 méthodes.

### 3 Mise en pratique: détermination de $Z^*$ et tests

#### 3.1 Caractéristiques des cas étudiés

Pour évaluer la validité d'une approximation, il faut comparer les résultats qu'elle fournit à des résultats exacts pour une large variété de conditions. Dans le cas présent l'objectif est de coupler l'absorption moléculaire et la diffusion; l'approximation recherchée doit donc simuler le plus précisément possible l'influence des processus de diffusion sur l'absorption moléculaire.

Puisque cette influence se traduit par une modification plus ou moins importante de la quantité d'absorbant rencontrée par les photons, les cas tests doivent couvrir, outre les cas d'absorption forte et faible, les cas de distributions très irrégulières des absorbants ou des diffusants en fonction de l'altitude.

#### Absorption moléculaire

Nous avons retenu deux gaz absorbants possédant des répartitions verticales bien différentes: la vapeur d'eau et l'oxygène dont les concentrations sont respectivement variable et constante en fonction de l'altitude. L'atmosphère a été découpée en couches homogènes parallèles suivant le profil tropical de référence de Mac Clatchey et al. (1972). Les quantités d'absorbant de vapeur d'eau ont été modifiées afin d'obtenir 100% d'humidité à l'intérieur des nuages. La figure 2 présente les variations, en fonction de l'altitude, des

quantités d'absorbant. Les données spectroscopiques relatives à ces deux gaz sont issues de la banque de données GEISA (Gestion et Etude des Informations Spectroscopiques Atmosphériques) du Laboratoire de Météorologie Dynamique de Paris (LMD) (Husson et al., 1991). A partir de ces données, on peut utiliser le modèle raie par raie STRANSAC du LMD (Scott, 1974) pour obtenir les coefficients d'absorption monochromatiques dans chaque couche atmosphérique. En effet, le modèle raie par raie STRANSAC permet de constituer des "Atlas" de transmissions précalculées qui sont ensuite exploités par le code plus récent et plus rapide 4A (Atlas Automatisé des Absorptions Atmosphériques) (Scott et Chedin, 1981) du LMD. Cependant ces Atlas ne sont pas pour l'instant disponibles dans le domaine des courtes longueurs d'onde, il n'a donc pas été possible d'utiliser directement 4A pour nos simulations.

Nous avons présenté sur la figure 3 les transmissions calculées à l'aide de STRANSAC pour chacune des raies absorbantes choisies, pour une atmosphère tropicale et une masse d'air de 1. Elles correspondent à des raies de vapeur d'eau et d'oxygène, pour lesquelles on a fait varier l'intensité  $S$  afin d'effectuer les tests dans les cas de raie d'absorption faible, forte et intermédiaire.

Les raies d'absorption par la vapeur d'eau sont définies par les paramètres spectroscopiques suivants:  $\alpha = 0.116 \text{ cm}^{-1}$ ,  $\nu_0 = 13750.0 \text{ cm}^{-1}$ ,  $E'' = 661.549 \text{ cm}^{-1}$ ,  $S = 1.14 \cdot 10^{-23} \text{ cm.molecule}^{-1}$  (raie faible),  $S = 1.14 \cdot 10^{-22} \text{ cm.molecule}^{-1}$  (raie moyenne) et  $S = 1.14 \cdot 10^{-21} \text{ cm.molecule}^{-1}$  (raie forte).

Pour les raies d'absorption par l'oxygène, on a choisi:  $\alpha = 0.058 \text{ cm}^{-1}$ ,  $\nu_0 = 13112.0 \text{ cm}^{-1}$ ,  $E'' = 18.337 \text{ cm}^{-1}$ ,  $S = 5.0 \cdot 10^{-27} \text{ cm.molecule}^{-1}$  (raie faible),  $S = 5.0 \cdot 10^{-25} \text{ cm.molecule}^{-1}$  (raie moyenne) et  $S = 5.0 \cdot 10^{-24} \text{ cm.molecule}^{-1}$  (raie forte).

## Diffusion

La résolution de l'équation de transfert radiatif dans une atmosphère diffusante horizontalement homogène (approximation plan-parallèle) peut être effectuée à l'aide de la méthode des ordonnées discrètes (OD) (Chandrasekhar, 1960). Elle utilise une décomposition en polynômes de Legendre pour la fonction de phase et la luminance. En pratique, 24 termes pour cette décomposition et l'emploi de la Delta-M approximation (Wiscombe, 1977) permettent généralement d'approximer de façon satisfaisante la fonction de phase exacte (voir chapitre 1). Le code numérique des OD a été obtenu auprès du Goddard Space Flight Center (Stamnes et al., 1988).

Chaque couche homogène est définie par les paramètres optiques suivants: l'épaisseur optique  $\delta$ , l'albédo de diffusion simple  $\bar{\omega}_0$  et la fonction de diffusion  $P(\Theta)$ .

Afin de disposer de situations représentatives des difficultés provenant des interactions absorption/diffusion, nous avons retenu, pour la présentation des résultats, deux modèles atmosphériques pour lesquels les paramètres diffusants cités précédemment ont des variations en altitude bien différentes (schéma 3 et 4):

1. Tout d'abord le cas d'une brume d'aérosols au-dessus de l'océan.
2. Ensuite le cas de deux nuages respectivement dans une couche haute et basse de la troposphère.

### Diffusion par les aérosols

Nous avons considéré une brume sèche d'aérosols, correspondant à une expulsion de poussières sahariennes au dessus de l'océan Atlantique. Les aérosols sont répartis entre le sol et 12 km et ont une épaisseur optique totale de 3.065 (Modèle standard MARITIME II WMO, 1986). Les paramètres optiques de ces aérosols ont été calculés à partir de la théorie de Mie. Nous avons également tenu compte de la diffusion moléculaire. Dans le cas de la diffusion par les aérosols, la proportion de photons uniquement diffusés par l'atmosphère

est faible devant celle correspondant aux photons directement transmis et réfléchis par le sol. Afin de ne pas contaminer le signal diffus et pour se placer dans les conditions les plus défavorables, on impose dans ce cas une réflexion de sol nulle. Cette valeur est réaliste si l'on considère le cas d'une atmosphère au dessus de l'océan.

Les fonctions de diffusion des aérosols sont présentées sur la figure 4.

### Diffusion par les nuages

Nous avons choisi deux nuages:

Un nuage bas, de type strato-cumulus, d'épaisseur optique égale à 8.0, avec un rayon effectif pour les gouttes liquides de  $12 \mu m$ . Ce nuage est situé entre le premier et le deuxième kilomètre. Le contenu intégré en eau liquide  $W$  est égal à  $64.0 g/m^2$ ,  $\overline{\omega_0}$  et le facteur d'asymétrie  $g$  valent respectivement 1.0 et 0.861.

Un nuage haut d'épaisseur optique égale à 2.0 de type Cirrus situé entre le dixième et le onzième kilomètre. Pour le cirrus,  $\overline{\omega_0} = 1.0$ ,  $g = 0.9496$  et  $W_I = 1.21 \cdot 10^{-3} gcm^{-2}$ .  $W_I$  représente le contenu intégré en glace du nuage.

De nouveau nous avons pris en compte la diffusion moléculaire ainsi que la présence d'aérosols de type CONTINENTAL I (WMO, 1986). La réflectance lambertienne pour le sol est égale à 0.2, valeur classique pour le domaine spectral visible.

Les fonctions de diffusion des nuages sont présentées sur la figure 5.

## 3.2 Résultats

Nous avons calculé les rapports exacts et approchés  $I_\nu/I_s$ , ainsi que l'écart maximal absolu (EMA), l'écart maximal relatif (EMR) exprimé en % et l'écart quadratique moyen (EQM), pour l'ensemble de la raie et définis par:

$$EMA = \max(I_\nu^{approche} - I_\nu^{exacte})/I_s \quad (19)$$

$$EMR(\%) = \max((I_{\nu}^{approchee} - I_{\nu}^{exacte})/I_{\nu}^{exacte}) \quad (20)$$

$$EQM = \sqrt{\left(\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (Ecart_i)^2\right)} \quad (21)$$

avec

$$Ecart_i = (I_{\nu_i}^{approchee} - I_{\nu_i}^{exacte})/I_{\nu_i}^s \quad (22)$$

Ces résultats sont présentés pour différentes conditions d'observation  $\theta_s$  et  $\theta_v$ , pour les raies forte, faible et intermédiaire et pour les atmosphères définies dans le paragraphe 3.

### 3.2.1 Détermination de $Z^*$ par classes d'absorption

Nous avons considéré différents profils d'absorption  $g(z)$  tels que:  $g(z) \propto P^{1/2}$ ,  $g(z) \propto 1$  et  $g(z) \propto P^{-1/2}$ .

Lorsque l'absorption devient très forte, les luminances calculées peuvent être très faibles et l'écart relatif maximal très grand. Nous n'avons donc conservé, pour présenter les résultats (tableaux 1 à 12), que les écarts relatifs maximaux correspondant à des valeurs de  $I_{\nu}$  supérieures à  $1/100^{eme}$  de la luminance en absence d'absorption, les erreurs relatives maximales n'étant plus significatives dans le cas contraire. Nous avons considéré 30 classes d'absorption pour le calcul.

#### Absorption par la vapeur d'eau

atmosphère: nuageuse				raie: faible		
$\theta_0 = 0^\circ$		$\theta_v = 0^\circ$		$\theta_0 = 75^\circ$		$\theta_v = 0^\circ$
$g(z) \propto$	$P^{1/2}$	1	$(P^{-1/2})$	$P^{1/2}$	1	$P^{-1/2}$
EQM	$1.0 \cdot 10^{-02}$	$5.0 \cdot 10^{-4}$	$2.6 \cdot 10^{-03}$	$1.1 \cdot 10^{-02}$	$2.3 \cdot 10^{-03}$	$2.1 \cdot 10^{-04}$
EMA	0.12	$4.8 \cdot 10^{-3}$	$2.8 \cdot 10^{-02}$	0.13	$2.4 \cdot 10^{-02}$	$1.6 \cdot 10^{-03}$
EMR (%)	26.9	1.1	6.2	31.8	5.7	0.3

**Tableau 1**

atmosphère: nuageuse				raie: intermédiaire		
$\theta_0 = 0^\circ$		$\theta_v = 0^\circ$		$\theta_0 = 75^\circ$		$\theta_v = 0^\circ$
$g(z) \propto$	$P^{1/2}$	1	$(P^{-1/2})$	$P^{1/2}$	1	$P^{-1/2}$
EQM	$1.2 \cdot 10^{-02}$	$7.9 \cdot 10^{-4}$	$2.4 \cdot 10^{-03}$	$2.0 \cdot 10^{-02}$	$2.1 \cdot 10^{-03}$	$1.2 \cdot 10^{-03}$
EMA	$6.3 \cdot 10^{-02}$	$2.9 \cdot 10^{-3}$	$8.7 \cdot 10^{-03}$	$8.2 \cdot 10^{-02}$	$9.7 \cdot 10^{-03}$	$1.4 \cdot 10^{-02}$
EMR (%)	16.0	3.5	8.4	23.3	7.4	10.6

**Tableau 2**

atmosphère: nuageuse				raie: forte		
$\theta_0 = 0^\circ$		$\theta_v = 0^\circ$		$\theta_0 = 75^\circ$		$\theta_v = 0^\circ$
$g(z) \propto$	$P^{1/2}$	1	$(P^{-1/2})$	$P^{1/2}$	1	$P^{-1/2}$
EQM	$2.9 \cdot 10^{-02}$	$1.4 \cdot 10^{-3}$	$5.8 \cdot 10^{-03}$	$4.2 \cdot 10^{-02}$	$5.1 \cdot 10^{-03}$	$3.0 \cdot 10^{-03}$
EMA	$8.6 \cdot 10^{-02}$	$6.3 \cdot 10^{-3}$	$1.5 \cdot 10^{-02}$	$1.1 \cdot 10^{-01}$	$1.5 \cdot 10^{-02}$	$3.5 \cdot 10^{-02}$
EMR (%)	38.8	14.0	31.1	32.3	9.0	55.1

**Tableau 3**

atmosphère: brume d'aérosols				raie: faible		
$\theta_0 = 0^\circ$		$\theta_v = 0^\circ$		$\theta_0 = 75^\circ$		$\theta_v = 0^\circ$
$g(z) \propto$	$P^{1/2}$	1	$(P^{-1/2})$	$P^{1/2}$	1	$P^{-1/2}$
EQM	$1.9 \cdot 10^{-03}$	$2.5 \cdot 10^{-4}$	$5.0 \cdot 10^{-04}$	$1.8 \cdot 10^{-03}$	$4.1 \cdot 10^{-04}$	$3.7 \cdot 10^{-04}$
EMA	$2.4 \cdot 10^{-02}$	$2.2 \cdot 10^{-3}$	$7.2 \cdot 10^{-03}$	$2.3 \cdot 10^{-02}$	$3.8 \cdot 10^{-03}$	$2.5 \cdot 10^{-03}$
EMR (%)	3.0	0.3	0.9	3.1	0.5	0.3

**Tableau 4**

atmosphère: brume d'aérosols				raie: intermédiaire		
$\theta_0 = 0^\circ$		$\theta_v = 0^\circ$		$\theta_0 = 75^\circ$		$\theta_v = 0^\circ$
$g(z) \propto$	$P^{1/2}$	1	$(P^{-1/2})$	$P^{1/2}$	1	$P^{-1/2}$
EQM	$4.7 \cdot 10^{-03}$	$2.5 \cdot 10^{-4}$	$3.8 \cdot 10^{-03}$	$5.4 \cdot 10^{-03}$	$7.8 \cdot 10^{-04}$	$1.9 \cdot 10^{-03}$
EMA	$4.1 \cdot 10^{-02}$	$2.2 \cdot 10^{-3}$	$4.3 \cdot 10^{-02}$	$4.7 \cdot 10^{-02}$	$3.3 \cdot 10^{-03}$	$2.3 \cdot 10^{-02}$
EMR (%)	16.2	5.7	18.0	28.3	2.1	14.4

**Tableau 5**

atmosphère: brume d'aérosols				raie: forte		
$\theta_0 = 0^\circ$		$\theta_v = 0^\circ$		$\theta_0 = 75^\circ$		$\theta_v = 0^\circ$
$g(z) \propto$	$P^{1/2}$	1	$(P^{-1/2})$	$P^{1/2}$	1	$P^{-1/2}$
EQM	$1.3 \cdot 10^{-02}$	$1.1 \cdot 10^{-3}$	$5.1 \cdot 10^{-03}$	$1.7 \cdot 10^{-02}$	$1.9 \cdot 10^{-03}$	$3.1 \cdot 10^{-03}$
EMA	$5.5 \cdot 10^{-02}$	$6.3 \cdot 10^{-3}$	$2.2 \cdot 10^{-02}$	$7.3 \cdot 10^{-02}$	$6.5 \cdot 10^{-03}$	$1.5 \cdot 10^{-02}$
EMR (%)	18.8	4.1	12.6	31.2	22.0	17.7

**Tableau 6**

**Absorption par l'oxygène**

atmosphère: nuageuse				raie: faible		
$\theta_0 = 0^\circ$		$\theta_v = 0^\circ$		$\theta_0 = 75^\circ$		$\theta_v = 0^\circ$
$g(z) \propto$	$P^{1/2}$	1	$(P^{-1/2})$	$P^{1/2}$	1	$P^{-1/2}$
EQM	$4.1 \cdot 10^{-03}$	$1.2 \cdot 10^{-3}$	$1.3 \cdot 10^{-03}$	$8.0 \cdot 10^{-02}$	$1.9 \cdot 10^{-03}$	$2.9 \cdot 10^{-03}$
EMA	$6.4 \cdot 10^{-02}$	$1.7 \cdot 10^{-2}$	$1.6 \cdot 10^{-02}$	$1.2 \cdot 10^{-01}$	$2.0 \cdot 10^{-02}$	$4.1 \cdot 10^{-02}$
EMR (%)	13.4	4.1	4.2	26.2	4.5	9.1

**Tableau 7**

atmosphère: nuageuse				raie: intermédiaire		
$\theta_0 = 0^\circ$		$\theta_v = 0^\circ$		$\theta_0 = 75^\circ$		$\theta_v = 0^\circ$
$g(z) \propto$	$P^{1/2}$	1	$(P^{-1/2})$	$P^{1/2}$	1	$P^{-1/2}$
EQM	$2.8 \cdot 10^{-03}$	$7.5 \cdot 10^{-04}$	$7.5 \cdot 10^{-04}$	$3.7 \cdot 10^{-03}$	$1.0 \cdot 10^{-03}$	$1.0 \cdot 10^{-03}$
EMA	$1.4 \cdot 10^{-02}$	$1.3 \cdot 10^{-02}$	$1.3 \cdot 10^{-02}$	$1.5 \cdot 10^{-02}$	$4.9 \cdot 10^{-03}$	$5.4 \cdot 10^{-03}$
EMR (%)	11.	3.8	5.2	32.	18.	24.

**Tableau 8**

atmosphère: nuageuse				raie: forte		
$\theta_0 = 0^\circ$		$\theta_v = 0^\circ$		$\theta_0 = 75^\circ$		$\theta_v = 0^\circ$
$g(z) \propto$	$P^{1/2}$	1	$(P^{-1/2})$	$P^{1/2}$	1	$P^{-1/2}$
EQM	$7.0 \cdot 10^{-03}$	$5.4 \cdot 10^{-04}$	$1.1 \cdot 10^{-03}$	$7.7 \cdot 10^{-03}$	$2.1 \cdot 10^{-03}$	$2.4 \cdot 10^{-03}$
EMA	$2.1 \cdot 10^{-02}$	$1.8 \cdot 10^{-03}$	$2.9 \cdot 10^{-03}$	$1.9 \cdot 10^{-02}$	$5.5 \cdot 10^{-03}$	$5.4 \cdot 10^{-03}$
EMR (%)	31.	8.	12.	45.	20.	33.

**Tableau 9**

atmosphère : brume d'aérosols				raie: faible		
$\theta_0 = 0^\circ$		$\theta_v = 0^\circ$		$\theta_0 = 75^\circ$		$\theta_v = 0^\circ$
$g(z) \propto$	$P^{1/2}$	1	$(P^{-1/2})$	$P^{1/2}$	1	$P^{-1/2}$
EQM	$1.8 \cdot 10^{-03}$	$3.6 \cdot 10^{-04}$	$2.6 \cdot 10^{-02}$	$2.5 \cdot 10^{-03}$	$6.2 \cdot 10^{-04}$	$2.0 \cdot 10^{-03}$
EMA	$3.1 \cdot 10^{-03}$	$9.0 \cdot 10^{-04}$	$4.2 \cdot 10^{-03}$	$4.0 \cdot 10^{-02}$	$5.4 \cdot 10^{-03}$	$3.2 \cdot 10^{-02}$
EMR (%)	4.3	3.1	12.1	8.2	1.1	6.5

**Tableau 10**

atmosphère : brume d'aérosols				raie: intermédiaire		
$\theta_0 = 0^\circ$		$\theta_v = 0^\circ$		$\theta_0 = 75^\circ$		$\theta_v = 0^\circ$
$g(z) \propto$	$P^{1/2}$	1	$(P^{-1/2})$	$P^{1/2}$	1	$P^{-1/2}$
EQM	$1.6 \cdot 10^{-03}$	$7.1 \cdot 10^{-04}$	$9.7 \cdot 10^{-04}$	$2.1 \cdot 10^{-03}$	$1.1 \cdot 10^{-03}$	$2.4 \cdot 10^{-03}$
EMA	$8.9 \cdot 10^{-03}$	$6.3 \cdot 10^{-03}$	$2.9 \cdot 10^{-03}$	$1.1 \cdot 10^{-02}$	$7.4 \cdot 10^{-03}$	$1.1 \cdot 10^{-02}$
EMR (%)	26.	9.8	12.	58.	33.	47.

**Tableau 11**

atmosphère : brume d'aérosols				raie: forte		
$\theta_0 = 0^\circ$		$\theta_v = 0^\circ$		$\theta_0 = 75^\circ$		$\theta_v = 0^\circ$
$g(z) \propto$	$P^{1/2}$	1	$(P^{-1/2})$	$P^{1/2}$	1	$P^{-1/2}$
EQM	$4.2 \cdot 10^{-03}$	$1.2 \cdot 10^{-03}$	$3.0 \cdot 10^{-03}$	$4.4 \cdot 10^{-03}$	$2.2 \cdot 10^{-03}$	$3.4 \cdot 10^{-03}$
EMA	$1.5 \cdot 10^{-02}$	$6.7 \cdot 10^{-03}$	$8.6 \cdot 10^{-03}$	$1.3 \cdot 10^{-02}$	$1.1 \cdot 10^{-02}$	$1.1 \cdot 10^{-02}$
EMR (%)	59.	22.	36.	62.	35.	39.

**Tableau 12**

L'ensemble de ces résultats permet de conclure que le profil d'absorption donnant globalement les meilleures simulations est celui tel que  $g(z) \propto 1.0$ .

Dans le cas du profil  $g(z) \propto 1.$ , l'écart quadratique moyen (EQM) sur les rapports  $I_\nu/I_s$ , pour l'ensemble de la raie est toujours inférieur à  $5 \cdot 10^{-03}$ , c'est à dire à 0.5 % de la luminance en absence d'absorption  $I_s$ .

L'erreur maximale sur les rapports  $I_\nu/I_s$ , est toujours inférieure à 0.02, c'est à dire à 2 % de  $I_s$ . La précision relative obtenue est en général meilleure que 1%, sauf au centre de la raie nos approximations n'étant plus dans ce cas vérifiées. D'une façon générale, les tableaux précédents permettent d'estimer l'erreur maximale relative à environ 20 à 30 %. On peut remarquer toutefois que les erreurs relatives supérieures à 20 % correspondent au cas de l'oxygène, pour les raies fortes et intermédiaires et pour lesquelles la luminance diffusée au centre de la raie est très faible. En effet, dans les cas des raies fortes

et intermédiaires, les photons incidents peuvent être absorbés avant d'être rediffusés vers l'espace, la quantité d'absorbant située au dessus des couches diffusantes étant dans ce cas non négligeable (figure 2). Dans le cas de l'absorption par la vapeur d'eau, la quantité d'absorbant est principalement répartie dans les basses couches de l'atmosphère. Les photons peuvent alors, même pour les cas de raie fortement absorbantes, être diffusés hors atmosphère au lieu d'être absorbés. L'absorption est donc moins intense pour la vapeur d'eau et l'approximation apparaît alors meilleure.

Nous avons reporté sur les figures 6a,b,c,d les rapports  $I_\nu/I_s$  exacts et approchés pour les exemples présentés dans les tableaux 1 à 12. Nous avons également présenté, pour ces exemples, la variation de la pression associée au niveau  $Z^*$  en fonction de la fréquence. On vérifie que cette pression est d'autant plus basse que l'absorption est forte, cet effet étant particulièrement important dans le cas de la raie forte. Par contre, on remarque que dans le cas des raies faibles le niveau  $Z^*$  et donc la pression associée à celui-ci varie très peu. En effet dans ce cas le profil de la raie est très proche de celui de Lorentz et les luminances sont alors très peu dépendantes de  $Z^*$  (voir paragraphe 2.2.3).

### 3.2.2 Détermination d'un niveau $Z^*$ unique

On a réalisé les mêmes tests que précédemment, en utilisant le profil d'absorption  $g(z) \propto 1$ . puisqu'il s'était avéré comme le meilleur compromis. Les résultats sont présentés dans les tableaux 13 à 16.

Contrairement au cas précédent, les luminances approchées sont calculées en utilisant un seul niveau de réflexion  $Z^*$  pour l'ensemble de la raie, ce niveau étant obtenu de manière itérative afin de minimiser les écarts entre les calculs exacts et approchés. La figure 7 présente l'évolution de l'écart quadratique moyen (EQM) et l'écart maximal absolu (EMA) en fonction du niveau  $Z^*$ . Il existe alors un niveau  $Z^*$  qui permet de minimiser à la fois l'EQM et l'EMA. Cet exemple correspond à l'absorption de la raie faible de la vapeur d'eau, pour une atmosphère nuageuse. On peut noter que le niveau de réflexion  $Z^*$  permettant d'obtenir les meilleures simulations correspond à une pression d'environ 900 mb, c'est à

dire à la base du nuage, ce dernier étant situé entre 904. et 805. mb. Ce niveau proche de la base est dû à l'absorption qui est faible dans l'exemple choisi, les photons peuvent donc diffuser plus facilement à l'intérieur du nuage.

Absorption par la vapeur d'eau

atmosphère: nuageuse							
$\theta_0 = 0^\circ$		$\theta_v = 0^\circ$			$\theta_0 = 75^\circ$		$\theta_v = 0^\circ$
raie	faible	intermédiaire	forte	faible	intermédiaire	forte	
EQM	$5.7 \cdot 10^{-04}$	$1.1 \cdot 10^{-03}$	$2.3 \cdot 10^{-03}$	$1.4 \cdot 10^{-03}$	$2.1 \cdot 10^{-03}$	$4.8 \cdot 10^{-03}$	
EMA	$4.0 \cdot 10^{-03}$	$4.9 \cdot 10^{-03}$	$1.5 \cdot 10^{-02}$	$1.2 \cdot 10^{-02}$	$1.3 \cdot 10^{-02}$	$4.0 \cdot 10^{-02}$	
EMR (%)	0.8	5.8	30.1	2.9	10.	31.4	

Tableau 13

atmosphère: brume d'aérosols							
$\theta_0 = 0^\circ$		$\theta_v = 0^\circ$			$\theta_0 = 75^\circ$		$\theta_v = 0^\circ$
raie	faible	intermédiaire	forte	faible	intermédiaire	forte	
EQM	$1.4 \cdot 10^{-03}$	$1.9 \cdot 10^{-03}$	$4.0 \cdot 10^{-03}$	$2.3 \cdot 10^{-04}$	$2.3 \cdot 10^{-03}$	$3.7 \cdot 10^{-03}$	
EMA	$1.6 \cdot 10^{-02}$	$1.3 \cdot 10^{-02}$	$9.7 \cdot 10^{-03}$	$3.3 \cdot 10^{-03}$	$2.6 \cdot 10^{-02}$	$1.8 \cdot 10^{-02}$	
EMR (%)	2.0	5.7	8.8	0.5	16.7	16.8	

Tableau 14

### Absorption par l'oxygène

atmosphère: nuageuse							
$\theta_0 = 0^\circ$		$\theta_v = 0^\circ$			$\theta_0 = 75^\circ$		$\theta_v = 0^\circ$
raie	faible	intermédiaire	forte	faible	intermédiaire	forte	
EQM	$7.9 \cdot 10^{-04}$	$7.1 \cdot 10^{-04}$	$5.9 \cdot 10^{-04}$	$1.5 \cdot 10^{-03}$	$7.4 \cdot 10^{-04}$	$1.5 \cdot 10^{-03}$	
EMA	$7.7 \cdot 10^{-03}$	$1.3 \cdot 10^{-02}$	$2.0 \cdot 10^{-03}$	$1.4 \cdot 10^{-02}$	$4.8 \cdot 10^{-03}$	$5.3 \cdot 10^{-03}$	
EMR (%)	1.2	3.6	9.4	3.1	36.	33.	

**Tableau 15**

atmosphère: brume d'aérosols							
$\theta_0 = 0^\circ$		$\theta_v = 0^\circ$			$\theta_0 = 75^\circ$		$\theta_v = 0^\circ$
raie	faible	intermédiaire	forte	faible	intermédiaire	forte	
EQM	$6.7 \cdot 10^{-04}$	$6.9 \cdot 10^{-04}$	$1.4 \cdot 10^{-03}$	$6.5 \cdot 10^{-04}$	$1.3 \cdot 10^{-03}$	$2.4 \cdot 10^{-03}$	
EMA	$9.2 \cdot 10^{-03}$	$6.1 \cdot 10^{-03}$	$6.7 \cdot 10^{-03}$	$6.1 \cdot 10^{-03}$	$1.0 \cdot 10^{-02}$	$1.1 \cdot 10^{-02}$	
EMR (%)	1.8	7.4	23.	1.2	26.	23.	

**Tableau 16**

L'approximation développée ici consiste à étendre à l'ensemble de la raie la dépendance en altitude des ailes de raie et à y apporter une correction approximative, c'est donc aux centre des raies que les écarts sont les plus grands. Pour les raies fortes, les écarts relatifs peuvent être supérieurs à 36 % au centre des raies. Les profils  $I_\nu/I_s$ , pour les exemples présentés dans les tableaux 13 à 16, sont reportés sur les figures 8a et 8b, pour  $\theta_0 = 75^\circ$  et  $\theta_v = 0^\circ$ . Elles correspondent aux mêmes exemples que dans le paragraphe précédent, lorsque  $Z^*$  est déterminé par classes d'absorption. On peut remarquer, à l'aide des tableaux, que l'erreur maximale relative (EMR), ainsi que l'erreur maximale absolue,

commises sur les rapports  $I_\nu/I_s$ , sont généralement supérieures à celles que l'on commet en considérant plusieurs classes d'absorption pour la détermination de  $Z^*$ . On obtient en effet une erreur maximale absolue de l'ordre de 0.04 sur  $I_\nu/I_s$  (4. % de la luminance en absence d'absorption), au lieu de 0.02 dans le paragraphe précédent. Cependant, les tableaux 13 à 16, ainsi que les figures 8, montrent que les résultats sont tout de même globalement satisfaisants lorsque l'on utilise un niveau  $Z^*$  indépendant de l'absorption. Les écarts quadratiques moyens sont inférieurs à  $5 \cdot 10^{-03}$ , comme dans le cas de la détermination de  $Z^*$  par classes d'absorption.

A titre de comparaison, les valeurs des pressions associées au niveau  $Z^*$  dans le cas de l'absorption par la vapeur d'eau, sont de 825 mb pour l'atmosphère nuageuse et 585. mb pour la brume d'aérosols; dans le cas de l'absorption par l'oxygène, elles sont de 740 mb pour l'atmosphère nuageuse et 470 mb pour la brume d'aérosols.

La méthode consistant à ne choisir qu'un seul niveau  $Z^*$  pour toutes les absorptions, plus rapide et plus simple que celle des classes d'absorption, semble donc satisfaisante pour le calcul des luminances monochromatiques, particulièrement lorsque celles ci seront intégrées sur des intervalles spectraux larges. L'utilisation du profil intermédiaire  $g(z) = 1$ , pour le calcul de ce niveau  $Z^*$ , permet d'obtenir un bon compromis sur les résultats. Ainsi en pratique, selon que le profil vertical d'absorption réel tend plutôt vers le type centre de raie ou aile de raie, la méthode a tendance à sur-estimer ou à sous-estimer les résultats. Dans le cas d'un calcul à haute résolution sur un intervalle spectral large comportant de nombreuses raies, on peut espérer tirer profit des compensations d'erreurs.

### 3.2.3 Impact du niveau d'énergie $E''$

Nous avons vu au paragraphe 2.2.1 que la fonction  $h(z)$  dépend du niveau d'énergie  $E''$  de la raie. En effet, la fonction  $h(z)$  s'exprime comme:

$$h(z) = \frac{P(z)}{P_0} \left( \frac{T_0}{T(z)} \right)^{(n+s)} \exp\left( -\frac{E''}{k} \frac{(T_0 - T(z))}{T_0 T(z)} \right) \quad (23)$$

Cela ne pose pas de problème pour une raie isolée, mais dans le cas plus réaliste d'un intervalle spectral large englobant de nombreuses raies absorbantes, on ne peut plus considérer en toute rigueur que  $h(z)$  est indépendant de la fréquence. Il est alors important de tester la sensibilité de l'approximation à l'énergie  $E''$ .

Nous avons donc comparé les luminances approchées avec les luminances exactes, en faisant varier  $E''$  pour des valeurs réalistes obtenues directement à partir de la banque de données spectroscopiques et représentatives de niveaux d'énergie faible, élevé et intermédiaire. Les résultats sont présentés dans le tableau 17, pour les raies de vapeur d'eau, dans le cas de l'atmosphère nuageuse et pour des conditions d'observation  $\theta_s = 0^\circ$  et  $\theta_v = 0^\circ$ . A titre de comparaison, la valeur de  $E''$  utilisée pour les calculs exacts est égale à  $661.0 \text{ cm}^{-1}$ .

$E''$ en $\text{cm}^{-1}$	EQM	EMA	EMR (%)
raie faible			
50.0	$2.1 \cdot 10^{-03}$	$1.6 \cdot 10^{-02}$	3.9
661.0	$1.4 \cdot 10^{-03}$	$1.2 \cdot 10^{-02}$	2.9
1500.0	$3.2 \cdot 10^{-03}$	$2.2 \cdot 10^{-02}$	5.
raie intermédiaire			
50.0	$1.5 \cdot 10^{-03}$	$1.7 \cdot 10^{-02}$	12.
661.0	$2.1 \cdot 10^{-03}$	$1.3 \cdot 10^{-02}$	10.
1500.0	$2.5 \cdot 10^{-03}$	$2.2 \cdot 10^{-02}$	14.
raie forte			
50.0	$4.7 \cdot 10^{-03}$	$5.7 \cdot 10^{-02}$	28.
661.0	$4.8 \cdot 10^{-03}$	$4.0 \cdot 10^{-02}$	31.
1500.0	$5.2 \cdot 10^{-03}$	$7.6 \cdot 10^{-02}$	25.

**Tableau 17**

Bien qu'il ne soit pas totalement négligeable, l'effet du paramètre  $E''$  n'affecte pas de façon très importante les résultats obtenus. Ceci est particulièrement le cas pour les

écarts quadratiques moyens et on peut espérer de nouveau tirer profit des compensations d'erreurs, lors de simulations sur des intervalles spectraux comprenant de nombreuses raies absorbantes, en choisissant une valeur moyenne pour  $E''$ .

### 3.2.4 Comparaison au cas où les interactions absorption/diffusion sont négligées

On a essayé de mettre en évidence, dans un cas simple, l'apport de notre méthode par rapport à un calcul approché qui consisterait à négliger les interactions absorption/diffusion. Les luminances approchées sont dans ce cas calculées en multipliant la luminance en absence d'absorption  $I_s$  par la transmission en atmosphère non diffusante:

$$I_\nu = I_s \exp\left(-\int_{Z^*}^{Z^{toa}} k_\nu(z)\rho(z)dz\right) \quad (24)$$

Le trajet des photons en atmosphère diffusante étant inconnu, les luminances réfléchies par l'atmosphère claire ont été calculées pour différentes valeurs de  $Z^*$ , les résultats présentés ici sont ceux qui minimisent l'écart quadratique entre les luminances obtenues à partir de la relation (24) et celles obtenues à partir d'un calcul exact. Les résultats sont présentés dans les tableaux 18 et 19, pour les raies de vapeur d'eau et d'oxygène, dans le cas de l'atmosphère nuageuse et pour des conditions d'observation  $\theta_s = 0^\circ$  et  $\theta_\nu = 0^\circ$ . Nous avons conservé les mêmes notations que pour les tests précédents, c'est à dire (EMA) pour l'écart maximal absolu, (EMR) pour l'écart maximal relatif exprimé en % et (EQM) pour l'écart quadratique moyen.

absorption par la vapeur d'eau			
méthode utilisée	EQM	EMA	EMR (%)
raie faible			
avec interaction	$5.7 \cdot 10^{-04}$	$4.0 \cdot 10^{-03}$	0.8
sans interaction	$3.4 \cdot 10^{-03}$	$2.4 \cdot 10^{-02}$	5.4
raie intermédiaire			
avec interaction	$1.1 \cdot 10^{-03}$	$4.9 \cdot 10^{-03}$	5.8
sans interaction	$2.3 \cdot 10^{-02}$	$1.2 \cdot 10^{-01}$	99.4
raie forte			
avec interaction	$2.3 \cdot 10^{-03}$	$1.5 \cdot 10^{-02}$	30.1
sans interaction	$4.2 \cdot 10^{-02}$	$1.3 \cdot 10^{-01}$	100.0

**Tableau 18**

absorption par l'oxygène			
méthode utilisée	EQM	EMA	EMR (%)
raie faible			
avec interaction	$7.9 \cdot 10^{-04}$	$7.7 \cdot 10^{-03}$	1.2
sans interaction	$7.5 \cdot 10^{-04}$	$7.5 \cdot 10^{-03}$	1.3
raie intermédiaire			
avec interaction	$7.1 \cdot 10^{-04}$	$1.3 \cdot 10^{-02}$	3.6
sans interaction	$9.3 \cdot 10^{-03}$	$6.2 \cdot 10^{-02}$	100.0
raie forte			
avec interaction	$5.9 \cdot 10^{-04}$	$2.0 \cdot 10^{-03}$	9.4
sans interaction	$1.7 \cdot 10^{-02}$	$6.3 \cdot 10^{-02}$	100.0

**Tableau 19**

Ces simulations confirment l'importance des interactions absorption/diffusion sur les luminances observées, leurs effets étant particulièrement marqués lorsque l'absorption devient

importante. La prise en compte de ces interactions permet d'obtenir une précision, sur l'écart quadratique moyen se rapportant aux rapports  $I_\nu/I_s$ , bien meilleure que 0.01. Dans le cas contraire, cette précision s'avère être de l'ordre de 0.01 à 0.1.

### 3.2.5 Impact de la résolution spectrale du calcul

Les résultats présentés dans les paragraphes précédents correspondent à la résolution spectrale nominale du modèle raie par raie ( $\leq 0.01\text{cm}^{-1}$ ). Dans les cas pratiques, la résolution utilisée est généralement bien supérieure à celle du modèle raie par raie. Nous présentons, dans les tableaux 20 à 23, les luminances monochromatiques intégrées avec une résolution spectrale variable  $\Delta\nu$ .

Les résultats sont présentés pour les raies de vapeur d'eau et d'oxygène, dans le cas de l'atmosphère nuageuse et de la brume d'aérosols, pour des conditions d'observation  $\theta_s = 75^\circ$  et  $\theta_v = 0^\circ$ , celles-ci s'étant avérées les plus défavorables lors des comparaisons précédentes.

La résolution spectrale la plus faible utilisée pour les comparaisons, correspond à celle du modèle raie par raie, la plus élevée permettant d'intégrer les luminances monochromatiques sur l'ensemble de la raie.

absorption par la vapeur d'eau			
atmosphère nuageuse			
$\Delta\nu$ en $cm^{-1}$	EQM	EMA	EMR (%)
raie faible			
0.01	$1.4 \cdot 10^{-03}$	$1.2 \cdot 10^{-02}$	2.8
0.1	$1.3 \cdot 10^{-03}$	$9.3 \cdot 10^{-03}$	1.8
0.5	$7.9 \cdot 10^{-04}$	$3.0 \cdot 10^{-03}$	0.4
1.0	$4.1 \cdot 10^{-04}$	$9.8 \cdot 10^{-04}$	0.1
5.0	$3.7 \cdot 10^{-05}$	$3.7 \cdot 10^{-05}$	0.01
raie intermédiaire			
0.01	$2.1 \cdot 10^{-03}$	$1.3 \cdot 10^{-02}$	10.3
0.1	$1.9 \cdot 10^{-03}$	$5.6 \cdot 10^{-03}$	2.7
0.5	$1.8 \cdot 10^{-03}$	$4.7 \cdot 10^{-03}$	0.7
1.0	$1.8 \cdot 10^{-03}$	$3.8 \cdot 10^{-03}$	0.6
5.0	$1.1 \cdot 10^{-03}$	$1.1 \cdot 10^{-03}$	0.1
raie forte			
0.01	$4.8 \cdot 10^{-03}$	$4.0 \cdot 10^{-02}$	63.6
0.1	$4.1 \cdot 10^{-03}$	$9.9 \cdot 10^{-03}$	8.8
0.5	$3.6 \cdot 10^{-03}$	$6.3 \cdot 10^{-03}$	1.1
1.0	$3.6 \cdot 10^{-03}$	$6.0 \cdot 10^{-03}$	0.9
5.0	$2.8 \cdot 10^{-03}$	$2.8 \cdot 10^{-03}$	0.2

**Tableau 20**

absorption par la vapeur d'eau			
brume d'aérosols			
$\Delta\nu$ en $cm^{-1}$	EQM	EMA	EMR (%)
raie faible			
0.01	$2.3 \cdot 10^{-04}$	$3.3 \cdot 10^{-03}$	0.4
0.1	$8.8 \cdot 10^{-05}$	$4.1 \cdot 10^{-04}$	0.05
0.5	$5.7 \cdot 10^{-05}$	$1.3 \cdot 10^{-04}$	0.01
1.0	$4.6 \cdot 10^{-05}$	$8.5 \cdot 10^{-05}$	0.01
5.0	$1.8 \cdot 10^{-05}$	$1.8 \cdot 10^{-05}$	0.001
raie intermédiaire			
0.01	$2.2 \cdot 10^{-03}$	$2.7 \cdot 10^{-02}$	16.6
0.1	$1.4 \cdot 10^{-03}$	$1.0 \cdot 10^{-02}$	3.2
0.5	$6.2 \cdot 10^{-03}$	$2.6 \cdot 10^{-03}$	0.4
1.0	$6.8 \cdot 10^{-03}$	$2.0 \cdot 10^{-03}$	0.2
5.0	$2.1 \cdot 10^{-03}$	$2.1 \cdot 10^{-04}$	0.02
raie forte			
0.01	$3.7 \cdot 10^{-03}$	$1.8 \cdot 10^{-02}$	16.8
0.1	$3.6 \cdot 10^{-03}$	$1.6 \cdot 10^{-02}$	7.1
0.5	$2.9 \cdot 10^{-03}$	$8.5 \cdot 10^{-03}$	4.4
1.0	$2.4 \cdot 10^{-03}$	$5.0 \cdot 10^{-03}$	0.9
5.0	$7.0 \cdot 10^{-04}$	$7.0 \cdot 10^{-04}$	0.07

**Tableau 21**

absorption par l'oxygène			
atmosphère nuageuse			
$\Delta\nu$ en $cm^{-1}$	EQM	EMA	EMR (%)
raie faible			
0.01	$1.5 \cdot 10^{-03}$	$1.4 \cdot 10^{-02}$	3.0
0.1	$1.4 \cdot 10^{-03}$	$8.9 \cdot 10^{-03}$	1.5
0.5	$1.1 \cdot 10^{-03}$	$1.5 \cdot 10^{-03}$	0.2
1.0	$1.1 \cdot 10^{-03}$	$1.2 \cdot 10^{-03}$	0.1
5.0	$1.0 \cdot 10^{-03}$	$1.0 \cdot 10^{-03}$	0.1
raie intermédiaire			
0.01	$7.4 \cdot 10^{-04}$	$4.8 \cdot 10^{-03}$	26.
0.1	$6.7 \cdot 10^{-04}$	$3.2 \cdot 10^{-03}$	6.
0.5	$3.7 \cdot 10^{-04}$	$9.1 \cdot 10^{-04}$	0.2
1.0	$1.3 \cdot 10^{-04}$	$2.1 \cdot 10^{-04}$	0.03
5.0	$1.1 \cdot 10^{-04}$	$1.1 \cdot 10^{-04}$	0.01
raie forte			
0.01	$1.5 \cdot 10^{-03}$	$5.3 \cdot 10^{-02}$	23.
0.1	$1.5 \cdot 10^{-03}$	$5.2 \cdot 10^{-03}$	19.
0.5	$1.4 \cdot 10^{-03}$	$3.9 \cdot 10^{-03}$	7.2
1.0	$1.2 \cdot 10^{-03}$	$1.9 \cdot 10^{-03}$	1.0
5.0	$2.4 \cdot 10^{-04}$	$2.4 \cdot 10^{-04}$	0.03

**Tableau 22**

absorption par l'oxygène			
brume d'aérosols			
$\Delta\nu$ en $cm^{-1}$	EQM	EMA	EMR (%)
raie faible			
0.01	$6.5 \cdot 10^{-04}$	$6.1 \cdot 10^{-03}$	1.2
0.1	$5.9 \cdot 10^{-04}$	$3.0 \cdot 10^{-03}$	0.5
0.5	$5.1 \cdot 10^{-04}$	$6.8 \cdot 10^{-04}$	0.07
1.0	$4.9 \cdot 10^{-04}$	$6.6 \cdot 10^{-04}$	0.06
5.0	$4.8 \cdot 10^{-04}$	$4.8 \cdot 10^{-04}$	0.04
raie intermédiaire			
0.01	$1.3 \cdot 10^{-03}$	$1.1 \cdot 10^{-02}$	36.
0.1	$1.2 \cdot 10^{-03}$	$7.9 \cdot 10^{-03}$	25.
0.5	$8.4 \cdot 10^{-04}$	$2.6 \cdot 10^{-03}$	0.6
1.0	$5.3 \cdot 10^{-04}$	$1.1 \cdot 10^{-03}$	0.2
5.0	$1.6 \cdot 10^{-04}$	$1.7 \cdot 10^{-04}$	0.02
raie forte			
0.01	$2.4 \cdot 10^{-03}$	$1.1 \cdot 10^{-02}$	33.
0.1	$2.4 \cdot 10^{-03}$	$1.1 \cdot 10^{-02}$	14.
0.5	$2.3 \cdot 10^{-03}$	$6.9 \cdot 10^{-03}$	12.
1.0	$1.9 \cdot 10^{-03}$	$4.1 \cdot 10^{-03}$	1.6
5.0	$5.8 \cdot 10^{-04}$	$5.8 \cdot 10^{-04}$	0.07

**Tableau 23**

Si l'on fait exception des cas d'absorption très forte pour lesquels les luminances calculées peuvent être très faibles, on obtient une erreur relative maximale de l'ordre de 20 à 30 % sur les luminances monochromatiques. Lorsque l'on intègre les résultats monochromatiques, cette erreur est de l'ordre de 1 % à partir d'une résolution de  $0.5 \text{ cm}^{-1}$  et elle devient bien inférieure à 1 % pour des résolutions supérieures à  $1 \text{ cm}^{-1}$ . Quelle que soit la résolution spectrale utilisée, l'écart quadratique moyen est toujours inférieur à  $7 \cdot 10^{-03}$ .

Les bons résultats obtenus lors de l'intégration des luminances monochromatiques sont principalement dus au fait que les approximations utilisées précédemment permettent de tirer parti des compensations d'erreurs.

A partir de l'intégration des rapports  $I_\nu/I_s$ , il est possible d'obtenir directement la largeur équivalente  $W$  de la raie, qui est définie par

$$W = \int_{-\infty}^{+\infty} \left(1 - \frac{I_\nu}{I_s}\right) d\nu \quad (25)$$

$W$  est exprimé en  $cm^{-1}$ . Les largeurs équivalentes exactes  $W_e$  et approchées  $W_a$ , pour les raies de vapeur d'eau et de oxygène, sont reportées dans les tableaux 24 et 25, ainsi que l'erreur relative correspondante  $ER$  (en %).

absorption par la vapeur d'eau			
atmosphère nuageuse			
	$W_e$ en $cm^{-1}$	$W_a$ en $cm^{-1}$	ER en %
raie faible	$1.973 \cdot 10^{-02}$	$1.967 \cdot 10^{-02}$	-0.3
raie intermédiaire	$8.253 \cdot 10^{-02}$	$8.193 \cdot 10^{-02}$	-0.73
raie forte	$2.478 \cdot 10^{-01}$	$2.466 \cdot 10^{-01}$	-0.50
brume d'aérosols			
raie faible	$4.667 \cdot 10^{-03}$	$4.691 \cdot 10^{-03}$	0.51
raie intermédiaire	$2.812 \cdot 10^{-02}$	$2.794 \cdot 10^{-02}$	-0.64
raie forte	$9.750 \cdot 10^{-02}$	$9.820 \cdot 10^{-02}$	0.72

**Tableau 24**

absorption par l'oxygène			
atmosphère nuageuse			
	$W_e$ en $cm^{-1}$	$W_a$ en $cm^{-1}$	ER en %
raie faible	$7.125 \cdot 10^{-03}$	$8.168 \cdot 10^{-03}$	14.6
raie intermédiaire	$8.923 \cdot 10^{-02}$	$8.912 \cdot 10^{-02}$	-0.12
raie forte	$2.610 \cdot 10^{-01}$	$2.607 \cdot 10^{-01}$	-0.09
brume d'aérosols			
raie faible	$6.696 \cdot 10^{-03}$	$6.183 \cdot 10^{-03}$	8.53
raie intermédiaire	$7.116 \cdot 10^{-02}$	$7.133 \cdot 10^{-02}$	0.23
raie forte	$2.130 \cdot 10^{-01}$	$2.135 \cdot 10^{-01}$	0.27

**Tableau 25**

L'erreur sur les largeurs équivalente est généralement inférieure à 1 %, sauf dans le cas de la raie faible d'oxygène pour laquelle elle peut atteindre 14 %. Il faut cependant noter que dans les cas où l'erreur est nettement supérieure à 1%, la largeur équivalente est très faible ( $< 0.01 \text{ cm}^{-1}$ ).

### 3.2.6 Comparaison au cas où la dépendance des ailes est étendue à l'ensemble de la raie: "approximation d'échelle"

Nous avons vu au paragraphe 2.2.1 que dans le cas des ailes de raie, c'est à dire lorsque  $(\nu - \nu_0)^2 \gg \alpha^2$ , le coefficient d'absorption peut se décomposer en un terme indépendant de l'altitude  $k_\nu^0$ , qui représente le coefficient d'absorption aux conditions de référence ( $P_0, T_0$ ), et un terme indépendant de la fréquence  $h(z)$  tels que:

$$k_\nu(z) = h(z) \cdot k_\nu^0 \quad (26)$$

où

$$h(z) = \frac{S(z)\alpha(z)}{S_0\alpha_0} \quad (27)$$

Le champ des luminances peut donc être calculé en résolvant l'équation de transfert pour une structure verticale donnée, indépendante de la fréquence. Ces luminances peuvent ensuite être interpolées monochromatiquement en fonction de  $k_\nu^0$ .

Dans les centres de raie, la décomposition du coefficient d'absorption n'est plus possible, la raie ayant la forme de Lorentz (5) ou, aux altitudes plus élevées, la forme plus complexe de Voigt. Nous avons donc étendu, dans le paragraphe 2.2.2, la dépendance trouvée dans les ailes  $h(z)$  à l'ensemble de la raie en substituant au coefficient d'absorption aux conditions de référence  $k_\nu^0$ , une valeur corrigée  $k_\nu^{0*}$  permettant de mieux prendre en compte la dépendance réelle de l'absorption avec l'altitude.

Nous mettons en évidence, dans ce paragraphe, l'apport de cette correction en comparant les résultats obtenus à partir de la méthode précédente à ceux obtenus en généralisant la dépendance des ailes à l'ensemble de la raie et en fixant donc  $k_\nu^0$  à sa valeur de référence (7).

En pratique, cette approximation, généralement appelée approximation d'échelle, ne permet pas de prendre en compte la forme de Voigt ce qui limite son utilisation à des cas où l'absorption est concentrée dans les basses couches de l'atmosphère. Nous avons donc effectué quelques tests en considérant l'absorption par la vapeur d'eau, pour l'atmosphère nuageuse et la brume d'aérosols. Les rapports  $I_\nu/I_s$  exacts et calculés pour l'approximation d'échelle sont reportés sur la figure 9. Ces courbes sont à comparer avec celles obtenues en utilisant  $k_\nu^{0*}$  et reportées sur les figures 6 et 8. Elles permettent de vérifier que les écarts sur les rapports  $I_\nu/I_s$  obtenus dans les ailes restent bien évidemment très faibles, mais qu'il peut être très importants dans le centre de la raie. Ces résultats montrent que la correction appliquée par l'intermédiaire de  $k_\nu^{0*}$ , même si elle est déterminée de façon grossière, permet d'améliorer de façon très significative les résultats.

Le tableau 26 présente les largeurs équivalentes obtenues en utilisant de nouveau l'approximation d'échelle.

absorption par la vapeur d'eau			
atmosphère nuageuse			
	$W_e$ en $cm^{-1}$	$W_a$ en $cm^{-1}$	ER en %
raie faible	$2.299 \cdot 10^{-02}$	$2.215 \cdot 10^{-02}$	-3.6
raie intermédiaire	$8.768 \cdot 10^{-02}$	$9.307 \cdot 10^{-02}$	6.2
raie forte	$2.577 \cdot 10^{-01}$	$2.746 \cdot 10^{-01}$	6.6
brume d'aérosols			
raie faible	$4.667 \cdot 10^{-03}$	$3.894 \cdot 10^{-03}$	-16.
raie intermédiaire	$2.812 \cdot 10^{-02}$	$2.831 \cdot 10^{-02}$	0.7
raie forte	$9.750 \cdot 10^{-02}$	$1.147 \cdot 10^{-01}$	18.

**Tableau 26**

Pour comparaison, au paragraphe précédent, la précision obtenue sur les largeurs équivalentes était généralement meilleure que 1 %. Lorsque l'on généralise  $k_\nu^0$  à l'ensemble de la raie, les écarts deviennent nettement supérieurs.

### 3.3 Adaptation numérique

Nous avons vu dans le paragraphe 3 que les hautes couches atmosphériques sont peu diffusantes. On peut donc considérer en pratique que  $Z^{toa}$  correspond au sommet de la dernière couche diffusante et écrire:

$$\frac{I_\nu}{I_s} \simeq \left(\frac{I_\nu}{I_s}\right)^s \cdot \exp\left(-\left(\frac{1}{\mu_s} + \frac{1}{\mu_\nu}\right) \int_{Z^{toa}}^{\infty} k_\nu(z) \rho(z) dz\right) \quad (28)$$

avec

$$\left(\frac{I_\nu}{I_s}\right)^s \simeq \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \exp\left(-\int_0^{Z^{toa}} m_i(z) k_\nu(z) \rho(z) dz\right) \quad (29)$$

la méthode approchée précédente étant appliquée à l'expression  $(I_\nu/I_s)^s$

## 4 Applications à des spectres d'absorption réalistes

### 4.1 Cas d'un seul absorbant

Pour les mêmes atmosphères diffusantes présentées au paragraphes 3.1, nous présentons ici les résultats correspondant à des spectres d'absorption de la vapeur d'eau et de l'oxygène. Afin de réduire les temps de calcul, très coûteux pour la méthode exacte, nous nous sommes limités à des intervalles spectraux étroits, la méthode présentée lors du paragraphe 2 ne dépendant pas de l'intervalle spectral choisi. La figure 10 permet de mettre en évidence la structure très fine de l'absorption dans les intervalles choisis. (entre 13000. et 14000.  $cm^{-1}$ , c'est à dire vers  $0.7 \mu m$ ). Ces intervalles ont été choisis de manière à illustrer les cas des absorptions fortes et faibles.

Les résultats dépendent des angles d'incidence solaire  $\theta_s$ ,  $\phi_s$ , des angles d'observation  $\theta_v$ ,  $\phi_v$  et du niveau d'observation. Nous avons choisi de les présenter, pour différentes valeurs de  $\theta_v$  et  $\theta_s$ , dans le cas correspondant à une observation satellitaire (luminances montantes pour  $Z = Z^{toa}$ ) et dans celui d'une observation aéroportée (luminances montantes pour  $Z = 3km$ ). La méthode approchée a été plus particulièrement développée pour une observation hors atmosphère. Nous avons étendu son domaine d'application au cas d'une observation aéroportée afin de pouvoir juger de la qualité des résultats dans cette configuration. Par contre cette méthode n'est plus applicable pour simuler le signal reçu au niveau du sol, le niveau de réflexion  $Z^*$  n'ayant plus, dès lors, de sens physique.

#### 4.1.1 Résultats monochromatiques

Nous avons calculé, dans un premier temps, les luminances à la résolution du modèle raie par raie ( $\simeq 0.01 cm^{-1}$ ) et tracé les écarts par rapport à la luminance en absence d'absorption:

$$Ecart = (I_\nu^{approchee} - I_\nu^{exacte})/I^s \quad (30)$$

Les résultats sont présentés sur les figures 11, 12, 13 et 14. Quelque soit le cas considéré, les écarts restent inférieurs à 0.1 et le plus souvent inférieurs à 0.005. Les écarts relatifs

$(I_{\nu}^{ex} - I_{\nu}^{app})/I_{\nu}^{ex}$  sont, dans les cas les plus défavorables, de l'ordre de 20 à 30 %, exception faite des luminances très faibles pour lesquelles les erreurs relatives peuvent évidemment être très grandes. Ces cas correspondent aux centres de raie, pour lesquels les approximations faites sont les plus grossières.

En général, les écarts relatifs sont inférieurs ou de l'ordre de 1. %.

Pour les résultats correspondant à l'absorption de l'oxygène, les écarts nuls vers  $13075 \text{ cm}^{-1}$  correspondent à la fin de la bande d'absorption, donc à une absorption par les ailes de raie.

La qualité des résultats est généralement assez peu dépendante des conditions d'observations et des modèles d'atmosphère. Bien que la méthode soit plus particulièrement adaptée au cas d'un observation hors atmosphère, les résultats obtenus à une altitude de 3 kilomètres sont satisfaisants.

On peut toutefois noter que dans le cas de l'atmosphère nuageuse, pour l'absorption par la vapeur d'eau et pour des conditions d'observation satellitaire telles que  $\theta_s = 75^\circ$  et  $\theta_v = 75^\circ$ , les écarts obtenus sont plus importants que pour les autres configurations et la méthode approchée a tendance en général à sur-estimer les luminances calculées (Ecart  $> 0$ ). En effet, les photons incidents peuvent effectuer de nombreux "aller-retour" entre les deux nuages avant d'être rediffusés vers l'espace, le nuage haut étant semi-transparent et le nuage bas beaucoup plus réfléchissant. Le chemin équivalent calculé par la méthode approchée est alors insuffisant dans ce cas et l'absorption est sous-estimée lors du calcul des luminances. En fait, dans ce cas,  $Z^* \simeq 0$  et la masse d'air choisie ( $m=1/\mu_s + 1/\mu_v$ ) est insuffisante pour rendre compte de l'absorption. Une solution pourrait être, dans ce cas, de modifier la dépendance en  $P/P_0$  dans l'équation (2)

$$h(z) = \left(\frac{P(z)}{P_0}\right)^\alpha \left(\frac{T_0}{T(z)}\right)^{(n+s)} \exp\left(-\frac{E^n}{k} \frac{(T_0 - T(z))}{T_0 T(z)}\right) \quad (31)$$

où  $\alpha > 1$  est à déterminer suivant le même processus que celui suivi pour  $Z^*$ . Nous nous proposons de tester cette possibilité très rapidement. On obtient alors dans ces conditions d'observation des erreurs maximales de l'ordre de 0.01 sur les rapports  $I_{\nu}/I_s$ . Dans les mêmes conditions d'incidence solaire et de visée, les résultats sont bien meilleurs pour

l'atmosphère correspondant à la brume d'aérosols, ces phénomènes de réflexions multiples étant moins importants. Cependant, lorsque l'on intègre les luminances monochromatiques, les compensations d'erreurs permettent d'obtenir une précision du même ordre de grandeur que pour les autres conditions d'observation.

Dans les cas d'observations aéroportées, la précision obtenue est globalement du même ordre de grandeur et parfois même meilleure que pour les observations satellitaires. Ceci peut s'expliquer par le fait que dans le cas d'une observation à 3 km d'altitude, les phénomènes d'interaction absorption/diffusion ont lieu dans les basses couches de l'atmosphère pour les photons contribuant à la luminance observée. Or ce sont les couches d'altitudes supérieures qui modifient fortement l'absorption dans les centres de raie, le profil étant dans ce cas de type Voigt. L'approximation consistant à étendre le profil  $h(z)$ , correspondant aux ailes de raie, à l'ensemble de la raie est donc d'autant meilleure que les phénomènes d'interaction absorption/diffusion se produisent principalement aux basses altitudes.

#### 4.1.2 Résultats intégrés

Des écarts de 30 % sont évidemment importants mais dans les cas pratiques, la résolution est généralement bien supérieure à la résolution nominale du modèle raie par raie ( $\leq 0.01 \text{ cm}^{-1}$ ). Par exemple, l'interféromètre HIS (High-resolution Interferometer Sounder) (Smith et al., 1983) qui possède une résolution de  $0.5 \text{ cm}^{-1}$  pour l'intervalle spectral compris entre 600. et 1000.  $\text{cm}^{-1}$  et  $1. \text{ cm}^{-1}$  entre 1000. et 2600.  $\text{cm}^{-1}$  alors que dans le domaine visible, le spectromètre GOME (Global Ozone Monitoring Experiment) possède une résolution variant de 3. à 10.  $\text{cm}^{-1}$  sur l'intervalle spectral compris entre 12500. et 30000.  $\text{cm}^{-1}$ .

Nous avons donc comparé les résultats approchés avec le calcul exact en simulant différentes résolutions spectrales, c'est à dire en intégrant les luminances monochromatiques avec un pas d'intégration variable  $\Delta\nu$ . Les figures 15, 16, 17 et 18 présentent les écarts quadra-

tiques moyens (EQM)

$$EQM = \sqrt{\left(\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (Ecart)_i^2\right)} \quad (32)$$

avec

$$Ecart_i = (I_{\Delta\nu_i}^{approchee} - I_{\Delta\nu_i}^{exacte})/I^s \quad (33)$$

et les erreurs maximales (EM)

$$EM = \max(I_{\Delta\nu}^{approchee} - I_{\Delta\nu}^{exacte})/I^s \quad (34)$$

en fonction de la résolution.

N représente le nombre de luminances intégrées sur le spectre total considéré et la résolution la plus élevée dans ces courbes correspond au calcul monochromatique.

Le tableau 27 présente les erreurs relatives généralement obtenues en fonction de la résolution spectrale, pour l'ensemble de l'intervalle étudié et pour une observation satellitaire.

Résolution en $cm^{-1}$	Ecart relatif maximum en %	Ecart relatif moyen en %
$\simeq 0.01$	$\simeq 20$ à $30$	1 à 5
$\simeq 0.5$	1 à 2	$\leq 1.0$
$\simeq 1.0$	$\simeq 1.0$	$\simeq 0.5$
$\geq 5.0$	$\simeq 0.5$	$\simeq 0.1$

**Tableau 27**

Globalement les résultats présentés pour les spectres larges permettent de confirmer les ordres de grandeur de la précision obtenus pour une raie isolée.

## 4.2 Recouvrement de bandes d'absorption

Pour des applications sur des spectres réalistes, il n'est pas toujours possible de découpler spectralement l'absorption des différents gaz atmosphériques. Il faut alors considérer le cas des recouvrements de bandes d'absorption correspondant à des absorbants différents.

Les luminances calculées étant fortement dépendantes des variations verticales de l'absorption, il n'est plus possible d'appliquer directement les relations établies au paragraphe 2 au cas de plusieurs absorbants, c'est à dire de considérer que tous les gaz ont la même concentration en fonction de l'altitude. Il est dans ce cas nécessaire d'adapter notre méthode.

### 4.2.1 Modifications apportées à la méthode

Si l'on est en présence d'un nombre  $M$  d'absorbants, l'expression (1) devient:

$$\frac{I_\nu}{I_s} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \exp\left[- \int_0^{Z^{toa}} \sum_{k=1}^M (m_i(z) k_\nu^k(z) \rho^k(z)) dz\right] \quad (35)$$

et l'expression (16):

$$\frac{I_\nu}{I_s} \simeq \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \exp\left[- \sum_{k=1}^M (k_\nu^{0*k} \int_0^{Z^{toa}} m_i(z) h(z) \rho^k(z) dz)\right] \quad (36)$$

Il faut donc à priori définir un paramètre  $k_\nu^{0*k}$  spécifique à chacun des absorbants, sauf si l'on fait l'approximation très grossière que tous les gaz possèdent la même concentration en fonction de l'altitude.

Afin de tenir compte de toutes les combinaisons possibles entre les intensités des coefficients d'absorption des gaz, il faudrait résoudre l'équation de transfert radiatif en milieu diffusant pour un ensemble de l'ordre de  $30^M$  valeurs de coefficient d'absorption. En analysant plus précisément le problème, on peut diminuer ce nombre de calcul de façon significative. En effet, on peut séparer les absorbants en deux classes bien distinctes:

1. Les gaz à concentration variable avec l'altitude ( $H_2O$  et  $O_3$ ):

Dans ce cas, aucune simplification n'est possible, les variations des concentrations de  $H_2O$  et de  $O_3$  étant trop différentes et il faut définir une fonction  $k_\nu^{0*k}$  pour chacun de ces deux gaz.

2. *Gaz à concentration constante avec l'altitude ( $CO_2, O_2, CH_4, N_2O, CO, O_4$ ):*

La variation de la concentration des gaz est la même, à un coefficient près, en fonction de  $z$  et l'expression (36) donne:

$$\frac{I_\nu}{I_s} \simeq \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \exp\left[-\sum_{k=1}^M (k_\nu^{0*k} \rho^k) \int_0^{z^{toa}} m_i(z) h(z) dz\right] \quad (37)$$

Le problème se ramène donc à un seul absorbant équivalent, ce qui nécessite typiquement une trentaine de résolutions de l'équation de transfert pour l'ensemble des gaz à concentration constante.

Dans les courtes longueurs d'onde, l'absorption de la vapeur d'eau, du gaz carbonique et de l'ozone apparaissent rarement simultanément. Le problème revient donc à considérer le plus souvent un absorbant et parfois deux parmi ceux précédemment cités. De plus, si on ne prend pas en compte la présence éventuelle d'aérosols stratosphériques ou de nuages de type PSC (Polar Stratospheric Cloud), les couches atmosphériques situées à des altitudes supérieures à 15 kilomètres ne sont plus diffusantes. L'absorption de l'ozone, qui est principalement concentrée dans la stratosphère, peut être découplée dans ce cas de la diffusion, pour certaines applications (voir 3.3).

### 4.3 Continuum

Il peut être intéressant de faire ici quelques remarques concernant le cas particulier des continuum d'absorption. En effet, le problème est beaucoup plus simple, dans ce cas, car la variation verticale du coefficient d'absorption ne dépend plus de la fréquence. La fonction  $h(z)$  représente alors la véritable dépendance en altitude du coefficient d'absorption. En pratique, pour la plupart des continuum, celle-ci est du type des ailes de raie lorentziennes, c'est à dire proche de  $P/P_0$  (voir chapitre 1). C'est le cas des continuum de l'azote,

de l'oxygène, du gaz carbonique et de la vapeur d'eau. Ceci est particulièrement vérifié pour la vapeur d'eau et le gaz carbonique, les continuum étant généralement attribués à l'accumulation des ailes de raies lointaines respectivement super ou sub-lorentziennes.

Pour le continuum de l'ozone, cependant, la variation verticale du coefficient d'absorption dépend principalement de la température (Chapitre 1). Quelques simulations ont montrées que l'utilisation d'un profil  $h(z)$  de type aile de raie ( $P(z)/P_0$ ) pour l'ozone conduit à une erreur systématique de l'ordre de plusieurs pourcents sur les luminances intégrées.

En conclusion on pourra, dans le cas des continuum, utiliser la fonction  $h(z)$  définie par l'expression (12). Pour l'ozone, on utilisera une nouvelle fonction  $h(z)$  proportionnelle à  $T(z)$ .

#### 4.4 Validations

Nous avons appliqué la méthode décrite au paragraphe 2, avec les modifications présentées ci dessus, sur des spectres étroits afin de limiter le temps de calcul. Nous avons conservé les deux modèles d'atmosphère, correspondant à la brume d'aérosols et aux deux nuages, décrits au paragraphe 3. Par contre nous n'avons pas conservé les mêmes intervalles spectraux car, pour l'absorption de l'oxygène et de la vapeur d'eau à  $0.7\mu m$ , les effets de recouvrement ne sont pas suffisamment importants. Nous avons donc choisi [1] l'intervalle spectral compris entre  $5000.$  et  $5100. cm^{-1}$  ( $2. \mu m$ ) correspondant à l'absorption par  $H_2O$  et  $CO_2$  (figure 19) et [2] l'intervalle spectral compris entre  $6050.$  et  $6100. cm^{-1}$  ( $2.15 \mu m$ ) correspondant à l'absorption par  $H_2O$ ,  $CO_2$  et  $CH_4$  (figure 20).

Nous avons reporté sur les figures 21 et 22 les erreurs maximales et les écarts quadratiques moyens entre calculs exacts et calculs approchés, pour les deux intervalles spectraux et les deux modèles d'atmosphère considérés. Nous avons conservé les mêmes notations que dans le paragraphe 3, c'est à dire:

$$Ecart_s = (I_\nu^{approche} - I_\nu^{exacte})/I^s \quad (38)$$

$$EQM = \sqrt{\left(\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (Ecart_i)^2\right)} \quad (39)$$

Les résultats permettent alors de conclure que la précision obtenue, lorsqu'il y a recouvrement de bandes d'absorption, est sensiblement la même que celle obtenue avec un seul gaz absorbant. On obtient une erreur maximale de l'ordre de 20% pour les calculs monochromatiques et une erreur quadratique moyenne inférieure à 0.01. Lorsque l'on intègre les résultats, on peut considérer que l'écart maximum ainsi que l'écart quadratique moyen deviennent inférieurs 0.01 à partir d'une résolution de  $0.5 \text{ cm}^{-1}$ , du fait des compensations d'erreurs.

## 5 Application: Calculs de luminances à haute résolution dans le spectre visible et Ultra-violet

### 5.1 Présentation

Cette application a été réalisée plus particulièrement dans le cadre d'une étude pour l'Agence Spatiale Européenne (ESA), concernant l'expérience GOME (Global Ozone Monitoring Experiment).

GOME est une version préliminaire du spectromètre SCIAMACHY (SCanning Imaging Absorption spectroMeter for Atmospheric CHartography) qui a été sélectionné par l'ESA pour participer à la mission POEM-1 (Polar Orbiting Earth Observation Mission, 1998). GOME doit être embarqué à bord du satellite ERS-2, qui sera lancé en 1994. Il permet de mesurer le signal atmosphérique dans la gamme spectrale comprise entre 240 et 790 nm, pour des conditions d'observation au nadir ( $\theta_v = 0^\circ$ ).

Les luminances solaires observées, dans la direction de visée du satellite, sont donc modulées par les phénomènes d'absorption et de diffusion des gaz et des particules atmosphériques. Le spectre mesuré peut alors être utilisé pour retrouver la distribution de ces constituants, si leurs propriétés diffusantes et absorbantes sont connues avec précision. L'objectif concerne principalement l'étude du profil de concentration de l'ozone ainsi que celui des gaz

mineurs ( $O_4$ ,  $NO_2$ , ...).

Dans ce contexte, il est important de pouvoir déterminer si les mesures ont été effectuées en présence ou non d'une couverture nuageuse. L'un des buts de ce travail est d'étudier les possibilités de reconnaissance et d'altimétrie des nuages à partir des comportements différents des signaux reçus par le spectromètre dans les canaux correspondant aux absorptions de l' $O_2$  et de l' $O_4$ .

Cette étude présente deux intérêts majeurs pour notre méthode:

- Elle nécessite de calculer les luminances sur le spectre très large correspondant aux canaux de GOME, de 12500. à 33000.  $cm^{-1}$  (240 à 790 nm), et avec une résolution assez élevée variant de 0.11 à 0.2 nm (de 3 à 20  $cm^{-1}$ ). Le spectre de transmission est présenté sur la figure 23, pour une masse d'air égale à 3. et une atmosphère subartic-summer (Mac Clatchey et al, 1972). Les types d'absorption sont variés et correspondent principalement aux bandes d'absorption de l'oxygène et de la vapeur d'eau dans le spectre visible et aux continuum de l'ozone et de dioxygène dans l'UV (voir chapitre 1). L'utilisation d'un modèle raie par raie est indispensable si l'on veut tenir compte de façon précise de l'absorption par les gaz atmosphériques et particulièrement pour les gaz mineurs dont l'absorption serait difficilement restituée par des modèles à basse résolution. De plus, les canaux de GOME correspondent aux domaines visible et ultraviolet, pour lesquels la diffusion est prépondérante. Il est donc nécessaire d'utiliser une méthode précise de calcul du transfert radiatif en milieu diffusant afin de restituer correctement les effets des aérosols et des nuages.

- GOME étant appelé à participer à une mission polaire et plus particulièrement pour l'étude de l'ozone, nous avons donc considéré un modèle d'atmosphère adéquat et décrit ci-dessous. Ce modèle permet de tester notre méthode dans des conditions très différentes de celles utilisées précédemment, car les interactions diffusion/absorption sont prépondérantes non plus dans la troposphère, mais dans la stratosphère où les formes de raies ne sont plus lorentziennes.



## 5.2 Modèle d'atmosphère

L'étude étant plus particulièrement axée sur la détection des nuages, nous avons considéré deux nuages:[1] un cirrus de même type que celui défini au paragraphe 2, d'épaisseur optique égale à 1. et situé entre 10 et 11 km et [2] un nuage de type PSC (Polar Stratospheric Cloud) situé entre 24 et 25 km, d'épaisseur optique égale à 0.1 et possédant les mêmes caractéristiques optiques que le cirrus.

L'atmosphère est de type Sub-artic Summer. L'abedo de surface est égal à 0.6, valeur standard et constante sur l'intervalle spectral considéré pour de la neige. Nous avons également considéré la diffusion par les molécules et par des aérosols de type volcanique-stratosphérique (modèle standard WMO, 1986). Le schéma 5 permet de résumer le profil utilisé.

## 5.3 Résultats et interprétations

Nous avons calculé les luminances sur le spectre complet correspondant à GOME.

Avant de présenter les résultats complets, nous avons effectué quelques vérifications sur les luminances calculées à l'aide de la méthode approchée, pour des intervalles spectraux représentatifs des différents types d'absorption, le profil atmosphérique utilisé étant très différent de ceux considérés pour les validations précédentes.

Nous avons reportés sur les figures 24, 25 et 26, pour les intervalles spectraux choisis, le spectre d'absorption et les écarts, définis par la relation (30), sur les luminances monochromatiques intégrées avec un pas d'intégration de  $0.5 \text{ cm}^{-1}$ , résolution plus fine que celle de GOME. Les intervalles spectraux correspondent aux absorptions suivantes:

- absorption par l'oxygène entre 13125. et 13175.  $\text{cm}^{-1}$  (figure 24)
- absorption par l'oxygène et l'ozone entre 14550. et 14560.  $\text{cm}^{-1}$  (figure 25)
- absorption par la vapeur d'eau et l'ozone entre 16935. et 16970.  $\text{cm}^{-1}$  (figure 26)

Les écarts obtenus, pour l'ensemble des résultats correspondant aux intervalles spectraux précédents, sont toujours inférieurs à 0.01, c'est à dire à 1 % de la luminances en absence d'absorption. Les erreurs maximales correspondent aux absorptions fortes, particulièrement dans le cas de l'oxygène, à une incidence solaire  $\theta_0 = 75^\circ$ , correspondant à une quantité d'absorbant importante et au cas de l'atmosphère nuageuse, pour lequel les interactions absorption/diffusion sont maximales. L'erreur relatif peut alors, pour ces conditions d'observation, être supérieure à 1 %.

En général, ces écarts sont de l'ordre de 0.001 et la précision obtenue par la méthode approchée, pour une résolution spectrale de  $0.5 \text{ cm}^{-1}$ , est alors meilleure que 1. %. les résultats confirment de nouveau ceux obtenus lors des validations du paragraphe 5.

Les figures 27 et 28 présentent les différences entre les réflectances dans des conditions de ciel nuageux  $\rho^N$  et les réflectances de ciel clair  $\rho^C$  avec

$$\rho^{N,C} = \frac{\pi L^{N,C}}{F_o \cdot \cos(\theta_s)} \quad (40)$$

$F_o$  étant le flux solaire incident au sommet de l'atmosphère et  $L^C$  et  $L^N$  les luminances monochromatiques, respectivement en ciel clair et nuageux, intégrées avec un pas d'intégration de  $5 \text{ cm}^{-1}$ , à peu près équivalent à celui de GOME. On a présenté les résultats correspondant à  $\theta_s = 0^\circ$ , bien qu'ils ne soient pas physiquement réalistes pour une observation polaire.

Ces figures appellent quelques commentaires:

- Pour  $\theta_s = 0^\circ$ :

La différence  $\rho^N - \rho^C$  est toujours positive. Elle correspond à la fraction de rayonnement incident qui a été directement diffusé par les nuages et qui n'a donc pas pu être absorbée par les gaz, ceux-ci étant principalement situés sous les nuages. Cet effet est très dépendant des caractéristiques optiques du nuage utilisé lors de la modélisation et en particulier de sa fonction de diffusion. On a reporté dans le

tableau 28 les réflectances diffuses (sans absorption) calculées pour les atmosphères claire  $\rho^C$  et nuageuse  $\rho^N$ , en fonction des conditions d'observation:

$\theta_s$	$\theta_v$	$\rho^C$	$\rho^N$
0°	0.	0.6066	0.6293
45°	0.	0.6016	0.6004
60°	0.	0.5963	0.5868
75°	0.	0.5824	0.5447

**Tableau 28**

Les valeurs de réflectances montrent que la redistribution du rayonnement par les nuages privilégie la diffusion arrière ( $\theta_s = \theta_v = 0^\circ$ ). Cette remarque est confirmée par la fonction de phase du cirrus, présentée sur la figure 5, pour laquelle on vérifie une rétrodiffusion importante pour  $\Theta = 180^\circ$ .

- Pour  $\theta_s = 45^\circ, 60^\circ$  et  $75^\circ$ :

La différence  $\rho^N - \rho^C$  est généralement négative. La réflectance est donc plus faible dans les conditions nuageuses, on peut d'ailleurs noter que les réflectances au sommet de l'atmosphère, dans les directions  $\theta_s = 60^\circ$  et  $\theta_s = 75^\circ$ , sont inférieures à l'albédo de surface en atmosphère claire comme en atmosphère nuageuse. Les réflexions multiples entre la surface et l'atmosphère augmentent l'efficacité de l'absorption à la surface. Ceci est accentué par la présence des nuages semi-transparents et l'absorption par les gaz atmosphériques renforce encore l'impact de cet effet de "piégeage".

Cependant, pour  $\theta_v = 75^\circ$  et dans le cas des absorptions fortes, par exemple pour la bande de l'oxygène à  $13000. \text{ cm}^{-1}$ ,  $\rho^N - \rho^C$  est de nouveau positive. En effet, pour  $\theta_s = 75^\circ$  le trajet optique des photons et donc l'absorption deviennent très importants, en particulier dans les basses couches de l'atmosphère pour l' $O_2$  et l' $H_2O$ . Or pour une atmosphère nuageuse, des photons pouvant être diffusés directement par les nuages, le niveau de réflexion équivalent  $Z^*$  est plus élevé que dans le cas de l'atmosphère claire et l'absorption est plus faible.

Pour l'ozone, cet effet est beaucoup moins marqué car dans ce cas, l'absorption est

principalement située au dessus des nuages.

Cette simulation ne constitue qu'une première approche de l'étude et il faudra considérer d'autres modèles d'atmosphère et en particulier d'autres modèles de nuages avant de pouvoir tirer des conclusions définitives en ce qui concerne l'utilisation des canaux  $O_2$  et  $O_4$  pour l'étude des nuages. Cependant il est peu probable, d'après ces premiers résultats, que le canal  $O_4$  puisse permettre une détermination précise de la nature ou de l'altitude des nuages semi-transparents, les signaux correspondant à ce canal paraissant vraiment très faibles par rapport aux incertitudes liées aux paramètres atmosphériques et aux mesures. Il semble beaucoup plus réaliste d'utiliser l'information acquise dans le canal de l'oxygène.

## 6 Synthèse

On peut distinguer 7 étapes distinctes. Il est important de différencier les étapes qui nécessitent des calculs monochromatiques et celles dont les calculs restent valables pour des intervalles spectraux larges.

1. Calcul des luminances diffusées pour un profil d'absorption constant: On réalise ces calculs dans le cas d'un profil vertical d'absorption constant  $g(z) \propto 1$  et typiquement pour une trentaine de coefficients d'absorption.

3. Calcul des luminances réfléchies par une atmosphère claire équivalente, présentant les mêmes profils de température, de pression et de quantité d'absorbant et pour différentes valeurs de l'altitude du niveau de réflexion.

3. Détermination de  $Z^*$ :  $Z^*$  peut-être déterminé, à partir des résultats obtenus ci-dessus, par moindres carrés et ne dépend que des paramètres diffusants de l'atmosphère. Ce calcul est donc rapide et de surcroît valable pour des intervalles spectraux larges.

4. Calcul des coefficients d'absorption monochromatiques  $k_\nu(z)$  Le calcul des coefficients d'absorption monochromatiques, dans chaque couche de l'atmosphère, est réalisé à l'aide du modèle raie par raie STRANSAC.

5. Le calcul monochromatique de  $k_\nu^{0*}$ : La valeur de  $Z^*$  étant connue, la fonction  $k_\nu^{0*}$  s'obtient directement en fonction des quantités d'absorbant et des coefficients d'absorption monochromatiques de chaque couche à partir de l'expression (15):

$$k_\nu^{0*} = \frac{\int_{Z^*}^{Z^{toa}} k_\nu(z)\rho(z)dz}{\int_{Z^*}^{Z^{toa}} h(z)\rho(z)dz} \quad (41)$$

Ce calcul est donc immédiat à partir des points 2 et 3 précédents.

6. Calcul des luminances diffusantes pour un profil d'absorption  $h(z)$  correspondant aux ailes de raie Du fait des variations lentes des paramètres diffusants de l'atmosphère, ces calculs sont valables pour des intervalles larges. Le tableau 1 donne un exemple de découpage pour le spectre complet (Ramaswamy et Freidenreich, 1991). On réalise ces calculs dans le cas d'un profil vertical d'absorption correspondant aux ailes de raie  $h(z)$ , pour une trentaine de coefficients d'absorption.

7. Le calcul monochromatique des luminances  $I_\nu$ : Il est réalisé, à chaque point de résolution du modèle raie par raie, par interpolation des luminances obtenues pour le profil  $h(z)$ , à partir des valeurs de  $k_\nu^{0*}$ .

Intervalle spectral en $cm^{-1}$	frequence moyenne en $cm^{-1}$	longueur d'onde moyenne en $\mu m$
0 - 1000	500	20.
1000 - 2500	1750	5.7
2500 - 4400	3450	2.9
4400 - 6200	5300	1.89
6200 - 8200	7200	1.39
8200 - 9700	8950	1.12
9700 - 11500	10600	0.94
11500 - 13000	12250	0.82
13000 - 14500	13750	0.73
14500 - 18000	16250	0.62
18000 - 33333	25667	0.39

**Tableau 29**

Le calcul exact des luminances monochromatiques nécessite donc l'utilisation du modèle raie par raie et un calcul de diffusions multiples pour chaque point de résolution. Notre méthode nécessite également l'utilisation du modèle raie par raie mais seulement  $\simeq 50$  calculs de diffusions multiples.

A titre d'exemple, si l'on considère que la résolution moyenne du modèle raie par raie est de l'ordre de  $0.01 \text{ cm}^{-1}$  dans le spectre visible, nous avons reporté dans le tableau 2 les gains en temps de calcul en fonction de la largeur spectrale  $\Delta\nu$  sur laquelle on peut considérer que les paramètres optiques de l'atmosphère restent constants.

$\Delta\nu$ ( $cm^{-1}$ )	$G$
10	20
100	200
1000	2000
2000	4000

**Tableau 30**

## 7 Conclusions

Nous avons présenté dans ce chapitre, une méthode rapide, mais cependant précise, de calcul des luminances à haute résolution, en prenant en compte de façon approximative les interactions entre les phénomènes d'absorption et de diffusion. Dans cette méthode, la structure verticale de l'atmosphère est prise en compte de façon exacte en ce qui concerne ses caractéristiques diffusantes et les concentrations d'absorbant. La variation verticale du coefficient d'absorption, due aux variations de température et de pression, est prise en compte de façon approximative au moyen de l'approximation d'échelle qui consiste à généraliser à l'ensemble de la raie spectrale la dépendance qui existe dans les ailes. Pour compenser les erreurs que l'approximation d'échelle introduit dans les régimes intermédiaires et surtout dans les centres de raie, le coefficient d'absorption aux conditions de référence  $k_p^0$  est recalculé au moyen d'une simulation effectuée sur une atmosphère claire équivalente. Le niveau de réflexion de celle-ci est alors fixé de façon à ce que l'absorption simulée pour l'atmosphère claire soit égale à celle de l'atmosphère diffusante, ceci pour des cas idéalisés de variation du coefficient d'absorption. Cette simulation, forcément très approximative, n'intervient que comme une étape intermédiaire du calcul et permet une amélioration très significative des résultats qui seraient obtenus par la seule approximation d'échelle.

Le gain en temps de calcul est considérable en regard du calcul exact. Les approximations simples utilisées pour le calcul approché permettent une mise en oeuvre souple et rapide

de cette méthode à partir du modèle raie par raie.

La précision obtenue pour les luminances monochromatiques, par rapport au calcul exact, est au pire de l'ordre de 30% et est en général de l'ordre de 1 %. Lorsque l'on simule des résolutions du type de celles rencontrées expérimentalement, l'intégration des résultats calculés à la résolution nominale ("monochromatique") du modèle raie par raie permet d'importantes compensations d'erreurs; la précision minimale est alors de l'ordre de 1% pour une résolution de  $0.5 \text{ cm}^{-1}$  et bien meilleure que 1. % lorsque cette dernière est supérieure à  $5 \text{ cm}^{-1}$ .

Cette méthode a été développée pour des observations hors atmosphère. Elle a été étendue et testée au cas d'une observation aéroportée et la précision obtenue s'est avérée comparable au cas précédent. Par contre, dans sa forme actuelle, la démarche utilisée pour le calcul des luminances approchées ne permet pas d'appliquer cette méthode au cas d'une observation au sol.

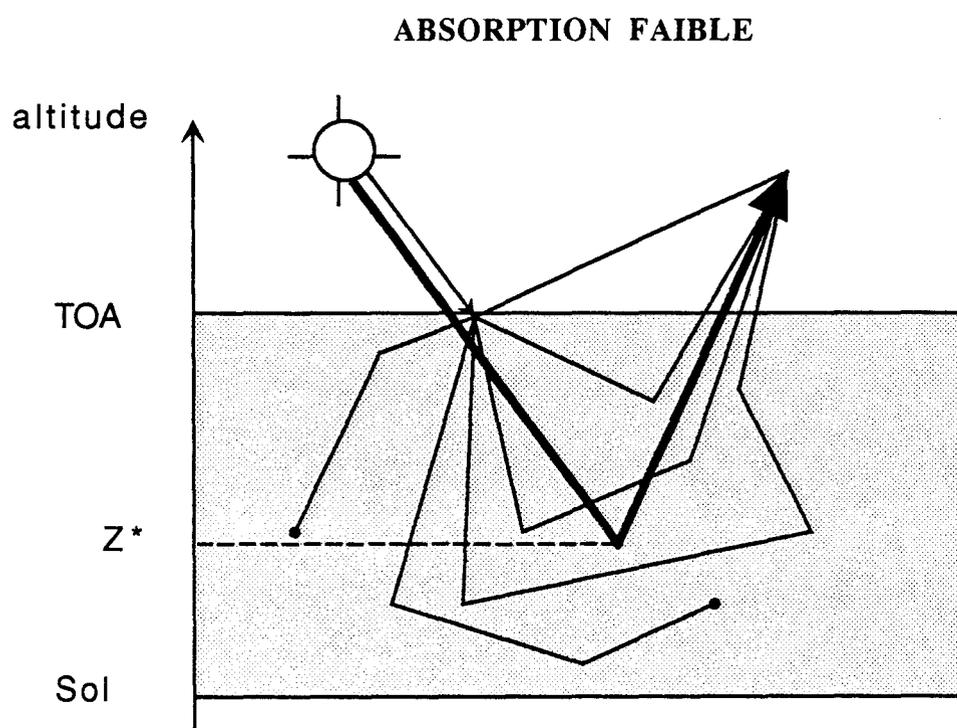
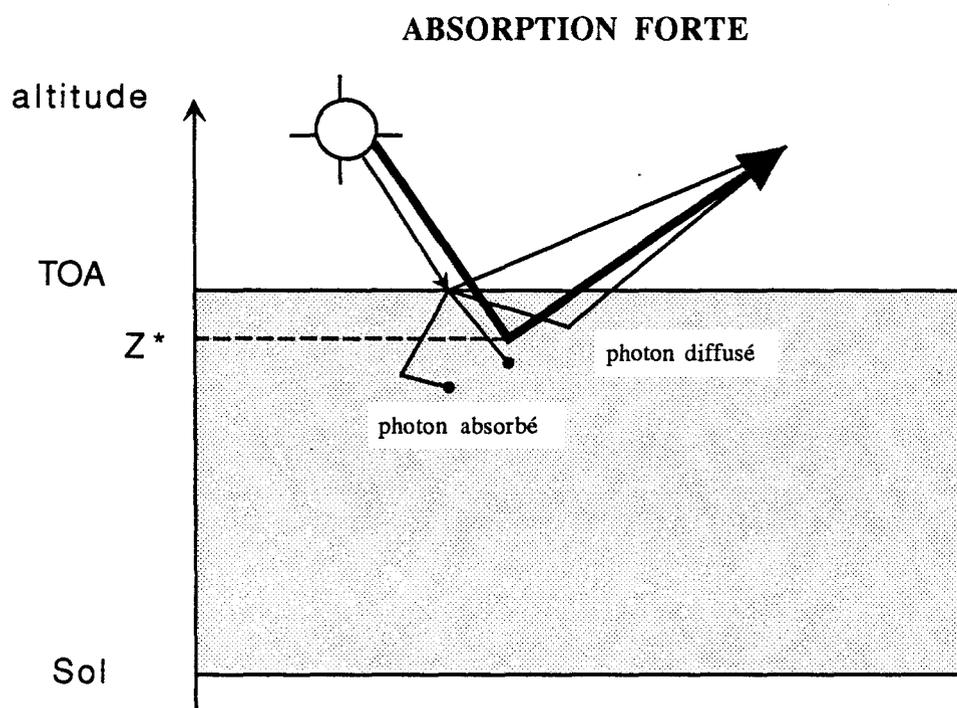
Les applications immédiates d'un tel code sont principalement de deux types :

- théoriques tout d'abord, dans le cadre d'intercomparaisons avec d'autres codes haute résolution, pour le développement et de la validations de modèles plus simples, à basse résolution ...
- pratiques ensuite, des comparaisons étant alors possibles avec des mesures aéroportées ou satellitaires. La résolution des capteurs actuels étant de plus en plus fine, l'apport de notre méthode est alors appréciable car elle permet de simuler les luminances observées, directement à la résolution de ces derniers.

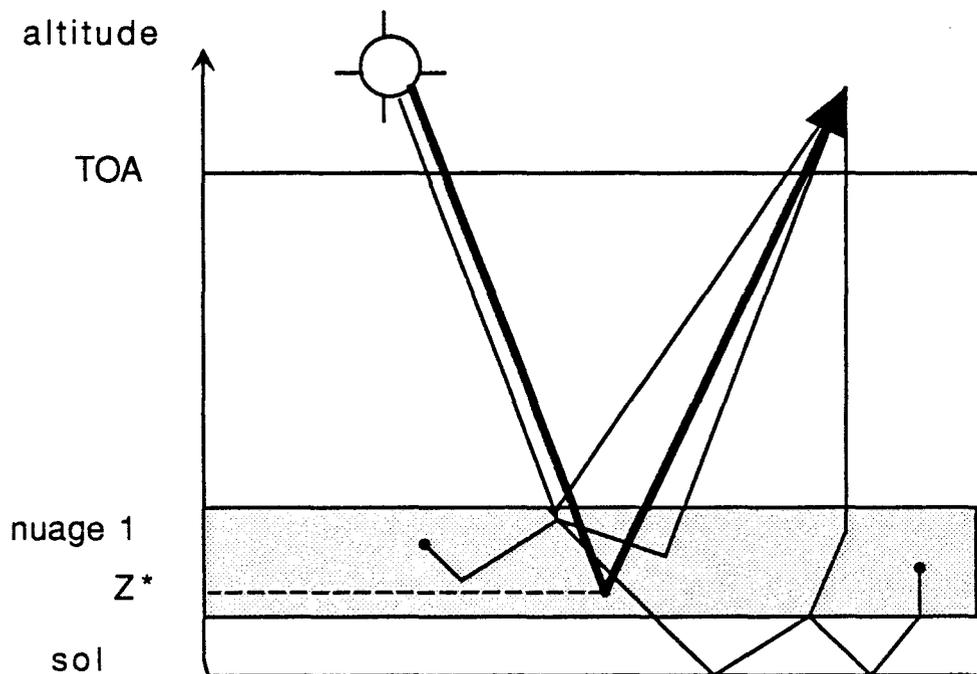
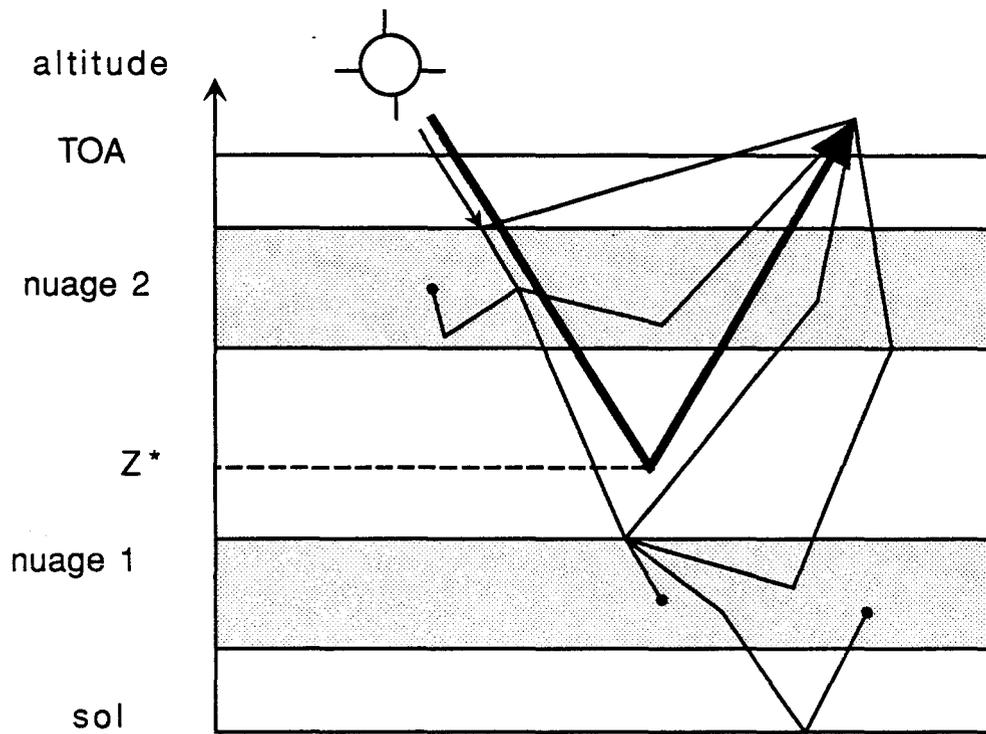
La question est de savoir si les approximations utilisées, qui peuvent paraître au premier abord assez simples, permettent d'obtenir une précision suffisante pour les applications futures de cette méthode. Une intercomparaison de différents codes raie par raie a été réalisé dans le cadre de l'ICRCCM, particulièrement dans le domaine des grandes longueurs d'onde (Ellingson et Fouquart, 1991). Les différences entre les résultats intégrés des différents codes étaient de l'ordre de  $\pm 1\%$ , les principales incertitudes étant liées aux

formes de raie et au continuum utilisés. La précision obtenue par notre méthode semble donc être largement suffisante dans le cadre d'intercomparaison avec d'autres modèles ou de simulations théoriques.

Dans le cas de comparaisons avec des résultats expérimentaux, le problème semble encore moins délicat car les erreurs, sur les luminances simulées, introduites par les incertitudes sur les contenus intégrés d'absorbant et les paramètres diffusants de l'atmosphère, en particulier les épaisseurs optiques des nuages et des aérosols, sont supérieures à celles inhérentes à notre méthode.

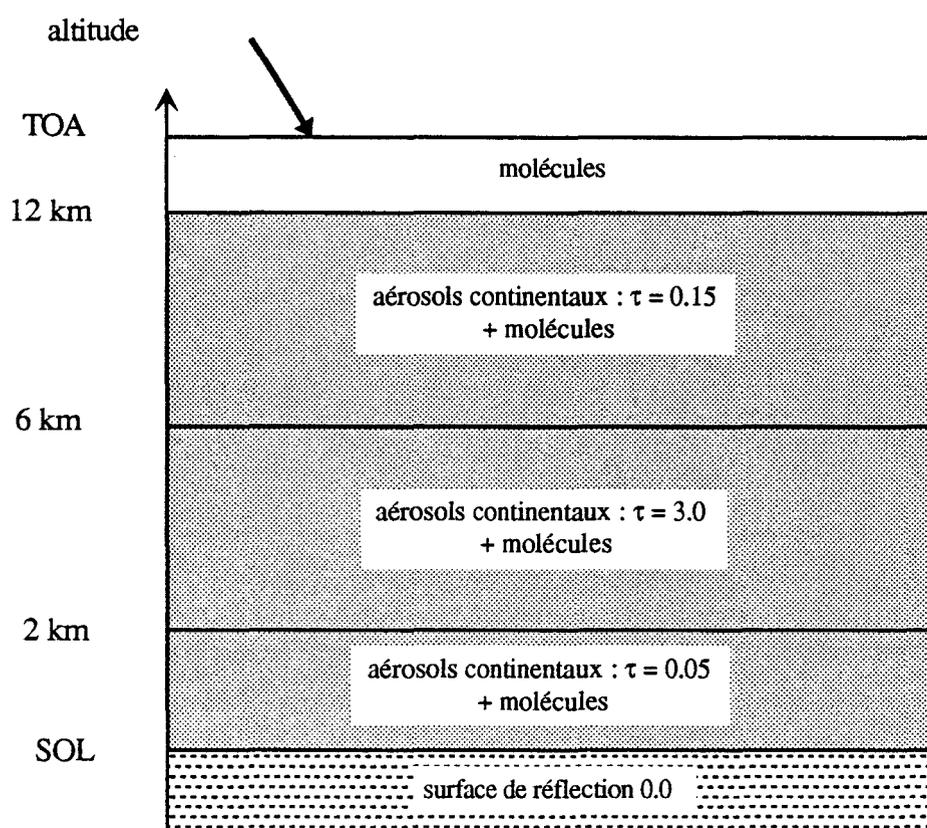


**Schéma 1:** Illustration du niveau de réflexion équivalent  $Z^*$ .  
 On a tracé en trait fin les diffusions multiples des photons dans l'atmosphère et en trait fort le chemin équivalent en fonction du type d'absorption.



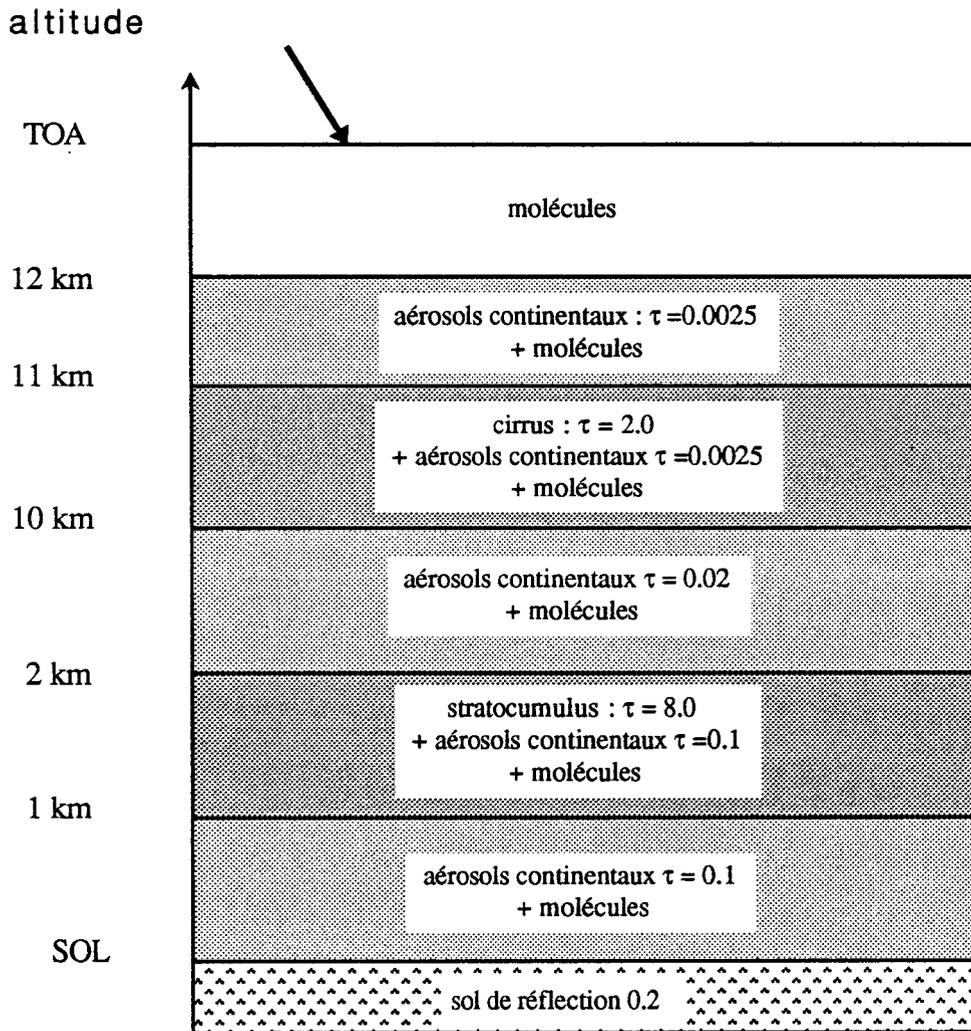
**Schéma 2:** Illustration du niveau de réflexion équivalent  $Z^*$ .  
 On a tracé en trait fin les diffusions multiples des photons dans les nuage et en trait fort le chemin équivalent, en fonction du type d'atmosphère, pour des coefficients d'absorption égaux.

## MODELE : AEROSOLS

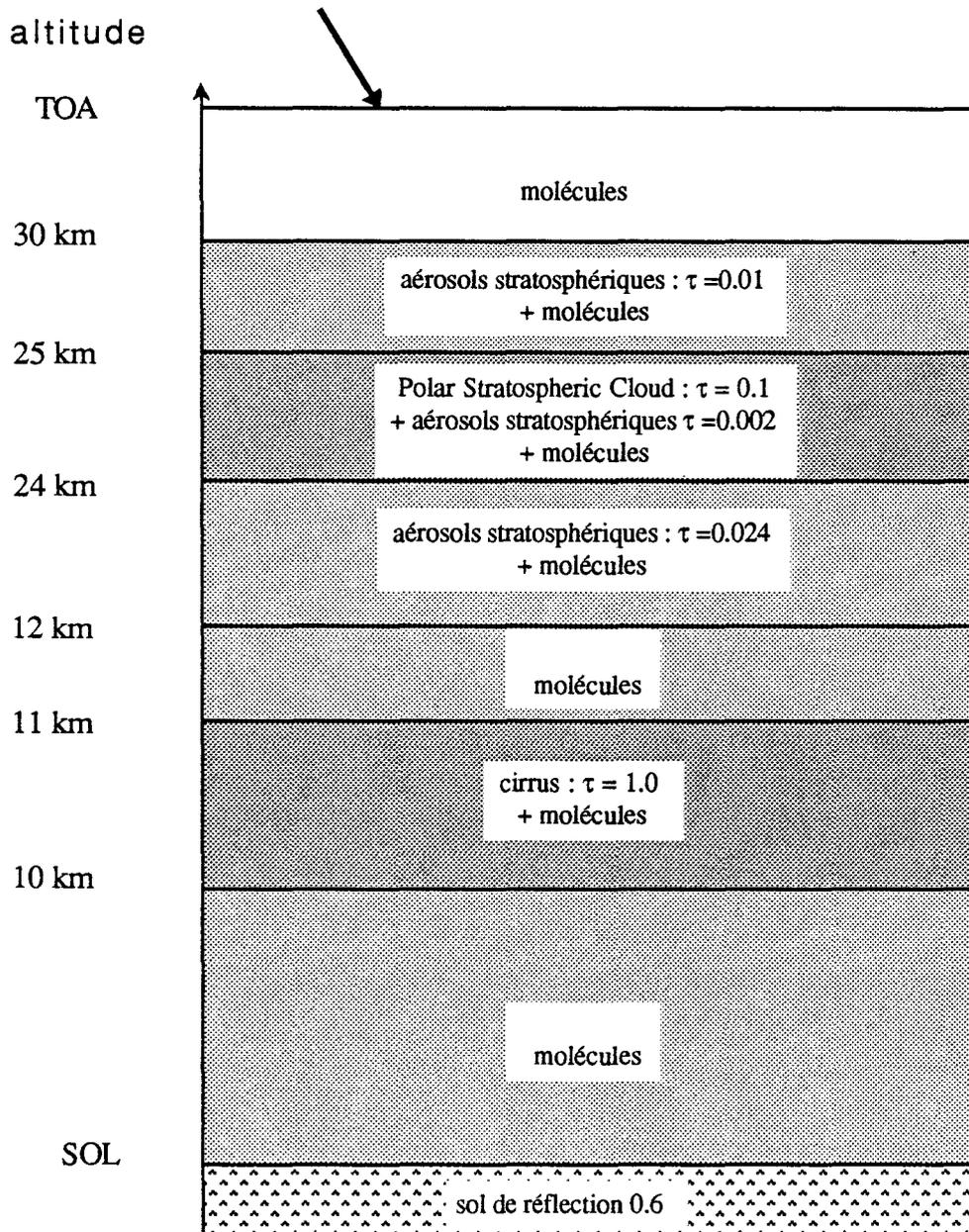


**Schéma 3:** Description du modèle d'atmosphère dans le cas de la brume d'aérosols.

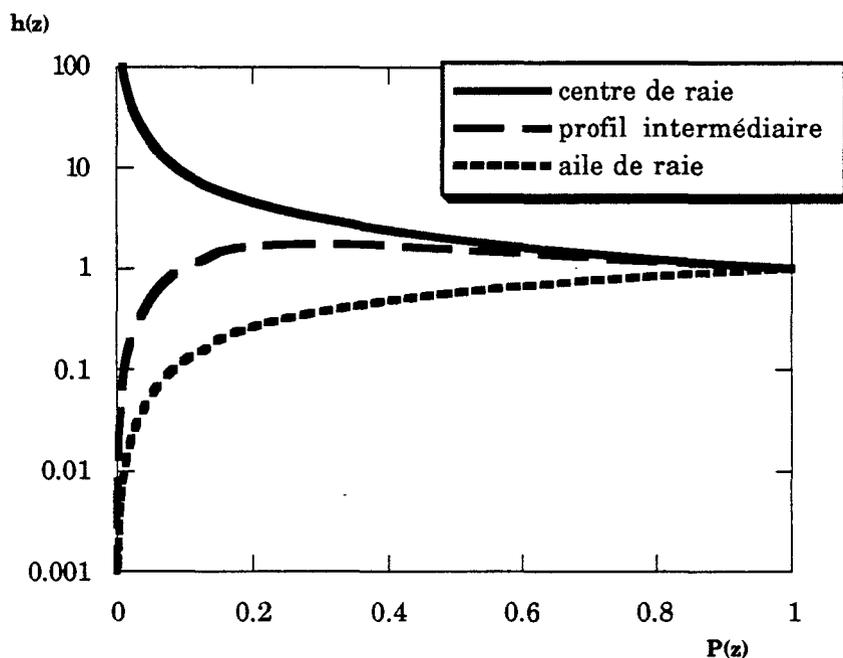
## MODELE : 2 NUAGES



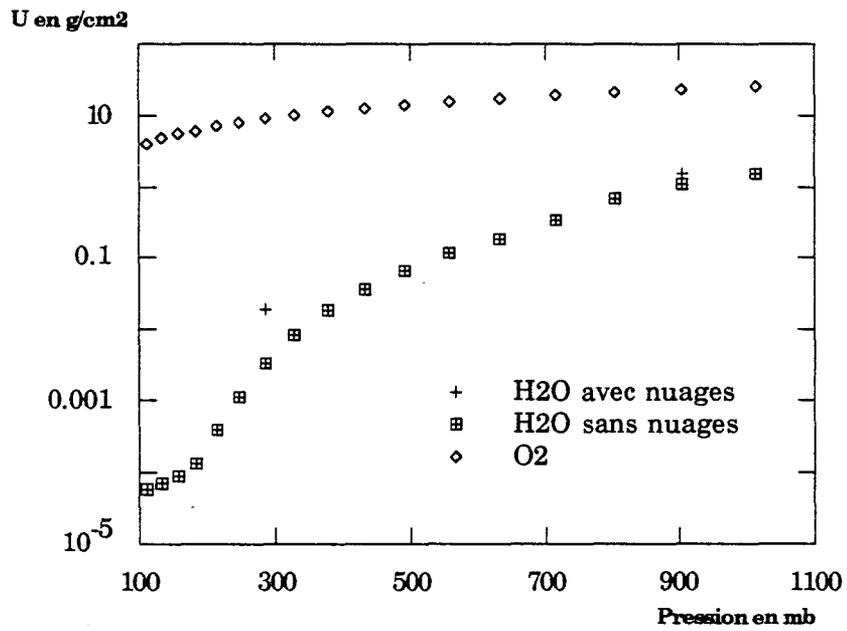
**Schéma 4:** Description du modèle d'atmosphère dans le cas de la présence de deux nuages.



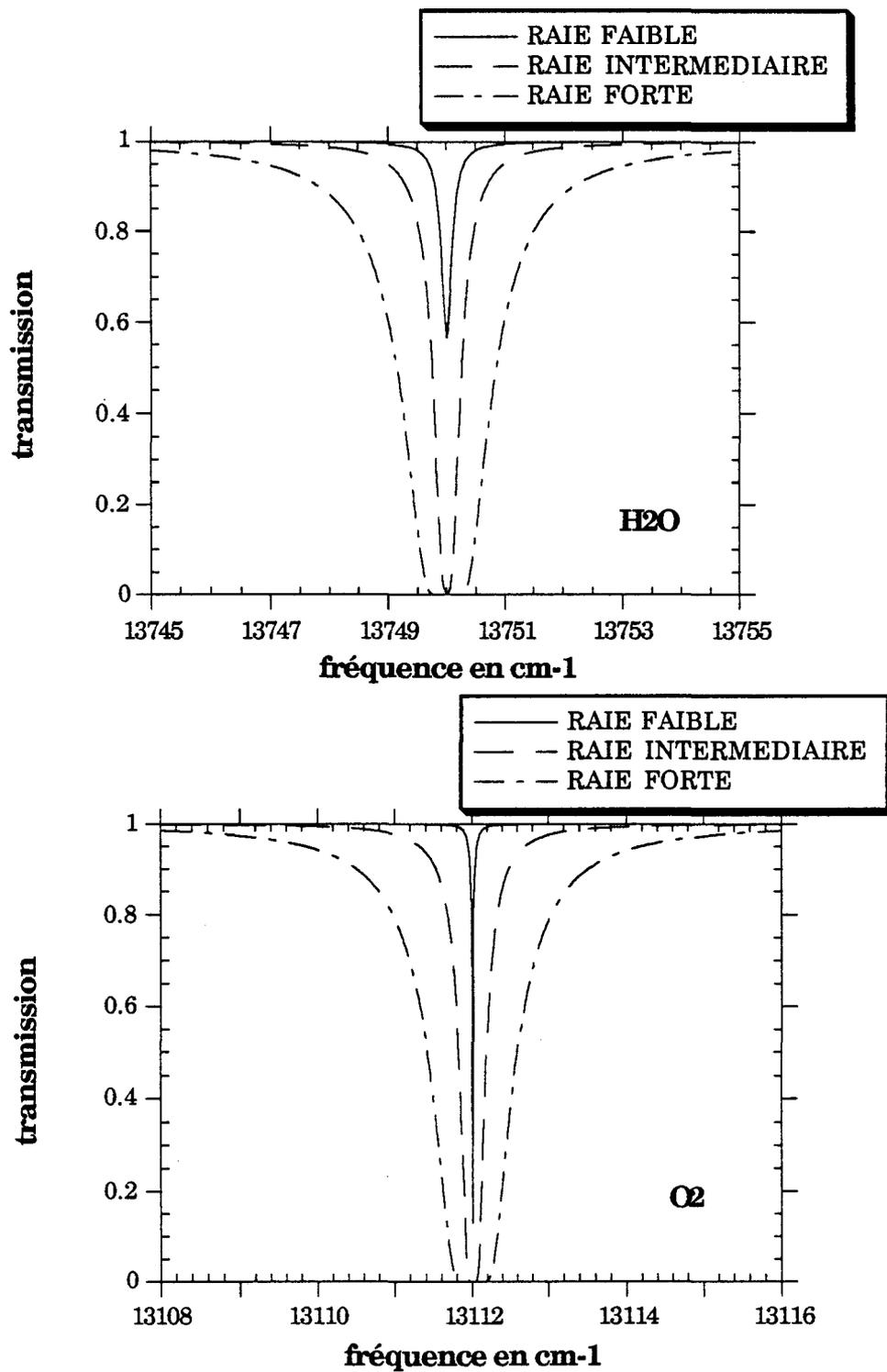
**Schéma 5:** Description du modèle d'atmosphère dans le cas de la simulation des luminances du spectromètre GOME.



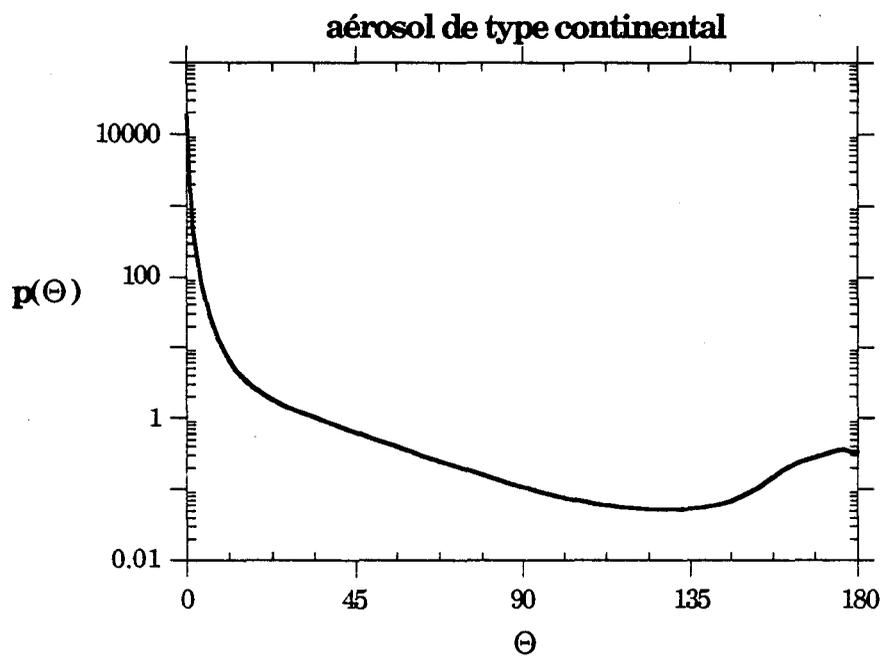
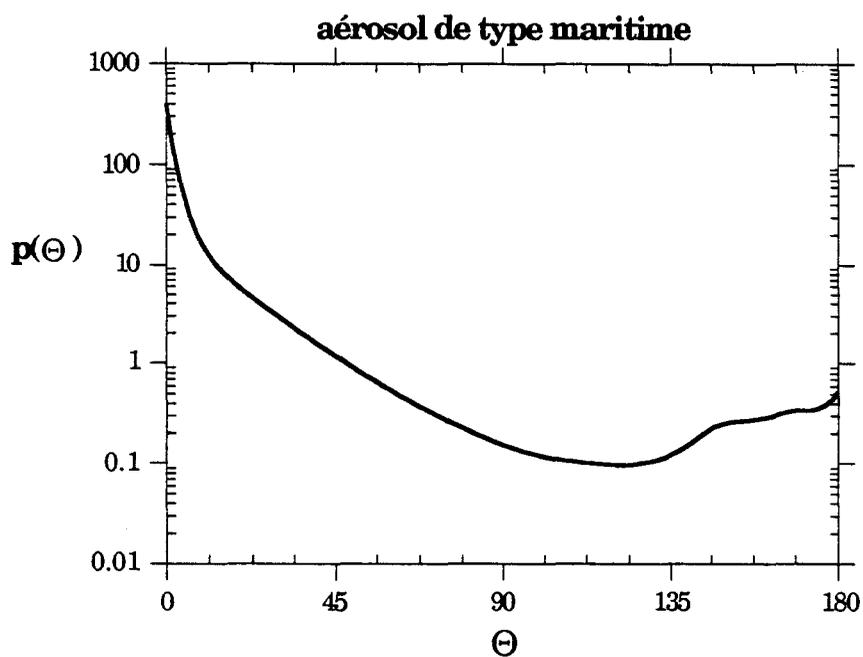
**Figure 1:** Variation du profil vertical d'absorption  $h(z)$  en fonction de la pression  $P(z)$  normalisée à  $P(0)=P_s$ .  $h(z)$  représente la variation du coefficient d'absorption normalisé  $k(P)/k(P_s)$ . Ces résultats ont été obtenus à l'aide du modèle raie par raie STRANSAC pour une raie de vapeur d'eau avec:  
 $\alpha=0.116 \text{ cm}^{-1}$   
 $\nu-\nu_0=0.0 \text{ cm}^{-1}$  pour le centre de la raie  
 $\nu-\nu_0=0.05 \text{ cm}^{-1}$  pour le profil intermédiaire  
 $\nu-\nu_0=2.0 \text{ cm}^{-1}$  pour l'aile de raie



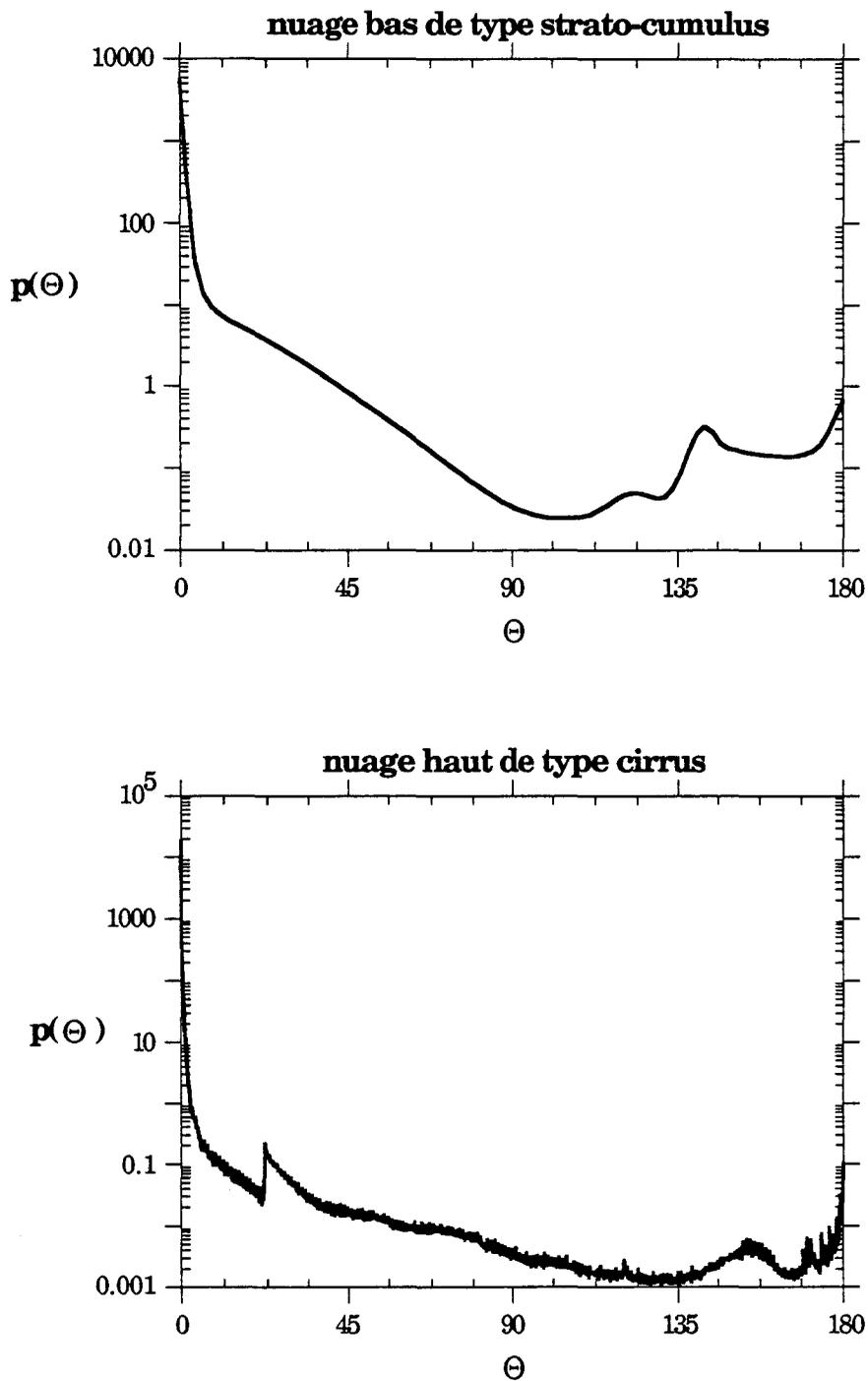
**Figure 2 :** Variation, en fonction de la pression, de la quantité d'absorbant  $U$  ( en  $\text{g/cm}^2$ ) de vapeur d'eau et d'oxygène pour les couches diffusantes de l'atmosphère.



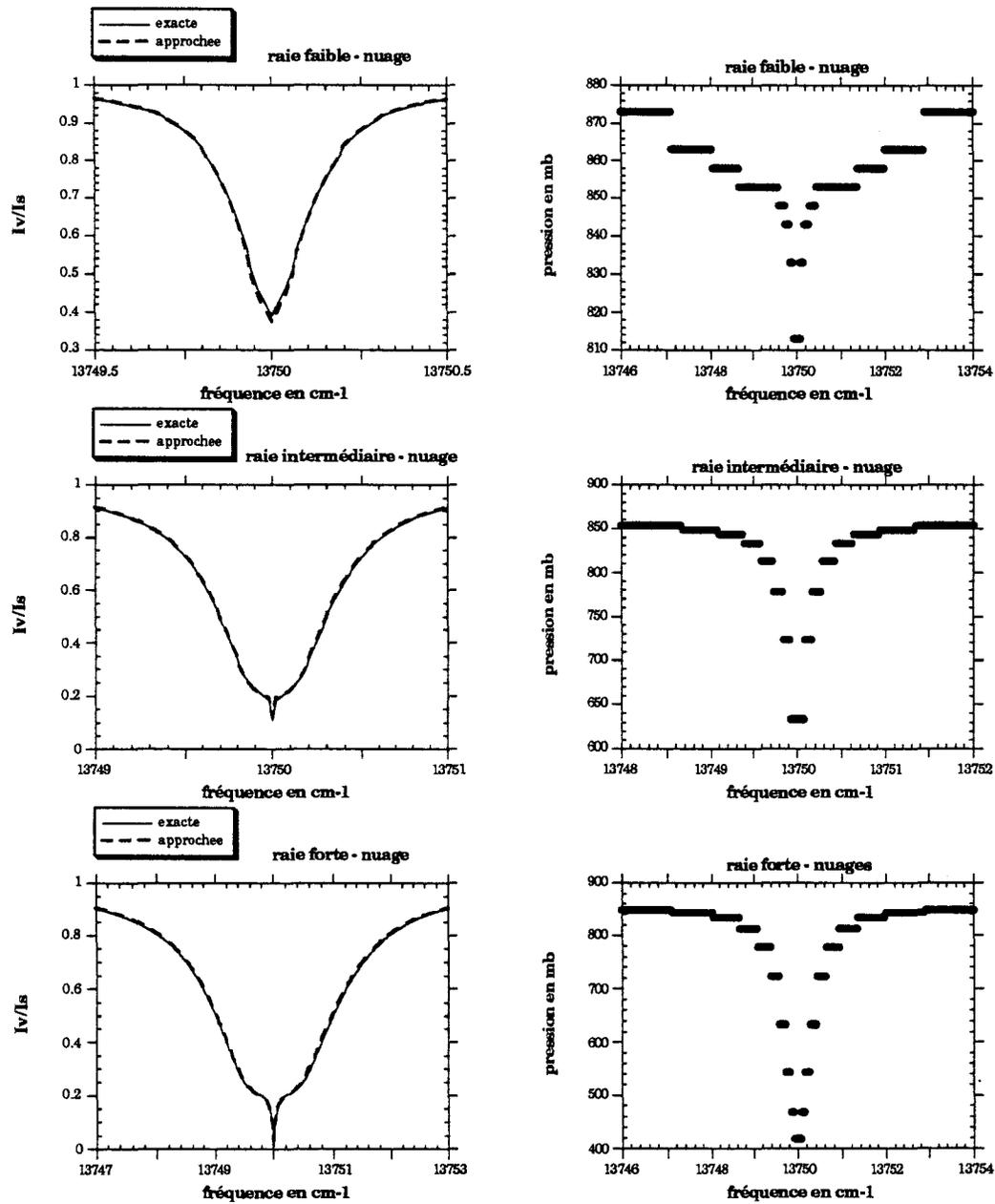
**Figure 3:** Transmissions calculées à l'aide de STRANSAC, pour une atmosphère tropicale, une masse d'air de 1.0 et pour chacune des raies de vapeur d'eau et d'oxygène choisies pour les tests.



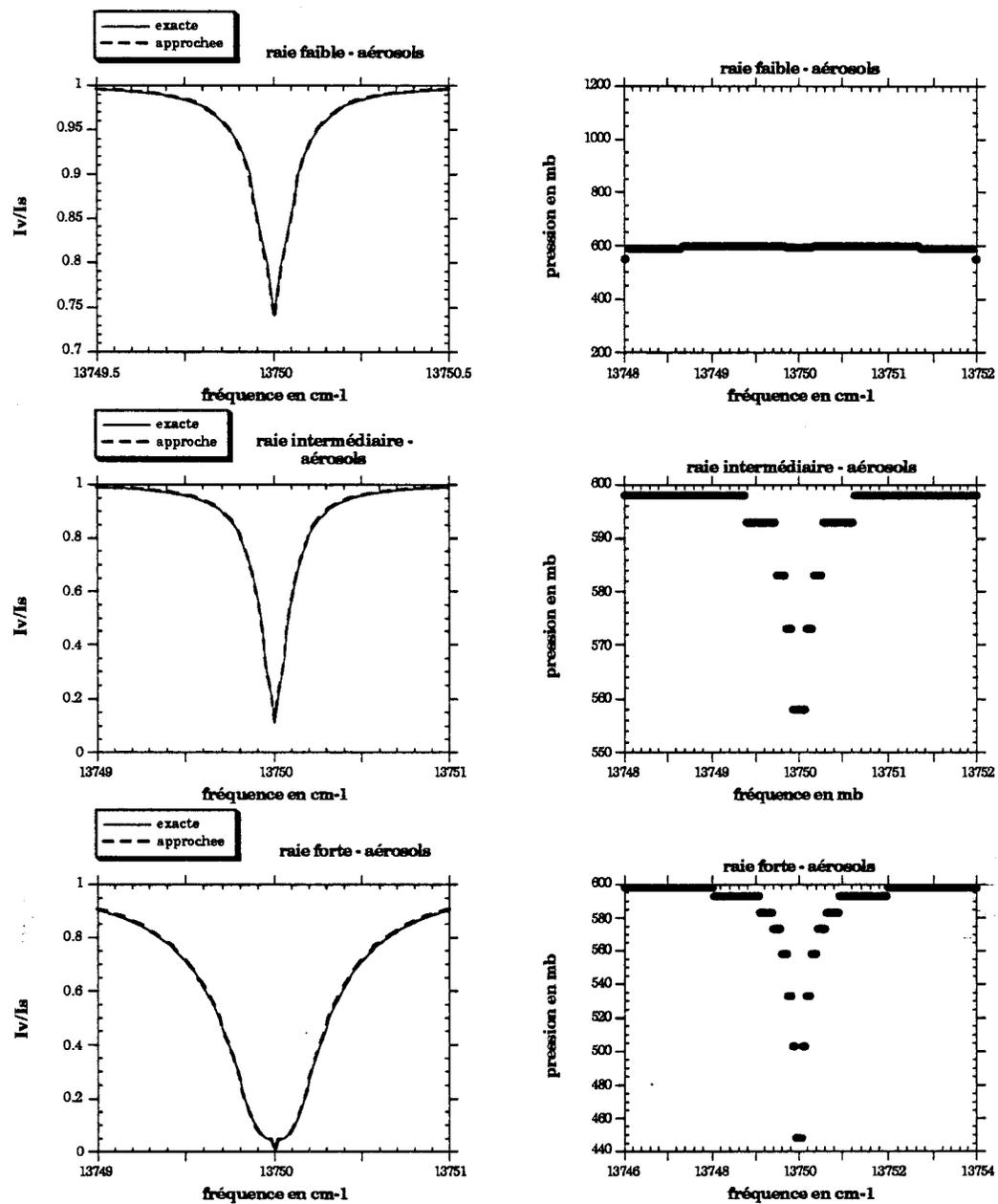
**Figure 4:** Fonctions de diffusion  $P(\Theta)$  en fonction de l'angle de diffusion  $\Theta$ , pour les deux types d'aérosols utilisés lors des simulations et pour une fréquence de  $0.7 \mu\text{m}$ .



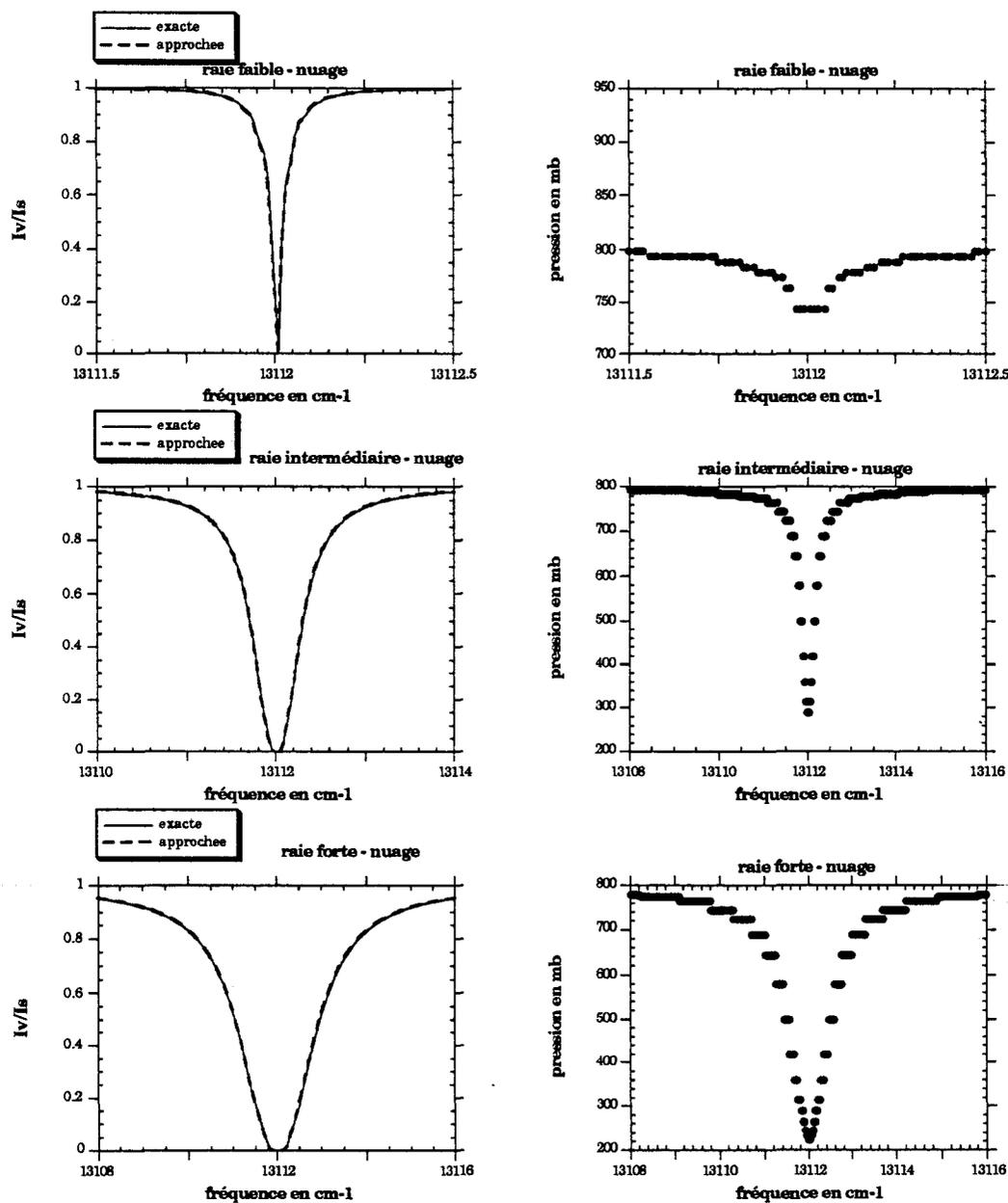
**Figure 5:** Fonctions de diffusion  $P(\Theta)$  en fonction de l'angle de diffusion  $\Theta$ , pour les deux types de nuages utilisés lors des simulations et pour une fréquence de  $0.7 \mu\text{m}$ .



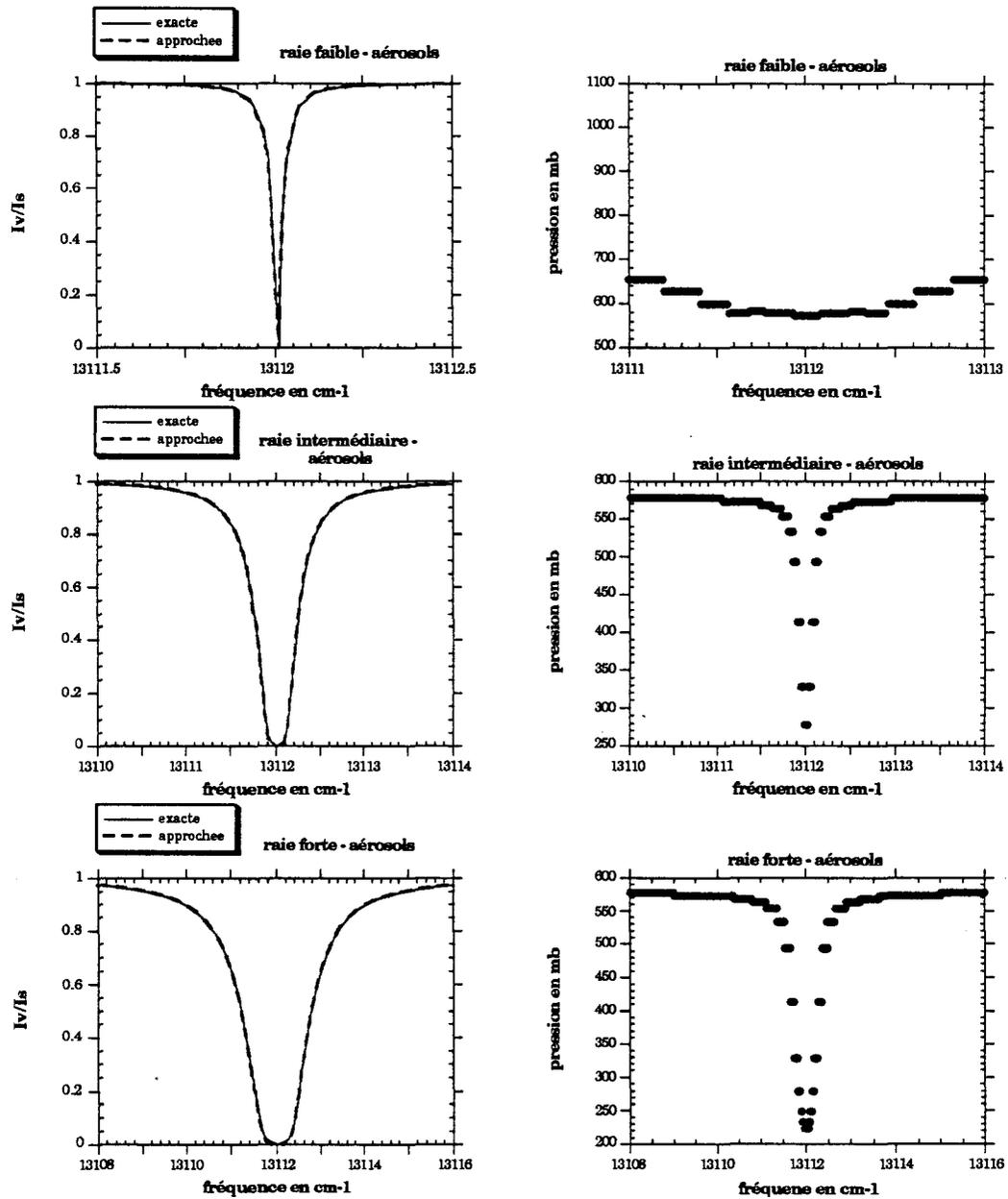
**Figure 6a:** Rapports  $I_v/I_s$  exacts et approchés en fonction de la fréquence. Les rapports  $I_v/I_s$  approchés ont été calculés en utilisant des niveaux de réflexion  $Z^*$  en atmosphère claire équivalente, déterminés en fonction de l'absorption. On a reporté sur les courbes de droite la pression associée à  $Z^*$  en fonction de la fréquence. Ces courbes correspondent à l'absorption par la vapeur d'eau, pour l'atmosphère nuageuse, pour les raies définies au paragraphe 3.1 et pour des conditions d'observation  $\theta_0=75.0$  et  $\theta_v=0.0$ .



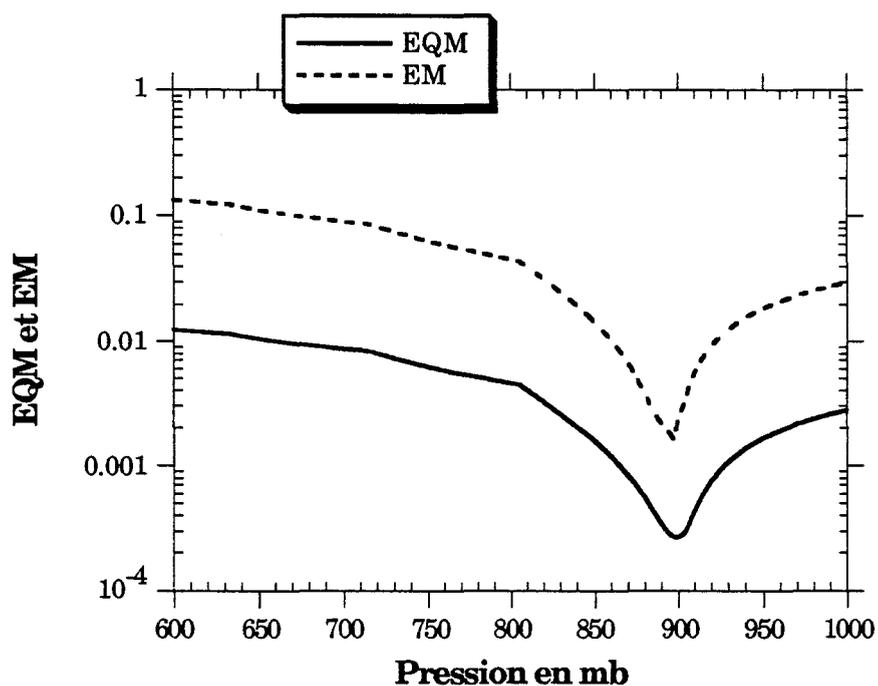
**Figure 6b:** Rapports  $I_v/I_s$  exacts et approchés en fonction de la fréquence. Les rapports  $I_v/I_s$  approchés ont été calculés en utilisant des niveaux de réflexion  $Z^*$  en atmosphère claire équivalente, déterminés en fonction de l'absorption. On a reporté sur les courbes de droite la pression associée à  $Z^*$  en fonction de la fréquence. Ces courbes correspondent à l'absorption par la vapeur d'eau, pour la brume d'aérosols, pour les raies définies au paragraphe 3.1 et pour des conditions d'observation  $\theta_0=75^\circ$  et  $\theta_v=0^\circ$ .



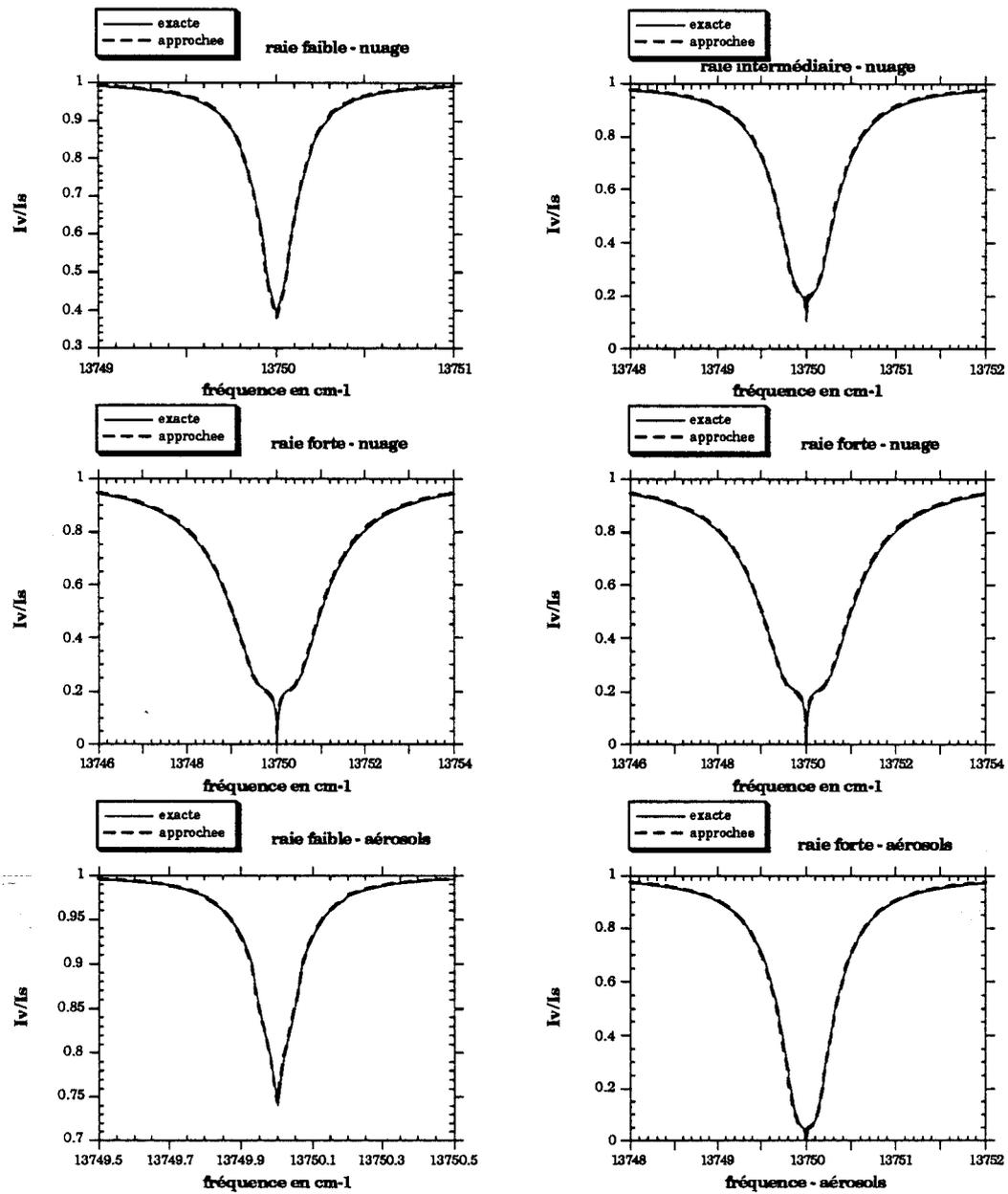
**Figure 6c:** Rapports  $I_v/I_s$  exacts et approchés en fonction de la fréquence. Les rapports  $I_v/I_s$  approchés ont été calculés en utilisant des niveaux de réflexion  $Z^*$  en atmosphère claire équivalente, déterminés en fonction de l'absorption. On a reporté sur les courbes de droite la pression associée à  $Z^*$  en fonction de la fréquence. Ces courbes correspondent à l'absorption par l'oxygène, à l'atmosphère nuageuse, aux raies absorbantes définies au paragraphe 3.1 et pour des conditions d'observation  $\theta_0=75^\circ$  et  $\theta_v=0^\circ$ .



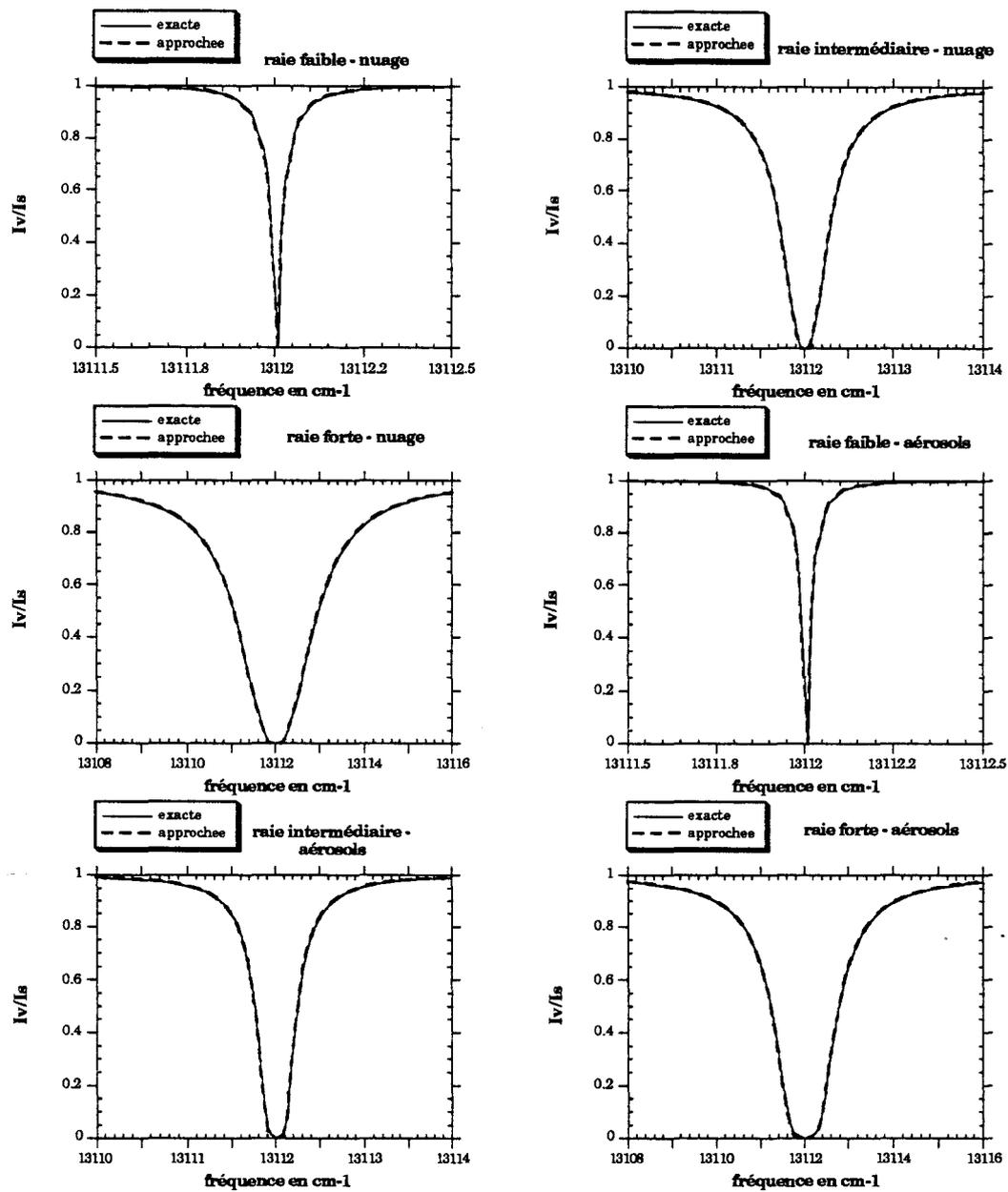
**Figure 6d:** Rapports  $I_v/I_s$  exacts et approchés en fonction de la fréquence. Les rapports  $I_v/I_s$  approchés ont été calculés en utilisant des niveaux de réflexion  $Z^*$  en atmosphère claire équivalente, déterminés en fonction de l'absorption. On a reporté sur les courbes de droite la pression associée à  $Z^*$  en fonction de la fréquence. Ces courbes correspondent à l'absorption par l'oxygène, à la brume d'aérosols, aux raies absorbantes définies au paragraphe 3.1 et pour des conditions d'observation  $\theta_0=75^\circ$  et  $\theta_v=0^\circ$ .



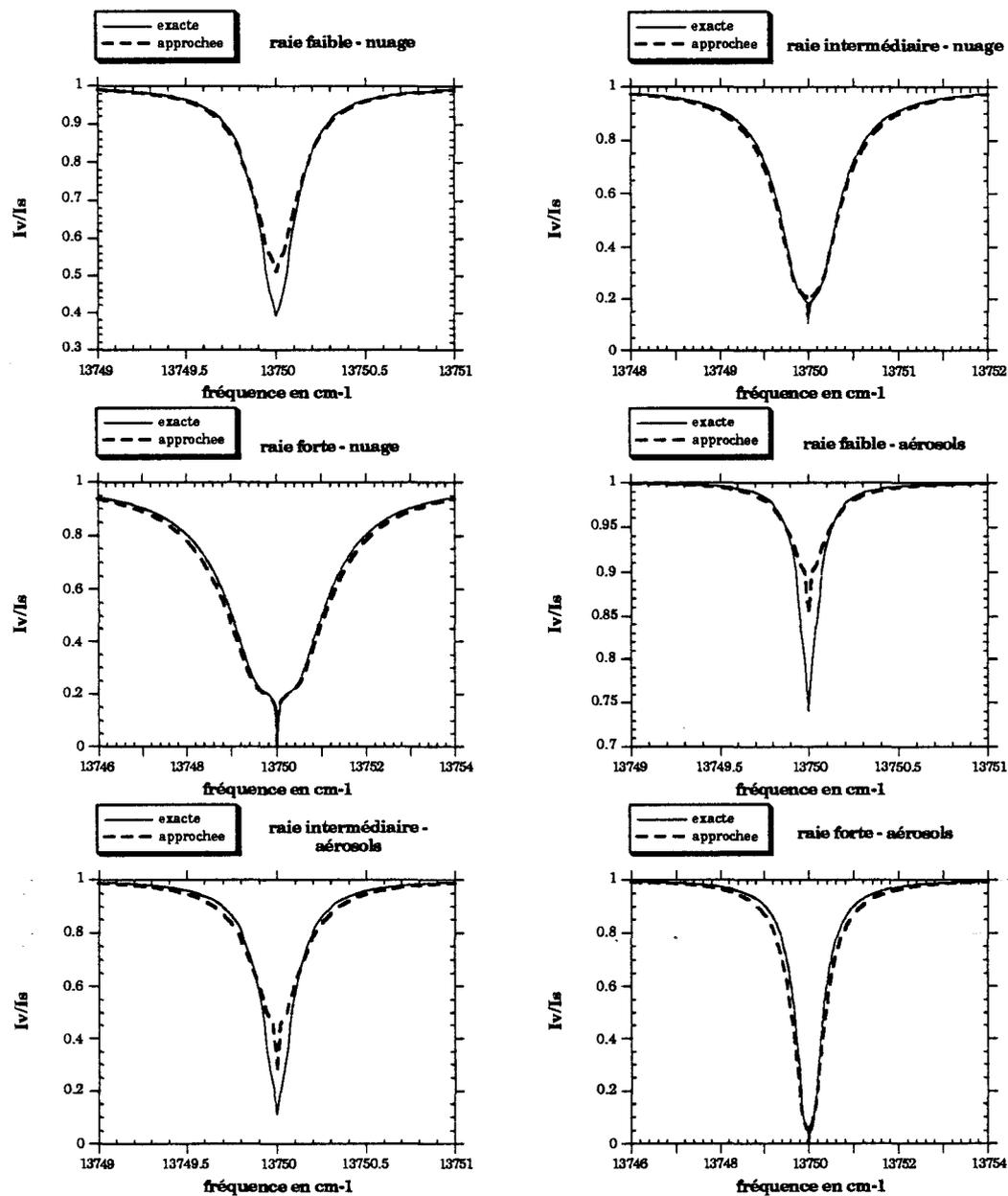
**Figure 7:** Evolution de l'erreur quadratique moyenne (EQM) et de l'erreur maximale absolue (EM) sur les rapports  $I_v/I_s$ , en fonction de la pression associée au niveau de réflexion  $Z^*$ , lorsqu'il est choisi indépendant de l'absorption. Cet exemple correspond à une simulation pour l'absorption d'une raie faible de vapeur d'eau, en atmosphère nuageuse, avec les conditions d'observation  $\theta_s=0.0$  et  $\theta_v=0.0$ . Le niveau  $Z^*$  permettant d'obtenir la meilleure précision pour l'ensemble de la raie correspond à une pression d'environ 900.0 mb.



**Figure 8a:** Rapports  $I_\nu/I_s$  exacts et approchés en fonction de la fréquence. Les rapports  $I_\nu/I_s$  approchés ont été calculés en utilisant un niveau de réflexion  $Z^*$  en atmosphère claire équivalente, indépendant de l'absorption. Ces courbes correspondent à l'absorption par la vapeur d'eau, pour les atmosphère et pour les raies définies au paragraphe 3.1 ainsi que pour des conditions d'observation  $\theta_0=75.0$  et  $\theta_v=0.0$ .

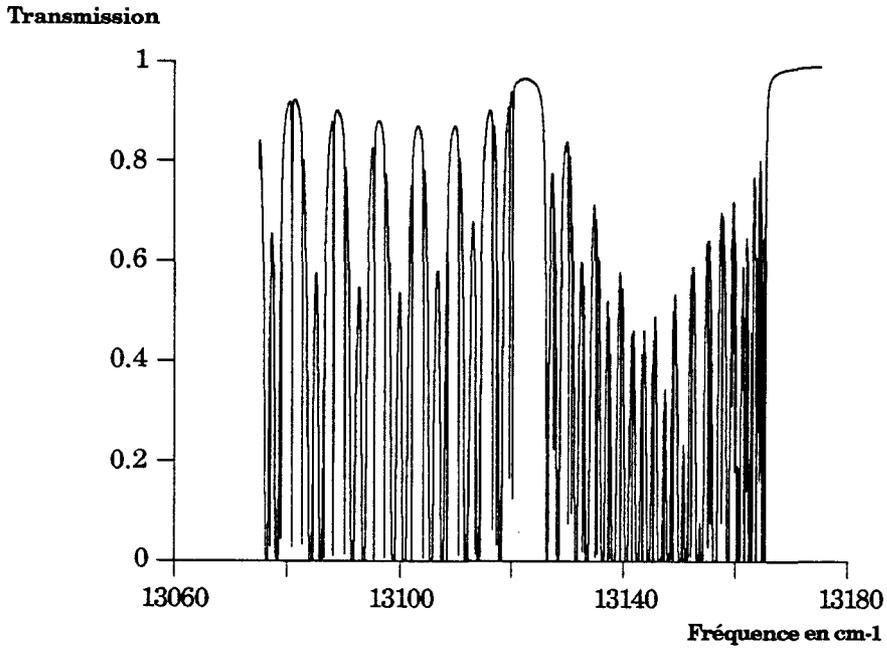


**Figure 8b:** Rapports  $I_v/I_s$  exacts et approchés en fonction de la fréquence. Les rapports  $I_v/I_s$  approchés ont été calculés en utilisant un niveau de réflexion  $Z^*$  en atmosphère claire équivalente, indépendant de l'absorption. Ces courbes correspondent à l'absorption par l'oxygène, pour les atmosphères et pour les raies définies au paragraphe 3.1 ainsi que pour des conditions d'observation  $\theta_0=75.0$  et  $\theta_v=0.0$ .

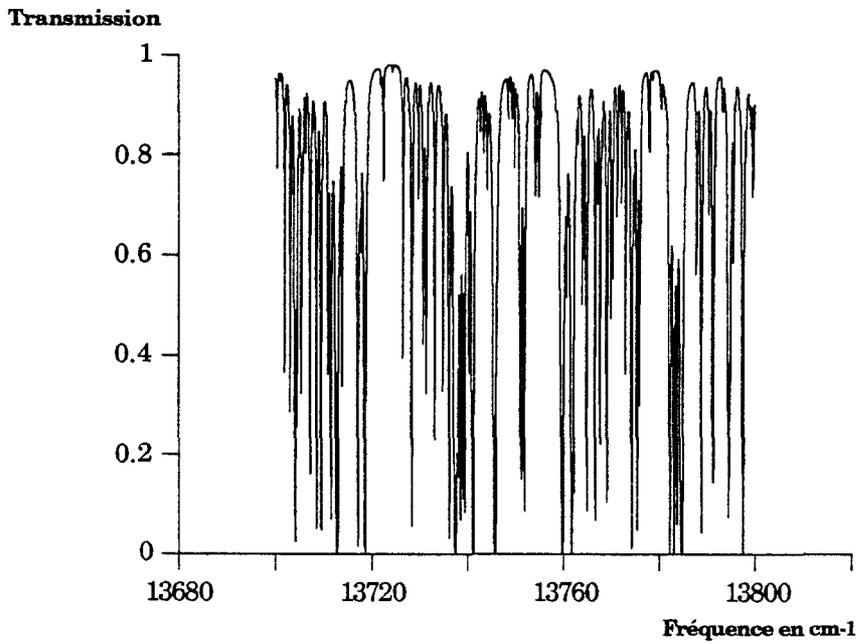


**Figure 9:** Rapports  $I_v/I_s$  exacts et approchés en fonction de la fréquence. Les rapports  $I_v/I_s$  approchés ont été calculés en utilisant l'approximation d'échelle pour l'ensemble de la raie. Ces courbes correspondent à l'absorption par la vapeur d'eau, pour les atmosphère et pour les raies définies au paragraphe 3.1 ainsi que pour des conditions d'observation  $\theta_0=75.0$  et  $\theta_v=0.0$ .

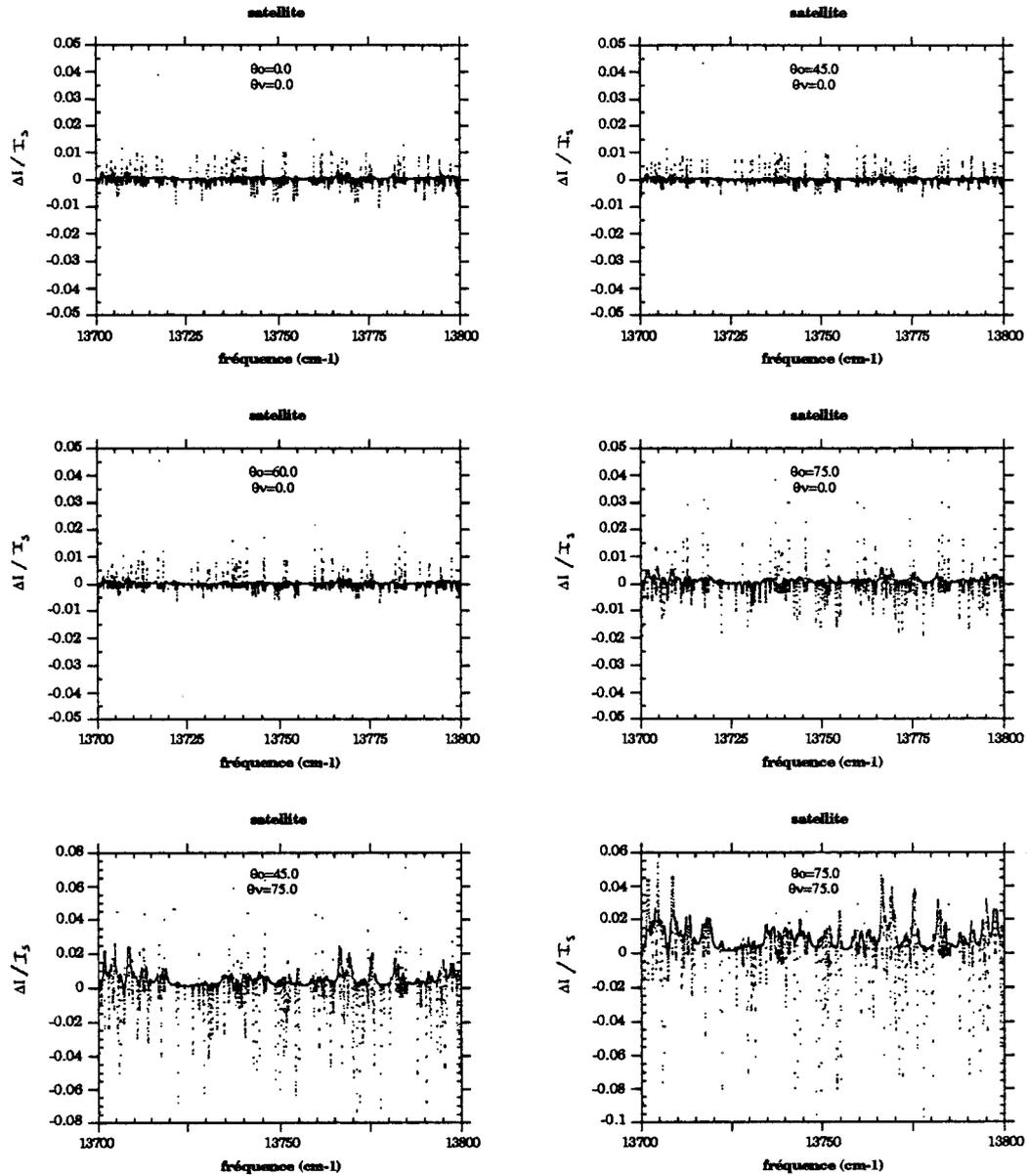
O<sub>2</sub>



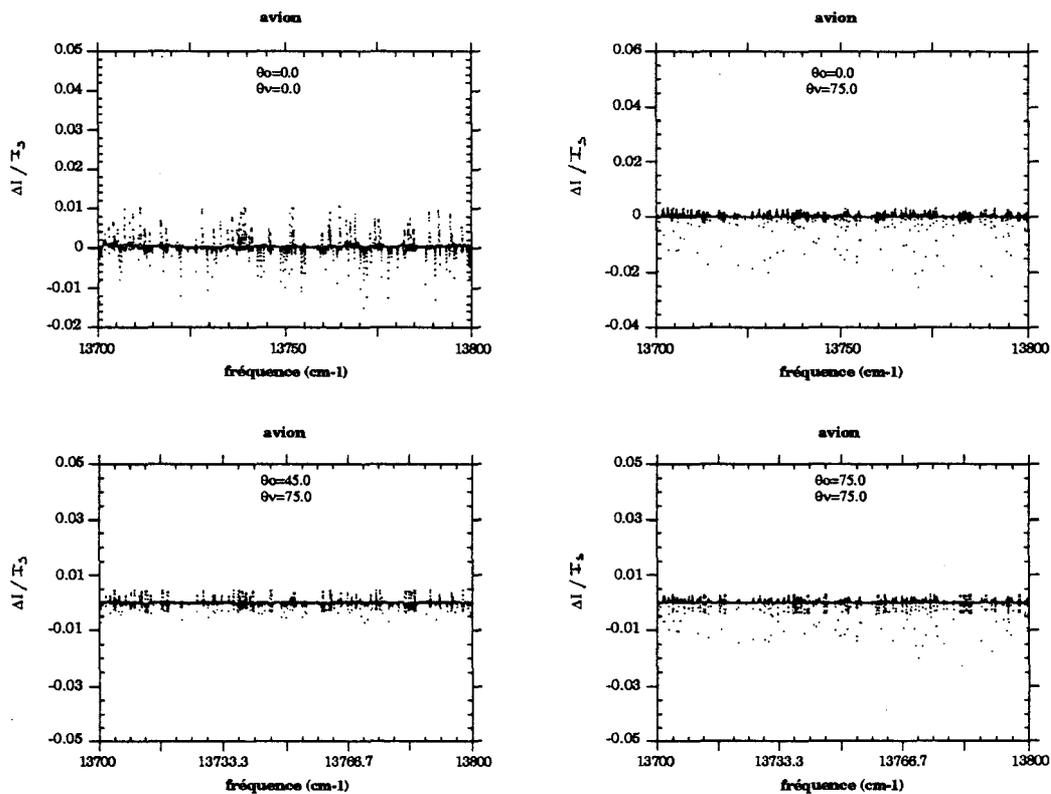
H<sub>2</sub>O



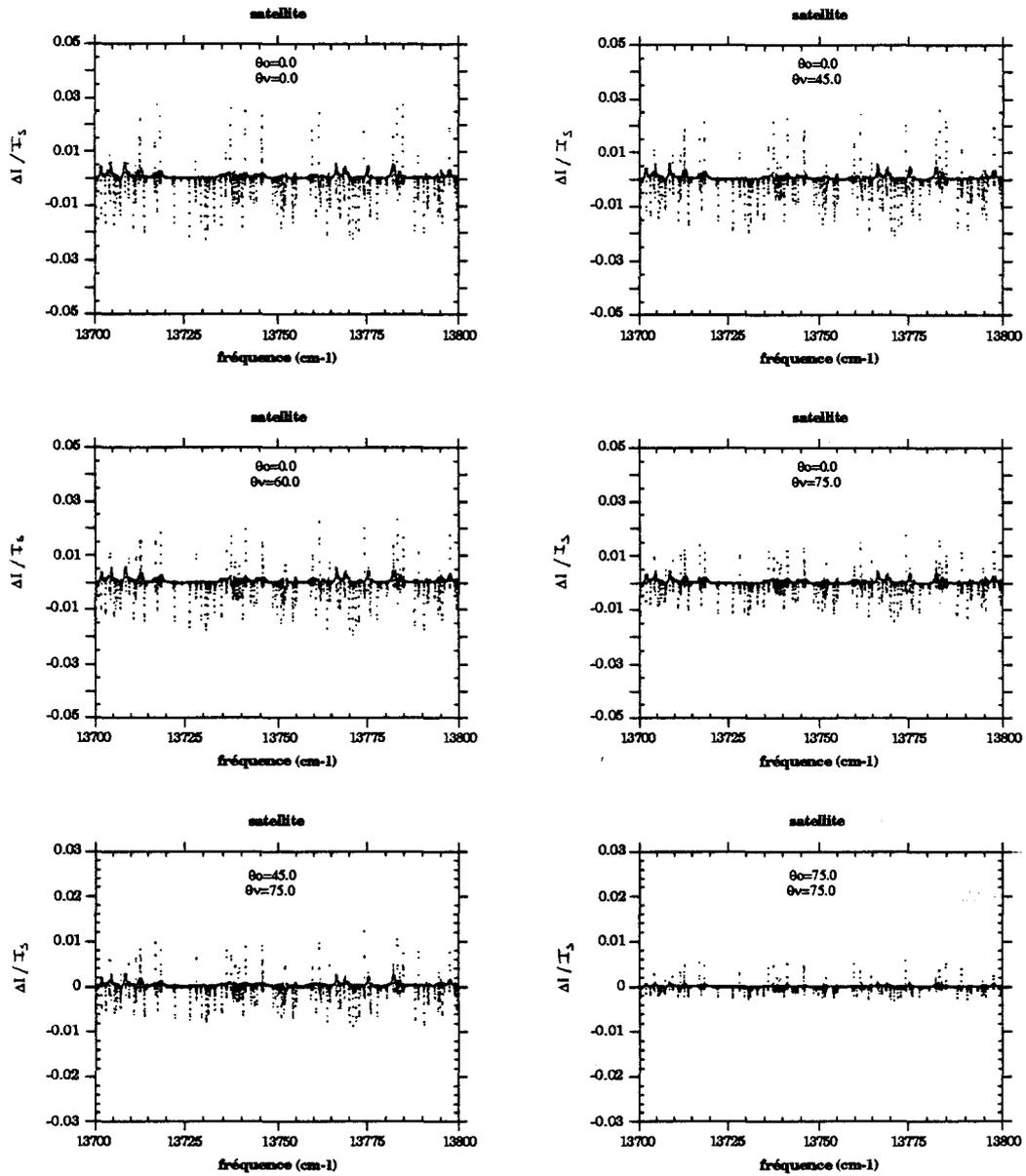
**Figure 10:** Transmissions atmosphériques pour la vapeur d'eau et l'oxygène dans les intervalles spectraux choisis, pour un modèle d'atmosphère tropical et une masse d'air de 1.0.



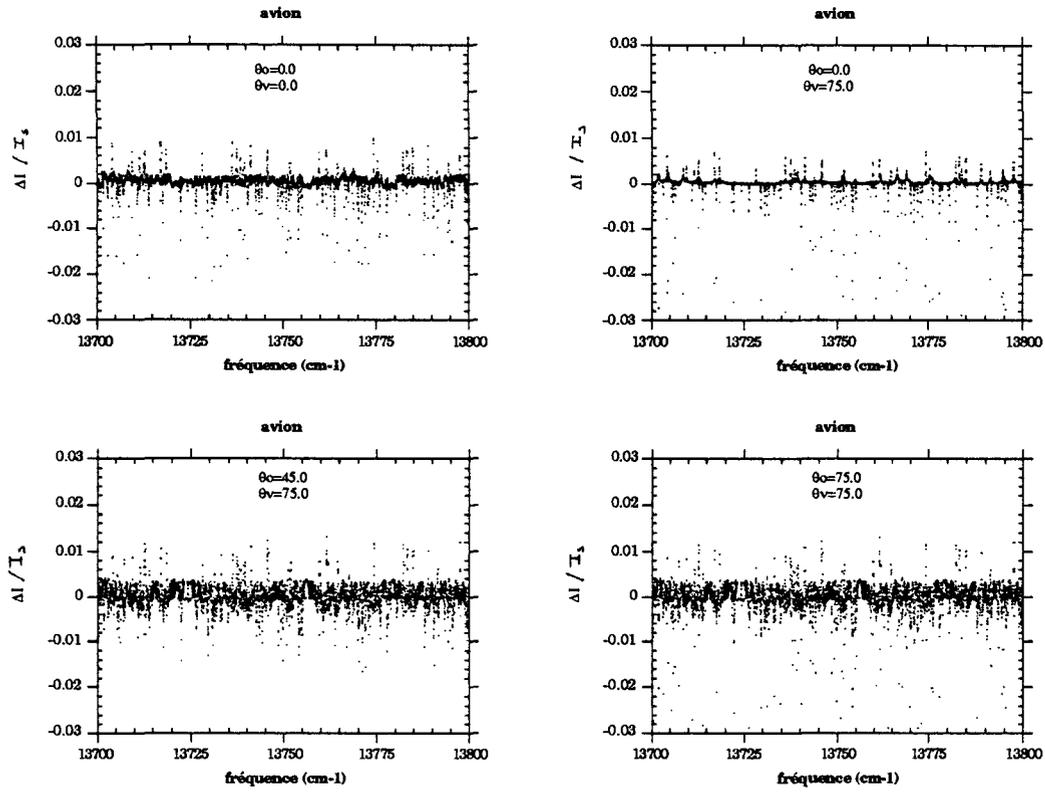
**Figure 11:** Erreurs sur les luminances montantes au sommet de l'atmosphère (satellite), en fonction de l'angle d'incidence solaire  $\theta_0$  et de l'angle de visée  $\theta_v$ . Les courbes correspondent aux deux nuages et à l'intervalle spectral correspondant à la vapeur d'eau. Les erreurs  $\Delta I / I_3$  sont définies par :  $\Delta I / I_3 = (I_a - I_e) / I_3$  avec  $I_a$  la luminance approchée,  $I_e$  la luminance exacte et  $I_3$  la luminance en absence d'absorption.



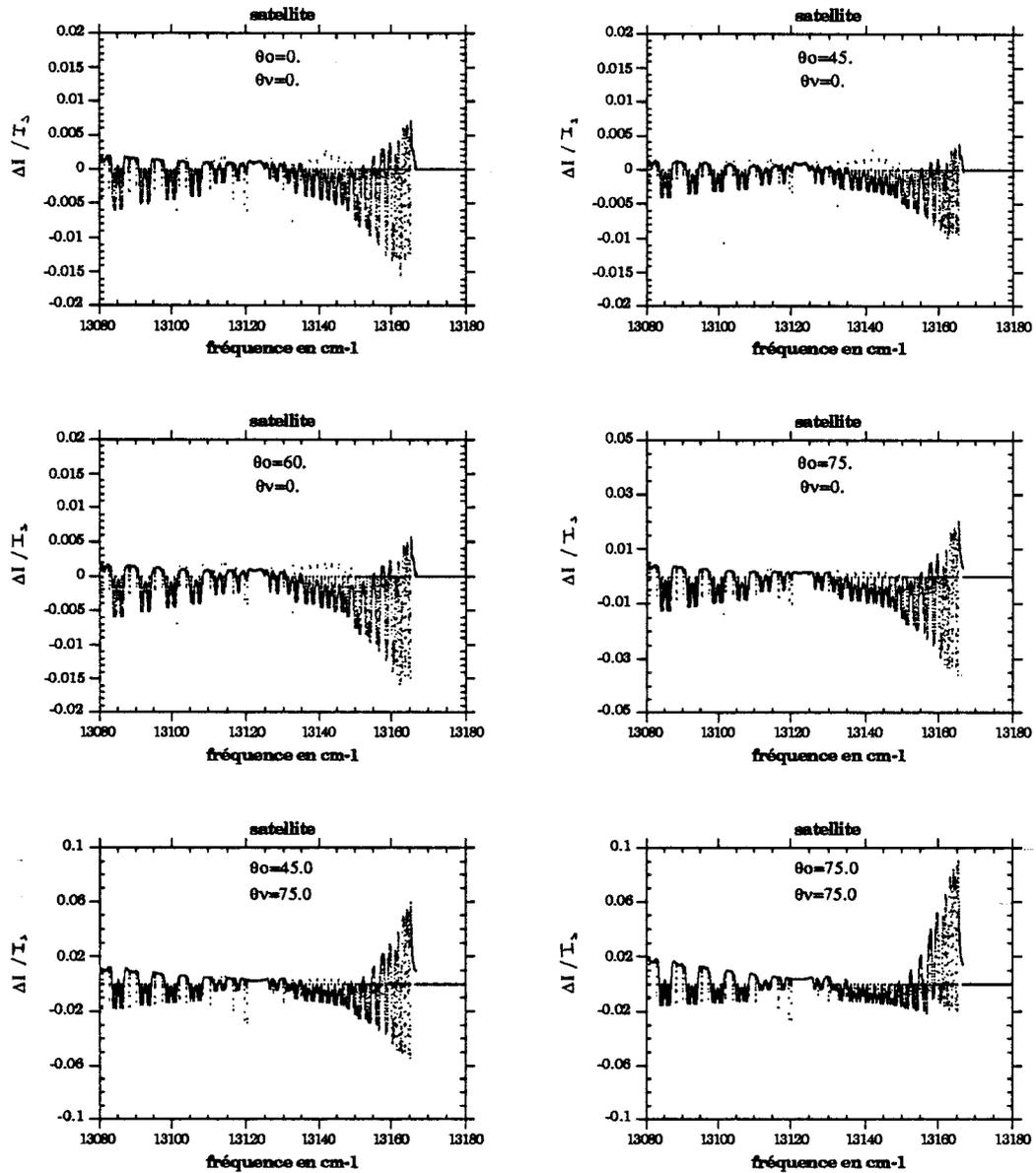
**Figure 11:** (Suite): Memes commentaires que pour la figure 11 mais dans le cas des luminances montantes à une altitude de 3 km (avion).



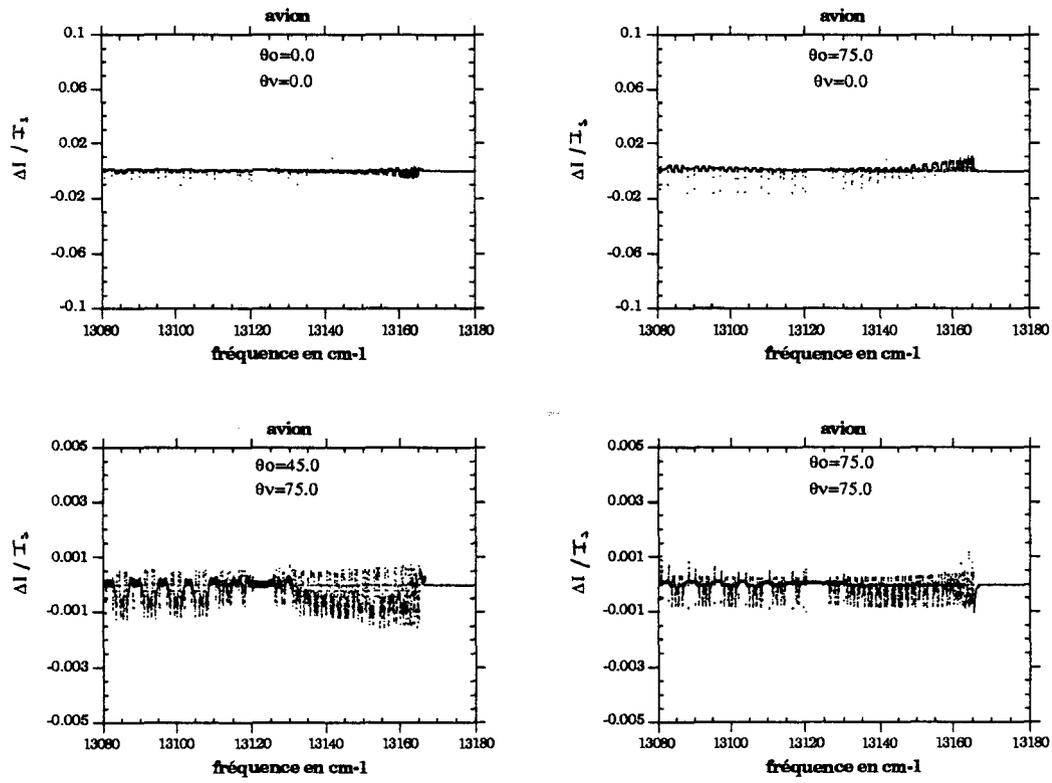
**Figure 12:** Erreurs sur les luminances montantes au sommet de l'atmosphère (satellite), en fonction de l'angle d'incidence solaire  $\theta_0$  et de l'angle de visée  $\theta_v$ . Les courbes correspondent à la brume d'aérosols et à l'intervalle spectral correspondant à l'absorption par la vapeur d'eau. Les erreurs  $\Delta I / I_s$  sont définies par :  $\Delta I / I_s = (I_a - I_e) / I_s$  avec  $I_a$  la luminance approchée,  $I_e$  la luminance exacte et  $I_s$  la luminance en absence d'absorption.



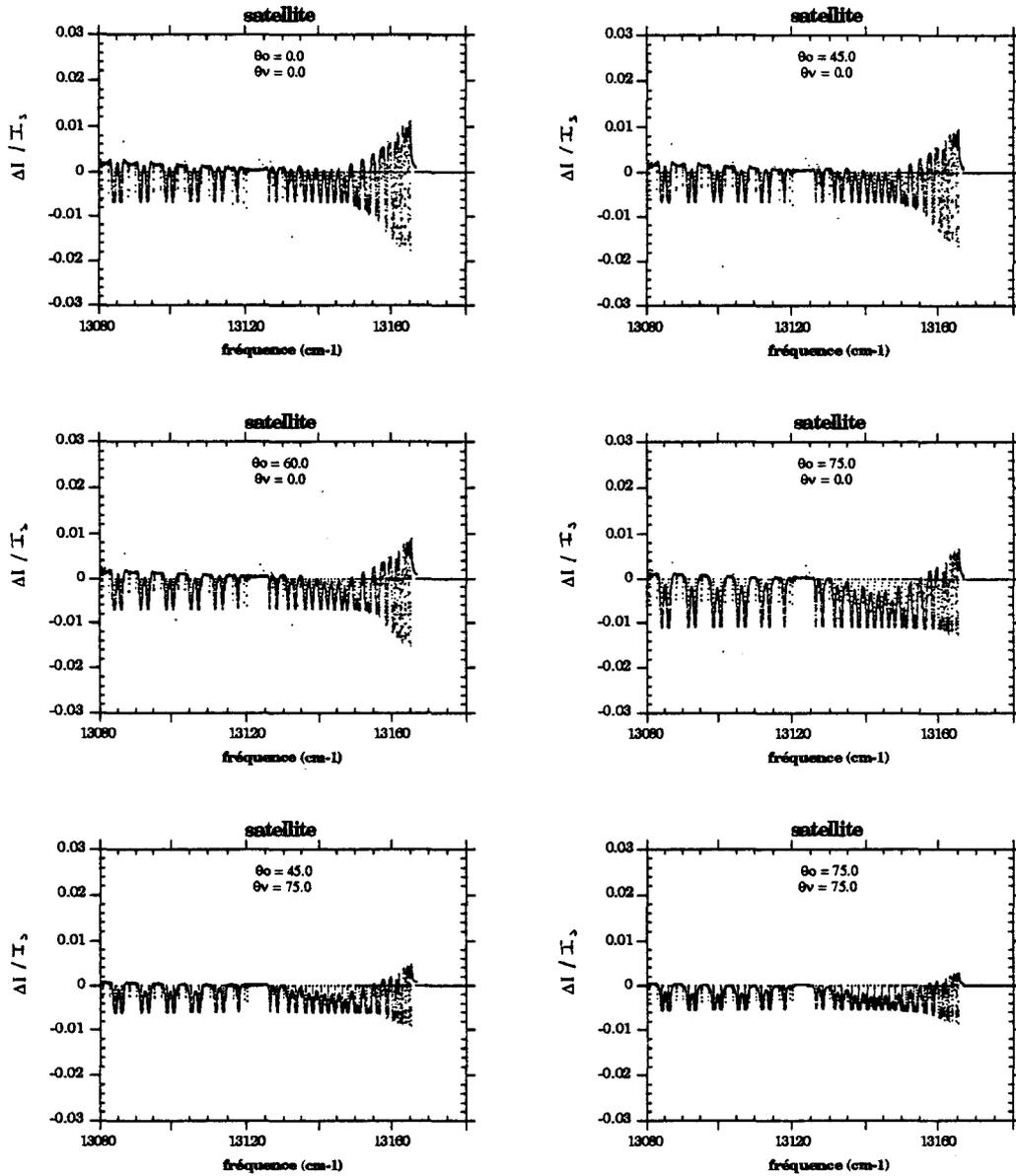
**Figure 12:** (Suite): Memes commentaires que pour la figure 12, mais pour les luminances montantes à une altitude de 3 km (avion).



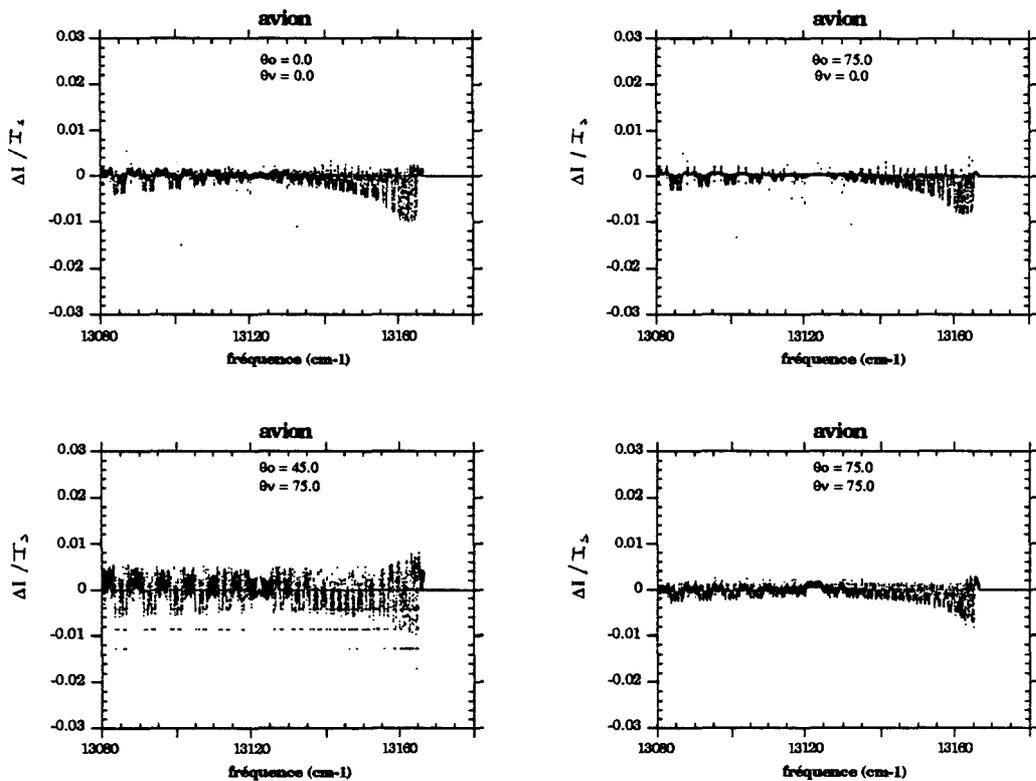
**Figure 13:** Erreurs sur les luminances montantes au sommet de l'atmosphère (satellite), en fonction de l'angle d'incidence solaire  $\theta_0$  et de l'angle de visée  $\theta_v$ . Les courbes correspondent à l'atmosphère nuageuse et à l'intervalle spectral correspondant à l'absorption par l'oxygène. Les erreurs  $\Delta I / I_s$  sont définies par:  $\Delta I / I_s = (I_a - I_e) / I_s$  avec  $I_a$  la luminance approchée,  $I_e$  la luminance exacte et  $I_s$  la luminance en absence d'absorption.



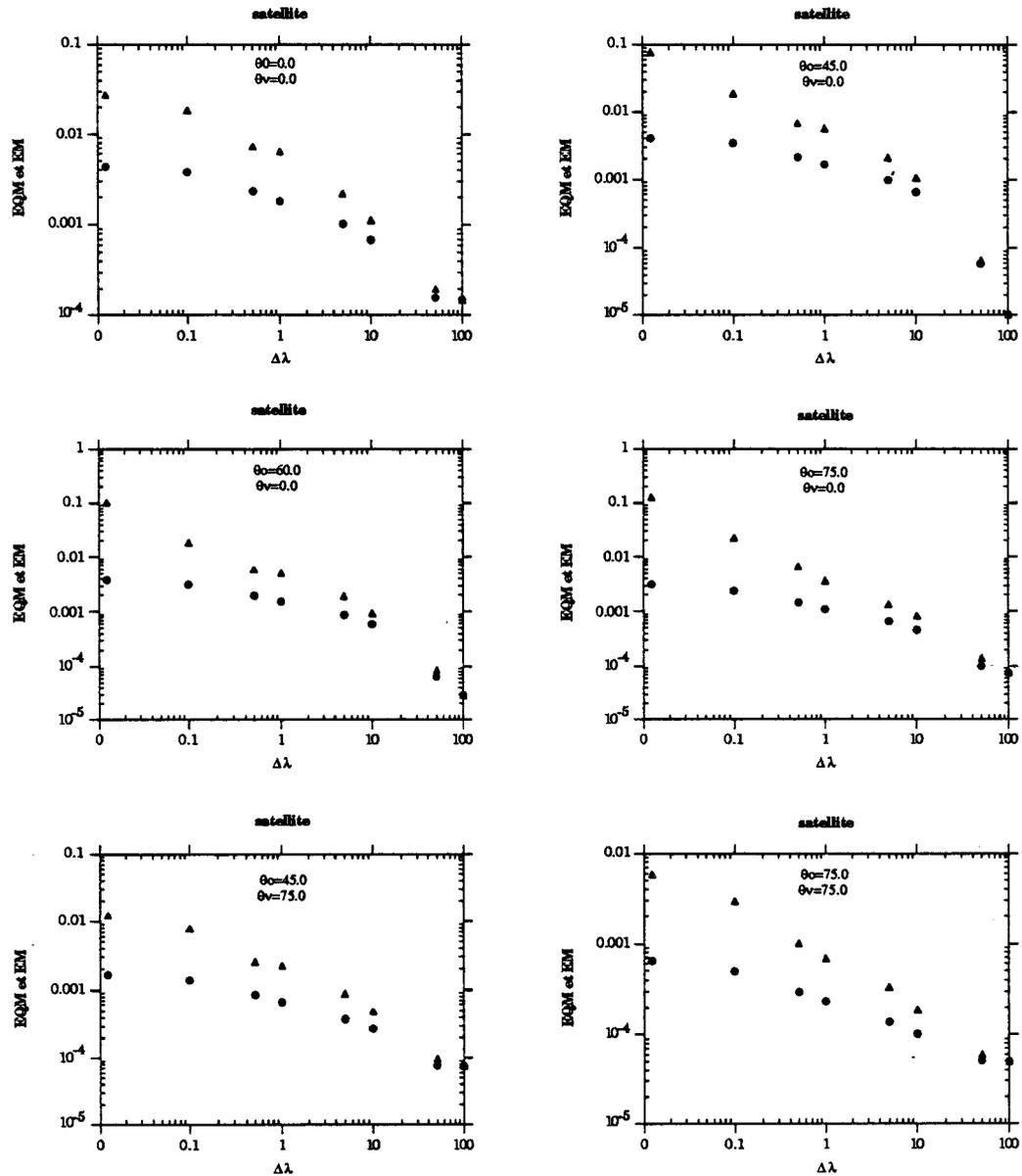
**Figure 13:** (suite) Memes commentaires que pour la figure 13, mais pour les luminances montantes à une altitude de 3 km (avion).



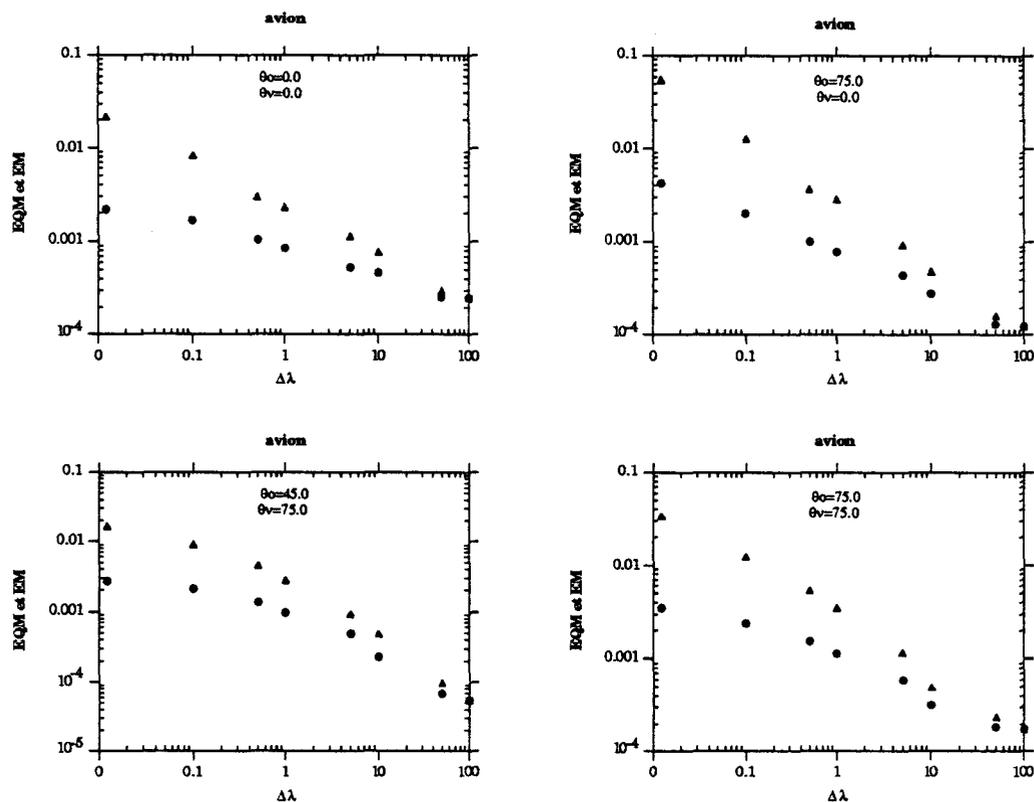
**Figure 14:** Erreurs sur les luminances montantes au sommet de l'atmosphère (satellite), en fonction de l'angle d'incidence solaire  $\theta_0$  et de l'angle de visée  $\theta_v$ . Les courbes correspondent à la brume d'aérosols et à l'intervalle spectral correspondant à l'absorption par l'oxygène. Les erreurs  $\Delta I / I_s$  sont définies par:  $\Delta I / I_s = (I_a - I_e) / I_s$  avec  $I_a$  la luminance approchée,  $I_e$  la luminance exacte et  $I_s$  la luminance en absence d'absorption.



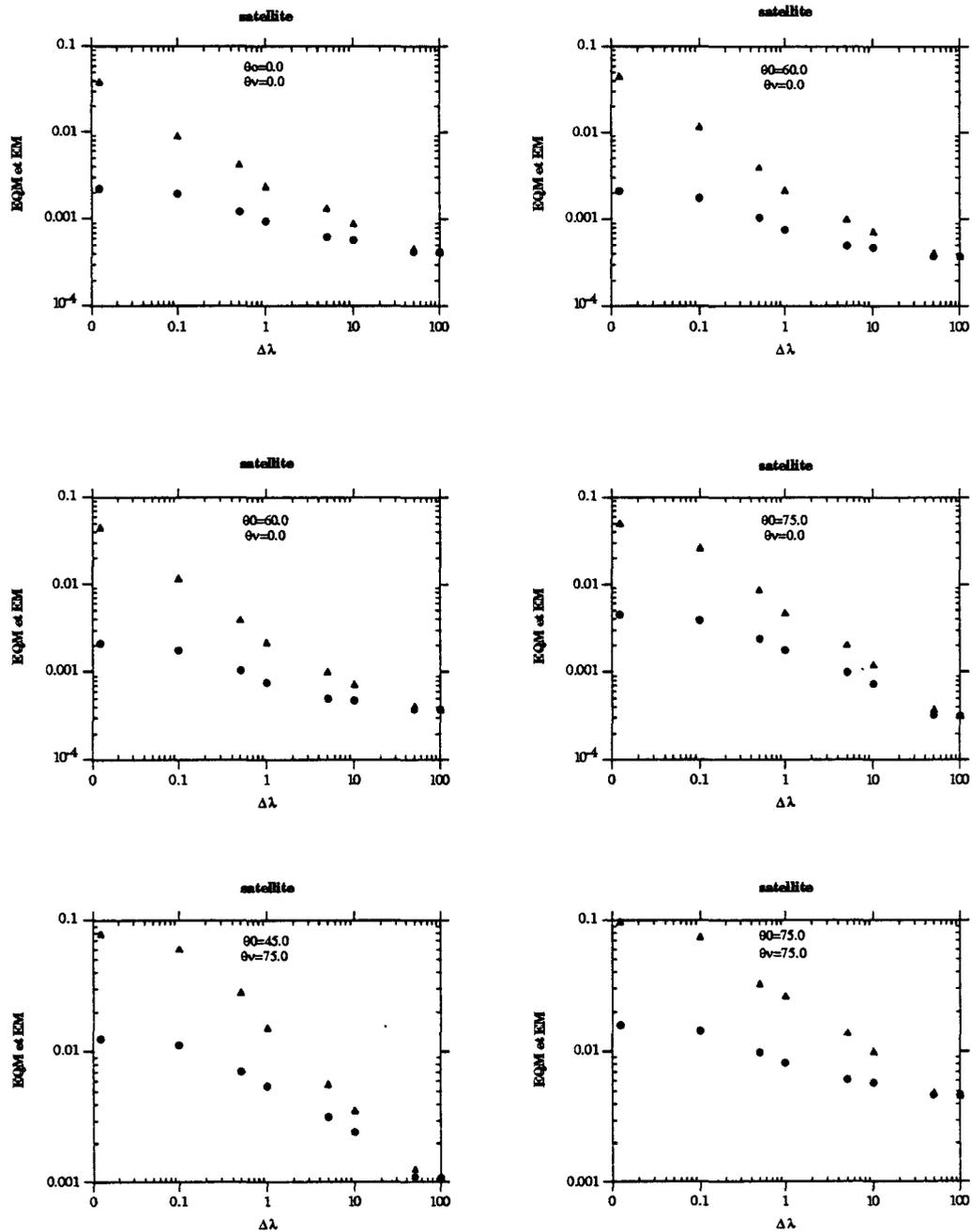
**Figure 14:** (suite): Memes commentaires que pour la figure 14 mais dans le cas des luminances montantes à une altitude de 3 km (avion).



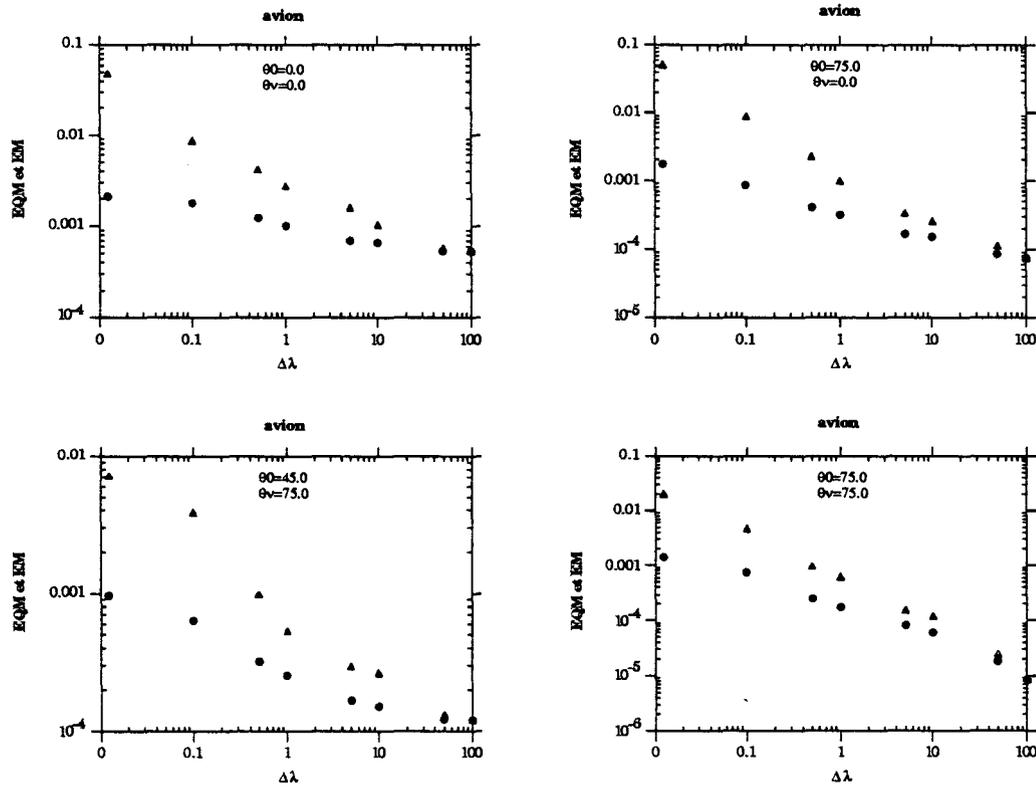
**Figure 15:** Ecarts quadratiques moyens EQM (•) et erreurs maximales EM (▲) en fonction de la résolution  $\Delta\lambda$  en  $\text{cm}^{-1}$ , pour les luminances satellitaires en fonction de l'angle d'incidence solaire  $\theta_0$  et de l'angle de visée  $\theta_v$ . Les courbes correspondent à la brume d'aérosols et à l'intervalle spectral correspondant à l'absorption de la vapeur d'eau.



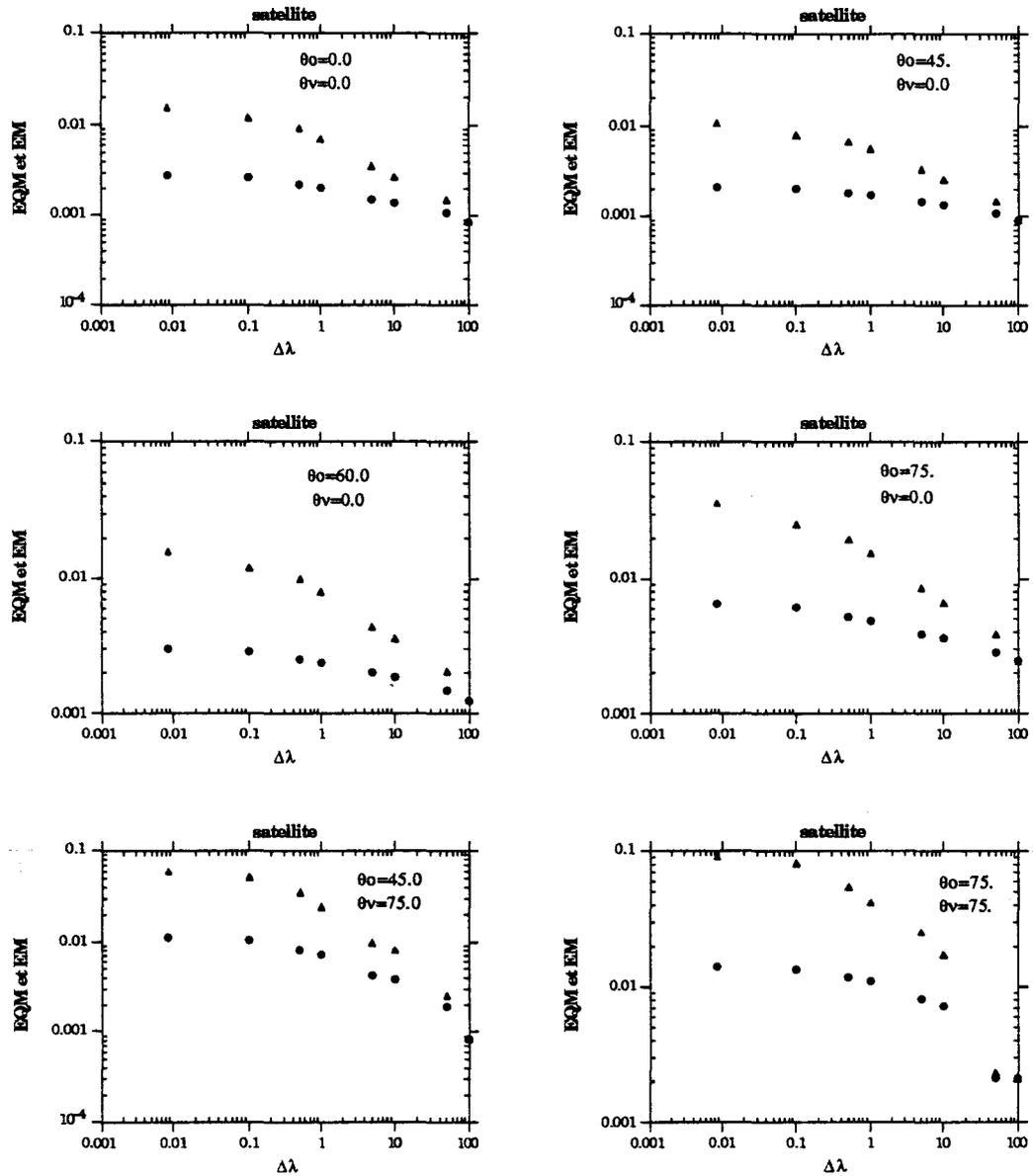
**Figure 15:** (suite) Ecarts quadratiques moyens EQM (•) et erreurs maximales EM (▲) en fonction de la résolution  $\Delta\lambda$  en  $\text{cm}^{-1}$ , pour les luminances montantes à 3km d'altitude, en fonction de l'angle d'incidence solaire  $\theta_0$  et de l'angle de visée  $\theta_v$ . Les courbes correspondent à la brume d'aérosols et à l'intervalle spectral correspondant à l'absorption de la vapeur d'eau.



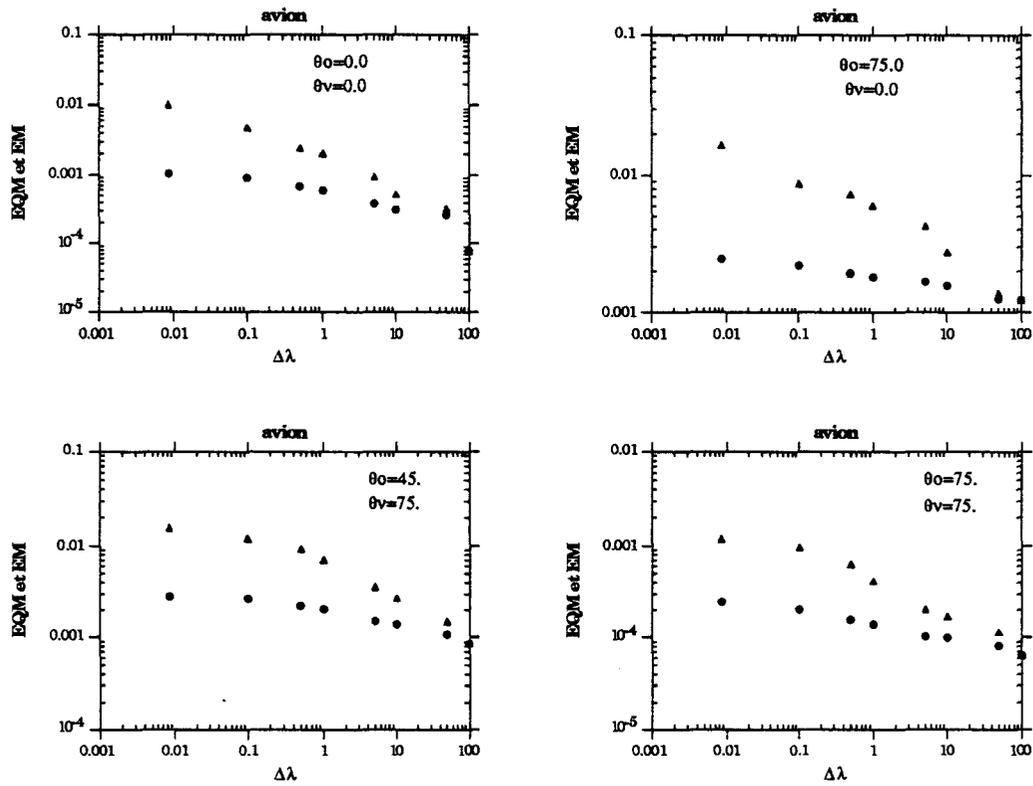
**Figure 16:** Ecarts quadratiques moyens EQM (•) et erreurs maximales EM (▲) en fonction de la résolution  $\Delta\lambda$  en  $\text{cm}^{-1}$ , pour les luminances satellitaires, en fonction de l'angle d'incidence solaire  $\theta_0$  et de l'angle de visée  $\theta_v$ . Les courbes correspondent à l'atmosphère nuageuse et à l'intervalle spectral correspondant à l'absorption de la vapeur d'eau.



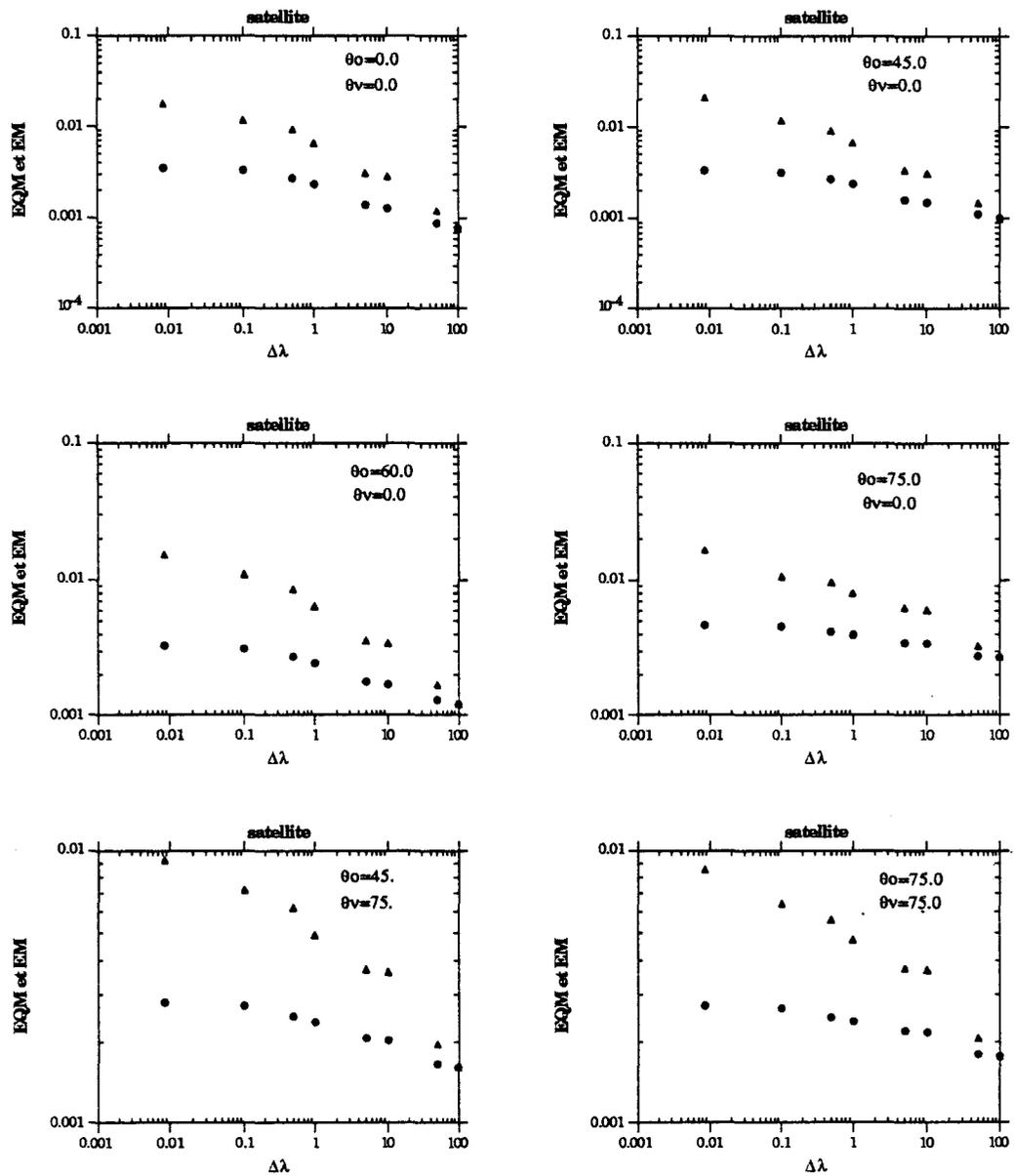
**Figure 16:** (suite) Ecarts quadratiques moyens EQM (•) et erreurs maximales EM (▲) en fonction de la résolution  $\Delta\lambda$  en  $\text{cm}^{-1}$ , pour les luminances montantes à 3 km d'altitude, en fonction de l'angle d'incidence solaire  $\theta_0$  et de l'angle de visée  $\theta_v$ . Les courbes correspondent à l'atmosphère nuageuse et à l'intervalle spectral correspondant à l'absorption de la vapeur d'eau.



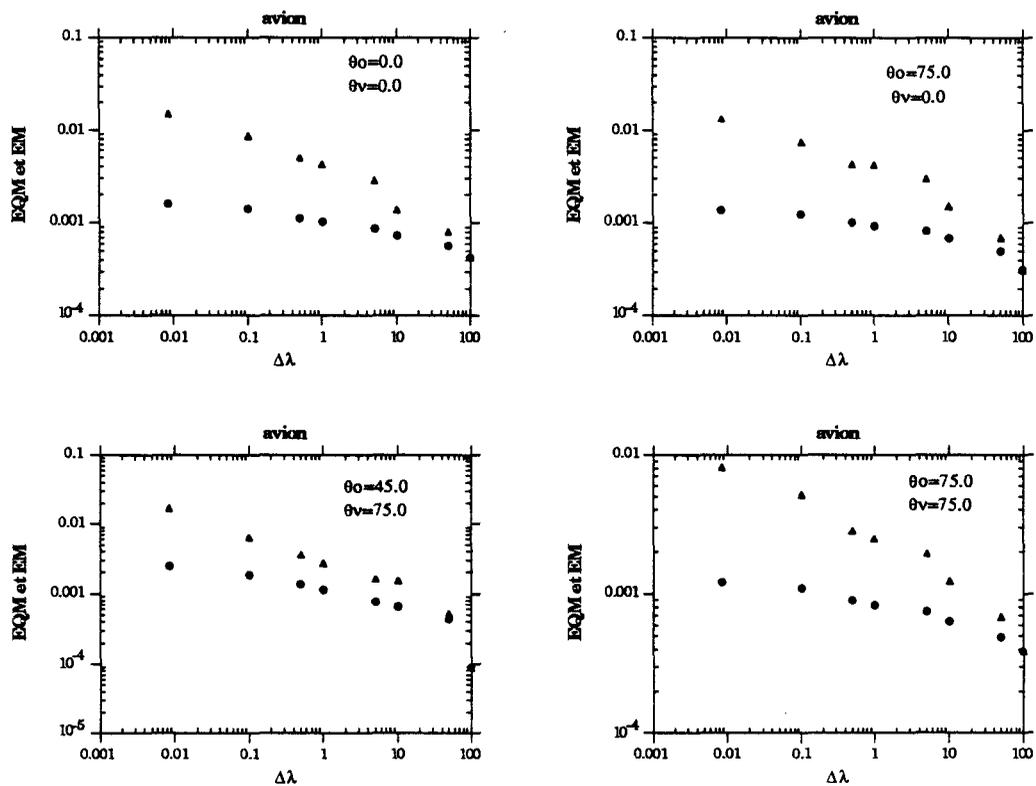
**Figure 17:** Ecarts quadratiques moyens EQM (•) et erreurs maximales EM (▲) en fonction de la résolution  $\Delta\lambda$  en  $\text{cm}^{-1}$ , pour les luminances satellitaires, en fonction de l'angle d'incidence solaire  $\theta_0$  et de l'angle de visée  $\theta_v$ . Les courbes correspondent à l'atmosphère nuageuse et à l'intervalle spectral correspondant à l'absorption de l'oxygène.



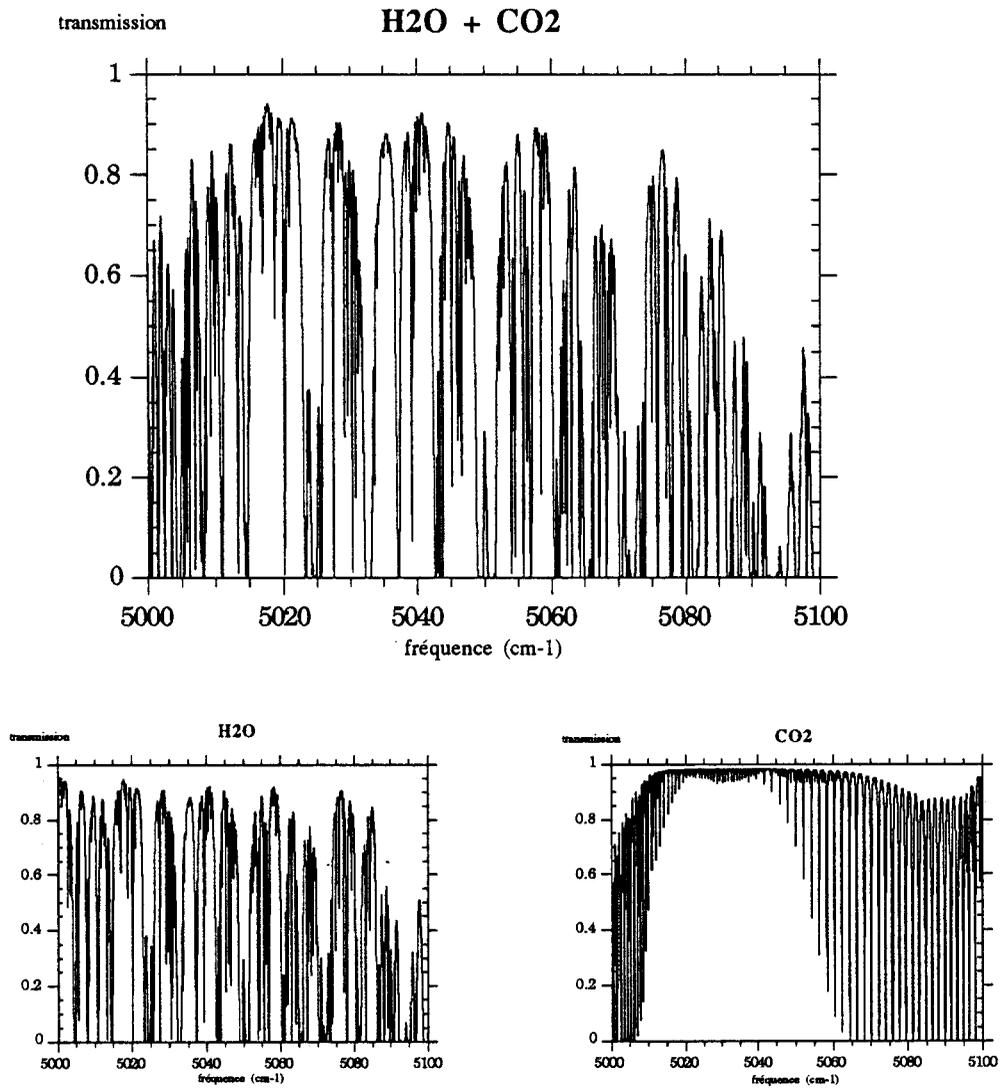
**Figure 17:** (suite) Ecarts quadratiques moyens EQM (•) et erreurs maximales EM (▲) en fonction de la résolution  $\Delta\lambda$  en  $\text{cm}^{-1}$ , pour les luminances montantes à 3 km d'altitude, en fonction de l'angle d'incidence solaire  $\theta_0$  et de l'angle de visée  $\theta_v$ . Les courbes correspondent à l'atmosphère nuageuse et à l'intervalle spectral correspondant à l'absorption de l'oxygène.



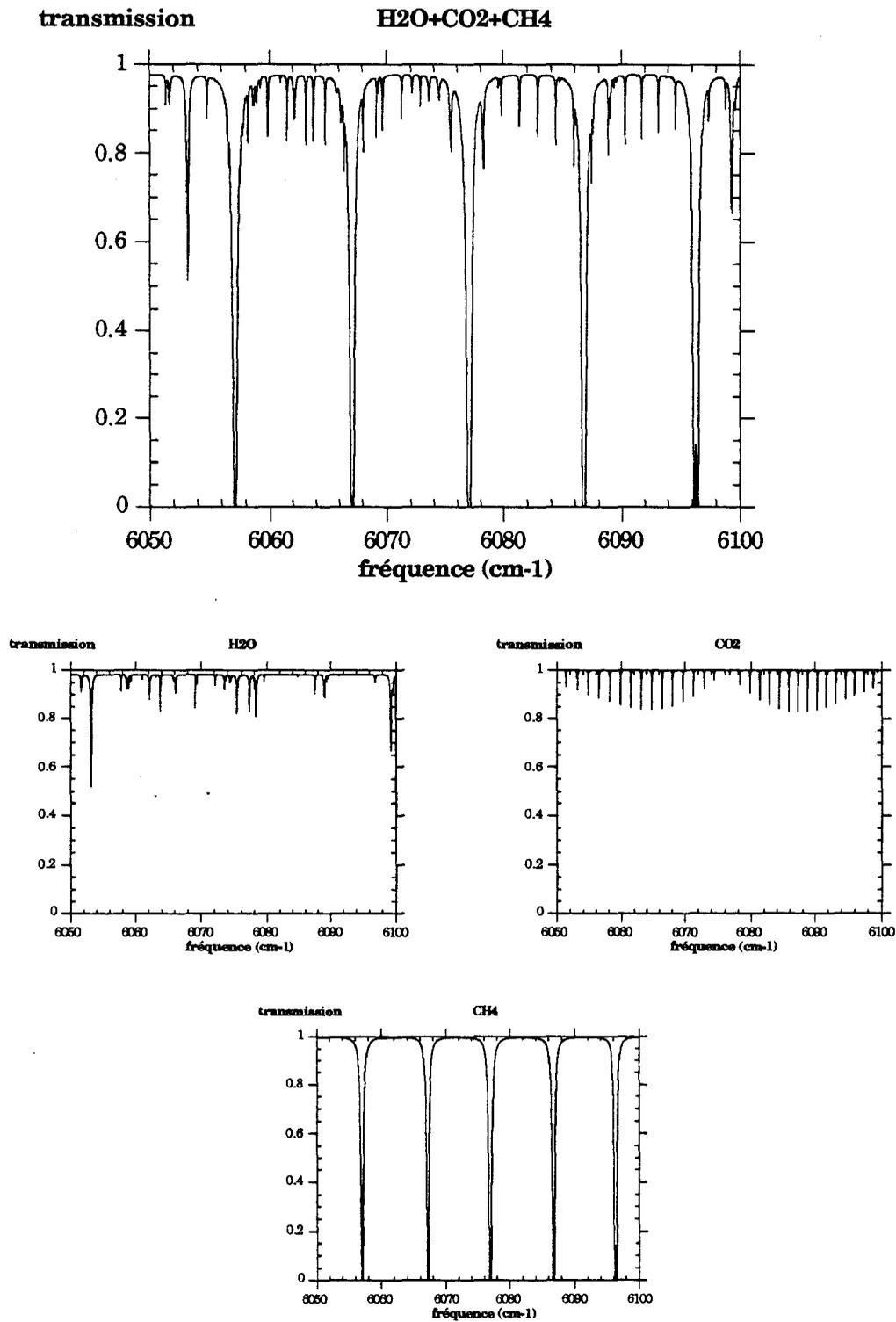
**Figure 18:** Ecarts quadratiques moyens EQM (•) et erreurs maximales EM (▲) en fonction de la résolution  $\Delta\lambda$  en  $\text{cm}^{-1}$ , pour les luminances satellitaires, en fonction de l'angle d'incidence solaire  $\theta_0$  et de l'angle de visée  $\theta_v$ . Les courbes correspondent à la brume d'aérosols et à l'intervalle spectral correspondant à l'absorption de l'oxygène.



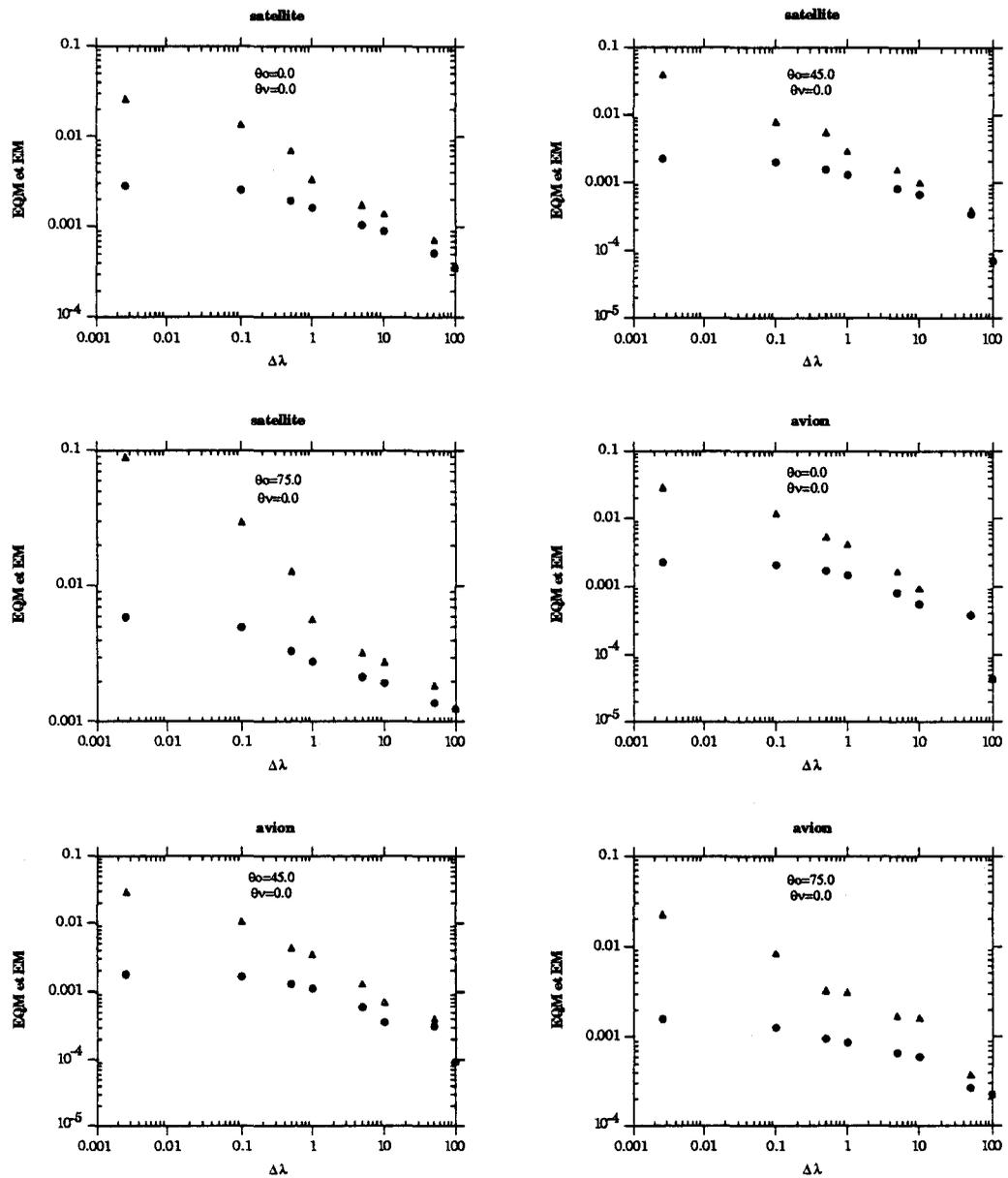
**Figure 18:** (suite) Ecarts quadratiques moyens EQM (•) et erreurs maximales EM (▲) en fonction de la résolution  $\Delta\lambda$  en  $\text{cm}^{-1}$ , pour les luminances montantes à 3 km d'altitude, en fonction de l'angle d'incidence solaire  $\theta_0$  et de l'angle de visée  $\theta_v$ . Les courbes correspondent à la brume d'aérosols et à l'intervalle spectral correspondant à l'absorption de l'oxygène.



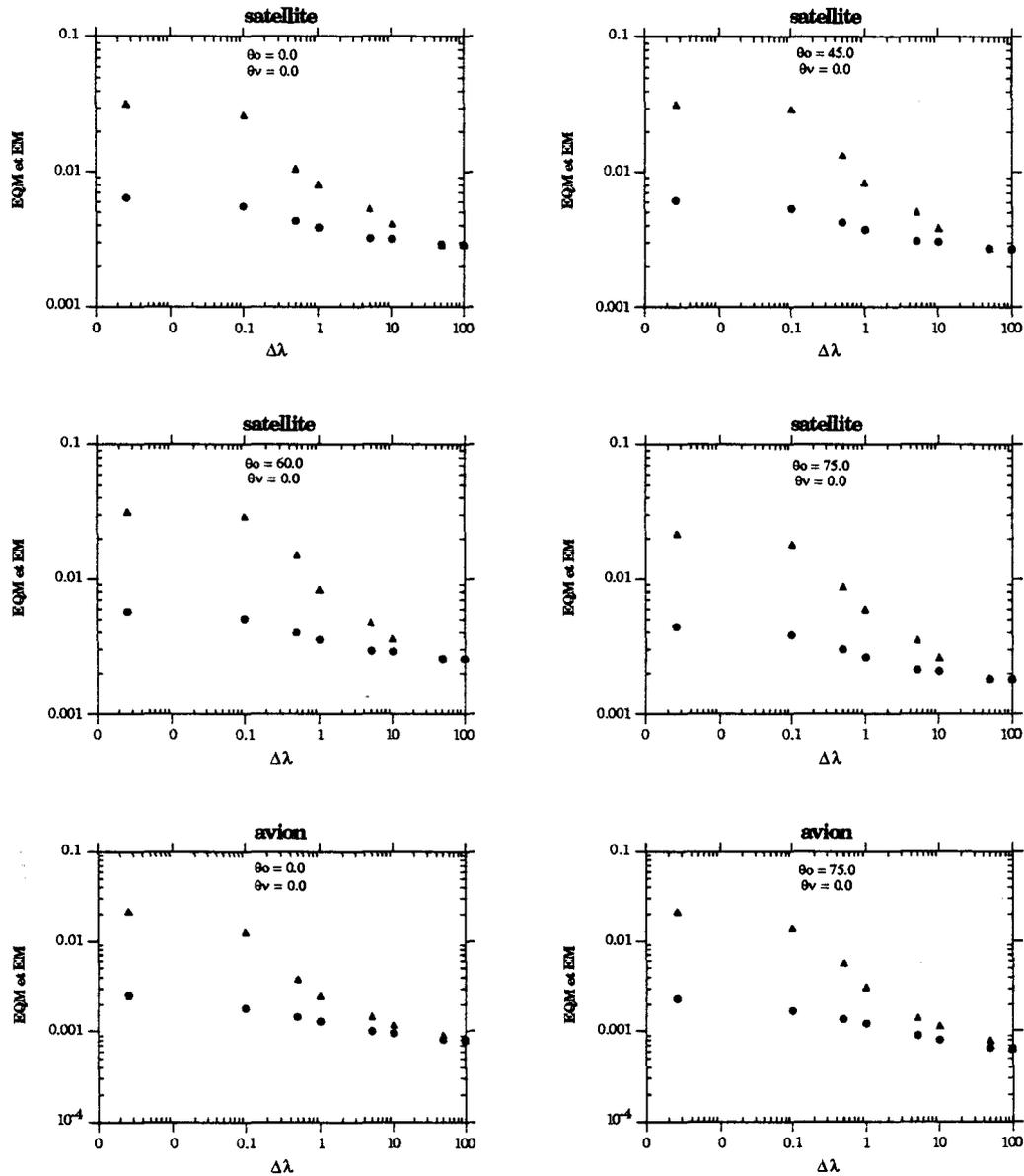
**Figure 19:** Transmission atmosphérique dans le cas du recouvrement des bandes d'absorption de vapeur d'eau et de dioxyde de carbone, pour une atmosphère tropicale et une masse d'air de 1.0.



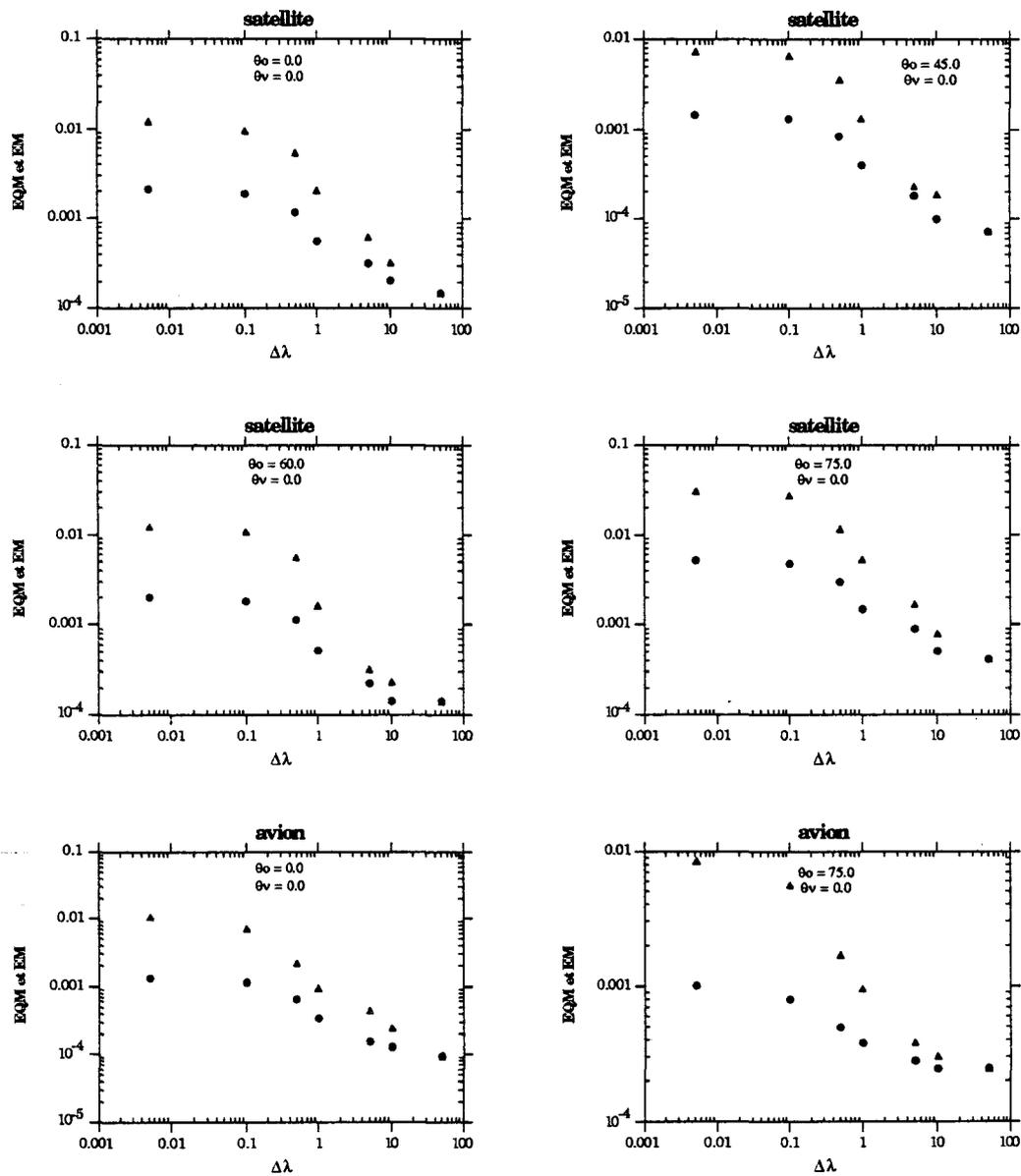
**Figure 20:** Transmission atmosphérique dans le cas du recouvrement des bandes d'absorption de vapeur d'eau, de dioxyde de carbone et de méthane, pour une atmosphère tropicale et une masse d'air de 1.0.



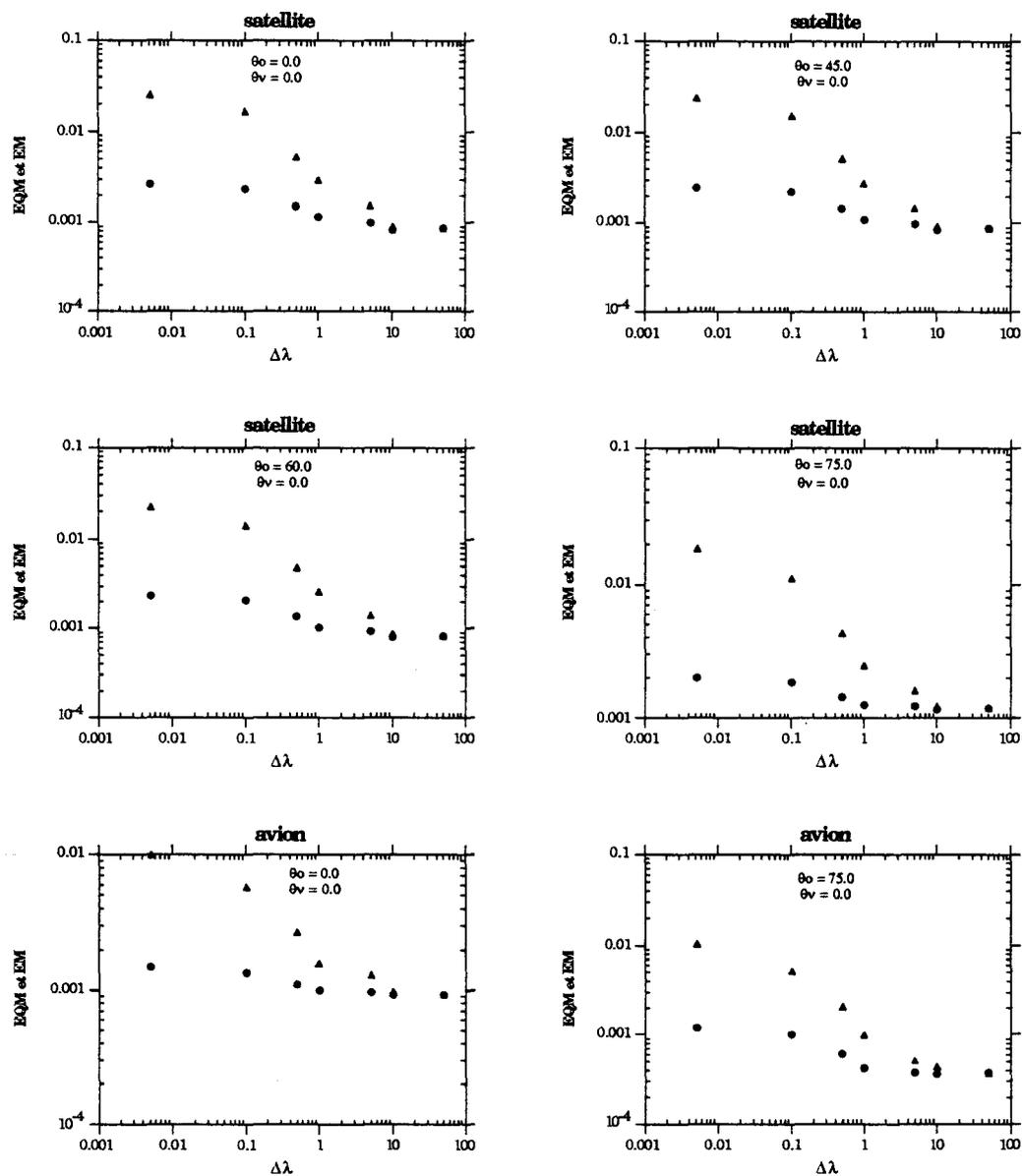
**Figure 21a:** Ecarts quadratiques moyens EQM (  $\circ$  ) et erreurs maximales EM (  $\triangle$  ) en fonction de la résolution  $\Delta\lambda$  en  $\text{cm}^{-1}$ , pour l'intervalle spectral correspondant à l'absorption de la vapeur d'eau et du dioxyde de carbone pour l'atmosphère nuageuse.



**Figure 21b:** Ecarts quadratiques moyens EQM (  $\circ$  ) et erreurs maximales EM (  $\triangle$  ) en fonction de la résolution  $\Delta\lambda$  en  $\text{cm}^{-1}$ , pour l'intervalle spectral correspondant à l'absorption de la vapeur d'eau et du dioxyde de carbone et pour la brume d'aérosols.



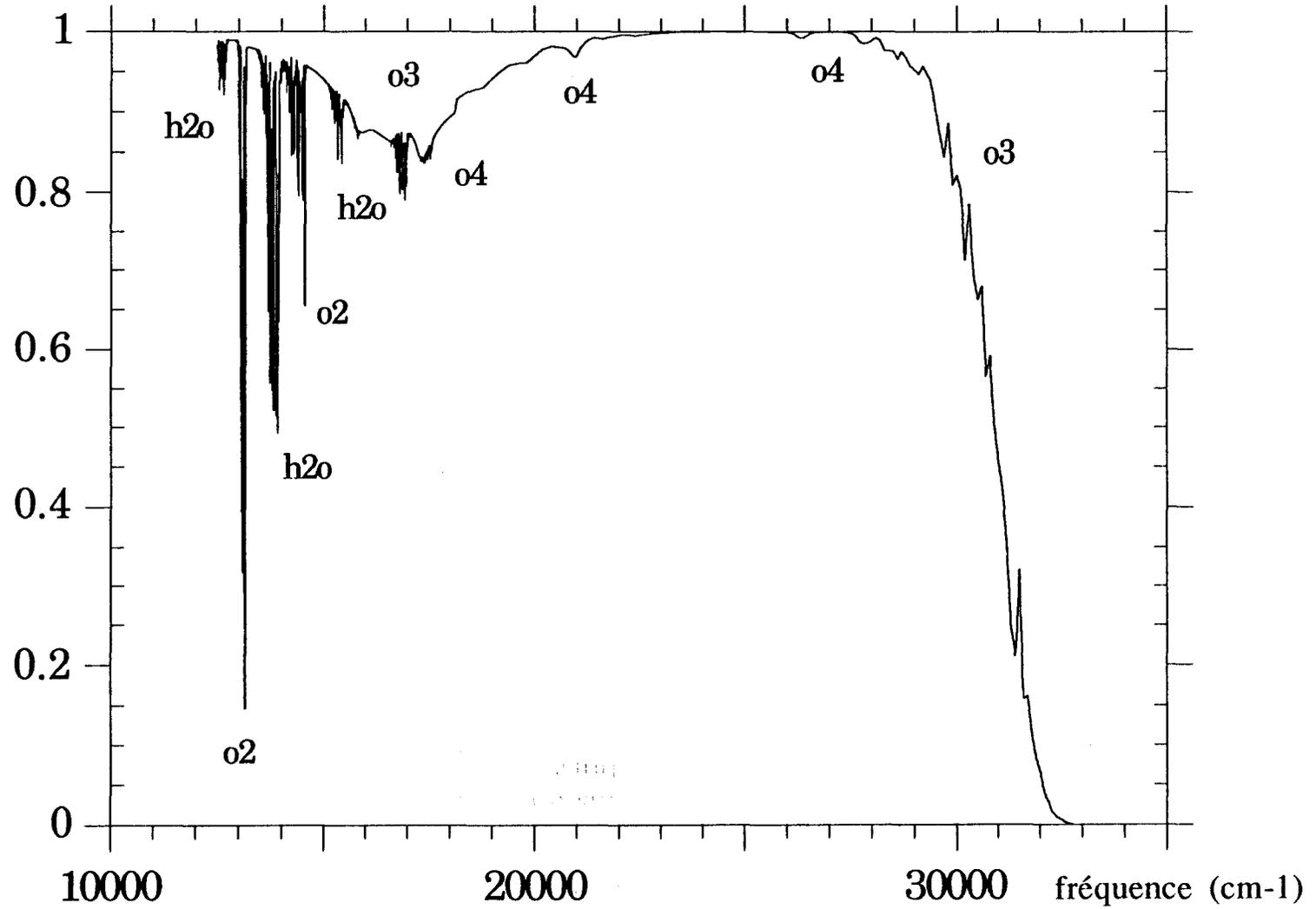
**Figure 22a:** Ecarts quadratiques moyens EQM (  $\circ$  ) et erreurs maximales EM (  $\triangle$  ) en fonction de la résolution  $\Delta\lambda$  en  $\text{cm}^{-1}$ , pour l'intervalle spectral correspondant à l'absorption de la vapeur d'eau, du dioxyde de carbone et du méthane, dans le cas de l'atmosphère nuageuse.

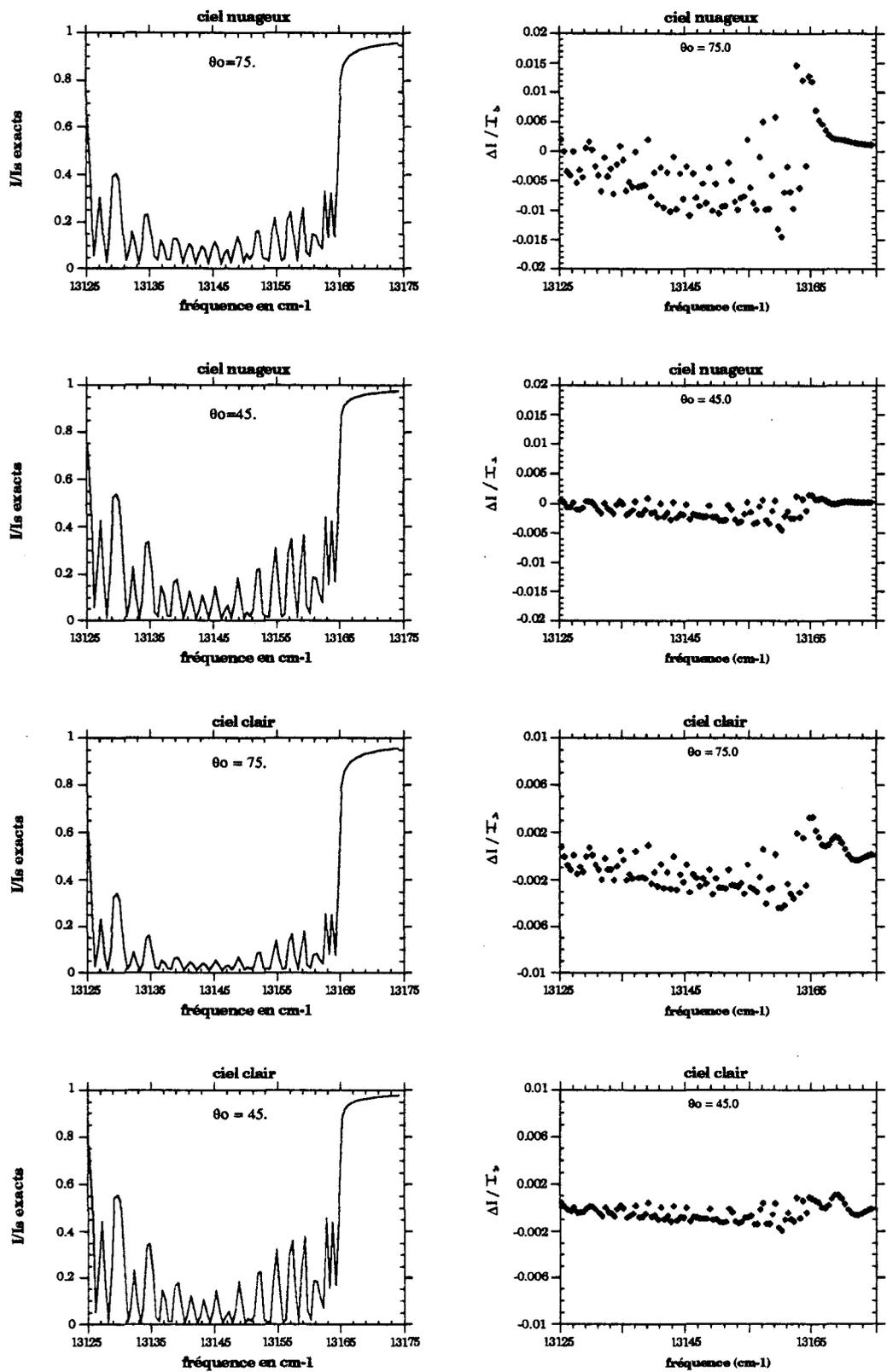


**Figure 22b:** Ecarts quadratiques moyens EQM (  $\circ$  ) et erreurs maximales EM (  $\triangle$  ) en fonction de la résolution  $\Delta\lambda$  en  $\text{cm}^{-1}$ , pour l'intervalle spectral correspondant à l'absorption de la vapeur d'eau, du dioxyde de carbone et du méthane, dans le cas de la brume d'aérosols.

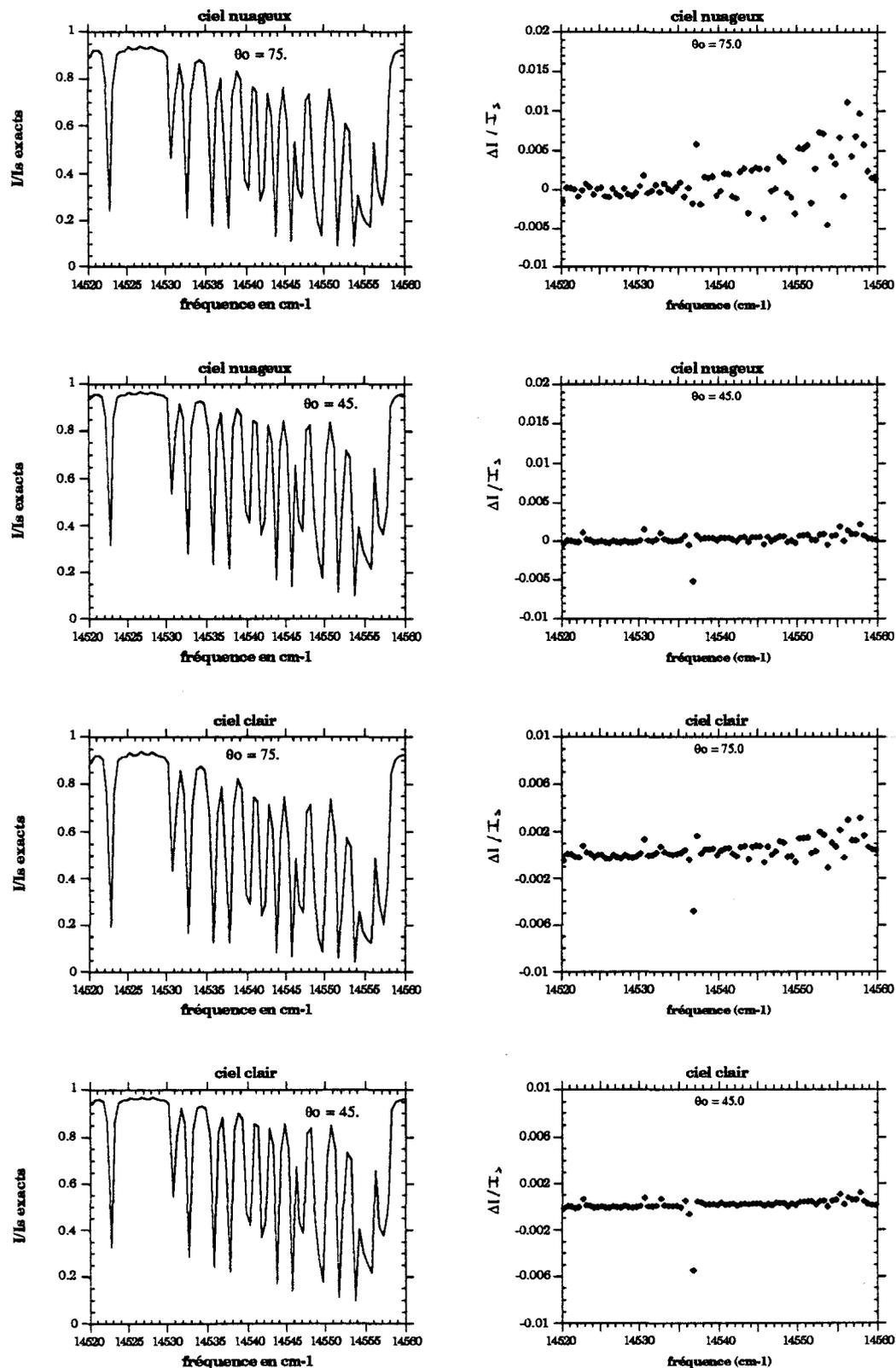
**Figure 23:** transmission atmosphérique pour un modèle subartic-summer et une masse d'air de 3.0

transmission

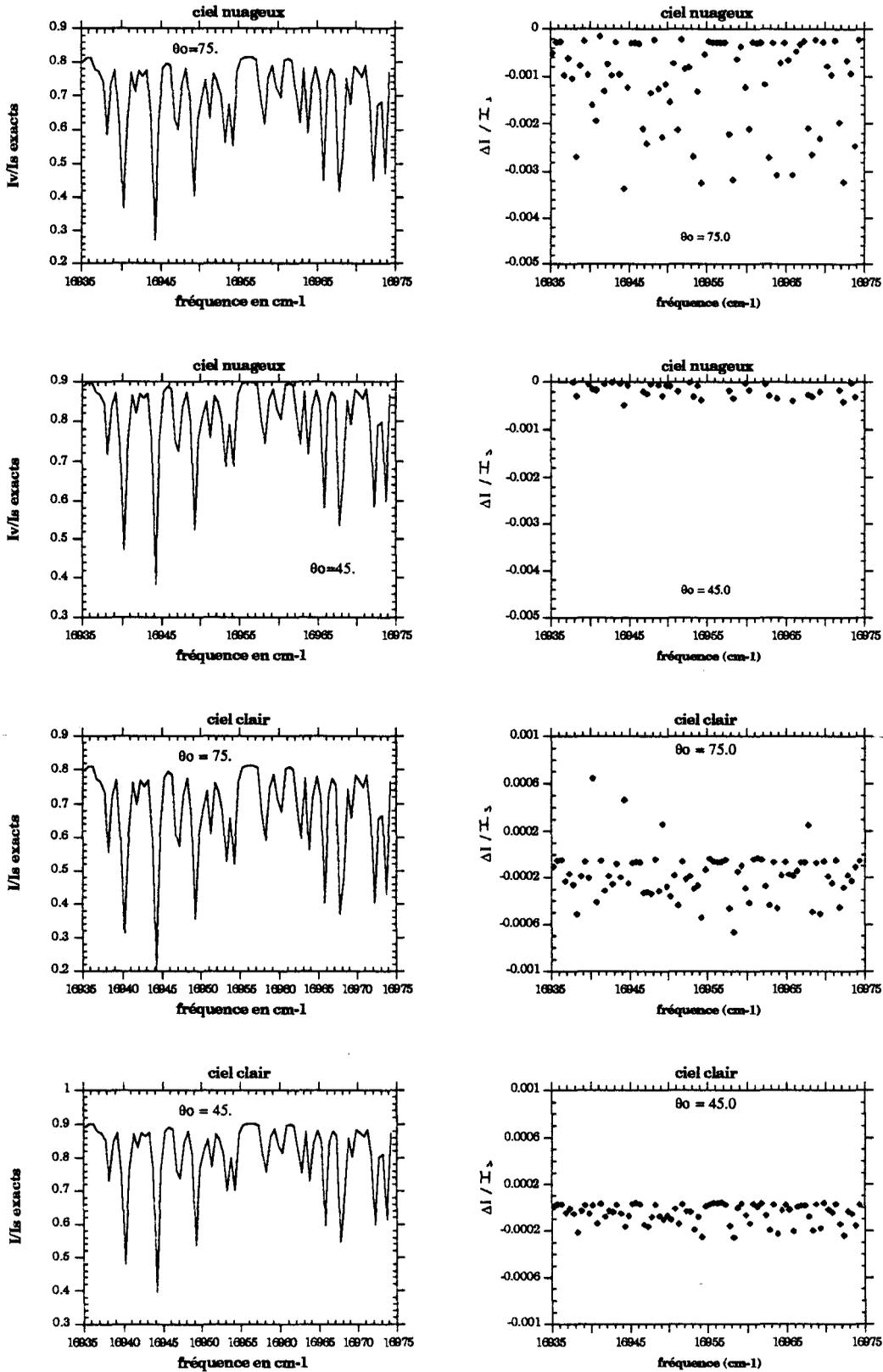




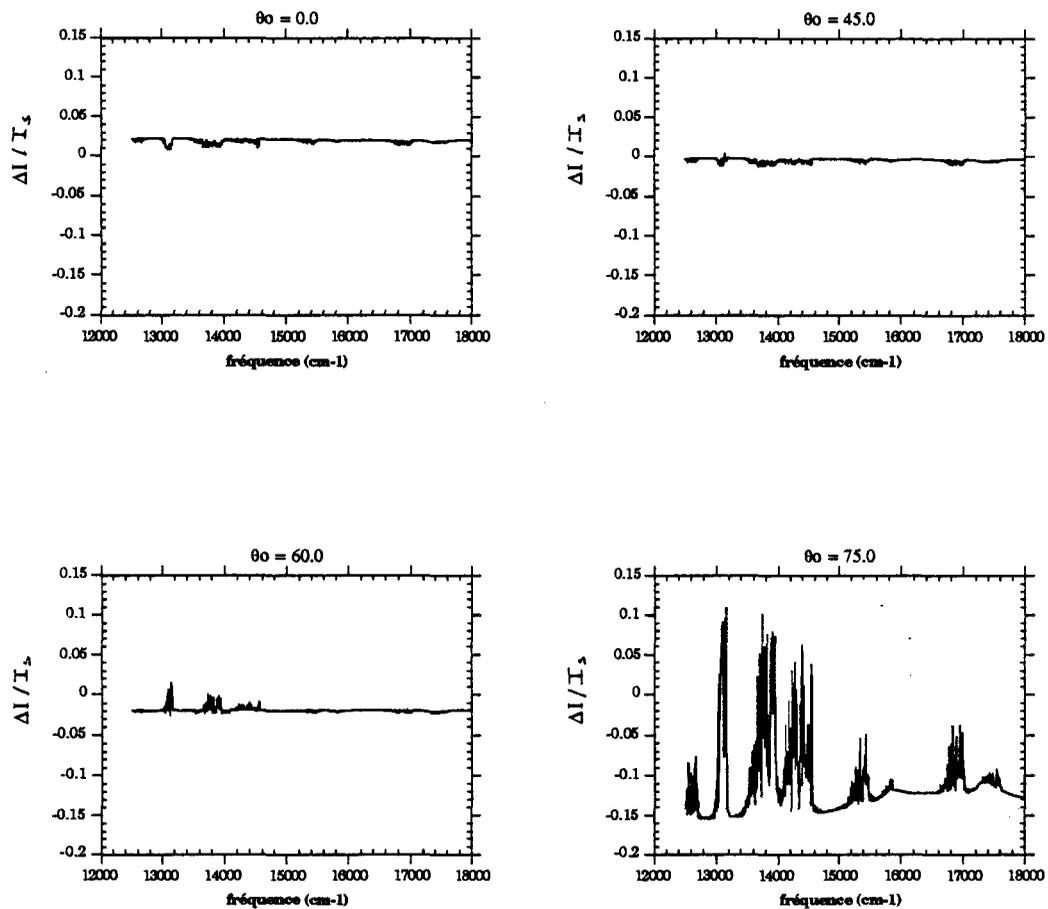
**Figure 24:** Comparaisons entre les rapports de luminances  $I_v/I_s$  exacts et approchés, intégrés sur  $0.5 \text{ cm}^{-1}$ ,  $I_s$  représentant la luminance en absence d'absorption. On a considéré les atmosphères claires et nuageuses, pour l'intervalle spectral compris entre  $13125$  et  $13175 \text{ cm}^{-1}$ , correspondant à l'absorption de l'oxygène. On a reporté sur les courbes de gauche les rapports  $I/I_s$  exacts et sur celles de droite les écarts:  $\Delta I/I_s = (I_{\text{approchée}} - I_{\text{exact}})/I_s$



**Figure 25:** Comparisons entre les rapports de luminances  $I/I_s$  exacts et approchés, intégrés sur  $0.5 \text{ cm}^{-1}$ ,  $I_s$  représentant la luminance en absence d'absorption. On a considéré les atmosphères claires et nuageuses, pour l'intervalle spectral compris entre  $14520$  et  $14560 \text{ cm}^{-1}$ , correspondant à l'absorption de  $O_2$  et  $O_3$ . On a reporté sur les courbes de gauche les rapports  $I/I_s$  exacts et sur celles de droite les écarts:  $\Delta I/I_s = (I_{\text{approchée}} - I_{\text{exact}})/I_s$



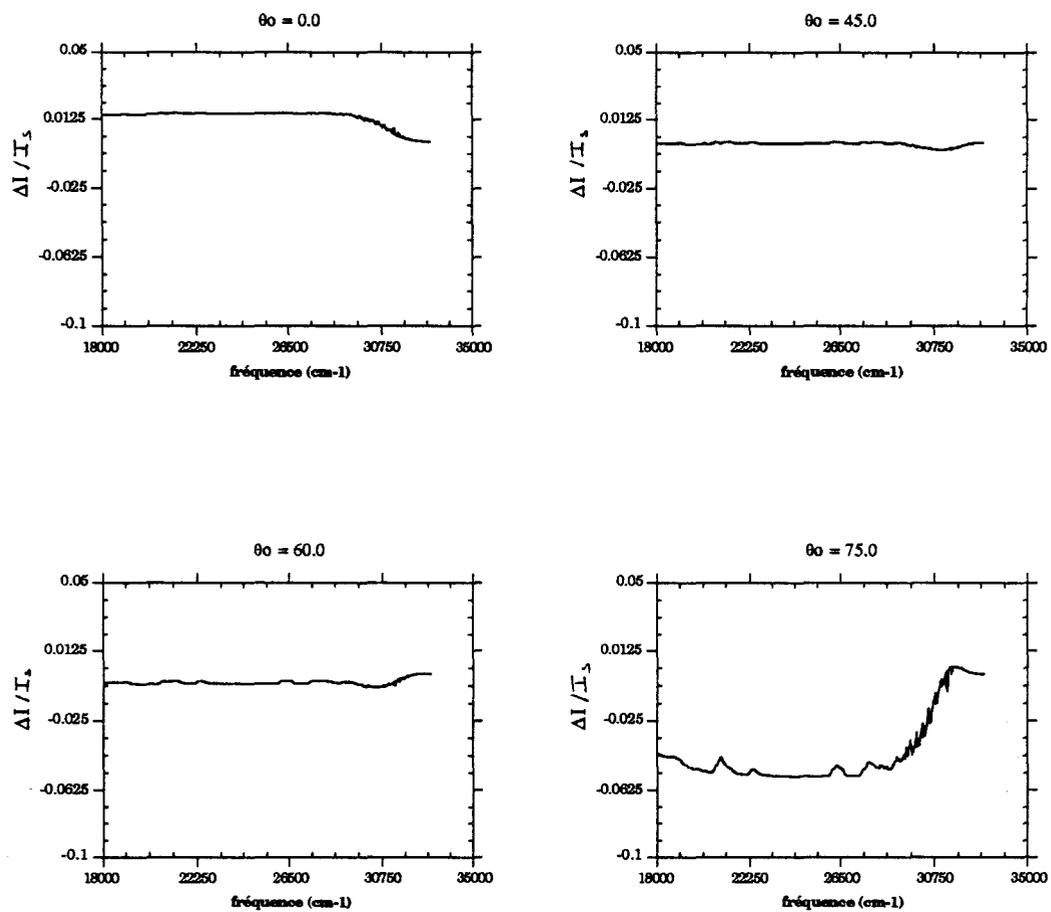
**Figure 26:** Comparaisons entre les rapports de luminances  $I_v/I_s$  exacts et approchés, intégrés sur 0.5 cm<sup>-1</sup>,  $I_s$  représentant la luminance en absence d'absorption. On a considéré les atmosphères claires et nuageuses, pour l'intervalle spectral compris entre 16935 et 16975 cm<sup>-1</sup>, correspondant à l'absorption de H<sub>2</sub>O et O<sub>3</sub>. On a reporté sur les courbes de gauche les rapports  $I/I_s$  exacts et sur celles de droite les écarts:  $\Delta I/I_s = (I_{\text{approchée}} - I_{\text{exact}})/I_s$



**Figure 27:** Différences entre les rapports de luminances  $I_v/I_s$  en ciel clair et nuageux, pour un angle de visée  $\theta_v$  égal à 0.0 et différentes incidences solaires  $\theta_0$ , pour la partie visible du spectre de GOME. On a dans ce cas:

$$\Delta I / I_s = (I_v/I_s)_{\text{nuage}} - (I_v/I_s)_{\text{clair}}$$

avec  $I_s$  la luminance en absence d'absorption.



**Figure 28:** Différences entre les rapports de luminances  $I_v/I_s$  en ciel clair et nuageux, pour un angle de visée  $\theta_v$  égal à 0.0 et différentes incidences solaires  $\theta_0$ , pour la partie ultraviolet du spectre de GOME. On a dans ce cas:

$$\Delta I / I_s = (I_v/I_s)_{\text{nuage}} - (I_v/I_s)_{\text{clair}}$$

avec  $I_s$  la luminance en absence d'absorption.

# **Chapitre 3**

## **Modélisation à basse résolution spectrale**

# 1 Introduction

Nous avons présenté dans le chapitre précédent une méthode rapide, mais précise, de calcul monochromatique du transfert radiatif en milieu diffusant. Bien que beaucoup plus rapide que le calcul exact, un calcul monochromatique approché peut, pour certaines applications, être tout de même trop coûteux en temps de calcul (traitement automatique de données satellitaires, applications aux modèles de circulation générale...).

De plus, lorsque les luminances sont intégrées sur des intervalles spectraux larges, l'information monochromatique n'a plus réellement d'intérêt et il est alors intéressant de développer des méthodes plus rapides, en essayant de simplifier les calculs d'absorption.

A ce titre, l'utilisation des modèles de bandes (Goody, 1952; Malkmus, 1967) pour le calcul du transfert radiatif a permis des succès remarquables pour des atmosphères homogènes et non diffusantes. Ces modèles de bande utilisent directement les informations spectroscopiques relatives aux raies d'absorption, permettant ainsi d'éviter l'utilisation d'un modèle complexe de type raie par raie, très coûteuse en temps de calcul. Cependant l'utilisation directe de ces modèles de bande se révèle inadaptée au cas où la diffusion devient non négligeable, car le chemin optique des photons, et donc la quantité d'absorbant rencontrée par ces photons, ne peut plus être défini.

Afin de résoudre le problème, on utilise souvent la méthode dite de la "k-distribution" (Lacis et Hansen, 1974), qui consiste à déterminer, pour l'intervalle spectral donné, la distribution du coefficient d'absorption. Celle-ci est préalablement calculée au moyen d'un modèle de bande, qui ne sert alors que d'intermédiaire; le plus souvent il s'agit du modèle de Malkmus. Cependant, la précision du modèle de Malkmus est très variable selon l'intervalle spectral sur lequel ce dernier est utilisé (Kiehl et

Ramanathan, 1983). Lacis et Oinas (1990) ont utilisé une démarche permettant de calculer les paramètres nécessaires au modèle de Malkmus, non plus à partir d'une banque de données spectroscopiques, mais directement à l'aide d'un modèle raie par raie. La précision obtenue sur les flux radiatifs est alors de l'ordre de  $\pm 1\%$ .

Nous avons donc appliqué, dans ce chapitre, la méthode de la k-distribution au calcul des luminances directionnelles, dans un premier temps en calculant la distribution du coefficient d'absorption à partir du modèle de bande de Malkmus, et ensuite en utilisant un modèle raie par raie. Il est aussi possible d'utiliser comme référence la méthode approchée à haute résolution, présentée dans le chapitre précédent et dont la précision est de l'ordre de 0.1 % sur les luminances intégrées sur des intervalles spectraux de largeur supérieure à  $5. \text{ cm}^{-1}$ .

Des comparaisons ont été plus particulièrement réalisées pour un modèle développé dans le cadre du projet POLDER (POLarization and Directionality of Earth Reflectances, Deschamps et al., 1990). Ce modèle est actuellement utilisé pour des travaux préliminaires concernant l'apport de l'instrument POLDER à l'étude des nuages. La réalisation de ce modèle à basse résolution étant antérieure à celle de la méthode monochromatique approchée, il est intéressant de tester sa précision afin d'en déduire les limites de ses applications.

D'une façon plus générale, ces comparaisons ne sont pas sans intérêt car, si les tests concernant la k-distribution sont très nombreux pour des atmosphères claires dans le domaine infrarouge pour le calcul des flux radiatifs, ils le sont beaucoup moins pour le calcul des luminances dans les courtes longueurs d'onde et en atmosphère très diffusante.

## 2 Modèles à basse résolution

### 2.1 Méthode de la k-distribution

L'idée de base de la k-distribution est de regrouper les coefficients d'absorption  $k$  par classes d'intensité. La transmission, sur un intervalle spectral donné, ne dépend plus de la position exacte des raies, mais avant tout de la fraction de l'intervalle spectral qui est associé à une valeur donnée de  $k$ .

La transmission  $T(u)$ , sur un intervalle spectral donné  $\Delta\nu$  entre  $\nu_1$  et  $\nu_2$ , pour une couche homogène et une quantité d'absorbant  $u$  s'exprime comme:

$$T(u) = \frac{1}{\Delta\nu} \int_{\nu_1}^{\nu_2} \exp(-k_\nu u) d\nu \quad (1)$$

En utilisant comme variable d'intégration le coefficient d'absorption, l'intégration en fréquence peut être modifiée comme:

$$T(u) = \int_0^\infty f(k) \exp(-ku) dk \quad (2)$$

ou encore

$$T(u) = \int_0^1 \exp(-ku) dg(k) \quad (3)$$

où  $f(k)$  est définie comme la fonction de distribution de  $k$  et  $g(k)$  comme la fonction cumulative de distribution de  $k$ .

La fonction  $f(k)$  représente alors, pour un gaz donné, la fraction de l'intervalle spectral pour laquelle le coefficient d'absorption est compris entre  $k$  et  $k+dk$ .

La relation (3) peut être discrétisée:

$$T(u) = \sum_{l=1}^N a_l \cdot \exp(-\bar{k}_l u) \quad (4)$$

les poids  $a_l$  étant alors définis par:

$$a_l = g(k_l) - g(k_{l-1}) \quad (5)$$

avec

$$g(k_l) = \int_0^{k_l} f(k) dk \quad (6)$$

## 2.2 Utilisation du modèle de bande de Malkmus

Le problème consiste donc, pour un milieu homogène, à déterminer les paramètres  $a_l$  et  $\bar{k}_l$ . En pratique, les valeurs discrétisées de  $g(k_l)$  sont choisies par essais et erreurs.

Pour un domaine particulier, correspondant à une valeur de  $\bar{k}_l$  donnée, on obtient d'après (2) et (4):

$$a_l \cdot \exp(-\bar{k}_l u) = \int_{k_{l-1}}^{k_l} f(k) \exp(-ku) dk = h(k_l) - h(k_{l-1}) \quad (7)$$

avec

$$h(k_l) = \int_0^{k_l} f(k) \exp(-ku) dk \quad (8)$$

Une solution simple, permettant d'obtenir  $f(k)$ , consiste à utiliser le modèle de bande de Malkmus. Il permet de calculer la transmission d'un milieu absorbant homogène à partir de l'expression suivante:

$$T(u) = \exp\left[-\frac{B}{2} \left( \left(1 + \frac{4Su}{B}\right)^{1/2} - 1 \right)\right] \quad (9)$$

avec

$$B = \frac{4}{\Delta\nu} \frac{[\sum_{j=1}^{N_0} (S_j \alpha_j)^{1/2}]^2}{\sum_{j=1}^{N_0} S_j} \quad (10)$$

$$S = \frac{\sum_{j=1}^{N_0} S_j}{\Delta\nu} \quad (11)$$

avec  $\alpha_j$  et  $S_j$  la demi-largeur de Lorentz et l'intensité de la raie  $j$  de l'intervalle spectral  $\Delta\nu$  et  $N_0$  le nombre de raies dans  $\Delta\nu$ . Les paramètres  $B$  et  $S$  sont calculés à partir d'une banque de données spectroscopique.

Il est alors possible d'inverser la relation de Malkmus afin de déterminer la fonction  $f(k)$ . En effet,  $f(k)$  est la transformée inverse de Laplace de  $T(u)$  (2) et on obtient, à partir du modèle de Malkmus (Domoto, 1974):

$$f(k) = \frac{1}{2}k^{-3/2}(BS)^{1/2}\exp\left[\pi\frac{B}{4}\left[2 - \frac{S}{k} - \frac{k}{S}\right]\right] \quad (12)$$

avec la normalisation:

$$\int_0^\infty f(k)dk = 1. \quad (13)$$

D'un point de vue pratique, le choix du modèle de Malkmus est lié à la forme analytique simple dans ce cas de la transformée inverse de Laplace, ce qui n'est pas le cas pour le modèle de Goody.

On obtient alors, après calculs, les expressions de  $h(k)$  et  $g(k)$ :

$$g(k) = \int_0^k f(k)dk \quad (14)$$

$$g(k) = \frac{1}{2}\exp(B)\operatorname{erfc}\left(\frac{a}{\sqrt{k}} + b\sqrt{k}\right) + \frac{1}{2}\operatorname{erfc}\left(\frac{a}{\sqrt{k}} - b\sqrt{k}\right) \quad (15)$$

$$h(k) = \int_0^k f(k)\exp(-ku)dk \quad (16)$$

$$h(k) = \frac{1}{2}\exp(B)T^{-1}(u)\operatorname{erfc}(a/\sqrt{k} + c\sqrt{k}) + \frac{1}{2}T(u)\operatorname{erfc}(a/\sqrt{k} - c\sqrt{k}) \quad (17)$$

avec

$$a = \frac{1}{2}\sqrt{BS} \quad (18)$$

$$b = \frac{1}{2}\sqrt{\frac{B}{S}} \quad (19)$$

$$c = \frac{1}{2}\sqrt{\frac{B}{S}} + 4u \quad (20)$$

$$\operatorname{erfc}(x) = 1 - \operatorname{erf}(x) \quad (21)$$

avec la fonction erreur:

$$erf(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x \exp(-t^2) dt \quad (22)$$

Les valeurs de  $g(k_l)$  étant fixées, on peut en déduire numériquement, en inversant la relation (15), les valeurs  $k_l$ . En pratique on utilise, pour résoudre cette équation, la méthode itérative de Newton-Raphson.

Connaissant les valeurs de  $k_l$ , on détermine ensuite les fonction  $h(k_l)$  à partir de (17).

On obtient alors finalement à partir de (7):

$$\bar{k}_l = -\frac{1}{u} \text{Ln} \left[ \frac{h(k_l) - h(k_{l-1})}{g(k_l) - g(k_{l-1})} \right] \quad (23)$$

Dans le cas d'une atmosphère inhomogène, Lacis et Hansen (1974) font l'hypothèse que les fonctions de distribution de  $k$  sont corrélées dans l'espace des fréquences pour toutes les altitudes, l'absorption la plus forte (ou la plus faible) apparaissant à la même fréquence pour une raie donnée, quelle que soit l'altitude; les coefficients  $g_l$  sont donc indépendants de l'altitude. L'expression de Malkmus est alors inversée couche par couche afin d'obtenir les coefficients  $\bar{k}_l$ .

Cette méthode a l'avantage d'être très rapide, à partir d'expressions analytiques simples et elle ne nécessite pas l'utilisation d'un modèle raie par raie. Elle est à ce titre utilisée dans des modèles de circulation générale (Hansen et al., 1983; Stephens, 1984). De plus, elle est très bien appropriée au cas des interactions diffusion-absorption car elle permet d'introduire une distribution d'intensité d'absorption pour les photons. L'équation de transfert radiatif en milieu diffusant peut alors être résolue pour chacun des  $N$  coefficients d'absorption  $\bar{k}_l$  de la somme d'exponentielles.

Les effets de recouvrement de bandes d'absorption sont traités en utilisant une somme de  $N_i$  exponentielles pour chacun des gaz  $i$ . Le nombre de calcul augmente alors très rapidement. Pour deux absorbants, l'équation de transfert radiatif doit être résolue  $N_1.N_2$  fois. En pratique, le nombre  $N$  d'exponentielles varie

généralement entre 7 et 10 suivant l'absorption de l'intervalle spectral considéré, ces valeurs permettant d'obtenir un bon compromis entre la précision et le temps de calcul.

### 2.3 Précision du modèle de Malkmus

Le modèle de bande de Malkmus est un intermédiaire essentiel pour déterminer la distribution de  $k$ . En effet, c'est à partir de l'expression du modèle de Malkmus (9) que sont calculés les coefficients d'absorption  $\bar{k}_l$ . Il est donc nécessaire d'estimer la précision sur les transmissions obtenues à partir du modèle de Malkmus, avant de tester la méthode de la  $k$ -distribution proprement dite.

Nous avons calculé les transmissions, à l'aide du code raie par raie STRANSAC puis en utilisant l'expression de Malkmus, pour chacune des couches du modèle d'atmosphère tropicale (Mac Clatchey et al., 1972) et pour l'absorption par la vapeur d'eau. Nous avons présenté ces résultats pour des intervalles spectraux correspondant au proche infrarouge ( $\nu \simeq 3000.cm^{-1}$ ) et au visible ( $\nu \simeq 10000.cm^{-1}$ ), ainsi que pour des absorptions forte et faible. Nous avons également considéré des intervalles spectraux de largeur variable  $\Delta\nu$ . En effet, le caractère statistique des modèles de bande nécessite d'avoir plusieurs dizaines de raies sur l'intervalle  $\Delta\nu$ . Pour des résolutions supérieures ou de l'ordre de  $5.cm^{-1}$ , cette condition est généralement remplie. Cependant, dans le domaine spectral des grandes longueurs d'onde, Kiehl et Ramanathan (1983) pour le  $CO_2$  et Cess et al. (1986) pour le  $CH_4$ , ont remarqué que la largeur de l'intervalle sur lequel est appliqué le modèle de Malkmus ne doit pas être supérieure à  $10.cm^{-1}$ , ceci afin d'éviter des erreurs importantes. Nous avons choisi des largeurs  $\Delta\nu$  variant entre 5. et  $25.cm^{-1}$  lors de nos comparaisons.

Les résultats sont présentés sur les figures 1, 2, 3 et 4. Elles mettent en évidence l'influence essentielle de la largeur de l'intervalle spectral  $\Delta\nu$  sur la précision du modèle de Malkmus. En effet, pour des nombres d'onde correspondant au proche infrarouge ( $\nu \simeq 3000.cm^{-1}$ ), la valeur de  $\Delta\nu$  permettant d'obtenir le meilleur accord avec les calculs du modèle raie par raie est proche de  $10 cm^{-1}$ , cette largeur spectrale étant en bon accord avec celles obtenues par Kiehl et Ramanathan, et par Cess et al. La précision obtenue est alors de l'ordre de 0.5 % dans le cas d'absorptions faibles (figure 1), mais elle est dans le meilleur des cas de l'ordre de 8.0 % pour l'intervalle spectral correspondant à des absorptions fortes (figure 2). On remarque également que les résultats sont très sensibles à la largeur spectrale  $\Delta\nu$  car, dans le cas de l'absorption forte, les erreurs relatives maximales sont respectivement de 7. et 35. % suivant que l'on choisit un  $\Delta\nu$  égal à 10. ou 5.  $cm^{-1}$ .

Dans le domaine des courtes longueurs d'onde, pour le cas correspondant à une absorption faible (figure 3), les meilleures transmissions calculées à partir de l'expression de Malkmus sont obtenues pour un  $\Delta\nu$  de 25.  $cm^{-1}$ , la précision étant alors supérieure à 0.2 %; Par contre, pour l'absorption forte (figure 4), elles sont obtenues pour un  $\Delta\nu$  égal à 5.  $cm^{-1}$ , l'erreur atteignant tout de même dans ce cas 4. %. Il faut préciser que pour l'intervalle spectral correspondant à l'absorption faible, le nombre de raies par  $cm^{-1}$  d'intensité significative, donc prise en compte dans le calcul raie par raie, est beaucoup plus faible que pour l'absorption forte, ce qui explique la valeur élevée de  $\Delta\nu$ .

Notre but étant de calculer plus particulièrement les luminances satellitaires, nous avons reporté, dans le tableau 1, les transmissions intégrées sur toutes les couches atmosphériques, en utilisant le modèle de Malkmus et le modèle raie par raie, ainsi que les erreurs relatives correspondantes. Ces résultats correspondent aux exemples des figures 1, 2, 3 et 4.

transmissions intégrées			
$\Delta\nu$ en $cm^{-1}$	STRANSAC	MALKMUS	ERREUR EN %
2900.-2905.	.702	.682	-2.8
2900.-2910.	.742	.730	-1.7
2900.-2925.	.794	.761	-4.
3000.-3005.	.062	.020	-67.
3000.-3010.	.081	.072	-10.
3000.-3025.	.038	.008	-78.
10450.-10455.	.018	.017	-8.
10450.-10460.	.107	.091	-14.
10450.-10475.	.097	.061	-37.
13735.-13740.	.346	.406	17.
13735.-13745.	.483	.526	9.
13735.-13760.	.569	.573	0.7

**Tableau 1**

L'erreur sur les transmissions intégrées peut être, de même que pour les transmissions couche par couche, très variable selon l'intervalle spectral. Par contre, lorsque l'on intègre, sur l'ensemble du spectre des courtes longueurs d'onde, les flux obtenus à partir de la k-distribution et du modèle de Malkmus, on peut espérer tirer profit des compensations d'erreur. Dans le cadre de l'ICRCCM, le code développé par Fouquart, Buriez et Bonnel (1984, présentation au workshop ICRCCM, non publiée), utilisant la méthode présentée précédemment, a montré des écarts de l'ordre de quelques  $Watt/m^2$  sur les flux radiatifs, par rapport à des modèles de type raie par raie. Ces écarts peuvent s'expliquer par l'emploi des modèles de bandes et par la résolution du calcul qui est de  $100\ cm^{-1}$  pour ce code radiatif. On a reporté, sur la figure 5, quelques exemples de calcul de transmissions couche par couche sur des intervalles de largeur spectrale égale à  $100.\ cm^{-1}$ . Les transmissions intégrées

correspondant à ces exemples sont reportées dans le tableau 2.

transmissions intégrées			
$\Delta\nu$ en $cm^{-1}$	STRANSAC	MALKMUS	ERREUR EN %
13700.-13800.	.645	.659	2.
10800.-10900.	.645	.643	-0.3
10700.-10800.	.160	.109	-32.

**Tableau 2**

La précision obtenue est alors très variable selon l'absorption: pour des absorptions faibles, les écarts relatifs sont proches de 1. %, par contre dans le cas de l'absorption forte ils peuvent atteindre 30. %. On vérifie sur ces quelques exemples que l'erreur commise n'est pas systématique et permet donc des compensations d'erreurs.

En conclusion, ces quelques exemples permettent de montrer que l'utilisation du modèle de Malkmus pour le calcul des transmissions reste incertaine, la précision obtenue étant très dépendante de l'intervalle spectral considéré. L'utilisation du modèle de Malkmus nécessite alors de déterminer au préalable, avec un modèle raie par raie, la largeur de l'intervalle sur lequel il doit être utilisé pour espérer obtenir une bonne précision sur les transmissions.

## 2.4 Précision de la méthode de la k-distribution

Le paragraphe précédent a permis de souligner les limites du modèle de bande de Malkmus, pour le calcul des transmissions. L'utilisation conjointe de la méthode

de la k-distribution et de l'expression de Malkmus, ne permet donc pas d'obtenir une très bonne précision quel que soit l'intervalle spectral considéré. Il est tout de même intéressant de comparer les luminances calculées par cette technique, avec les valeurs exactes obtenues par intégration des luminances monochromatiques calculées à l'aide de STRANSAC et des OD, afin d'obtenir l'ordre de grandeur de la précision de la k-distribution en atmosphère diffusante. On a également considéré, à titre de comparaison, les luminances calculées à partir de la méthode approchée présentée dans le chapitre 2.

Nous avons choisi, pour les comparaisons, l'intervalle spectral compris entre 13735. et 13760.  $cm^{-1}$ , correspondant à l'absorption par la vapeur d'eau. Les résultats du paragraphe précédent avaient permis de montrer que la précision obtenue, à partir de l'expression de Malkmus, sur la transmission intégrée sur toutes les couches du modèle d'atmosphère était de l'ordre de 0.7 %. On se place donc dans un cas favorable à un calcul précis des luminances en atmosphère diffusante par la k-distribution, l'absorption étant ici correctement paramétrisée. Nous avons reporté dans le tableau 3 les réflectances directionnelles calculées dans le cas d'une atmosphère tropicale, en ne considérant dans un premier temps que l'absorption. Les réflectances directionnelles  $\rho$  sont définies à partir des luminances  $L$  par la relation:

$$\rho(\theta_s, \theta_v) = \frac{\pi L(\theta_s, \theta_v)}{\cos(\theta_s) F_s} \quad (24)$$

avec  $F_s$ , le flux solaire incident au sommet de l'atmosphère. Dans le cas de la méthode de la k-distribution, les résultats ont été présentés pour un nombre  $N$  d'exponentielles variable. On a reporté dans la colonne intitulée "exacte" les réflectances exactes (STRANSAC+ OD) et dans la colonne "approchée" les réflectances monochromatiques approchées, intégrées sur l'intervalle. Elles correspondent à une observation hors atmosphère, pour un angle de visée au nadir et un angle d'incidence solaire  $\theta_s$ , variable. La réflexion du sol est égale à 0.2.

atmosphère non diffusante				
	k-distribution			exacte
	N=5	N=7	N=10	
$\theta_s = 0^\circ$	.1202	.1208	.1212	.1221
$\theta_s = 45^\circ$	.1128	.1135	.1141	.1151
$\theta_s = 60^\circ$	.1045	.1054	.1059	.1072
$\theta_s = 75^\circ$	.0839	.0846	.0854	.0874

**Tableau 3**

Dans le cas de l'atmosphère non diffusante, la précision obtenue sur les luminances calculées avec la k-distribution, en utilisant un nombre d'exponentielles égal à 10, est de l'ordre de 0.7 % pour les conditions  $\theta_s = \theta_v = 0$ . Cette précision est en accord avec celle obtenue pour l'expression de Malkmus lors du paragraphe précédent. Pour une inclinaison solaire  $\theta_s = 75$ ., l'erreur est cette fois de l'ordre de 2. %. En absorption pure, on vérifie avec ces résultats que la précision est d'autant meilleure que le nombre d'exponentielles est élevé.

L'imprécision sur la luminance peut être attribuée à [1] l'approximation de la distribution de k, c'est à dire au nombre fini d'exponentielles et [2] à l'accumulation des erreurs introduites dans chacune des couches atmosphériques par l'expression de Malkmus.

La méthode monochromatique approchée utilisant directement les coefficients d'absorption calculés par le modèle raie par raie, on retrouve donc avec celle ci les luminances exactes.

Brume d'aérosols					
	k-distribution			approchée	exacte
	N=5	N=7	N=10		
$\theta_s = 0^\circ$	.1174	.1180	.1175	.1173	.1173
$\theta_s = 45^\circ$	.1250	.1258	.1252	.1253	.1252
$\theta_s = 60^\circ$	.1399	.1408	.1400	.1404	.1404
$\theta_s = 75^\circ$	.1494	.1507	.1495	.1536	.1536

**Tableau 4**

atmosphère nuageuse					
	k-distribution			approchée	exacte
	N=5	N=7	N=10		
$\theta_s = 0^\circ$	.3078	.3095	.3097	.3114	.3112
$\theta_s = 45^\circ$	.2833	.2847	.2853	.2869	.2868
$\theta_s = 60^\circ$	.2527	.2540	.2548	.2571	.2570
$\theta_s = 75^\circ$	.1974	.1978	.1987	.2059	.2058

**Tableau 5**

Dans le cas des atmosphères diffusantes (tableaux 4 et 5), présentées au chapitre 2, la précision obtenue avec la k-distribution est généralement meilleure ou égale à 1 %. Les écarts sont par contre de l'ordre de 2. à 3. % lorsque  $\theta_s$  est égal à 75. degrés, dans le cas de l'atmosphère nuageuse et de la brume d'aérosols. On peut remarquer que l'on obtenait également une erreur plus importante pour cette inclinaison solaire dans le cas de l'atmosphère non diffusante. D'une manière générale, la méthode de la k-distribution, appliquée au cas d'une atmosphère diffusante, permet d'atteindre une précision légèrement inférieure à celle obtenue dans le cas d'une atmosphère purement absorbante.

Pour les luminances calculées à partir de la méthode monochromatique approchée, les écarts obtenus sur les luminances sont inférieurs à 0.1 %, confirmant ainsi les conclusions du chapitre 2.

La méthode de la k-distribution permet donc, si l'absorption est correctement paramétrisée, d'atteindre une précision meilleure ou de l'ordre de 1. %.

Des simulations ont été également réalisées pour l'intervalle spectral compris entre 13735. et 13745.  $cm^{-1}$ . La précision obtenue à partir du modèle de Malkmus était dans ce cas d'environ 10. % sur la transmission intégrée en atmosphère non diffusante. Nous avons considéré les mêmes exemples que précédemment et les réflectances calculées sont reportées dans les tableaux 6,7 et 8.

atmosphère non diffusante				
	k-distribution			exacte
	N=5	N=7	N=10	
$\theta_s = 0^\circ$	.1094	.1100	.1105	.0952
$\theta_s = 45^\circ$	.1014	.1021	.1023	.0866
$\theta_s = 60^\circ$	.0926	.0933	.0939	.0772
$\theta_s = 75^\circ$	.0711	.0717	.0724	.0550

**Tableau 6**

Brume d'aérosols					
	k-distribution			approchée	exacte
	N=5	N=7	N=10		
$\theta_s = 0^\circ$	.1151	.1156	.1152	.1120	.1120
$\theta_s = 45^\circ$	.1223	.1230	.1225	.1189	.1188
$\theta_s = 60^\circ$	.1368	.1377	.1370	.1333	.1332
$\theta_s = 75^\circ$	.1493	.1504	.1494	.1458	.1457

**Tableau 7**

atmosphère nuageuse					
	k-distribution			approchée	exacte
	N=5	N=7	N=10		
$\theta_s = 0^\circ$	.2878	.2892	.2896	.2621	.2617
$\theta_s = 45^\circ$	.2629	.2642	.2649	.2367	.2364
$\theta_s = 60^\circ$	.2329	.2342	.2351	.2078	.2076
$\theta_s = 75^\circ$	.1794	.1806	.1816	.1579	.1577

**Tableau 8**

En atmosphère non diffusante, les écarts sur les réflectances sont de l'ordre de 10. %, confirmant ainsi celle obtenue par le modèle de Malkmus. Cet ordre de grandeur est conservé dans le cas de l'atmosphère nuageuse.

En conclusion, la méthode consistant à utiliser une distribution du coefficient d'absorption k semble très bien adaptée pour traiter les interactions entre les processus de diffusion et d'absorption, à condition bien sûr que l'absorption soit correctement paramétrisée. Une solution consiste alors à conserver la décomposition de la transmission en une

somme d'exponentielles et à ajuster numériquement ses coefficients à partir d'un modèle raie par raie.

## 2.5 Méthode de la somme d'exponentielles

La transmission  $T$  sur un intervalle spectral  $\Delta\nu$  est définie, en fonction de la quantité d'absorbant  $u$ , par la relation:

$$T(u) \simeq \sum_{l=1}^N a_l \exp(-k_l u) \quad (25)$$

L'équation de transfert radiatif en milieu diffusant est alors résolue pour chacun des  $N$  coefficients d'absorption  $k_l$ , permettant ainsi de tenir compte d'une distribution du coefficient d'absorption rencontré par les photons diffusés.

Les coefficients  $a_l$  et  $k_l$  peuvent être obtenus directement par ajustement numérique, à partir des résultats issus du modèle raie par raie. Pour le profil de pression et de température choisi, les transmissions sont calculées à partir du modèle raie par raie, pour chaque couche du modèle d'atmosphère et pour un domaine réaliste d'abondances d'absorbants. A partir de ces calculs, les coefficients  $k_l(P, T)$  sont ajustés par moindres carrés, dans chacune des couches, les coefficients  $a_l$  étant constants en fonction de l'altitude.

En pratique, les coefficients  $a_l$  et  $k_l$  sont calculés à partir d'un algorithme basée sur la technique des moindres carrés et développé par Fischer et Grassl (1991).

Cette technique permet de s'affranchir des modèles de bande peu précis et d'obtenir de très bons accords avec le calcul exact en atmosphère non diffusante. Elle permet de plus de calculer, en principe, les coefficients  $a_l$  et  $k_l$  sur des intervalles spectraux larges car, contrairement au modèle de Malkmus, le calcul des transmissions par l'intermédiaire du modèle raie par raie ne dépend pas de la largeur de l'intervalle

spectral. Le calcul est alors beaucoup plus rapide: pour un intervalle de  $500. \text{ cm}^{-1}$ , sur lequel on peut considérer les propriétés diffusantes de l'atmosphère constantes, la technique de la somme d'exponentielles nécessite  $N$  résolutions de l'équation de transfert radiatif; dans le cas de la méthode de la distribution de  $k$  présentée au paragraphe 2, ce nombre de résolutions est environ 50 fois plus élevé, l'expression de Malkmus n'étant applicable que sur des intervalles en moyenne de l'ordre de  $10. \text{ cm}^{-1}$ .

Il faut noter que les coefficients  $a_l$  et  $k_l(P, T)$  sont alors spécifiques aux profils en pression et en température utilisés pour les calculs des transmissions par le modèle raie par raie. Une autre technique, que nous n'avons pas présentée dans ce travail, permet de calculer ces coefficients indépendamment du profil atmosphérique: les coefficients  $k_l$  sont calculés aux pression et température de référence  $P_0$  et  $T_0$  et on applique ensuite une correction en pression et température pour tenir compte du type d'atmosphère utilisé (Fouquart et al., 1984, présentation au workshop ICR-CCM, non publiée):

$$T_{\Delta\nu}(u) = \sum_{l=1}^N a_l \exp(-\bar{k}_l(P, T)u) \quad (26)$$

avec

$$\bar{k}_l(P, T) = \bar{k}_l(P, T_0) \exp[-A_l(T - T_0) - B_l(T - T_0)^2] \quad (27)$$

et

$$\bar{k}_l(P, T_0) = \bar{k}_l(P_0, T_0) (P/P_0)^\gamma \quad (28)$$

Les coefficients  $A_l$ ,  $B_l$  et  $\gamma_l$  peuvent être également obtenus à l'aide de la technique des moindres carrés, à partir de transmissions calculées par le modèle raie par raie. Bien que plus pratique, cette démarche ne peut pas être aussi précise que la précédente.

## 3 Applications

### 3.1 Applications dans le cadre de l'expérience POLDER

Nous présentons dans cette partie les résultats obtenus lors de simulations concernant l'instrument satellitaire POLDER. POLDER est un radiomètre imageur destiné à l'observation de la polarisation et des effets directionnels du rayonnement solaire réfléchi par le système terre-atmosphère. Il a été sélectionné pour être embarqué sur la plate-forme japonaise ADEOS en 1996.

Le LOA a la charge de la réalisation pratique de la version aéroportée de POLDER, ainsi que du développement des algorithmes de traitement des futures données. A ce titre, le besoin en simulation est de plus en plus important et la modélisation présentée dans ce chapitre prend alors tout son intérêt. En effet, les canaux de POLDER ont une largeur spectrale très importante par rapport à la résolution nominale d'un modèle raie par raie et un calcul consistant à intégrer les luminances monochromatiques, pour chacun des canaux, peut conduire à des temps de calcul beaucoup trop importants pour certaines applications.

Le modèle de la somme d'exponentielles, présenté dans le paragraphe précédent, s'avère alors bien adapté à ce type de problème. Il permet le calcul des luminances directionnelles directement à la résolution du capteur, à partir de transmissions précalculées, obtenues à l'aide d'un modèle raie par raie. L'utilisation d'une méthode de calcul précise du transfert radiatif en milieu diffusant permet alors de traiter des cas réalistes d'atmosphère et en particulier de tenir compte de la présence de couvertures nuageuses.

Ce modèle a déjà permis d'aborder plusieurs études centrées autour du projet POLDER.

Les luminances observées, lors des campagnes aéroportées CLEOPATRA et AS-

TEX, ont pu être comparées aux résultats de simulations. Ces campagnes de mesures étaient plus particulièrement destinées à l'étude de l'anisotropie du rayonnement réfléchi par une couverture nuageuse (Descloitres, 1991).

Une étude de faisabilité de la détermination de l'altitude des nuages à partir de la bande d'absorption de l'oxygène a été abordée en simulant les deux canaux de POLDER centrés sur cette bande d'absorption (Vermeulen, 1991). Le principe de base consiste à mesurer l'absorption par l'oxygène en comparant l'intensité du rayonnement réfléchi dans deux canaux proches, l'un étroit, l'autre large, centrés sur la bande d'absorption de l'oxygène à 763 nm.

La réalisation de ce modèle basse résolution est antérieure à celle de la méthode monochromatique, plus précise, présentée dans le chapitre 2. Il n'était donc pas possible, à l'époque, de pouvoir chiffrer l'ordre de grandeur de la précision du modèle basé sur la somme d'exponentielles.

Nous avons donc réalisé quelques comparaisons, en considérant plus particulièrement deux canaux non polarisés de POLDER, pour lesquels les phénomènes d'absorption sont importants:

Le canal à 763 nm ( $13106. \text{ cm}^{-1}$ ) qui est plus particulièrement destiné à l'étude des nuages et correspondant à l'absorption par l'oxygène.

Le canal à 910 nm ( $10989. \text{ cm}^{-1}$ ) qui est destiné à la détermination du contenu en vapeur d'eau.

Les luminances reçues par le capteur s'expriment alors comme:

$$I = \int_{\nu_1}^{\nu_2} I_{\nu} F_{\nu}^s F_{\nu}^c d\nu \quad (29)$$

où  $F_{\nu}^s$  est la distribution spectrale du rayonnement solaire (Labs and Neckel, 1970) et  $F_{\nu}^c$  est la fonction filtre du capteur. La fonction solaire, la fonction filtre de cha-

cun des canaux et les spectres de transmission sont représentés sur les figures 6 et 7, avec une résolution de  $5 \text{ cm}^{-1}$ .

Le modèle atmosphérique utilisé est du type US62 (Mac Clatchey et al., 1972). On a considéré les cas suivants:

atmosphère non diffusante:

Seule l'absorption moléculaire est prise en compte. Ce cas permet de tester la précision de la paramétrisation de l'absorption par la somme d'exponentielles. La reflectance lambertienne du sol est égale à 0.2.

atmosphère claire:

on considère, outre l'absorption par les gaz, la diffusion par les molécules et par les aérosols. La distribution verticale de ceux ci est définie par l'expression:

$$\tau_z = \tau_{total} \exp\left(-\frac{z}{H}\right) \quad (30)$$

où  $\tau_z$  représente l'épaisseur optique des aérosols au dessus de l'altitude  $z$ ,  $\tau_{total}$  l'épaisseur optique totale des aérosols et  $H$  l'échelle de hauteur. En pratique pour nos calculs, nous avons choisis  $\tau_{total}=0.2$  et  $H = 1 \text{ km}$ .

Le modèle d'aérosol choisi est du type standard CONTINENTAL (WMO, 1986).

atmosphère nuageuse:

on considère dans ce cas les mêmes caractéristiques que pour l'atmosphère claire, mais avec un nuage standard de type strato-cumulus (défini au chapitre 2), d'épaisseur optique 8.0, situé entre 1 et 2 km.

Les réflectances directionnelles issues des simulations sont présentés pour les deux filtres satellitaires de POLDER (tableaux 9 à 14), pour différentes conditions d'observation et pour les différents modèles d'atmosphère décrits précédemment. Le nombre de termes pour la somme d'exponentielles est égal à 8. On a utilisé les notations suivantes:

- MM : Méthode Approchée Monochromatique (Chapitre 2)
- MSE : Méthode de la Somme d'Exponentielles (Chapitre 3)

Résultats pour le canal oxygène

canal $O_2$				
atmosphère non diffusante				
$\theta_s=0.0$		$\theta_v$		
$\phi_s-\phi_v$	Méthodes	$0^\circ$	$45^\circ$	$75^\circ$
$0^\circ$	MM	0.1116	0.1061	0.08675
	MSE	0.1115	0.1061	0.08680
$\theta_s=45.0$		$\theta_v$		
$\phi_s-\phi_v$	Méthodes	$0^\circ$	$45^\circ$	$75^\circ$
$0^\circ$	MM	0.1061	0.1016	0.08466
	MSE	0.1061	0.1016	0.08474

Tableau 9

canal $O_2$				
atmosphère claire				
$\theta_s=0.0$		$\theta_v$		
$\phi_s-\phi_v$	Méthodes	0°0	45°0	75°0
0°0	MM	0.1149	0.1070	0.09011
	MSE	0.1145	0.1066	0.09042
$\theta_s=45.0$		$\theta_v$		
$\phi_s-\phi_v$	Méthodes	0°0	45°0	75°0
0°0	MM	0.1070	0.1068	0.1430
	MSE	0.1066	0.1068	0.1451
90°0	MM	0.1070	0.1039	0.0982
	MSE	0.1066	0.1037	0.0990
180°0	MM	0.1070	0.1119	0.1062
	MSE	0.1066	0.1118	0.1072

**Tableau 10**

canal $O_2$				
atmosphère nuageuse				
$\theta_s=0.0$		$\theta_v$		
$\phi_s-\phi_v$	Méthodes	0°0	45°0	75°0
0°0	MM	0.2625	0.2380	0.1565
	MSE	0.2681	0.2440	0.1617
$\theta_s=45.0$		$\theta_v$		
$\phi_s-\phi_v$	Méthodes	0°0	45°0	75°0
0°0	MM	0.2381	0.2946	0.3977
	MSE	0.2311	0.3037	0.4158
90°0	MM	0.2381	0.2510	0.2034
	MSE	0.2311	0.2578	0.2145
180°0	MM	0.2381	0.3120	0.2515
	MSE	0.2311	0.3217	0.2626

**Tableau 11**

Résultats pour le canal vapeur d'eau

canal $H_2O$				
atmosphère non diffusante				
$\theta_s=0.0$		$\theta_v$		
$\phi_s-\phi_v$	Méthodes	0°0	45°0	75°0
0°0	MM	0.1460	0.1404	0.1168
	MSE	0.1459	0.1404	0.1167
$\theta_s=45.0$		$\theta_v$		
$\phi_s-\phi_v$	Méthodes	0°0	45°0	75°0
0°0	MM	0.1404	0.1355	0.1138
	MSE	0.1403	0.1353	0.1137

**Tableau 12**

canal $H_2O$				
atmosphère claire				
$\theta_s=0.0$		$\theta_v$		
$\phi_s-\phi_v$	Méthodes	0°0	45°0	75°0
0°0	MM	0.1461	0.1379	0.1142
	MSE	0.1459	0.1376	0.1143
$\theta_s=45.0$		$\theta_v$		
$\phi_s-\phi_v$	Méthodes	0°0	45°0	75°0
0°0	MM	0.1379	0.1373	0.1695
	MSE	0.1376	0.1372	0.1722
90°0	MM	0.1379	0.1337	0.1204
	MSE	0.1376	0.1334	0.1208
180°0	MM	0.1379	0.1398	0.1251
	MSE	0.1376	0.1403	0.1249

**Tableau 13**

canal $H_2O$				
atmosphère nuageuse				
$\theta_s=0.0$		$\theta_v$		
$\phi_s-\phi_v$	Méthodes	0°0	45°0	75°0
0°0	MM	0.3533	0.3211	0.2124
	MSE	0.3629	0.3308	0.2196
$\theta_s=45.0$		$\theta_v$		
$\phi_s-\phi_v$	Méthodes	0°0	45°0	75°0
0°0	MM	0.3254	0.4051	0.5903
	MSE	0.3319	0.4185	0.6223
45°0	MM	0.3254	0.3436	0.2922
	MSE	0.3319	0.3532	0.3026
75°0	MM	0.3254	0.4341	0.3552
	MSE	0.3319	0.4497	0.3721

**Tableau 14**

### Discussion

En atmosphère non diffusante, l'utilisation conjointe de la somme d'exponentielles et d'un modèle raie par raie, permet d'obtenir une précision de l'ordre de 0.1% sur les réflectances calculées. On comprend alors l'intérêt de ce modèle qui permet d'obtenir une précision élevée sur des intervalles spectraux larges.

En atmosphère diffusante, les comparaisons sont beaucoup moins satisfaisantes. En effet, dans le cas de l'atmosphère nuageuse, les écarts relatifs obtenus sur les réflectances sont en moyenne de l'ordre de 2. à 3. % et peuvent être supérieurs à 5. % pour un angle d'incidence solaire de 45. degrés. On peut remarquer également que

ces écarts sont systématiques, la somme d'exponentielles surestimant la réflectance calculée. Au premier abord ces résultats peuvent sembler surprenants par rapport à ceux qui avaient été obtenus au cours du paragraphe 2.4. En effet, pour des modèles d'atmosphère assez semblables, la précision sur les réflectances était de l'ordre de 1. % en utilisant la k-distribution et le modèle de Malkmus. Cependant, il faut noter que ces tests avaient été réalisés en considérant des intervalles spectraux étroits ( $\Delta\nu \leq 25.cm^{-1}$ ). Or, dans notre cas, la largeur des filtres satellitaires utilisés pour ces simulations est supérieure à  $500. cm^{-1}$ . Il est alors fort probable que la précision très moyenne, obtenue pour nos simulations, soit directement liée à la largeur spectrale de l'intervalle. En effet, lorsque la transmission est développée en somme d'exponentielles, chaque terme de la somme vérifie la propriété de multiplicativité, exactement comme dans le cas d'un calcul monochromatique. Chaque terme de la somme d'exponentielles correspond donc à un trajet optique fixé pour les photons, associé à une intensité d'absorption donnée. Dans le cas d'une atmosphère non diffusante, un nombre assez faible de termes suffit à bien calculer l'absorption pour l'ensemble des trajets possibles pour les photons. Les poids  $a_l$  (4), affectés à chacun de ces termes, sont alors calculés en fonction de l'absorption de l'intervalle spectral. Dans le cas d'atmosphères diffusantes, les cheminements possibles pour les photons sont très variables et les quantités d'absorbant rencontrées couvrent une gamme très large, mal échantillonnée pour un nombre réduit d'exponentielles. Ce problème se pose plus particulièrement dans le cas d'intervalles spectraux larges pour lesquels le coefficient d'absorption varie de plusieurs ordres de grandeur. D'un point de vue plus pratique, l'utilisation d'un nombre important de termes pour la somme d'exponentielles peut poser des problèmes purement numériques pour la détermination des coefficients  $a_l$  et  $k_l$  par la technique des moindres carrés (problèmes de convergences, choix des valeurs initiales ...). Pour un nombre de termes faible, on peut compenser la distribution des chemins optiques, due aux diffusions multiples, en considérant des intervalles spectraux étroits. Il serait donc intéressant [1] de recalculer les coefficients  $a_l$  et  $k_l$  pour un nombre plus

élevé de termes de la somme d'exponentielles ou [2] de découper l'intervalle spectral total en sous-intervalles.

A titre de comparaisons, Lacis et Oinas (1991) ont calculés, dans le domaine des grandes longueurs d'onde, les flux radiatifs à partir de la k-distribution et d'un modèle raie par raie, pour des intervalles de largeur spectrale d'environ  $5. \text{ cm}^{-1}$ . Les paramètres S et B de l'expression de Malkmus (9) étaient ajustés numériquement à partir des transmissions calculées par le modèle raie par raie. Les écarts obtenus sur les flux radiatifs, pour des atmosphères absorbantes et diffusantes, étaient inférieurs à 1 %.

Cette étude nous a permis de juger la précision des modèles possédant une faible résolution spectrale, développés au début de cette thèse et couramment utilisés au LOA. On peut alors souligner l'apport de la méthode précise de calcul des luminances, présentée au cours du chapitre 2, qui permet de mettre en évidence les faiblesses de ces modèles approchés. Il faut tout de même insister sur les deux points suivants: [1] à l'époque où ces modèles ont été développés, il n'existait pas d'outil permettant le calcul des luminances en atmosphère très diffusante au LOA. Le code développé par Fouquart et al. ne permettait en effet de ne calculer que les flux radiatifs et le logiciel 5S (Simulation of the Satellite Signal in the Solar Spectrum) (Tanré and al., 1986) ne permettait pas de traiter des atmosphères nuageuses. [2] les études réalisées à l'aide du modèle de la somme d'exponentielles ne constituaient que des travaux préliminaires, pour lesquels une grande précision n'était pas requise.

Il faut donc être prudent quant à l'utilisation de ces modèles à faible résolution spectrale pour des études plus poussées. Il pourrait être dans ce cas nécessaire de découper l'intervalle spectral considéré pour la simulation en plusieurs sous-intervalles, ceci augmentant bien entendu de façon non négligeable le temps de

calcul. Il sera peut-être alors plus intéressant d'utiliser directement la méthode approchée monochromatique, surtout si l'on peut utiliser le code de calcul très rapide 4A (Scott et Chedin, 1981) du LMD pour obtenir les coefficients d'absorption.

### 3.2 Application à l'étude du brouillard

Nous présentons en annexe un exemple d'application de la méthode de la somme d'exponentielles concernant une étude, réalisée au LOA, sur la détermination de l'épaisseur optique d'une nappe de brouillard, à partir d'observations satellitaires (Vanbauce et al, 1992). Les réflectances calculées par ce code radiatif, en considérant une atmosphère diffusante verticalement inhomogène, ont été inversées, à partir des réflectances mesurées dans les canaux 1 et 2 du radiomètre AVHRR (Advanced Very High Resolution Radiometer), permettant de déduire les épaisseurs optiques de la nappe de brouillard. Ces dernières ont pu être ensuite comparées à celles déterminées à partir de mesures in situ.

Il est bon de noter que la précision des réflectances simulées est sans doute bien meilleure dans cette application, que pour les deux canaux de POLDER considérés au paragraphe précédent. En effet, ces derniers correspondent à des bandes d'absorption forte (figure 6) et les processus d'interactions absorption-diffusion sont alors très marqués. Dans le cas des canaux 1 et 2 de AVHRR, l'absorption est beaucoup plus faible, ces derniers correspondant à des fenêtres atmosphériques, et donc le nombre de termes de la somme d'exponentielles, nécessaire pour obtenir une bonne précision est moins élevé.

## 4 Conclusions

L'intérêt de ce chapitre était double:

Tout d'abord il permettait de présenter les modèles à basse résolution développés au début de cette thèse et basés sur le développement de la transmission en une somme d'exponentielles. Ils ont permis de nombreuses applications, dans le cadre de l'expérience POLDER tout d'abord, pour l'étude des nuages (Descloitres, 1991; Vermeulen, 1991) et ensuite pour l'étude du brouillard dans la région du Nord Pas-de-Calais (Vanbauce et al., 1991). Ils ont permis également de compléter ceux qui étaient déjà disponibles au laboratoire, dans le domaine des courtes longueurs d'onde:

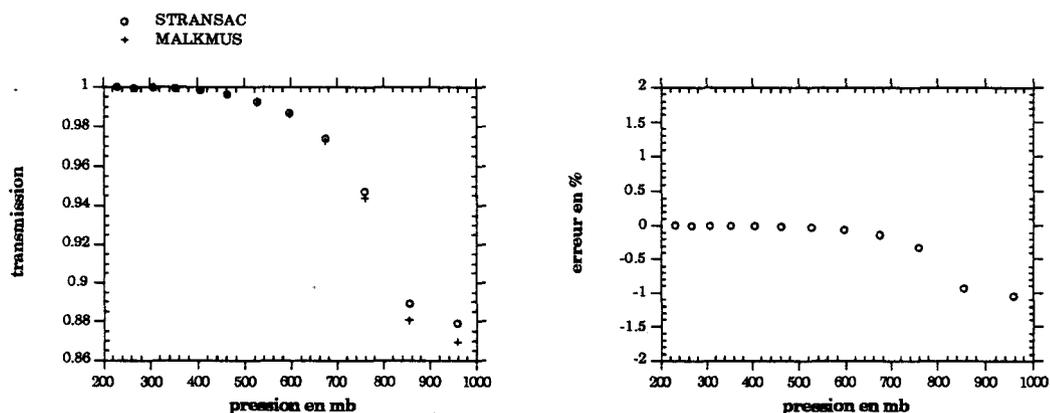
- Le logiciel 5S (Simulation of the Satellite Signal in the Solar Spectrum) (Tanré and al., 1986) qui permet de simuler les luminances uniquement en atmosphère claire.
- Le code développé par Fouquart (1984, présentation au workshop ICRCM, non publiée) qui permet de tenir compte d'une couverture nuageuse, mais seulement pour le calcul des flux radiatifs.

Il est à noter que pour ces deux modèles, l'absorption est paramétrisée par des modèles de bande de type Malkmus, dont nous avons montré les limites en précision lorsqu'il est utilisé sur des intervalles spectraux de largeur constante.

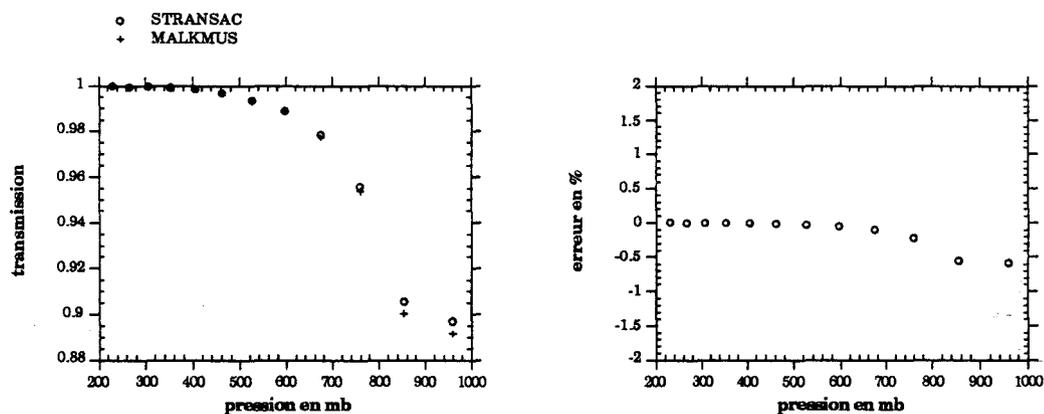
Il a ensuite permis de mettre en évidence l'apport de la méthode précise de calcul des luminances monochromatiques, présentée au chapitre 2, dont la précision sur des intervalles spectraux supérieurs à  $5 \text{ cm}^{-1}$  est de l'ordre de 0.1 %. Les résultats de celle ci ont été comparés avec ceux obtenus par les codes à basses

résolution, permettant ainsi d'avoir un ordre de grandeur des erreurs introduites par les différentes approximations. Ces comparaisons ont permis de montrer que l'on peut obtenir des précisions de l'ordre de 0.1% sur les réflectances en atmosphère non diffusante à partir de la méthode de la somme d'exponentielles et d'un modèle raie par raie. Dans le cas d'une atmosphère nuageuse et pour les bandes d'absorption de l'oxygène et de la vapeur d'eau, correspondant à des intervalles spectraux larges, ces écarts peuvent cependant être supérieurs à 5. %. Si cette précision semble suffisante pour des travaux préliminaires, il sera nécessaire, pour des études plus poussées, de revoir la structure du modèle de la somme d'exponentielles, c'est à dire le nombre termes utilisés pour celle ci, ainsi que sa résolution spectrale. En effet, d'après les résultats obtenus avec la méthode de la k-distribution, la précision semble bien meilleure lorsque l'on calcule les luminances pour des intervalles spectraux plus étroits. La méthode monochromatique approchée peut alors s'avérer à la fois plus précise et tout aussi rapide.

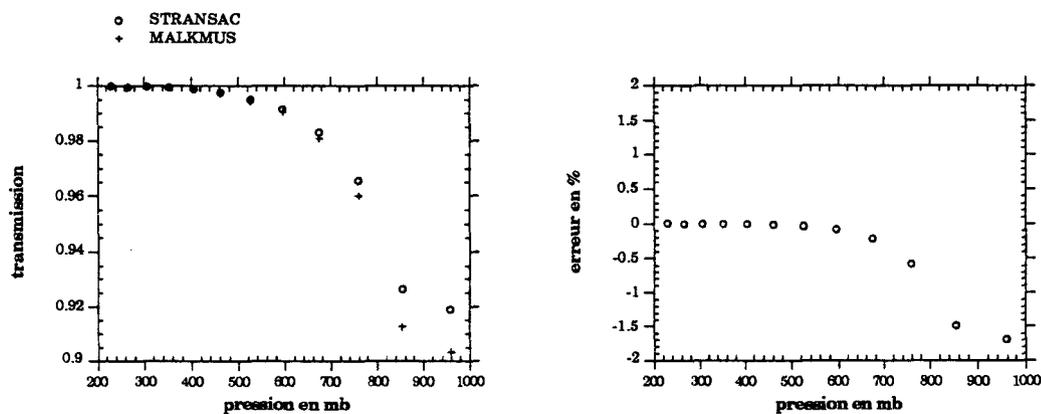
### Intervalle spectral: 2900.0 2905.0 cm-1



### Intervalle spectral: 2900.0 2910.0 cm-1

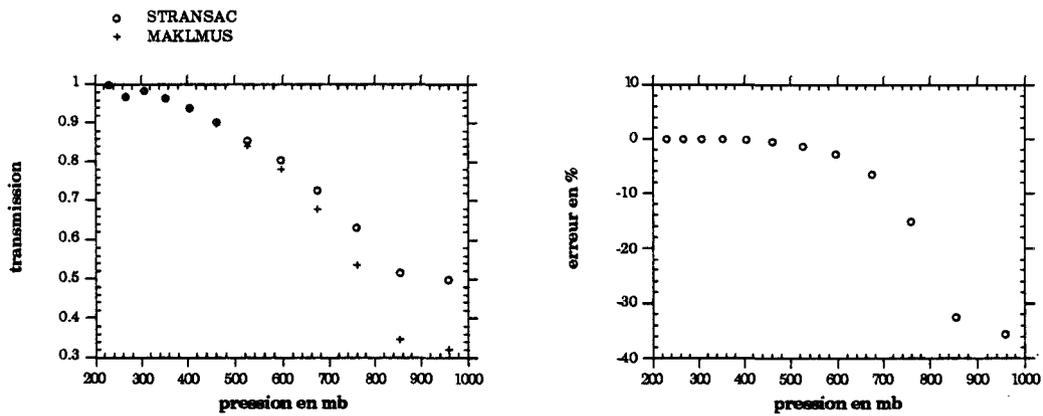


### Intervalle spectral: 2900.0 2925.0 cm-1

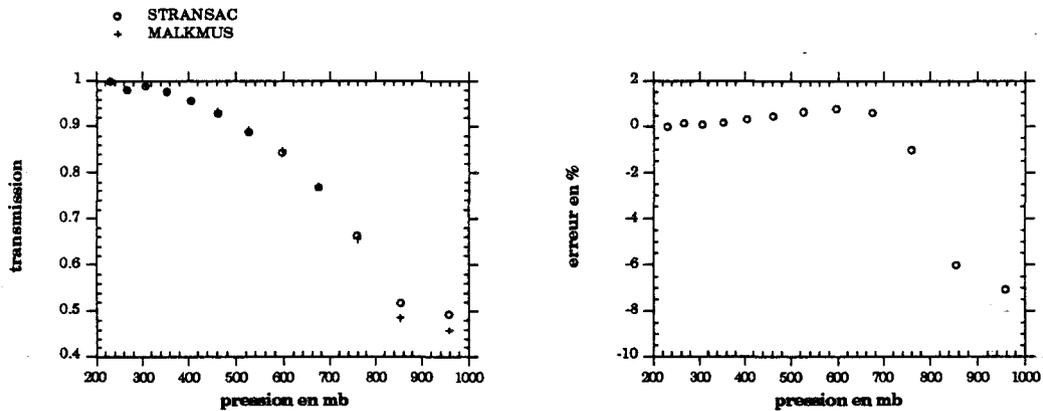


**Figure 1:** Comparaisons entre les transmissions calculées à l'aide du modèle raie par raie STRANSAC et du modèle de bande de Malkmus, pour chaque couche du modèle d'atmosphère tropical et pour une masse d'air de 1.. Ces résultats correspondent à des intervalles spectraux proches de l'infrarouge, de résolution variable. Les erreurs relatives présentées sont définies par:  $(T_{mal}-T_{str})/T_{str} \cdot 100$ . avec  $T_{str}$ : la transmission calculée par STRANSAC et  $T_{mal}$ : la transmission calculée par le modèle de Malkmus

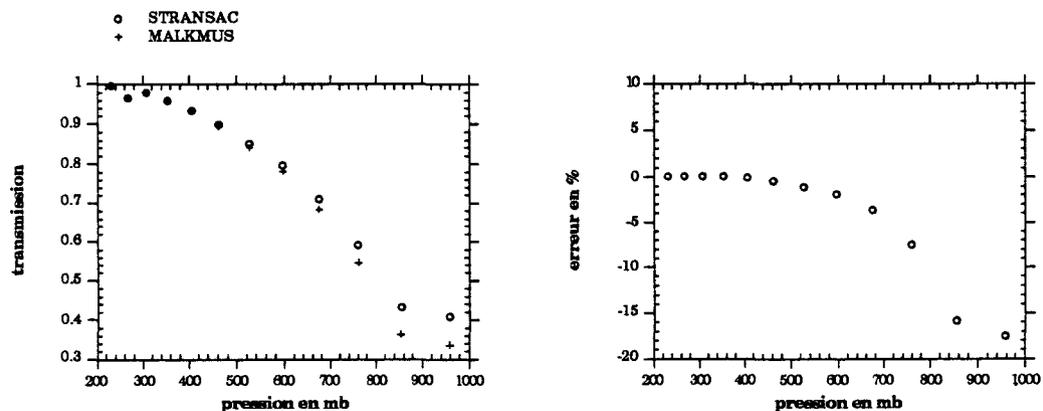
**Intervalle spectral: 3000.0 3005.0 cm-1**



**Intervalle spectral: 3000.0 3010.0 cm-1**

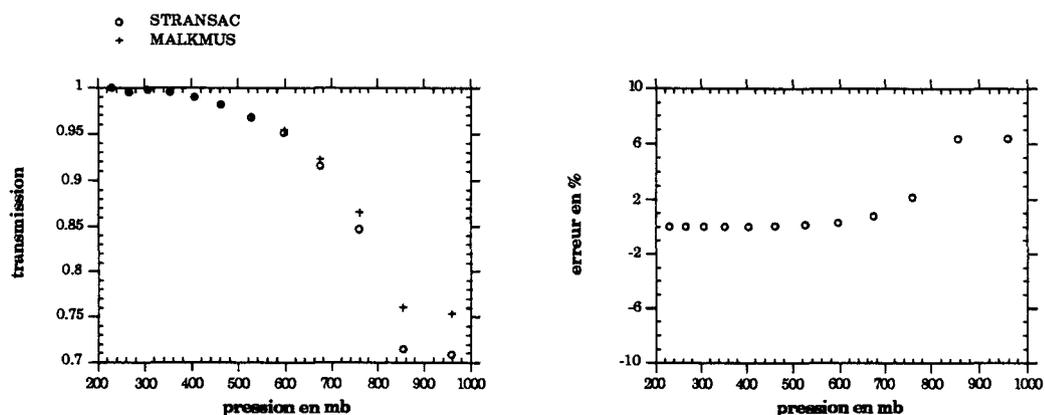


**Intervalle spectral: 3000.0 3025.0 cm-1**

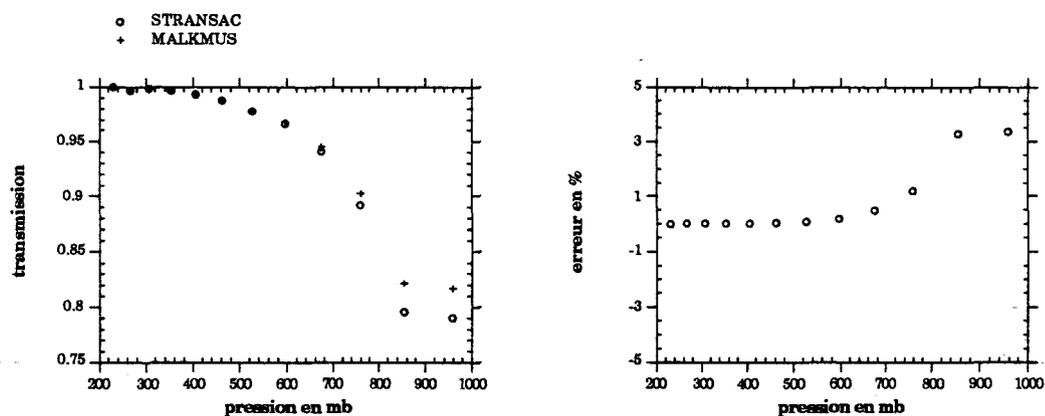


**Figure 2:** Comparaisons entre les transmissions calculées à l'aide du modèle raie par raie STRANSAC et du modèle de bande de Malkmus, pour chaque couche du modèle d'atmosphère tropical et pour une masse d'air de 1.. Ces résultats correspondent à des intervalles spectraux proches de l'infrarouge, de résolution variable. Les erreurs relatives présentées sont définies par:  $(T_{mal} - T_{str}) / T_{str} \cdot 100$ , avec  $T_{str}$ : la transmission calculée par STRANSAC et  $T_{mal}$ : la transmission calculée par le modèle de Malkmus

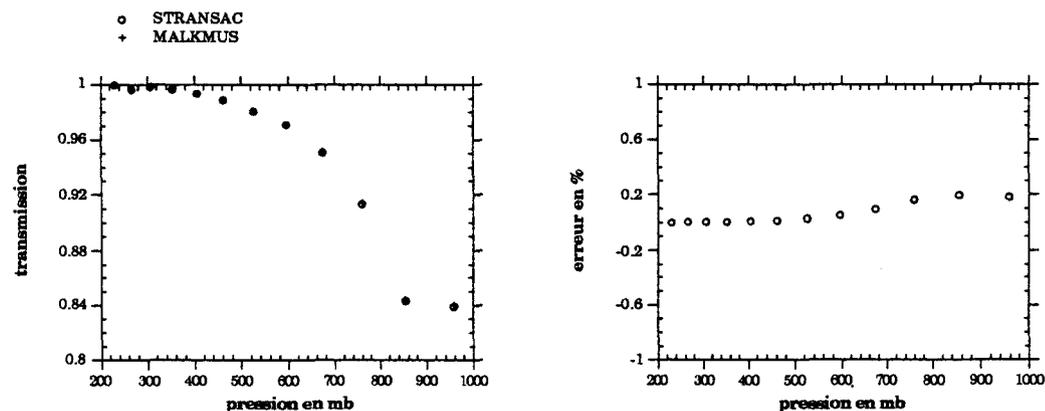
**Intervalle spectral: 13735.0 13740.0 cm-1**



**Intervalle spectral: 13735.0 13745.0 cm-1**

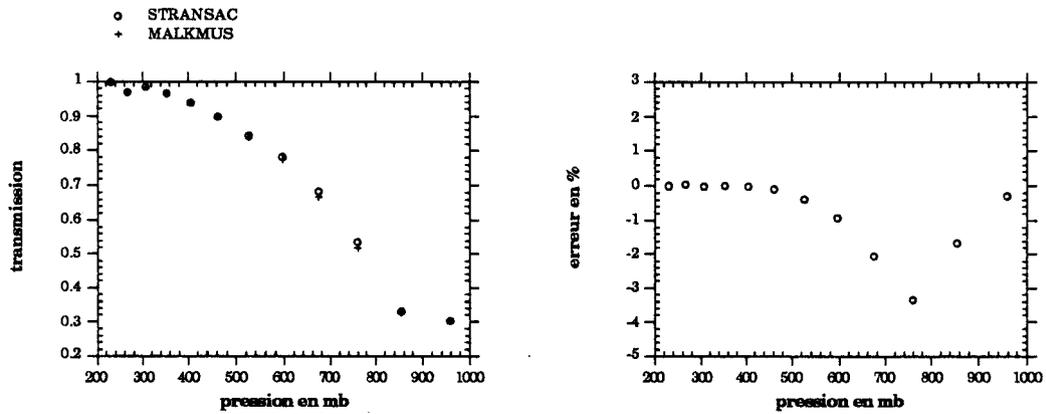


**Intervalle spectral: 13735.0 13760.0 cm-1**

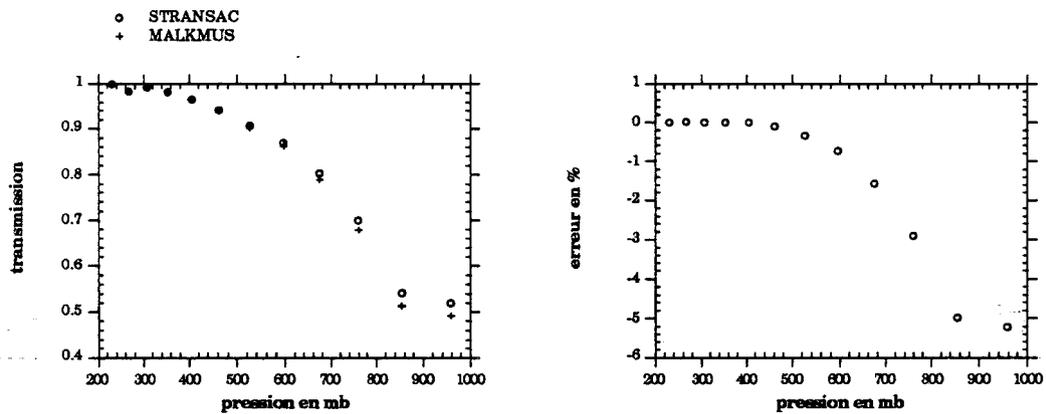


**Figure 3:** Comparaisons entre les transmissions calculées à l'aide du modèle raie par raie STRANSAC et du modèle de bande de Malkmus, pour chaque couche du modèle d'atmosphère tropical et pour une masse d'air de 1.. Ces résultats correspondent à des intervalles spectraux dans les courtes longueurs d'onde, de résolution variable. Les erreurs relatives présentées sont définies par:  $(T_{mal}-T_{str})/T_{str} \cdot 100$ , avec  $T_{str}$ : la transmission calculée par STRANSAC et  $T_{mal}$ : la transmission calculée par le modèle de Malkmus

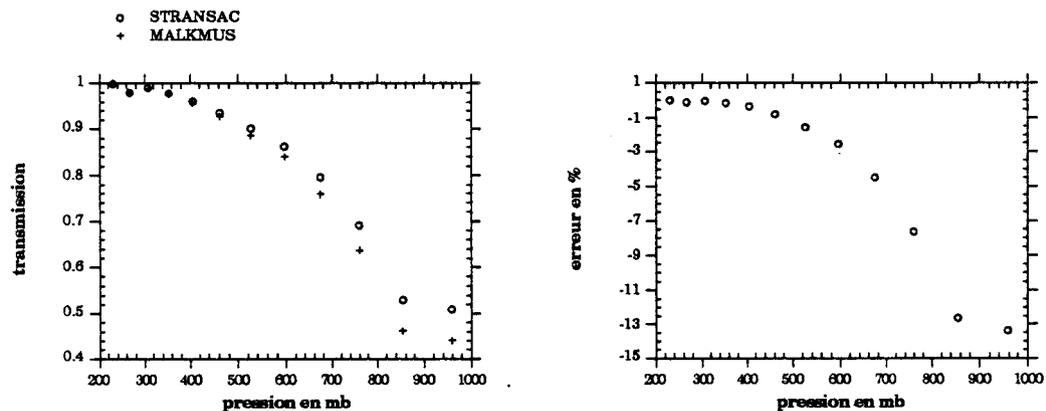
**Intervalle spectral: 10450.0 10455.0 cm-1**



**Intervalle spectral: 10450.0 10460.0 cm-1**

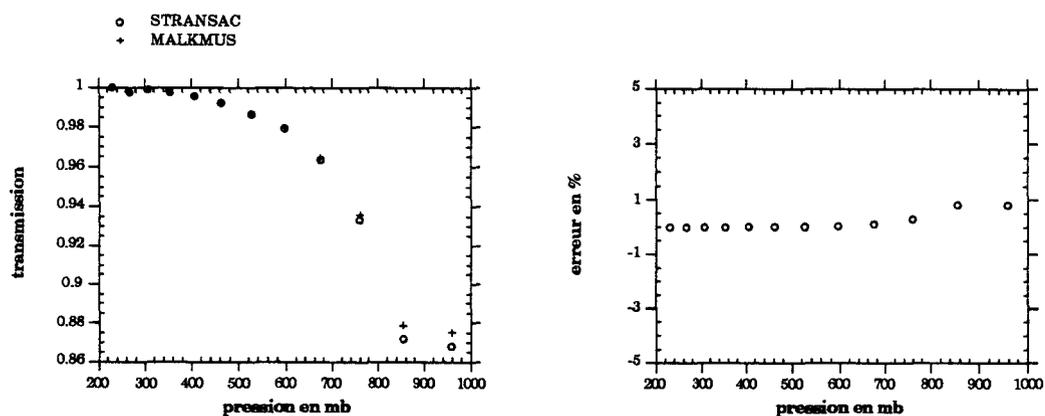


**Intervalle spectral: 10450.0 10475.0 cm-1**

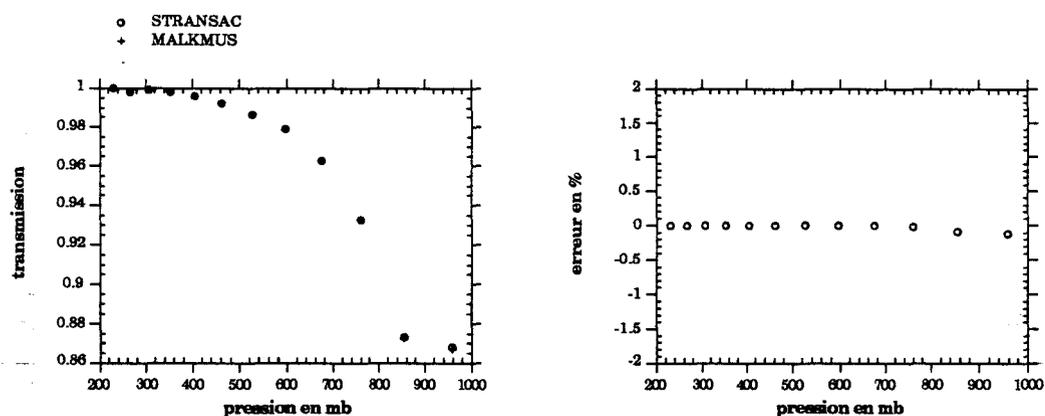


**Figure 4:** Comparaisons entre les transmissions calculées à l'aide du modèle raie par raie STRANSAC et du modèle de bande de Malkmus, pour chaque couche du modèle d'atmosphère tropical et une masse d'air de 1.. Ces résultats correspondent à des intervalles spectraux dans les courtes longueurs d'onde, de résolution variable. Les erreurs relatives présentées sont définies par:  $(T_{mal}-T_{str})/T_{str} \cdot 100$ . avec  $T_{str}$ : la transmission calculée par STRANSAC et  $T_{mal}$ : la transmission calculée par le modèle de Malkmus

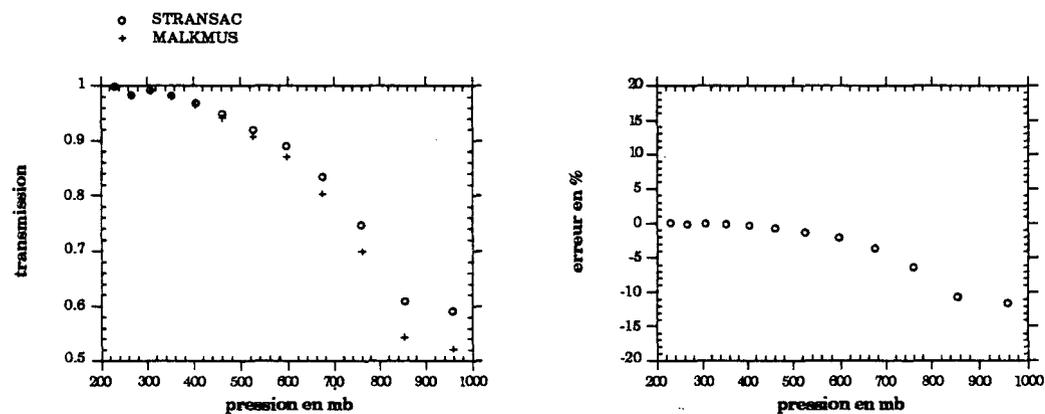
**Intervalle spectral: 13700.0 13800.0 cm-1**



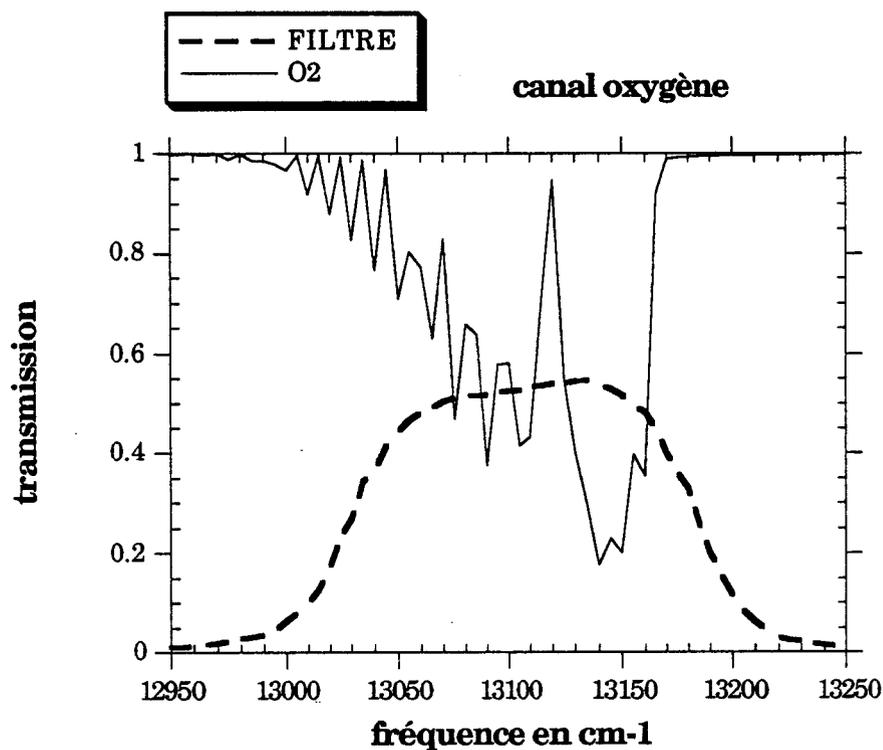
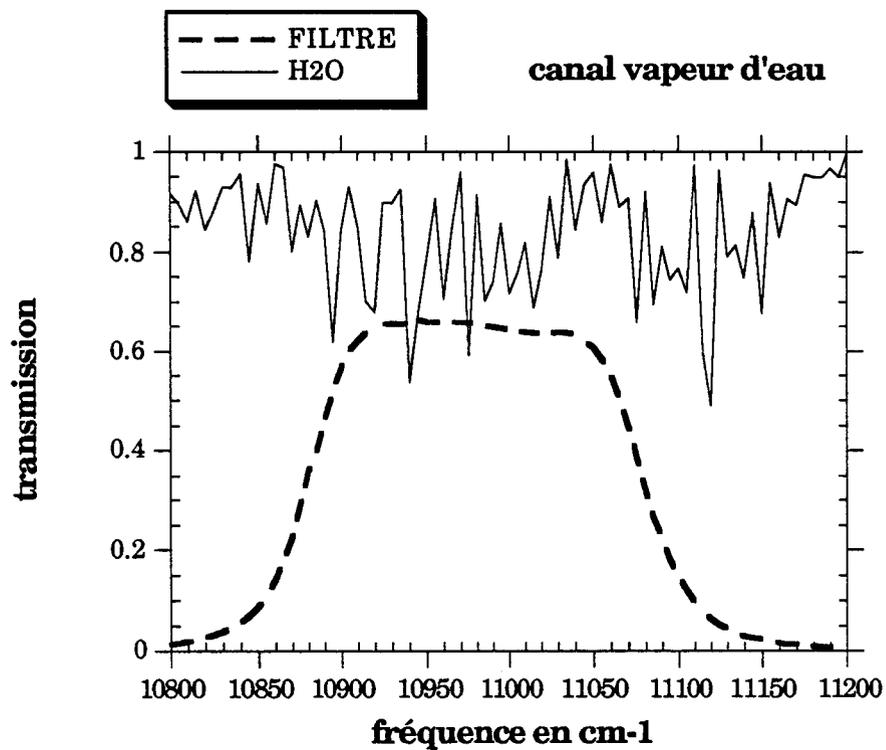
**Intervalle spectral: 10800.0 10900.0 cm-1**



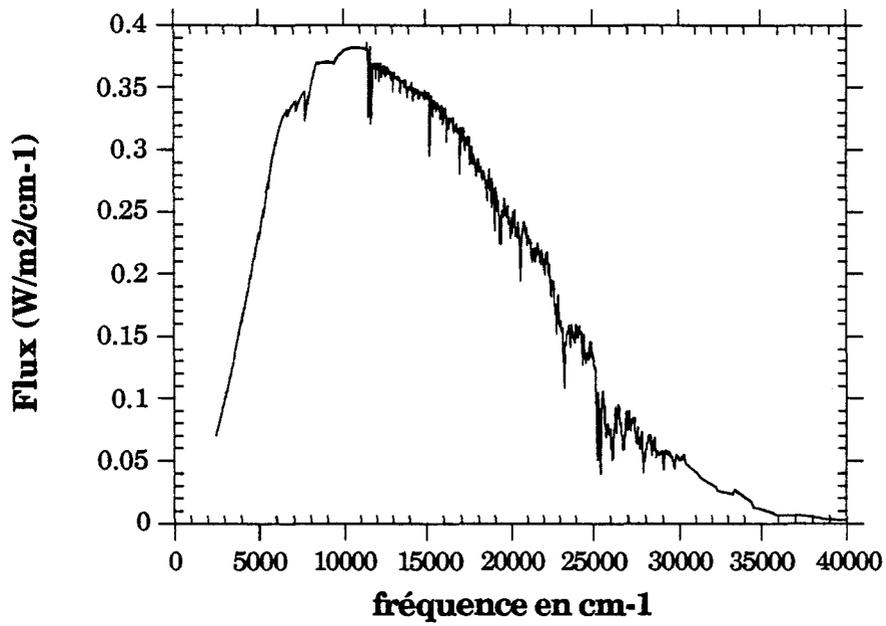
**Intervalle spectral: 10700.0 10800.0 cm-1**



**Figure 5:** Comparaisons entre les transmissions calculées à l'aide du modèle raie par raie STRANSAC et du modèle de bande de Malkmus, pour chaque couche du modèle d'atmosphère tropical et pour une masse d'air de 1.. Ces résultats correspondent à des intervalles spectraux dans le domaine des courtes longueurs d'onde, de résolution 100 cm-1. Les erreurs relatives présentées sont définies par:  
 $(T_{mal}-T_{str})/T_{str} \cdot 100$  avec  $T_{str}$ : la transmission calculée par STRANSAC et  $T_{mal}$ : la transmission calculée par le modèle de Malkmus



**Figure 6:** Filtres satellitaires et spectres de transmission (pour une atmosphère US62 et une masse d'air de 1.) correspondant aux canaux vapeur d'eau et oxygène du capteur POLDER.



**Figure 7:** Flux solaire en (W/m<sup>2</sup>/cm<sup>-1</sup>) incident au sommet de l'atmosphère (Labs et Neckel, 1970).

## Determination of fog optical thickness over northern France using AVHRR imagery

C. Vanbauce, J.C. Buriez, Ph. Dubuisson, and Y. Fouquart

Université des Sciences et Technologies de Lille, Laboratoire d'Optique Atmosphérique, Villeneuve d'Ascq Cedex 59655, France

Received May 22, 1992; revised November 13, 1992; accepted November 19, 1992

**Abstract.** This paper reports on a study that was performed as part of a larger French program to investigate radiation fog development. It concentrates on the derivation of fog optical thicknesses from satellite observations. The technique, which employs Advanced Very High Resolution Radiometer (AVHRR) measurements from channels 1 and 2, is applied to three satellite images corresponding to a fog event that occurred over Northern France on February 8, 1989. The paper first investigates the sensitivity of the retrieved optical thickness to the various parameters affecting the inversion method, namely the effects of ozone, water vapor, aerosols, droplet size, surface albedo as well as the calibration of the AVHRR sensor. These effects are simulated using a radiative transfer code, based upon the Discrete Ordinate Method, that calculates the radiances reflected by a vertically inhomogeneous scattering atmosphere. The optical thicknesses obtained by the code, through inversion of the top of atmosphere reflectances, are then compared to independent in situ pyranometer measurements. It is found that accurate calibration of the AVHRR is critical to the inversion technique. Consequently new calibration coefficients were computed using in situ pyranometer measurements. These coefficients were found to be very close (<2%) to those derived from a collection of NOAA 11 satellite data. Moreover, the very good agreement between the calibration coefficients derived using two successive images, corresponding to different viewing angles, seems to indicate that using a plane-parallel model is justified for inversion of NOAA 11 data over a fog layer. Independent of the calibration errors, the accuracy in computing the optical thicknesses is estimated to be about 10–20% using channel 1 data and 15–30% using channel 2 data, in the case of dense fog.

### 1 Introduction

The formation of fog is poorly forecasted by numerical weather prediction models for two principal reasons. Firstly, the physical processes controlling fog evolution are not adequately understood. Secondly, fog prediction models have low spatial resolution and incorporate grid cells that are too large to appropriately model fog formation and dissipation, processes that generally occur on local scales. Improvements in fog prediction require refining models to include higher spatial resolutions and the ability to describe realistically the physical processes that govern fog evolution.

During the night under clear skies, surface radiative cooling through thermal conduction creates a temperature inversion within the first tens of meters of the atmosphere. It is within this layer of air, stabilized by the temperature gradient, where radiation fog can develop. In order for liquid water droplets to form within this layer, the air temperature must be low enough for the water vapor saturation threshold to be reached. However, this condition alone is not sufficient. The presence of condensation nuclei is crucial for triggering the agglomeration of water droplets. In fact, water droplet size distribution depends directly upon the distribution of condensation nuclei (Hudson, 1980). The evolution of fog (namely the liquid water content) is thus regulated by the equilibrium between the condensation rate and the sedimentation rate (Bott *et al.*, 1990).

Recognizing the importance of microphysics in fog evolution, prediction models include explicit microphysical schemes (Brown, 1980), in addition to classical thermodynamic exchange equations of turbulence and radiation, to simulate fog formation. These schemes simulate the development of water droplets from condensation nuclei and take into consideration the radiative exchanges of water droplets with the atmosphere.

Studying the conditions that control the formation and dissipation of fog requires the acquisition of large amounts of experimental data in order to test and tune numerical models. Local in situ measurements offer a

high degree of accuracy; however, their representativity over extended spatial scales remains problematic. This is all the more critical in the case of radiation fog where its presence and intensity are strongly dependent upon local surface factors (e.g., roughness, humidity). The spatial structure of fogs as well as their large or mesoscale evolution can only be monitored through either a network of ground based stations and/or satellite observations.

This paper reports on a study that was performed as part of a larger French program to investigate radiation fog evolution. The central part of this program is development of a prediction model (Bergot *et al.*, 1991). In order to feed and validate this model, a detailed in situ observation program was initiated at an experimental site in Northern France where dense fog occurs frequently during winter. In situ observations at the site, located in Carnin (50.52°N, 2.97°E), were collected using various instruments and an 80 m tower that was specially equipped for the investigation. The in situ measurements were complemented by satellite observations that enable one to follow the spatio-temporal evolution of a fog layer.

It is only recently that satellite remote sensing has been used for determining the spatial extent of fog. This has been achieved by using channels 3 and 4 of the Advanced Very High Resolution Radiometer (AVHRR) to observe nocturnal fog (Eyre *et al.*, 1984; Saunders and Kriebel, 1988). During the day fog identification does not present major problem since the reflectance value in AVHRR channel 1 is much higher for fog than for surfaces under clear conditions. However, little work has been dedicated to more quantitative approaches that focus upon determining the critical parameters and characteristics of fog. For example, Paul *et al.* (1987) determined top altitudes of fog layers using a numerical land surface model of the Vosges mountain range which allows one to identify emerging mountain peaks.

The total vertical liquid water path is a parameter that plays an important role in the thermodynamic equilibrium and, thus, the evolution of fog. This is a parameter which may be accessible from satellite. In the case of clouds, two methods are commonly used to derive liquid water path.

The first method makes use of microwave radiometry (Yeh and Liou, 1983; Pandey *et al.*, 1983) whose accuracy is on the order of  $0.3 \text{ g cm}^{-2}$  (Prabhakara *et al.*, 1982). However, because surface reflectance variability depends upon factors other than humidity (Bernard *et al.*, 1983), and the fact that strong surface emissivity (0.8–1) produces a signal on the same order of magnitude as the atmospheric liquid water path (Staelin *et al.*, 1976), this method is only suitable over the oceans. Moreover, despite attainable densities of  $0.5 \text{ g m}^{-3}$  (Roach *et al.*, 1976; Pinnick *et al.*, 1978; Justo and Lala, 1983), a fog layer thickness, which rarely reaches 200 m, yields liquid water paths that are usually too small to be efficiently detected by microwave radiometry.

The second method consists of inverting the radiation transfer equation in order to obtain optical thicknesses using reflectance measurements. This approach is widely used (Arking and Childs, 1985; King, 1987), most notably in the International Satellite Cloud Climatology Project

(ISCCP; Rossow *et al.*, 1985), for measuring cloud optical thickness on an operational basis. Its obvious inconvenience is that it works only during the day.

In this paper we concentrate on the derivation of fog optical thicknesses from satellite observations using the second method describe above. Fog is primarily a winter phenomenon and its dissipation is a result of surface heating through the absorption of solar radiation. In consequence, fog observations are always associated with large solar angles. Thus, although liquid water paths are moderate, the solar angles are such that the reflectances are large and closer to the saturation and therefore less sensitive to the optical thickness of the cloud layer than in the case of smaller solar angles (Vehil *et al.*, 1989). The problems considered in this study concern the anisotropy of the radiation reflected by the fog, the perturbing influence of the atmosphere above the cloud (problems accentuated by grazing solar angles), and the surface reflectivity.

These effects are simulated using a radiative transfer code based upon the Discrete Ordinate Method (Stammes *et al.*, 1988). This code calculates the radiance reflected by a vertically inhomogeneous scattering atmosphere. The optical thicknesses obtained by this code, through inversion of reflectances measured at the top of the atmosphere, are then compared to those derived from independent pyranometer measurements taken in situ from the instrumented tower.

## 2 Data

### *Satellite data*

The most suitable satellite for investigating the spatio-temporal evolution of the fog event studied here would have been the geostationary Meteosat satellite because it can provide observations every 30 min. Unfortunately, the sensitivity of the Meteosat visible radiometer is rather poor (only 6 bits coded until June 1989), and as a consequence the instrument is not ideal for measuring weak physical signals. In addition, the instrument's spatial resolution ( $1 \text{ pixel} \approx 32 \text{ km}^2$ ) degrades measurably with higher latitude regions, such as in Northern France (50.5°N).

These limitations led us to employ radiometric data from the AVHRR aboard the polar orbiting, heliosynchronous satellites operated by the National Oceanographic and Atmospheric Administration (NOAA). The spatial resolution and sensitivity of the AVHRR sensors ( $2 \leq \text{pixel} \leq 6 \text{ km}^2$ , 10 bits coded) is clearly superior to the Meteosat sensors; however, the satellite's heliosynchronous orbit limits the number of available observations. The exact geographic region covered, as well as the time at which it is observed, depends upon the time of the satellite's ascending node (local times of 19:30 for NOAA 10 and 13:40 for NOAA 11) and its longitude. The latter is shifted by  $26^\circ$  between two consecutive orbits and the maximum number of daylight images per day is 4 (2 per satellite) for the considered region.

For this study we were particularly interested in the data collected on February 8, 1989, which correspond to

a fog event over Northern France. For this data we obtained one observation from the NOAA 10 AVHRR at 8:30 GMT and two observations from the NOAA 11 AVHRR at 12:00 and 13:45 GMT (satellite crossing time).

AVHRR channels 1 and 2 measure radiances in the visible and near-infrared of the solar spectrum. Both channels are affected by gas absorption. The visible channel 1 (0.55–0.78  $\mu\text{m}$ ) is affected by the Chappuis ozone band, while the signal measured by the near-infrared channel 2 (0.62–1.04  $\mu\text{m}$ ) is modified by water vapor absorption and the narrow oxygen band at 0.76  $\mu\text{m}$ . This gas absorption, in addition to scattering by molecules and aerosols, must be taken into account when employing the measured reflectances of either of these channels in inversion techniques.

Despite the high spatial resolution and sensitivity of the AVHRR, the radiometer data should be used cautiously because there is no calibration of the visible and near-infrared sensors aboard the satellite. Because the AVHRR's sensitivity is known to vary with time (Whitlock *et al.*, 1988), we examined the behavior of the radiometers aboard NOAA 10 and 11 at the time of the observations under study (February 8, 1989).

In order to estimate sensor degradation (which can be caused by prelaunch handling and the extreme conditions of space), postlaunch calibration is conducted using spatially homogeneous surface targets of known reflectance, such as deserts and clouds. In the case of deserts, the surface target reflectance is known from aircraft measurements (Abel *et al.*, 1988) or is considered unvarying over time (Holben *et al.*, 1990). In the case of clouds, Justus (1989) calculated the hemispherical reflectance of a cloud layer using a radiative transfer model and ground-based pyranometer measurements. This method employs hemispherical reflectances and empirical bidirectional functions (Taylor and Stowe, 1984) to obtain the outgoing reflectance at the top of the atmosphere in the direction of the satellite.

These various calibration methods were applied to the radiometer aboard NOAA 11 and demonstrated sensor degradation in channels 1 and 2. The calibration coefficients measured in flight (around February 8, 1989) are compared in Table 1 with the prelaunch coefficients. We also reported in this table the coefficients obtained using the linear regressions established by Che and Price (1992) who used a collection of NOAA 11 satellite data available since its launching. Large uncertainties remain in these values. The average calibration coefficient determined for channel 1 by Justus (1989) is  $0.52 \text{ W m}^{-2} \mu\text{m}^{-1} \text{ sr}^{-1} \text{ count}^{-1}$ , while that determined by Holben *et al.* (1990) is 0.60. For channel 2, the value varies between 0.35 and 0.41, depending on the authors. As will be shown in the following sections, large uncertainties in calibration coefficients can be a principal source of error when determining fog optical thicknesses. Note that, as is the case for all even numbered NOAA satellites, the NOAA 10 overpasses occur in the morning and evening when the solar elevation is generally low. The visible and near-infrared channels of this satellite are thus seldom used and no studies have been conducted concerning their postlaunch calibration.

**Table 1.** Calibration coefficients for the NOAA 11 AVHRR ( $\text{W m}^{-2} \mu\text{m}^{-1} \text{ sr}^{-1} \text{ count}^{-1}$ )

	Period	Channel 1	Channel 2
	Prelaunch	0.472	0.277
Holben <i>et al.</i> , 1990	02/89–03/89	$0.60 \pm 0.02$	$0.41 \pm 0.02$
Abel, 1991	04/89	0.559	0.355
Justus, 1989	10/88–11/88	0.523	0.342
	11/88–03/89	0.489	0.350
	03/89–06/89	0.550	0.365
Che and Price, 1992	02/89	$0.544 \pm 0.040$	$0.374 \pm 0.040$

### Ground measurements

The in situ fog observation program developed for this investigation consisted of sophisticated ground instrumentation for measuring the first 80 m of the atmosphere. These in situ measurements were employed to validate the satellite-derived optical thicknesses.

The instrumentation site, located at Carnin, France, (50.52°N, 2.97°E), had approximately 70 sensors (radiation, humidity, temperature, visibility, etc.) that were installed on one main 80 m tower, three 5 m poles, and several ground platforms. During the intensive measurement campaign, the site included additional instrumentation primarily for microphysical measurements.

For the solar radiation measurements, we operated clear (0.3–3  $\mu\text{m}$ ) and red (0.6–3  $\mu\text{m}$ ) dome-filtered pyranometers to measure downwelling and upwelling fluxes at 80 m as well as downwelling fluxes at the surface. Since the fog event investigated in this study had a thickness greater than 80 m, the optical thickness was determined from downwelling surface flux measurements.

## 3 Radiative transfer codes

### a Flux calculations

The radiative transfer code used to simulate the surface-measured fluxes includes 208 spectral intervals from 0.2–4  $\mu\text{m}$ . The algorithm's resolution is  $100 \text{ cm}^{-1}$  in the near-infrared where water vapor absorption takes place, and  $400 \text{ cm}^{-1}$  for wavelengths smaller than 0.7  $\mu\text{m}$ . In each spectral interval, the gas transmission functions are developed in exponential summation according to the method of Wang and Ryan (1983). Multiple scattering is treated using the Practical Improved Flux Method (Zdunkowski *et al.*, 1980). This radiative transfer code was tested as part of the Inter-Comparison of Radiative Codes for Climate Models (ICRCCM) with an atmosphere divided into 32 layers (Luther *et al.*, 1988). Its accuracy is a few  $\text{W m}^{-2}$  when compared to line by line codes for purely absorbing atmospheres or to other high spectral resolution algorithms for scattering atmospheres.

Here, the fog optical properties, as well as those for aerosols, are derived from in situ measurements taken in November 1988 and February 1989. The aerosols are distributed following an exponential profile of 1 km in altitude (O'Brien and Mitchell, 1988), while the fog layer

is assumed homogeneous. The flux calculated in each spectral interval is weighted by the dome filter functions of each pyranometer.

### b Radiance calculations

The algorithm used to calculate the radiances measured in AVHRR channels 1 and 2 is very similar to the one used to calculate the fluxes. The essential difference is in the treatment of multiple scattering which is achieved using the Discrete Ordinate Method (Stamnes *et al.*, 1988). In contrast to the flux calculations, which generally require only taking into account the first moment of the decomposition of the phase function into Legendre polynomials, the exact computation of the radiances requires decomposing the phase function into all its moments. In order to reduce the number of moments, we used a truncation method (Potter, 1970) that replaces the forward peak of the scattering diagram by a Dirac function (the radiation is considered directly transmitted for small scattering angles). This truncation allowed us to describe satisfactorily the scattering diagram of fog droplets and aerosols with moment numbers limited to 20. Since AVHRR channels 1 and 2 are situated in atmospheric windows, we were able to limit the number of atmospheric layers to 4. Fog is present in the first 100 m layer (the order of magnitude of radiation fog thicknesses). The second layer comprises the atmosphere between 100 m to 2 km in altitude, while the third layer extends from 2 km to the tropopause. In each of these three layers, the interactions between gas absorption and scattering by molecules, aerosols and fog droplets are taken into account. In the last layer (beyond the tropopause), the only absorption is by ozone.

## 4 Parameter sensitivity

We used measurements from AVHRR channels 1 and 2 and the method described above to derive the optical thicknesses of a fog layer present over Northern France. In this section we evaluate the sensitivity of the inversion technique to the various atmospheric parameters for the geometric conditions associated with the three images for February 8, 1989. The results, reported in Table 2 for channel 1 and Table 3 for channel 2, are discussed in the following subsections.

### a Influence of gas absorption

**Ozone.** Ozone absorption in the atmosphere affects the signal measured in AVHRR channel 1. Average monthly ozone amounts as measured by 10° latitude band are in the order of 0.4 cm atm during winter at about 55°N (Dobson, 1968; London *et al.*, 1976). Yet, longitudinal ozone distributions for the Northern Hemisphere's mid-latitudes indicate a minimum near 0° longitude (Hilsenrath and Schlesinger, 1981). This suggests that the averages by latitude band have a tendency to overestimate the ozone amounts present over Northern France

**Table 2.** Uncertainties in fog optical thickness ( $\Delta\tau/\tau$  in %) derived from channel 1 measurements for the angles corresponding to the 3 AVHRR images of February 8, 1989 ( $\theta_0$ =solar zenith angle,  $\theta_v$ =zenith observation angle,  $\varphi$ =azimuth angle difference). The uncertainties are associated with: (a) gas absorption ( $\pm 0.05$  cm atm  $O_3$ ); (b) aerosols (difference between the measurements of February 8 and 10, 1989); (c) fog droplet size ( $r_{eff}$  varying from 10.9 to 4.5  $\mu$ m); (d) surface reflectance ( $\pm 0.02$  channel 1); (e) AVHRR calibration; (T) total error uncertainty in the case for perfect calibration

$\theta_0$	$\theta_v$	$\varphi$	$\tau$	$\Delta\tau/\tau$ in %					
				(a)	(b)	(c)	(d)	(T)	(e)
80°	35°	18°	1	12	31	14	9	37	62
			4	13	16	16	4	26	67
			8	11	10	12	2	19	61
			32	11	7	9	0	16	83
Image 1									
66°	45°	67°	1	4	19	15	13	28	41
			4	4	7	15	4	17	35
			8	4	3	12	2	13	38
			32	5	1	9	0	10	64
Image 2									
70°	57°	122°	1	5	9	14	9	20	42
			4	6	0	19	4	20	45
			8	6	2	16	2	17	48
			32	8	4	11	0	14	77
Image 3									

**Table 3.** Same as Table 2 but for AVHRR channel 2. (a) gas absorption ( $\pm 0.1$  g  $cm^{-2}$   $H_2O$ ); (d) surface reflectance ( $\pm 0.07$  in channel 2)

$\theta_0$	$\theta_v$	$\varphi$	$\tau$	$\Delta\tau/\tau$ in %					
				(a)	(b)	(c)	(d)	(T)	(e)
80°	35°	18°	1	4	22	19	42	51	54
			4	4	14	20	23	34	62
			8	3	9	17	10	22	57
			32	4	7	11	2	14	76
Image 1									
66°	45°	67°	1	3	15	23	>100	>100	65
			4	2	4	20	19	30	32
			8	2	2	17	10	20	36
			32	3	1	12	2	13	56
Image 2									
70°	57°	122°	1	3	10	22	80	84	53
			4	3	3	26	19	32	39
			8	3	1	22	9	24	43
			32	3	0	16	2	16	67
Image 3									

( $\approx 50.05^\circ N$ ,  $3^\circ E$ ). In addition, these monthly averages incorporate temporal variations which can be very large from one day to the next (Dobson, 1968; Kerr, 1973; Krueger, 1983).

In order to obtain a more accurate estimate of the atmospheric ozone amounts for the region and the time considered here, we employed measurements from the Stratospheric Aerosols and Gases Experiment II satellite (SAGE; Chu *et al.*, 1989). Using solar occultation measurements from the radiometer aboard the SAGE II satellite, ozone profiles can be obtained from the top of the atmosphere to an altitude of 11 km; however, below this altitude, profiles are contaminated by non-negligible errors. To complete these profiles in the lower atmospheric

**Table 4.** Integrated ozone amount derived from SAGE II measurements where the first 11 km are completed by using the standard profile for the month of January at midlatitudes (WCP-112, 1986)

Date	Latitude	Longitude	$U_{O_3}$ (cm atm)
1/29/89	51.3°N	-1°E	$0.31 \pm 0.06$
1/30/89	51.1°N	-3°E	$0.31 \pm 0.03$
1/31/89	50.5°N	-5°E	$0.33 \pm 0.03$
2/01/89	49.9°N	-7°E	$0.34 \pm 0.02$

layers, we used the standard profile representative of the month of January at midlatitudes (WCP-112, 1986). The first 11 km of this profile correspond to a integrated ozone amount of 0.056 cm atm.

The SAGE II data nearest in time and location to our study case (February 8, 1989; 50.5°N) were collected during the period January 29–February 2, 1989 (see Table 4). Owing to the orbital mechanics of SAGE II, no profiles were made over Northern France on February 8, 1989. Still, the available SAGE II data, which are close in time and location, provide a good idea of the integrated ozone amount and its variability.

Since the temporal and longitudinal variations are difficult to separate and extrapolate, we computed the optical thicknesses using the AVHRR channel 1 radiances with an average value of 0.32 cm atm, and studied the sensitivity of the optical thicknesses to ozone amounts varying between  $\pm 0.05$  cm atm of this value. It is notable that this 0.32 cm atm ozone amount is clearly lower than the climatological zonal mean of 0.4 cm atm. An uncertainty of  $\pm 0.05$  cm atm in the ozone quantities yields errors in the channel 1-derived fog optical thickness from 4 to 13% depending on the particular air mass traversed (Table 2, Column a). An insufficient knowledge of ozone amounts is therefore an important cause of error when deriving fog optical thicknesses from AVHRR channel 1 data. AVHRR channel 2 measurements are not affected by ozone absorption; however, they are affected by water vapor absorption.

**Water vapor.** To calculate the water vapor absorption, we used radiosonde data from the Uccles meteorological station located near Brussels, Belgium, about 100 km from the instrument site. Above 8 km these data were supplemented by the standard Midlatitude Winter atmosphere of McClatchey *et al.* (1971). The total water vapor content ranged from  $1.09 \text{ g cm}^{-2}$  on February 8 at noon to  $1.04 \text{ g cm}^{-2}$  at midnight.

Inversion of the radiances measured in channel 2 was accomplished using a water vapor amount of  $1.1 \text{ g cm}^{-2}$ . For the uncertainty in this value, we considered water vapor amounts that varied within  $\pm 10\%$ . The consecutive differences in the fog optical thicknesses are in the order of 2–4% (Table 3, Column a). In the present case, where the water vapor content is low and relatively well known, the AVHRR channel 2 is better adapted than channel 1 regarding gas absorption for deriving fog optical thicknesses.

### b Influence of aerosols

The atmospheric aerosol composition was deduced from ground measurements collected at the Laboratoire d'Optique Atmosphérique, Université de Lille, France, which is located about 20 km from the instrument site. These measurements, which can only be made under clear sky conditions, were acquired on the January 27 and February 9 and 10, 1989 (the fog event studied here appeared and February 8).

The aerosol optical thicknesses as well as their spectral dependence were derived from solar radiation extinction measurements using a radiometer consisting of 11 filters centered at 7 wavelength from 0.45–1.6  $\mu\text{m}$ . These optical thickness measurements were accompanied by aureole measurements at 850 nm, providing the aerosol phase function for the scattering angles between 3° and 30°. The simultaneous measurement of aerosol optical thicknesses at various wavelengths and their scattering diagrams allow one to reconstruct completely the droplet size distribution (Tanré *et al.*, 1988). The size distribution of small particles ( $r \leq 1 \mu\text{m}$ ) is derived through inversion of spectral optical thicknesses following the method of King *et al.* (1978); the larger particles, which do not modify the spectral dependence of the optical thickness, do not influence the inversion results. The size distribution of the large particles ( $1 \leq r \leq 10 \mu\text{m}$ ) is obtained from phase function measurements and using the inversion method of Chahine (Santer and Herman, 1983).

During the day of January 27 and February 9, 1989, the aerosol optical thickness remained practically unchanged and in the order of 0.17 at 550 nm. This temporal stability, which took place under high pressure conditions favouring the development of fog on February 8, 1989, allowed us to infer that the aerosols measured on February 9 were approximately the same as those overlaying the fog the previous day.

The day of February 10 was characterized by a stable morning during which the average aerosol optical thickness was 0.24. This period of stability was followed by a strong increase in aerosol optical thickness after 10:00 GMT. This increase continued throughout the duration of the measurements, attaining a value of 0.35 at 16:00 GMT. After this we limited our measurements to February 9 and those during the stable period of February 10.

From the aerosol size distribution, we used Mie theory to derive the optical properties of the aerosols present in the atmosphere for the wavelengths corresponding to AVHRR channels 1 and 2. The aerosol index of refraction was fixed at 1.5 for the real part and at  $5 \times 10^{-3}$  for the imaginary part. Despite a larger optical thickness on February 10 than on February 9, the aerosols measured on these two days have relatively similar optical properties (see Table 5).

The aerosols are characterized by a strong spectral dependence on their optical thickness and by a relatively weak absorption ( $\bar{\omega}_0 \approx 0.96$ ), lying between maritime and continental aerosol types (WCP-112, 1986). The aerosol asymmetry coefficient (on the other of 0.6) is characteristic of small particles that do not produce very noticeable forward scattering; thus, from a scattering diagram per-

**Table 5.** Comparison of in situ measured aerosol optical properties with maritime and continental type aerosols (WCP-112, 1986) where  $\sigma_e/\sigma_{e550}$  is the ratio of the normalized extinction coefficients at 550 nm,  $g$  is the asymmetry factor, and  $\bar{\omega}_0$  is the simple scattering albedo

	$\sigma_e/\sigma_{e550}$	$g$	$\bar{\omega}_0$
Channel 1			
2/ 9/89	0.815	0.623	0.962
2/10/89	0.786	0.608	0.963
Continental-I	0.851	0.633	0.886
Maritime-I	0.961	0.748	0.990
Channel 2			
2/ 9/89	0.538	0.595	0.959
2/10/89	0.483	0.559	0.957
Continental-I	0.612	0.632	0.849
Maritime-I	0.916	0.754	0.987

**Table 6.** Characteristics of size distributions (G1 and G2) used in the inversion.  $N$  is the number of droplets per  $\text{cm}^{-3}$ ,  $r_{\text{eff}}$  is the droplet effective radius, LWC is the liquid water content, and  $g(\text{CH1})$  and  $g(\text{CH2})$  are the asymmetry factors for channels 1 and 2, respectively

	$N$ ( $\text{cm}^{-3}$ )	$r_{\text{eff}}$ ( $\mu\text{m}$ )	LWC ( $\text{g m}^{-3}$ )	$g(\text{CH1})$	$g(\text{CH2})$
G1	187	10.9	0.425	0.861	0.857
G2	192	4.5	0.046	0.842	0.833

spective, the particles present over Northern France on February 9 and 10, 1989 resemble more continental aerosols.

The aerosol measurements performed on February 9 are undoubtedly more representative than those of February 10 for estimating the fog optical thicknesses of February 8. Still, for estimating the influence of aerosols, we calculated the errors induced in the fog optical thicknesses by having used the aerosol values for February 10 instead of February 9. The errors are reported in Tables 2 and 3 in column b. They are generally less than 5%, except in the case where the fog optical thickness is very small or for large solar angles ( $\theta_0 = 80^\circ$ ). It is important to point out that knowledge of aerosols present in the atmosphere is important in our inversion process. Indeed, without this information errors induced in the calculated fog optical thicknesses by using either maritime or continental type aerosols would be on the order of 20–60%.

#### c Influence of droplet size

Independent of the atmospheric composition, hypotheses made regarding the optical properties of the fog layer may lead to errors in the calculations of optical thickness. In fact, many of the measurements taken at the instrument site during an intensive study during autumn 1988 revealed a rather wide range in droplet size variation for the different fogs encountered. Unfortunately, such measurements cannot be obtained routinely, and the droplet size distribution of the fog studied here (February, 1989) is

unknown. In order to study the sensitivity of the inversion to fog microphysical properties, we selected two droplet size distributions: one corresponding to very dense fog (G1) and another to more haze-like fog (G2). These droplet size distributions have approximately the same number of small droplets (radii smaller than  $4 \mu\text{m}$ ), but the number of large droplets is minimum for G2 and maximum for G1, which leads to large liquid water contents (see Table 6).

The fog optical thicknesses derived by using the phase functions corresponding to these droplets size distributions are notably different. The differences are generally on the order of 15% for channel 1 and 20% for channel 2 (Tables 2 and 3, Column c). This means that in order to determine accurately the fog optical thickness using satellite remote sensing, it is necessary to have a prior knowledge of the fog's microphysical composition.

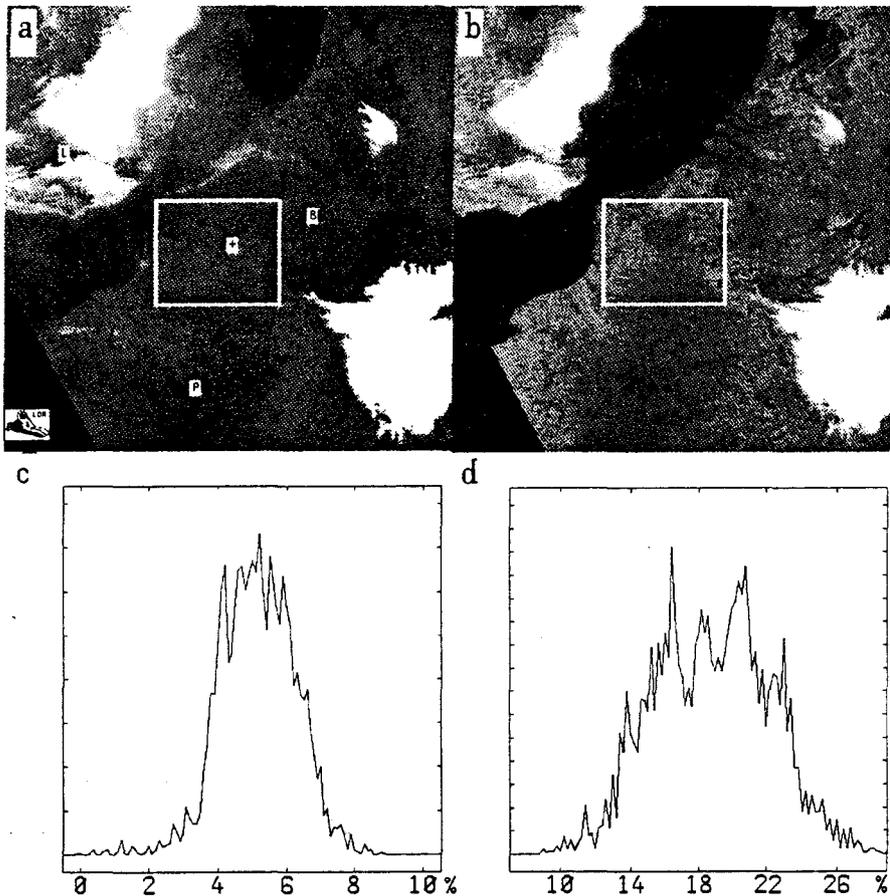
The measurements taken at the instrument site only provide the droplet size distribution at the surface. In the absence of any other information we kept it constant throughout the layer; still, the vertical variations of the droplet size distribution can be a major cause of error. Some measurements (Pinnick *et al.*, 1978; Kunkel, 1984) seem to indicate that the largest droplets are not found at the surface, and that the liquid water content, strongly influenced by the number of large droplets, increases with altitude.

In contrast, the geometrical thickness of the layer, fixed in the model to 100 m, has little influence over the inversion results. For instance, two homogeneous fog layers of the same optical thickness but of 100 and 200 m in geometrical thickness, produce reflectances at the top of the atmosphere that differ by no more than 0.004. These differences, caused by molecules and aerosols present between 100 and 200 m in altitude, introduce changes in fog optical thicknesses that are always lower than 2% at  $\theta_0 = 60^\circ$  and 5% at  $\theta_0 = 80^\circ$  in each of the two AVHRR channels.

#### d Influence of surface reflectance

The final variable that figures into the modelling is the surface albedo. The difficulty in assessing this variable lies in the anisotropy of the surface reflectance. Ground surfaces underlying fogs and therefore unobservable from satellite receive essentially diffuse radiation. On the contrary, satellite derived surface reflectances correspond to necessarily to clear sky conditions and therefore correspond to particular viewing and solar angles. The conversion of bidirectional reflectances to hemispherical reflectances (albedos) requires the utilization of empirical bidirectional functions that depend upon the type of ground considered (for example, Kriebel, 1978; Kimes and Sellers, 1985; Walthall *et al.*, 1985).

The ground cover in Northern France during winter is essentially barren. This type of terrain is characterized in radiative terms by very strong backscattering. This phenomenon, due mainly to shadowing produced by the surface roughness, is even more evident in winter because solar elevations are low.



**Fig. 1.** a Bidirectional surface reflectance measured over Northern France for February 9, 1989 by NOAA 11 AVHRR channel 1 at  $0.6 \mu\text{m}$ . Indicated are the cities of London (L), Brussels (B), Paris (P) and the instrument tower site (+). b the same as a but for AVHRR channel 2 at  $0.8 \mu\text{m}$ . c histogram of the bidirectional reflectances in the fog study zone (white rectangle) measured by AVHRR channel 1 at  $0.6 \mu\text{m}$ . d the same as c but for AVHRR channel 2 at  $0.8 \mu\text{m}$

The bidirectional reflectances measured in AVHRR channels 1 and 2 the day after the fog event (February 9) are reported in Figs. 1 a and b. The calibration coefficients used are presented in Sect. 5. The images were corrected for atmospheric effects; to do that, we simulated the bidirectional reflectances at the top of the atmosphere for a set of surface reflectances using the radiative transfer code described in Sect. 3b together with the atmospheric parameters described in Sect. 4; then, the AVHRR data have been interpolated to derive the surface reflectances. In the figures, one clearly sees ocean reflectances over the English Channel that are close to zero in AVHRR channel 2 (typically 0.01–0.02). Slightly negative values would have been obtained if the atmospheric correction had been performed using the aerosol characteristics from February 10 instead of those from February 9. The surface reflectance histograms in the fog study area (indicated by a rectangle) are illustrated in Figs. 1c and 1d. One observes slight spatial variability in the surface reflectance in the study region. The standard deviations for the surface reflectances are 0.011 around a mean of 0.052 for channel 1 and 0.034 around a mean of 0.188 for channel 2.

The solar zenith angles ( $\theta_0$ ), the viewing zenith angles ( $\theta_v$ ) and the difference of the azimuth angles ( $\phi = \phi_0 - \phi_v$ ) for the study area are listed in Table 7. The surface albedos corresponding to the mean bidirectional reflectances are also reported in Table 7. They were calculated using the bidirectional functions of Kriebel (1978) that correspond to airborne measurements taken over various

types of surfaces: bog, pasture land and coniferous forest. By selecting a variety of surface terrains, which are largely representative of the vegetation types present in Northern France, we hoped to determine the maximum uncertainty associated with the surface albedo. The same procedure was performed on a pixel group representing a composite of the region but corresponding to clear sky conditions for both February 8 and 9. One notices some important differences in the bidirectional reflectances from one image to the next as a result of the different viewing conditions. However, the albedos determined by using Kriebel's (1978) measurements corresponding to bog and pasture land vary little from one day to the next for both AVHRR channels 1 and 2.

In practice, the computation of fog optical thickness is achieved by taking a constant surface albedo for the entire image, namely 0.07 for channel 1 and 0.18 for channel 2. Taking into account the spatial variability of the surface albedo and the uncertainty associated with the bidirectional functions, we studied variations in fog optical thickness resulting from changes in surface albedo of  $\pm 0.02$  (two times the standard deviation) for channel 1 and  $\pm 0.07$  for channel 2. The variations in optical thickness, shown in Tables 2 and 3 (column d), are on the order of 4% for channel 1 and 20% for channel 2 for optical thicknesses on the order of 4. These variations are greater, at least in relative value, for smaller optical thicknesses for which the surface reflectances becomes of the same order of magnitude as those of fog. Obviously, the uncer-

**Table 7.** Surface albedo in AVHRR channels 1 and 2 derived from bidirectional reflectances  $R_s(\theta_o, \theta_v, \varphi)$  using the bidirectional functions of Kriebel (1978) corresponding to: (a) bog, (b) pasture land, (c) coniferous forest

Date	$\theta_o$	$\theta_v$	$\varphi$	Channel	$R_s$ ( $\theta_o, \theta_v, \varphi$ )	$\alpha_s$ (a)	$\alpha_s$ (b)	$\alpha_s$ (c)
2/9/89	65°	51°	68°	CH1	0.05	0.07	0.06	0.07
				CH2	0.19	0.17	0.20	0.22
2/8/89	70°	57°	122°	CH1	0.09	0.07	0.08	0.08
				CH2	0.25	0.16	0.20	0.15

tainty associated with the albedo becomes negligible in the case of very dense fog.

The surface albedo can be a cause of significant errors when fog optical thicknesses are derived from the radiances measured in AVHRR channel 2 instead of channel 1. For channel 1, on the other hand, the uncertainty associated with the surface albedo is slight compared to the other uncertainties mentioned above.

#### e Inversion accuracy

The sensitivity study described above confirms that uncertainty in the fog droplet size is the principal source of error when deriving optical thicknesses from radiance measurements in both AVHRR channels 1 and 2. The two droplet size distributions considered here correspond to fogs having quite different densities and, hence, very different optical thicknesses (Table 6, column LWC). For lack of additional information, it may seem more logical to favour the results obtained with the size distribution corresponding to the denser fog when the optical thicknesses derived for both size distributions are large; this may reduce the corresponding uncertainty. Still, the size distribution measurements employed here are too limited in time and especially space (only one site) for this reduction to be significant.

In AVHRR channel 2 the uncertainties associated with a poor knowledge of surface reflectance are practically of the same order of magnitude as those associated with the size distributions. These substantial uncertainties are caused by the large surface reflectances in channel 2 associated with fog optical thicknesses that are generally moderate or small. For optical thicknesses typical of clouds ( $\tau_b = 32$ ), the uncertainty is only 2% but it becomes quite large for  $\tau_b \leq 1$ . For channel 1, where surface reflectances as well as their spatial variability are lower, the corresponding uncertainty is nearly negligible.

Among the other causes of uncertainty in the two channels are those linked to aerosols. In this case these uncertainties are relatively small, typically 5 to 10%. It is nonetheless important to note that, in the present case, in situ measurements were available that allowed us to reduce significantly the errors associated with aerosols. Indeed, had we not obtained these in situ measurements and had the inversion been conducted with the standard maritime and continental aerosols, the error associated with

the aerosols (namely their absorption) would have become the principal source of error for the two channels.

For the gas absorption, the uncertainty in the atmospheric ozone amount results in errors on the order of 5 to 10% for channel 1, while the uncertainty associated with water vapor amounts are negligible compared to the other errors affecting channel 2. The errors linked to water vapor are relatively small because the winter conditions favouring the formation of fog are accompanied by moderate water vapor amounts.

The total error reported in Tables 2 and 3 (column T) was obtained by computing the quadratic sum of all the errors considered in this sensitivity study. Although the various atmospheric components are relatively well known here, the total error remains rather high. The accuracy of the inversion method is on the order of 10 to 20% for channel 1 and 15 to 30% for channel 2 when optical thicknesses are greater than 1.

## 5 Results and validation

### a Results

We applied our inversion method to 3 AVHRR images collected on February 8, 1989. Using AVHRR channels 1 and 2 we employed the Discrete Ordinate Method (Stamnes *et al.*, 1988) to calculate the top of the atmosphere reflectances as a function of fog optical thickness. The calculations were computed using atmospheric amounts of  $1.1 \text{ g cm}^{-2}$  for water vapor and  $0.32 \text{ cm atm}$  for ozone. The surface albedo was taken as 0.07 for channel 1 and 0.18 for channel 2. The aerosol characteristics correspond to in situ measurements made on February 9, 1989. Finally, the selected droplet size distribution corresponds to a dense fog condition (noted G1 in Table 6). These calculations, applied to the geometric conditions corresponding to each of the three images, allow one in theory to derive the fog optical thickness from AVHRR reflectance measurements. Still, as discussed above, the sensors of the AVHRR channels 1 and 2 are subject to rapid degradation and must therefore be calibrated.

In Column e of Tables 2 and 3 were reported the errors resulting from uncertainties in calibrating the NOAA 11 AVHRR sensor. We applied the calibration coefficients derived by Justus (1989) and Holben *et al.* (1990) for the study period considered, namely 0.52 and 0.60 for channel 1, 0.35 and 0.41 for channel 2 (cf. Table 1). For the NOAA 10 sensor we assumed similar uncertainties. The optical thicknesses derived by employing one or the other of these calibration coefficients are very different and can double in value. The differences resulting from this calibration problem are considerably greater than those produced in the inversion technique by a poor knowledge of the observed fog's microphysics and perturbation effects of the atmosphere and the surface.

Taking into account these large differences, and considering that we have no reason to favour one set of calibration coefficients over the other, we present here the results obtained with these various coefficients. The optical thicknesses computed over the study site's instrument-

**Table 8.** Fog optical thickness at the instrument site as computed from reflectances measured in AVHRR channels 1 and 2 for different calibration coefficients

	$\tau$ (CH 1)	$\tau$ (CH 2)
Preflight calibration		
Image 1 (NOAA 10)	$6.7 \pm 1.4$	$3.6 \pm 1.3$
Image 2 (NOAA 11)	$8.4 \pm 1.0$	$5.0 \pm 1.4$
Image 3 (NOAA 11)	$7.7 \pm 1.4$	$4.4 \pm 1.5$
Justus (1989) calibration		
Image 2 (NOAA 11)	$11.4 \pm 1.4$	$10.7 \pm 1.6$
Image 3 (NOAA 11)	$11.1 \pm 1.7$	$11.2 \pm 1.3$
Holben <i>et al.</i> (1990) calibration		
Image 2 (NOAA 11)	$21.3 \pm 2.4$	$22.7 \pm 2.6$
Image 3 (NOAA 11)	$23.7 \pm 3.2$	$28.0 \pm 5.3$

**Table 9.** Optical thicknesses computed at the instrument tower site using pyranometers and the relative uncertainties ( $\Delta\tau/\tau$  in %) for solar angles corresponding to three satellite passes ( $a_1$ =ozone,  $a_2$ =water vapor, b=aerosols, c=fog droplet size distribution, d=surface albedo, e=flux measurements, T=total)

Dome	$\theta_0$	$\tau$	$\Delta\tau/\tau$ in %						(T)
			( $a_1$ )	( $a_2$ )	(b)	(c)	(d)	(e)	
Clear	80°	14.7	1.8	1.1	0.5	14	4.9	9.1	17
	66°	14.0	0.6	0.4	0.9	14	3.9	9.0	17
	70°	18.0	0.8	0.9	0.8	16	4.9	9.4	19
Red	80°	14.3	0.4	1.6	0.6	15	2.2	8.6	17
	66°	13.2	0.2	1.3	0.5	14	2.3	8.2	17
	70°	16.6	0.9	1.4	0.9	16	2.9	8.8	18

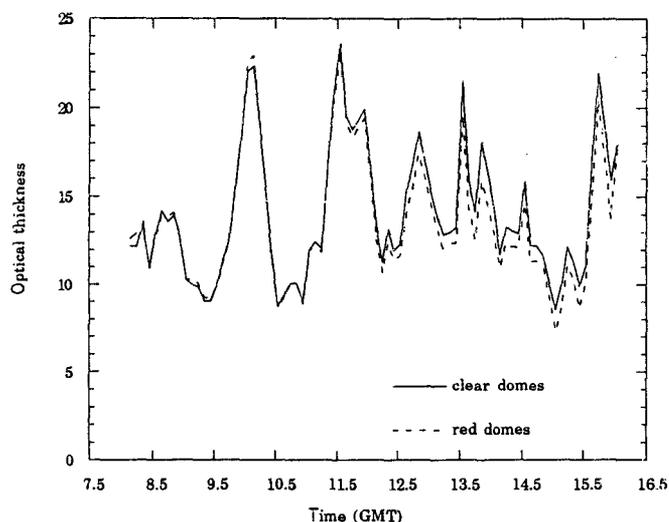
ed tower are listed in Table 8 as well as the error totals derived from Tables 2 and 3 (Column T).

Very different optical thicknesses for the two channels are obtained for the same viewing angle when using the prelaunch calibration coefficients and thus confirm the need to recalibrate the sensors. However, employing the calibration coefficients of Justus (1989) and Holben *et al.* (1990) yield very different results which do not allow one to draw definite conclusions regarding the real fog optical thicknesses.

Nevertheless, with the availability of the surface observations it is possible to compare the different optical thicknesses derived from satellite observations with those derived from in situ pyranometer measurements.

#### b Comparison with in situ measurements

The fog observation program in Northern France consisted of an instrumented 80 m tower for collecting radiative measurements with 6 Eppley pyranometers equipped with visible (0.3 to 3  $\mu\text{m}$ ) and red (0.6 to 3  $\mu\text{m}$ ) filtered domes. These pyranometers were installed at the surface and at 80 m in order to measure radiation reflection and transmission. Unfortunately, for the case studied here, the

**Fig. 2.** Fog optical thickness derived from in situ pyranometer measurements during the day of February 8, 1989

fog layer surpassed 80 m in thickness. The total fog optical thickness could only be determined from downwelling flux measurements at the surface.

The downwelling surface fluxes were computed for different optical thicknesses using the radiative transfer code described in 3a. In the computation the gas ( $\text{O}_3$ ,  $\text{H}_2\text{O}$ ) and aerosol amounts are the same as those employed in the inversion of the satellite data. The surface albedo was determined from in situ measurements at the tower and is 0.13 for the spectral interval 0.3–3  $\mu\text{m}$  and 0.21 for spectral interval 0.6–3  $\mu\text{m}$ .

The optical thicknesses obtained, as well as the sensitivity of the inversion of the pyranometer measurements to different atmospheric parameters, are listed in Table 9 for the incident solar angles of the three satellite passes. Uncertainties in the total ozone and water vapor amounts were estimated to be  $\pm 0.05$  cm atm and  $\pm 10\%$  respectively. The uncertainties associated with aerosols were estimated using the in situ measurements from February 9 and 10, 1989. Those associated with the droplet size distribution correspond to the differences reported in Table 6. The surface albedo uncertainties, derived from in situ pyranometer measurements, are estimated as  $\pm 0.02$ .

Column e of Table 9 presents the relative errors corresponding to an uncertainty of 5% in the flux measurements (two times the typical error associated with pyranometer measurements; Ambrosetti *et al.*, 1986). The quadratic sum of all uncertainties (Table 9, Column T) is in the order of 17% for the two pyranometer types (clear and red dome) and is very close to that for the inversion of the top of the atmosphere measured reflectances (cf. Tables 2 and 3, Column T).

For February 8, 1989 the total fog optical thickness derived from clear and red dome pyranometer flux measurements is depicted in Fig. 2 as a function of time. This figure illustrates the large temporal fluctuations of the optical thickness. It also shows that the differences between the values derived from the pyranometer measure-

**Table 10.** NOAA 10 and NOAA 11 AVHRR calibration coefficients ( $C$  as expressed in  $W m^{-2} \mu m^{-1} sr^{-1} count^{-1}$ ) used for computing the optical thicknesses derived from pyranometer measurements: (a) clear dome, (b) red dome.  $\Delta C_i$  and  $\Delta C_s$  represent the uncertainties associated with the inversion method and the spatial variability of the satellite measurements

	Channel 1			Channel 2		
	$C$	$\Delta C_i$	$\Delta C_s$	$C$	$\Delta C_i$	$\Delta C_s$
NOAA 10 (8:30 GMT)	(a) 0.625			0.431		
	(b) 0.622	0.016	0.031	0.430	0.009	0.019
NOAA 11 (12:00 GMT)	(a) 0.547			0.372		
	(b) 0.538	0.020	0.025	0.366	0.012	0.015
NOAA 11 (13:45 GMT)	(a) 0.575			0.384		
	(b) 0.566	0.016	0.005	0.378	0.019	0.002

**Table 11.** The difference  $\tau_2 - \tau_1$  between optical thicknesses derived using AVHRR channels 1 and 2 over Northern France

	Average difference	Standard deviation (absolute)
NOAA 10 (8:30 GMT)	1.8	2.5
NOAA 11 (12:00 GMT)	0.1	0.5
NOAA 11 (13:45 GMT)	0.6	0.8

**Table 12.** NOAA 11/AVHRR calibration coefficients ( $W m^{-2} \mu m^{-1} sr^{-1} count^{-1}$ ) retrieved for the two successive images ((a) 12:00, (b) 13:45 GMT) by using the Discrete Ordinate Method (DOM) or the Practical Improved Flux Method (PIFM) and empirical bidirectional reflectance factors

	Channel 1		Channel 2	
	(a)	(b)	(a)	(b)
DOM	0.543	0.571	0.369	0.381
PIFM*	0.548	0.632	0.364	0.420

\* using empirical bidirectional reflectance factors

ments collected respectively from the clear and red domes, remain small (typically 5%).

In taking as a reference the optical thicknesses derived from flux measurements, we can estimate AVHRR channel 1 and 2 calibration coefficients that give the best agreement between satellite and in situ measurements. These coefficients are listed in Table 10 for NOAA 10 and 11, along with the uncertainties associated with the inversion. To these uncertainties are added the uncertainties linked to the fog's spatio-temporal variability, which were estimated using the satellite-measured spatial variability in a  $3 \times 3$  pixel grid around the instrumented tower.

The average calibration coefficients are 0.557 and  $0.375 W m^{-2} \mu m^{-1} sr^{-1} count^{-1}$  respectively for NOAA 11 AVHRR channels 1 and 2. These values are equidistant from those obtained by Justus (1989) and Holben *et al.* (1990; see Table 1). They are also very close (<2%) to the values obtained using the linear regressions established by Che and Price (1992) who used NOAA 11 calibration data available since the satellite launching.

The NOAA 11 AVHRR calibration coefficients, obtained from observations made at 12:00 and 13:45 GMT and at different viewing angles (opposite with respect to the nadir), are very close. This suggests that the anisotropy of the radiation reflected by the fog is well simulated by our model. This simulation would not be so accurate when fog optical effects are treated with a two-stream approximation such as, for example, the Practical Improved Flux Method (see Sect. 3a) and by using empirical bidirectional reflectance factors (Suttles *et al.*, 1989) to convert fluxes into radiances. Such a method is close to those developed by Paris and Justus (1988) and Kriebel *et al.* (1989). The "approximate" values of calibration coefficients so derived from 12:00 and 13:45 AVHRR data significantly differ from one another (see Table 12) by more than 14% instead of less than 5% when using the Discrete Ordinate Method (DOM).

In Fig. 3a–c we present the mapping of the fog optical thickness over Northern France on February 8, 1989. This mapping was computed from channel 1 reflectance measurements with a calibration coefficient equal to 0.624 for NOAA 10 (image 1) and 0.557 for NOAA 11 (images 2 and 3). One observes, during the course of the day, advection of the fog layer toward the North Sea and dissipation over the areas where the fog was less dense in the morning. A finer analysis indicates a larger spatial variability of the fog optical thickness in the morning. The standard deviation over a  $3 \times 3$  pixel grid is in the order of 15–20% for the 8:30 GMT image and 5–10% for the 12:00 and 13:45 GMT images.

Over Northern France the channel 2 AVHRR-derived optical thicknesses are very close to those derived using channel 1. The differences in optical thickness are reported in Table 11. In relative value, they are typically in the order of 15% for the NOAA 10 image and 5% for the NOAA 11 image. These differences are in agreement with the accuracy estimated above (cf. Table 2, typically 20%).

It should be noted that for this study we are only interested in the region of Northern France. Nevertheless we have compared our results with the "actual weather" reports of all the synoptic meteorological stations located in the area reported in Fig. 1 and 3. In Fig. 4 we have reported the optical thicknesses derived from AVHRR/channel 1 as a function of the observed horizontal visibility at ground level. Surface observations of 9:00 and 12:00 GMT are compared with 8:30 and 12:00 GMT optical thicknesses (images 1 and 2). As for the third image (13:45 GMT), the time lag between surface and satellite observations were too large for the comparison to be significant. Figure 4 shows that our results are consistent with the ground reports: i) for horizontal visibility greater than 1 km, nearly all the optical thicknesses deduced from satellite data are equal to zero. The only one inconsistent

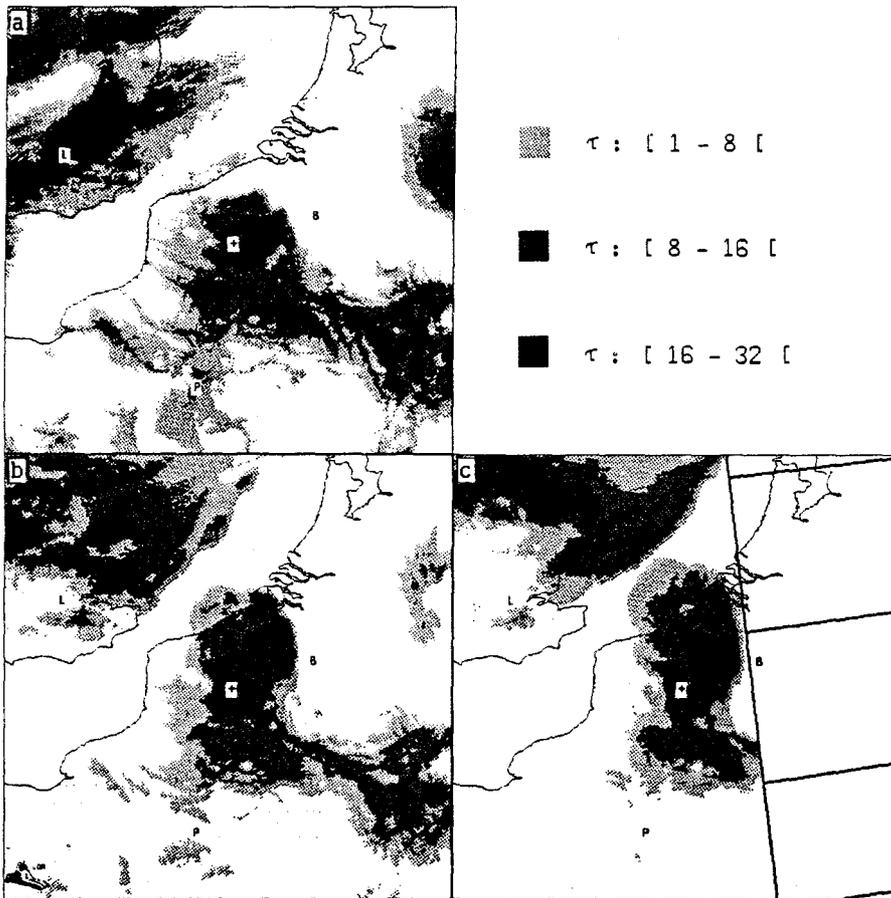


Fig. 3. Mapping of the fog optical thickness present over Northern France on February 8, 1989 as computed from AVHRR channel 1 brightness measurements at  $0.6 \mu\text{m}$ . a 8:30 GMT, NOAA 10. b 12:00 GMT, NOAA 11. c 13:45 GMT, NOAA 11 (Image recorded at the extreme scan of the radiometer)

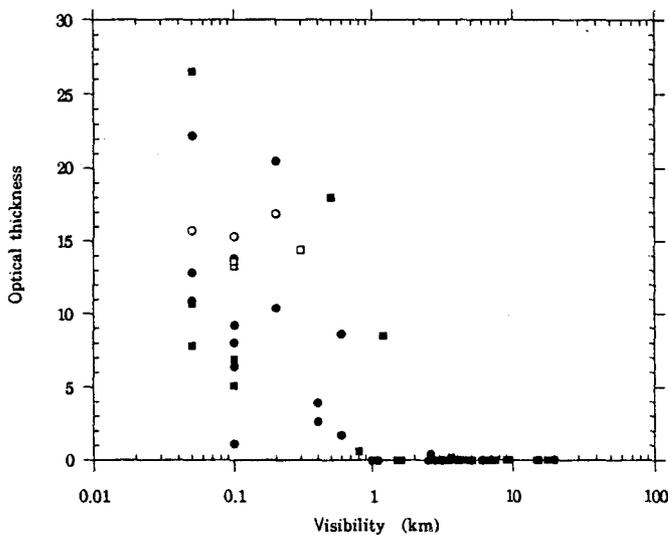


Fig. 4. Optical thickness derived from AVHRR data as a function of the meteorological visibility observed at 9:00 GMT (circles) and 12:00 GMT (squares), inside (white) and outside (black) the region under study

point (visibility equal to 1.2 km, optical thickness equal to 9) can be explained by the 7/8 stratus cloud cover reported by the corresponding meteorological station. ii) below this 1 km threshold (fog meteorological limit), retrieved optical thicknesses never equal zero. iii) despite quite a

large dispersion, the optical thickness tends to decrease when the visibility increases. Furthermore, this is true not only for the region under study (white rectangle in Fig. 1 a) but also for the entire geographical area reported in Fig. 1. This is likely to be favoured by the anticyclonic situation which extends over the whole area. Indeed, because the air mass was approximately the same, one can think that aerosols present over Northern France were representative of the entire area.

## 6 Discussion and conclusions

In this paper we developed a method for estimating fog optical thicknesses using AVHRR channel 1 and 2. The method is based on solving the radiative transfer equation using the DOM (Stamnes *et al.*, 1988). For this study it was applied to a region in Northern France during a fog event on February 8, 1989.

This study confirmed that, for the visible and infrared radiometers aboard the NOAA 10 and 11 satellites, it is necessary to employ calibration coefficients other than those measured before the launching of the satellites. Consequently new calibration coefficients were computed using in situ pyranometer measurements collected on February 8, 1989. In the case of the NOAA 11 AVHRR, for which inflight calibration coefficients had been computed by other authors, our coefficients were very close ( $<2\%$ ) to those derived by Che and Price (1992).

Independent of these calibration errors, the accuracy in computing the optical thicknesses was estimated to be in the order of 10–20% using the channel 1 data and 15–30% using channel 2 in the case of dense fog. When the fog optical thicknesses are very low ( $\leq 1$ ) the inversion method becomes inaccurate owing to surface albedo uncertainties, particularly for channel 2.

Inversion of the satellite measurements requires making hypotheses concerning the composition of the clear atmosphere overlaying the fog layer as well as the composition of the fog itself. Indeed, the derivation of fog optical thicknesses depends upon the fog droplet size distribution. One can expect significant variations in the effective radius of droplets according to the region studied and the altitude. The drop size distributions used in the present study may be inadequate for other conditions. On the other hand, it seems reasonable to imagine that the atmospheric composition under clear skies over Northern France (in the order of 100–200–200 km) would remain relatively homogeneous. It is therefore interesting to use, instead of the climatological data, the most accurate data possible regarding atmospheric ozone, water vapor, and aerosol amounts. For instance, using the optical characteristics of standard aerosols instead of those derived from in situ measurements would introduce errors on the order of 20–60% in fog optical thickness estimates. The good agreement found here between the optical thickness maps derived from radiance measurements in channel 1 and channel 2 suggest that the influence of absorbing gases and aerosols were satisfactorily characterized by our model.

In addition to the errors caused by a poor knowledge of atmospheric parameters, there exists an inherent error in the radiative transfer code employed that assumes a fog layer to be a plane parallel cloud. This simplifying hypothesis is more justified in the case of a fog layer than a cloud field. The very good agreement between the calibration coefficients derived using two successive NOAA 11 AVHRR images, corresponding to different viewing angles, seems to indicate that using a plane-parallel model is justified for inversion of NOAA 11 data. This is undoubtedly less justified for the NOAA 10 which has very low solar elevations (on the order of  $10^\circ$ ). The other simplifying hypotheses introduced in the radiative transfer code (e.g. atmospheric layers limited to 4, development terms in the scattering function limited to 20 after truncating the forward peak of the scattering phase function etc.) reduces the computation time considerably while not reducing the accuracy of the calculation.

Over the course of the day on February 8, 1989, the pyranometer measurements taken at the instrument lower showed large fluctuations corresponding to optical thicknesses generally between 10 and 20 (cf. Fig. 2). Such values were clearly observed over a large part of the fog event from satellite data (cf. Fig. 3). In using the droplet size distribution G1 (effective radius =  $10.9 \mu\text{m}$ ; cf. Table 6), which corresponds to a dense fog event, the optical thicknesses from 10–20 would correspond to integrated liquid water amounts in the order of 70 to  $140 \text{ g m}^{-2}$ . Using this droplets size distribution is subject to caution since it corresponds to a fog event that was

observed during a different season (autumn 1988) and was only near the surface; still, this allows one to obtain the order of magnitude in total liquid water content.

*Acknowledgements.* The AVHRR data were preprocessed at the Service d'Archivage et de Traitement Météorologique des Observations Spatiales (SATMOS) du Centre Météorologique Spatial de Lannion, France. The authors thank Dr. C. Devaux who performed the aerosol measurements, Dr. C. Brogniez who processed the SAGE II data, Dr. B. Bonnel for his programming assistance, Dr. R. Santer for his advice concerning the AVHRR calibration and T. Bergot who provided the meteorological information. It is also a pleasure to thank Mr. Brian Bloomfield for assisting us with the English version of this paper.

## References

- Abel, P., G. R. Smith, R. H. Levin and H. Jacobowitz, Results from aircraft measurements over White Sands, New Mexico, to calibrate the visible channels of spacecraft instruments, in *Proc. Soc. of Photo-Optical Instrum. Eng.*, **924**, 208–214, 1988.
- Abel, P., Clouds as calibration targets for AVHRR reflected-solar channels: results from a two-year study at NOAA/NESDIS, in *Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng.*, **1493**, 1991.
- Ambrosetti, P., H. E. B. Andersson, L. Liedquist, C. Fröhlich, Ch. Vehrli and H. D. Talarek, Results of an outdoor and indoor pyranometer comparison, *International Energy Agency-Task III (Performance Testing of Solar Collectors)*, Rep. III A-3, Kernforschungsanlage Jülich, 1986.
- Arking, A., and J. D. Childs, Retrieval of cloud cover parameters from multispectral satellite images, *J. Clim. Appl. Meteorol.*, **24**, 322–333, 1985.
- Bergot, T., D. Guedalia and D. Benard, A one dimensional model of nocturnal boundary layer applied to fog forecasting, *Ann. Geophysicae, Suppl. Vol. 9*, Book of abstract EGS Gen. Ass., Wiesbaden, C226, 1991.
- Bernard, R., P. Martin, J. L. Thony, M. Vauclin and D. Vidal-Madjar, C band radar for determining surface of soil moisture, *Remote Sensing Environ.*, **12**, 189–200, 1983.
- Bott, A., U. Sievers, and W. Zdankowski, A radiation fog model with a detailed treatment of the interaction between radiative transfer and fog microphysics, *J. Atmos. Sci.*, **47**, 2153–2166, 1990.
- Brown, R., A numerical study of radiation fog with an explicit formulation of the microphysics, *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **102**, 335–354, 1980.
- Che, N. and J. C. Price, Survey of radiometric calibration results and methods for visible and near infrared channels of NOAA-7, -9, and -11 AVHRRs, *Remote Sensing Environ.*, **41**, 19–27, 1992.
- Chu, W. P., M. P. McCormick, J. Lenoble, C. Brogniez, and P. Pruvost, SAGE II inversion algorithm, *J. Geophys. Res.*, **94**, 8339–8352, 1989.
- Dobson, G. M. B., *Exploring the Atmosphere*, Clarendon Press, Oxford, 1968.
- Eyre, J. R., J. L. Brownscombe and R. J. Allam, Detection of fog at night using Advanced Very High Resolution Radiometer imagery, *Meteorol. Mag.*, **113**, 266–271, 1984.
- Hilsenrath, E. and B. M. Schlesinger, Total ozone seasonal and interannual variations derived from the 7-year Nimbus-4 BUV data set, *J. Geophys. Res.*, **86**, 12087–12096, 1981.
- Holben, B. N., Y. J. Kaufman, and J. D. Kendall, NOAA-11 AVHRR visible and near IR inflight calibration, *Int. J. Remote Sens.*, **11**, 1511–1520, 1990.
- Hudson, J. G., Relationship between fog condensation nuclei and fog microstructure, *J. Atmos. Sci.*, **37**, 1854–1867, 1980.
- Justo, J. E. and G. Lala, Radiation fog fields programs-recent studies, *ASRC-SUNY*, Publ. No. **869**, 1983.
- Justus, C. G., An operational procedure for calibrating and assessing the stability and accuracy of shortwave satellite sensors, *Final Report to NOAA/NESDIS and USDA/ARC*, 1989.

- Kerr, J. B., Short-time period fluctuations in the total ozone. *Pure Appl. Geophys.*, **106–108**, 977–980, 1973.
- Kimes, D. S. and P. J. Sellers, Inferring hemispherical reflectance of the earth's surface for global energy budgets from remotely sensed nadir or directional radiance values, *Remote Sensing Environ.*, **18**, 205–224, 1985.
- King, M. D., D. M. Byrne, B. M. Herman and J. A. Reagan, Aerosol size distributions obtained by inversion of spectral optical depth measurements, *J. Atmos. Sci.*, **35**, 2153–2167, 1978.
- King, M. D., Determination of the scaled optical thickness of clouds from reflected solar radiation measurements, *J. Atmos. Sci.*, **44**, 1734–1751, 1987.
- Kriebel, K. T., Measured spectral bidirectional reflection properties of four vegetated surfaces, *Appl. Opt.*, **17**, 253–259, 1978.
- Kriebel, K. T., R. W. Saunders and G. Gesell, Optical properties of clouds derived from fully cloudy AVHRR pixels, *Beitr. Phys. Atmos.*, **62**, 165–171, 1989.
- Krueger, A. J., Nimbus 7 total ozone mapping spectrometer (TOMS) data during the GAP, France, ozone intercomparison of June 1981, *Planet. Space Sci.*, **31**, 773–777, 1983.
- Kunkel, B. A., Parameterization of droplet terminal velocity and extinction coefficient in fog models, *J. Clim. Appl. Meteorol.*, **23**, 34–41, 1984.
- London, J., R. D. Bojkov, S. Oltmans and J. I. Kelley, Atlas of the global distribution of total ozone, July 1957–June 1967, *NCAR Technical Note*, NCAR/TN/113+STR, 1976.
- Luther, F. M., R. G. Ellingson, Y. Fouquart, S. Fels, N. A. Scott, and W. J. Wiscombe, Intercomparison of radiation codes in climate models (ICRCCM): longwave clear-sky results. A workshop summary, *Am. Meteorol. Soc.*, **69**, 40–48, 1988.
- McClatchey, R. A., R. W. Fenn, J. E. A. Selby, F. E. Voltz and J. S. Garing, Optical properties of the atmosphere, AFCRL-71-0279, Air Force Cambridge Research Laboratories, Bedford, MA, 1971.
- O'Brien, D. M. and R. M. Mitchell, Retrieval of surface wind speed and aerosol optical depth over the ocean from AVHRR images of sun glint, *J. Appl. Meteorol.*, **27**, 1395–1403, 1988.
- Pandey, P. C., E. G. Njoku and J. W. Waters, Interference of cloud temperature and thickness by microwave radiometry from space, *J. Appl. Meteorol.*, **22**, 1894–1898, 1983.
- Paris, M. V. and C. G. Justus, A cloudy-sky radiative transfer model suitable for calibration of satellite sensors, *Remote Sens. Environ.*, **24**, 269–285, 1988.
- Paul, P., Y. Ramrani and J. Hirsch, Essai de détection automatique des limites supérieures des brouillards dans Les Vosges, *Rech. Geog. Strasbourg*, **27**, 33–36, 1987.
- Pinnick, R. G., D. L. Hoihjelle, G. Fernandez, E. B. Stenmark, J. D. Lindberg, G. B. Hoidale and S. G. Jennings, Vertical structure in atmospheric fog and haze and its effects on visible and infrared extinction, *S. Atmos. Sci.*, **35**, 2020–2032, 1978.
- Potter, J., The delta function approximation in radiative transfer theory, *J. Atmos. Sci.*, **27**, 943–949, 1970.
- Prabhakara, C., H. D. Chang and A. T. C. Chang, Remote sensing of precipitable water over the oceans from Nimbus 7 microwave measurements, *J. Appl. Meteorol.*, **21**, 59–68, 1982.
- Roach, W. T., R. Brown, S. J. Caughey, J. A. Garland and C. J. Readings, The physics of radiation fog: I—a field study, *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **102**, 313–333, 1976.
- Rosow, W. B., F. Mosher, E. Kinsella, A. Arking, M. Desbois, E. Harrison, P. Minnis, E. Ruprecht, G. Seze, C. Simmer and E. Smith, ISCCP cloud algorithm intercomparison, *J. Clim. Appl. Meteorol.*, **24**, 877–903, 1985.
- Santer, R. and M. Herman, Particle size distributions from forward scattering light using Chahine inversion scheme, *Appl. Opt.*, **22**, 2294–2301, 1983.
- Saunders, R. W., and K. T. Kriebel, An improved method for detecting clear sky and cloudy radiances from AVHRR data, *Int. J. Remote Sensing*, **9**, 123–150, 1988.
- Staelin, D. H., K. F. Kunzi, R. L. Pettyfohn, R. K. L. Poon, R. L. Welcox and J. W. Waters, Remote sensing of atmospheric water vapor and liquid water with the Nimbus 5 microwave spectrometer, *J. Appl. Meteorol.*, **15**, 1204–1214, 1976.
- Stamnes, K., S. C. Tsay, W. Wiscombe, and K. Jayaweera, Numerically stable algorithm for discrete-ordinate-method radiative transfer in multiple scattering and emitting layered media, *Appl. Opt.*, **27**, 2502–2509, 1988.
- Suttles, J. T., R. N. Green, P. Minnis, G. L. Smith, W. F. Staylor, B. A. Wielicki, I. J. Walker, D. F. Young, V. R. Taylor and L. L. Stowe, Angular radiation models for earth-atmosphere system. Vol I-Shortwave Radiation. *NASA Ref. Publ. 1184*, **11**, 1–84, 1989.
- Tanré, D., C. Devaux, M. Herman, and R. Santer, Radiative properties of desert aerosols by optical ground-based measurements at solar wavelengths, *J. Geophys. Res.*, **93**, 14223–14231, 1988.
- Taylor, V. R. and L. L. Stowe, Reflectance characteristics of uniform earth and cloud surface derived from Nimbus 7 ERB, *J. Geophys. Res.*, **89**, 5345–5363, 1984.
- Vehil, R., J. Monerris, D. Guedalia, and P. Sarthou, Study of the radiative effects (long-wave and short-wave) within a fog layer, *Atmos. Res.*, **23**, 179–195, 1989.
- Walshall, C. L., J. M. Norman, J. M. Welles, G. Campbell and B. M. Blad, Simple equation to approximate the bidirectional reflectance from vegetative canopies and bare soil surfaces, *Appl. Opt.*, **24**, 383–387, 1985.
- Wang, W. C. and P. B. Ryan, Overlapping effect of atmospheric H<sub>2</sub>O, CO<sub>2</sub> and O<sub>3</sub> on the CO<sub>2</sub> radiative effect, *Tellus*, **35B**, 81–91, 1983.
- World Climate Research Program WCP-112, A preliminary cloud-ness standard atmosphere for radiation computation, (Radiation commission, Boulder, Co), WMO/TD-No. 24, 1986.
- Whitlock, C. H., W. F. Staylor, G. Smith, R. Levin, R. Frouin, C. Gautier, P. M. Teillet, P. N. Slater, Y. J. Kaufman, B. N. Holben, W. B. Rossow, C. Brest and S. R. LeCroy, AVHRR and VISSR satellite instrument calibration results for both cirrus and marine stratocumulus IFO periods, *FIRE Science Team Meeting*, Vail, Colorado, July 11–15, 1988.
- Yeh, H. Y. and K. N. Liou, Remote sounding of cloud parameters from a combination of infrared and microwave channels, *J. Clim. Appl. Meteorol.*, **22**, 201–213, 1983.
- Zdunkowski, W. G., R. M. Welch and G. Korb, An investigation of the structure of typical two-stream methods for the calculation of solar fluxes and heating rates in clouds, *Beitr. Phys. Atmos.*, **53**, 147–166, 1980.

# Conclusion

## CONCLUSION

L'objectif principal de ce travail était de développer un modèle numérique permettant de simuler le signal observé par un satellite et ceci de la façon la plus réaliste et la plus précise possible. En effet, les nouveaux capteurs satellitaires, destinés à l'observation des surfaces et à l'étude de l'atmosphère, ont souvent une résolution spectrale très élevée. Pour interpréter les spectres de luminances émis ou réfléchis par l'atmosphère, il faut alors pouvoir simuler avec précision le signal observé à une résolution comparable à celle de l'instrument. De plus, les interactions nuages-rayonnement jouent un rôle déterminant dans l'évolution du climat et elles font partie des incertitudes majeures des codes radiatifs actuels. Il est donc indispensable de modéliser avec précision l'impact de la présence d'une couverture nuageuse ou d'aérosols sur le signal satellitaire observé. Cependant, la première partie de ce travail nous a permis de montrer que le calcul rigoureux et à haute résolution du transfert radiatif dans des atmosphères réalistes conduit à des temps de calcul exorbitants.

Nous avons présenté, dans la deuxième partie, une méthode rapide, mais précise, de calcul des luminances satellitaires à haute résolution, en prenant en compte de façon approximative les interactions entre les phénomènes d'absorption et de diffusion. Dans cette méthode, la structure verticale de l'atmosphère est prise en compte de façon exacte en ce qui concerne ses caractéristiques diffusantes et les concentrations d'absorbant. La variation verticale du coefficient d'absorption, due aux variations de température et de pression, est prise en compte de façon approximative au moyen de l'approximation d'échelle qui consiste à généraliser à l'ensemble de la raie spectrale la dépendance qui existe dans les ailes. Pour compenser les erreurs que l'approximation d'échelle introduit dans les régimes intermédiaires et surtout dans les centres de raie, le coefficient d'absorption aux conditions de référence  $k_0^0$  est recalculé au moyen d'une simulation effectuée sur une atmosphère claire équivalente.

Le niveau de réflexion de celle ci est alors fixé de façon à ce que l'absorption simulée pour l'atmosphère claire soit égale à celle de l'atmosphère diffusante, ceci pour des cas idéalisés de variation du coefficient d'absorption. Cette simulation, forcément très approximative, n'intervient que comme une étape intermédiaire du calcul et permet une amélioration très significative des résultats qui seraient obtenus par la seule approximation d'échelle. Cette méthode permet de tirer profit de la variation lente des caractéristiques diffusantes de l'atmosphère, en conservant intact l'information monochromatique contenue dans les coefficients d'absorption. Le gain en temps de calcul est considérable en regard du calcul exact.

Par rapport à un calcul exact, la précision obtenue pour les luminances monochromatiques est au pire de l'ordre de 30% et plus généralement de l'ordre de 1%. Cependant, la résolution nominale ("monochromatique") d'un modèle raie par raie est toujours bien plus fine que celles rencontrées expérimentalement. L'intégration des résultats monochromatiques, sur une largeur spectrale correspondant à la résolution de l'instrument, permet d'importantes compensations d'erreurs. La précision minimale est alors de l'ordre de 1% pour une résolution de  $0.5 \text{ cm}^{-1}$  et de l'ordre de quelques dixièmes de pourcent au delà de  $5 \text{ cm}^{-1}$ .

Cette méthode a permis de réaliser quelques études préliminaires dans le cadre de l'expérience GOME, couvrant le domaine spectral visible et ultra-violet. Les luminances ont pu être simulées directement à la résolution du capteur, avec des temps de calcul raisonnables, mettant ainsi en évidence les aspects pratiques et opérationnels de notre méthode. Le modèle raie par raie permet alors de tenir compte de façon précise de l'absorption par les gaz atmosphériques, en particulier pour les gaz mineurs dont l'impact serait difficilement restitué par des modèles à basse résolution spectrale. L'utilisation d'une méthode telle que les ordonnées discrètes permet de restituer avec précision l'effet des aérosols et des nuages sur le rayonnement. Le spectre mesuré peut alors être utilisé afin d'en déduire la distribu-

tion verticale de ces différents constituants.

Les perspectives de développement d'instruments à haute résolution spectrale sont également importantes dans le domaine des grandes longueurs d'onde: expérience AIRS (Advanced Infrared Sounder), SAAS (Sondage Atmosphérique par Analyse Spectrale),... (Chédin et Scott, 1991). A priori, l'extension de notre modèle au domaine spectral de l'infrarouge thermique ne semble pas poser de problème majeur, si l'on tient compte cette fois des phénomènes d'émission thermique. Il sera alors possible de comparer les résultats de notre modèle avec ceux obtenus par les codes récemment développés dans ce domaine spectral (Clough et al. ,1991) ou de valider notre code à partir des spectres mesurés lors de campagnes expérimentales (expérience ARM: Atmospheric Radiation Measurements).

Un calcul monochromatique approché des luminances diffusées par le système terre-atmosphère peut tout de même être beaucoup trop pénalisant en temps de calcul pour certaines applications (traitements automatiques de données satellitaires, applications aux modèles de la circulation générale ...). La dernière partie nous a permis de présenter les modèles à basse résolution spectrale réalisés au cours de ce travail. Ces modèles sont basés sur la distribution du coefficient d'absorption, qui permet de prendre en compte les interactions absorption-diffusion. Cette distribution peut être calculée à l'aide du modèle statistique dans la formulation de Malkmus, ou de façon plus précise à partir d'un code raie par raie. Des comparaisons effectuées à partir d'un modèle raie par raie ont permis de mettre en évidence les limites d'applications du modèle de bande de Malkmus, sa précision étant très fortement dépendante de la largeur de l'intervalle spectral sur lequel il est appliqué. La précision maximale est généralement obtenue pour des largeurs spectrales de 5 à  $10 \text{ cm}^{-1}$ . Dans ces conditions et pour des atmosphères non diffusantes, l'ordre de grandeur de la précision des transmissions calculées à l'aide du modèle de Malkmus est conservé en utilisant la méthode de la distribution du coefficient d'absorption.

Pour des atmosphères diffusantes, l'erreur sur les luminances satellitaires, introduite par l'utilisation de cette distribution, est cette fois de l'ordre de 1 à 2 %.

L'utilisation d'un modèle raie par raie pour calculer la distribution du coefficient d'absorption permet de s'affranchir des modèles de bande peu précis et d'obtenir une précision de l'ordre de 0.1 % pour les transmissions en atmosphère non diffusante, indépendamment de la largeur de l'intervalle spectral considéré. Pour des intervalles spectraux larges ( $\geq 500. \text{ cm}^{-1}$ ) et lorsque l'on considère la présence de nuages ou d'aérosols, l'erreur sur les luminances satellitaires est en général de l'ordre de 2 à 3 % et peut atteindre 5 % pour des inclinaisons solaires importantes ( $\simeq 75^\circ$ ). Dans le cas d'études préliminaires, pour lesquelles une grande précision n'est pas requise, les performances de ce modèle à basse résolution semblent suffisantes. Ces écarts s'expliquent par le fait que les paramètres utilisés dans la distribution du coefficient d'absorption sont ajustés à partir des transmissions calculées en atmosphère non diffusante. Par conséquent, ces paramètres ne permettent pas de tenir compte de l'impact des propriétés diffusantes de l'atmosphère sur le signal observé. La méthode approchée, développée lors du deuxième chapitre, prend alors toute son importance car l'approximation utilisée pour le traitement des interactions absorption-diffusion permet de tenir compte des caractéristiques de diffusion de l'atmosphère. La précision obtenue est alors de l'ordre de quelques dixièmes de pourcent pour des intervalles spectraux larges et ceci quel que soit le type d'atmosphère considéré pour les simulations. Pour des études plus poussées, il sera donc intéressant de substituer cette méthode aux modèles à basse résolution spectrale beaucoup moins précis.

# Bibliographie

## BIBLIOGRAPHIE

Armstrong, B. H., Spectrum line profiles: the Voigt function, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer.*, 7, 61-88, 1967.

Barkstrom, B. R., E. F. Harrison, and R. B. Lee, Earth radiation budget experiment, *EOS Amer. Geophys. Union*, 71, III, 1990.

Ben-Aryeh, Y., E. Weissman, A. Postan, A translational heat-bath model for foreign gas broadening of spectral lines. I: Variational methods, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer.*, 18, 1977.

Benassi, M., R. D. M. Garcia, A. H. Karp, and C. E. Siewert, A high -order spherical harmonics solution to the standard problem in radiative transfer. *Astrophys. J.*, 280, 853-861, 1984.

Burch, D. E., D. A. Gryvnak, R. R. Patty, and C. E. Bartky, Absorption of infrared radiant energy by  $CO_2$  and  $H_2O$ . IV. Shapes of collision-broadened  $CO_2$  lines, *J. Opt. Soc. Am.*, 59, 267-280, 1969.

Burch, D. E., and D. A. Gryvnak, Infrared absorption by  $CO_2$  and  $H_2O$ , *AFGL-TR-78-0154, Aerometric Report No U-6417*, 1978.

Chahine, M. T., The hydrological cycle and its influence on climate, *Nature*, vol. 359, 373-380, 1992.

Cess, R. D., D. P. Kratz, S. J. Kim, and J. Caldwell, Infrared radiation models for atmospheric methane, *J. Geophys. Res.*, 91, 9857-9864, 1986.

Chandrasekhar, S., *radiative transfer*, 393 pp., Dover, New York, 1960

Chédin, A., Observation globale de l'atmosphère: Extraction de paramètres météorologiques ou climatologiques des observations satellitaires, Note Interne n° 110, Laboratoire de Météorologie Dynamique, Janvier 1981.

## BIBLIOGRAPHIE

Chédin, A., and N. A. Scott, Observation spatiale du système terre-océan-atmosphère à haute résolution spectrale dans l'infrarouge: perspectives et problèmes, *Proceedings of the 5th international colloquium - Physical Measurements and Signatures in Remote Sensing, Courchevel, France, 1991.*

Clough, S. A., F. X. Kneizys, E. P. Shettle, and G. P. Anderson, Atmospheric radiance and transmission, paper presented at the Sixth Conference on Atmospheric Radiation, pp. 141-144, *Am. Meteorol. Soc.*, Boston, Mass., 1985.

Clough, S. A., F. X. Kneizys, and R. W. Davies, Line shape and the water vapor continuum, *Atmos. Res.*, **23**, 229-241, 1989.

Clough, S. A., F. X. Kneizys, R. W. Davies, R. Gamaché, R. H. Tipping, Theoretical line shape for  $H_2O$  vapor: application to the continuum, In: *A. Deepak, T. D. Wilerson and L. H. Ruhnke (Editors), Atmospheric Water Vapor*, Academic Press, London, pp. 25-46, 1980.

Clough, S. A., M. J. Iacono, and J.L. Moncet, Line-by-line calculations of atmospheric fluxes and cooling rates: application to water vapor, *J. Geophys. Res.*, **97**, 15761-15785, 1992.

Coakley, J. A., and T. Kobayashi, Broken cloud biases in albedo and surface isolation derived from satellite imagery data, *J. Climate*, **2**, 721-730, 1989.

Deschamps, P. Y., M. Herman, A. Podaire, M. Leroy, M. Laporte, and P. Vermande, A spatial instrument for the observation of polarization and directionality of earth reflectances: POLDER, *IGARSS' 90, Conference Proceedings*, Washington D.C., 1990.

Desclotres, J., Première utilisation d'un radiomètre (POLDER) pour mesurer l'anisotropie du rayonnement réfléchi par un nuage: étude de faisabilité. Rapport de DEA, Laboratoire d'Optique Atmosphérique, 1991.

Domoto, G. A., Frequency integration for radiative transfer problems involving homogeneous non-grey cases: the inverse transmission function, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, **14**, 935-942, 1974.

Ellingson, R. G., and Y. Fouquart, The intercomparison of radiation codes in climate models: An overview, *J. Geophys. Res.*, **96**, 8925-8927, 1991.

FIFE, Report of the design workshop for the first ISLSCP field experiment. G. Ohring and P. Sellers Editors.

Fischer, J., and H. Grassl, Detection of cloud-top height from reflected radiances within the oxygen A band, Part I: Theoretical studies, *J. Appl. Met.*, **30**, 1245-1259, 1991.

Fouquart, Y., Utilisation des approximations de Padé pour l'étude des largeurs équivalentes des raies formées en atmosphère diffusante, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, **14**, 497-508, 1974.

Fouquart, Y., J. C. Buriez, and M. Herman, The influence of boundary layer cloud on radiation : a review, *Atmos. Res.*, **23**, 203-228, 1989.

Fouquart, Y., and B. Bonnel, Computations of solar heating of the earth's atmosphere: a new parameterization, *Contrib. Atmos. Phys.*, **53**, 35-62, 1980.

Fukabory, M., T. Nakazawa, and M. Tanaka, Absorption properties of infrared active gases at high pressures -I.  $CO_2$ . *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer.*, **36**, 265-270, 1986.

Goody, R. M., A statistical model for water vapour absorption, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **78**, 165-169, 1952.

Greenblatt, G., J. Orlando, J. Burkholder, and A. Ravishankara, Absorption measurements of oxygen between 330 and 1140 nm, *J. Geophys. Res.*, **95**, 18577-18582, 1990.

Hansen, J. E., G. Russel, D. Rind, P. Stone, A. Lacis, S. Lebedeff, R. Ruedy, and L. Travis, Efficient three-dimensional global models for climate studies: Model I and II, *Mon. Wea. Rev.*, **111**, 609-662, 1983.

Houghton, J. T. (Ed.), *The Global Change*, Cambridge University Press, New York, 223 pp., 1984.

Hunt, G. E., and I. P. Grant, Discrete space theory of radiative transfer and its application to problems in planetary atmospheres, *J. Atmos. Sci.*, **26**, 963-972, 1969.

Husson, N., B. Bonnet, N. A. Scott, and A. Chédin, The "GEISA" Data Bank 1991 Version, *Internal Note L.M.D. No 163*, Available from Laboratoire de Météorologie Dynamique Ecole Polytechnique 92 Palaiseau, 1991.

IPCC Scientific Assessment, *Climate Change*, edited by Houghton, J. T., G. J. Jenkins, and J. J. Ephraums, Intergovernmental Panel on Climate Change, Cambridge University Press, 362pp., 1990.

Inn, E. C. Y., and Y. Tanaka, Absorption coefficient of ozone in the ultraviolet and visible regions, *J. Opt. Soc. Am.*, **43**, 870-873, 1953.

Joseph, J. H., W. J. Wiscombe, and J. A. Weinman, The delta-Eddington approximation for radiative flux transfer, *J. Atmos. Sci.*, **33**, 2452-2459, 1976.

Kiehl, J. T., and V. Ramanathan,  $CO_2$  radiative parameterization used in climate models: Comparison with narrow band models and with laboratory data, *J. Geophys. Res.*, **88**, 5191-5202, 1983.

King, M. D., Y. J. Kaufman, W. P. Menzel, and D. Tanré, Remote sensing of cloud, aerosol and water vapor properties from the moderate resolution imaging spectrometer (MODIS), *IEEE Transactions on Geosci. Remote Sensing*, **30**, 2-27, 1992.

Kite, A., The albedo of broken cloud fields, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **113**, 517-531, 1987.

Kneizys, F. X., and E. P. Shettle, W. O. Gallery, J. M. Chetwynd Jr., L. W. Abreu, J. E. A. Selby, S. A. Clough, R. W. Fenn, Transmittance/Radiance: Computer Code LOWTRAN 6. *AFGL-TR-83-0187*, 1983.

Labs, D., and H. Neckel, Transformation of the absolute solar radiation data into the international temperature scale of 1968, *Solar Phys.*, **15**, 79-87, 1970.

Lacis, A. A., and J. E. Hansen, A parameterization for the absorption of the solar radiation in the earth's atmosphere, *J. Atmos. Sci.*, **31**, 118-133, 1974.

Lacis, A. A., and V. Oinas, A description of the correlated k-distribution method for modeling non-grey gaseous absorption, thermal emission, and multiple scattering in vertically inhomogeneous atmospheres, *J. Geophys. Res.*, **96**, 9027-9074, 1991.

Lenoble, J., Standart procedures to compute atmospheric radiative transfert in scattering atmosphere, *I.A.M.A.P., Radiation Commission, edited at Boulder, Colorado*, 125pp., 1977.

Luther, F. M., R. G. Ellingson, Y. Fouquart, S. Fels, N. A. Scott, and W. J. Wiscombe, Intercomparison of radiation codes in climate models (ICRCCM): longwave clear-sky results. A workshop summary, *Amer. Meteor. Soc.*, **69**, 40-48, 1988.

Ma, Q., and R. H. Tipping, The atmospheric water continuum in the infrared: Extension of the statistical theory of rosenkranz, *J. Chem. Phys.*, **93**, 6290-6301, 1990.

Ma, Q., and R. H. Tipping, A far wing line shape theory and its application to the water continuum absorption in the infrared region. I, *J. Chem. Phys.*, **51**, 6290-6301, 1991.

Malkmus, W., Random Lorentz band models with exponential tailed  $S^{-1}$  line intensity distribution function, *J. Opt. Soc. Amer.*, **21**, 323-329, 1967.

McClatchey, R. A., R. W. Fenn, J. E. A. Shelby, F. E. Voltz, and J. S. Garing, Optical properties of the atmosphere, Rep. *AFCRL-72/0497*, 110 pp., Hanscom Air Force Base, Bedford, Mass., 1972.

Mckee, T. B., and S. K. Cox, Scattering of visible radiation by finite clouds, *J. Atmos. Sci.*, **31**, 1885-1892, 1974.

Molina, L.T., and M. J. Molina, Absolute absorption cross section of ozone in the 185- to 350-nm wavelength range, *J. Geophys. Res.*, **91D**, 14, 501-508, 1986.

Parol, F., Couverture nuageuse et bilan radiatif: observations et prise en compte de l'influence des hétérogénéités, *Thèse de 3<sup>ème</sup> cycle*, Laboratoire d'Optique Atmosphérique, 210 pp., 1990.

Potter J. F., 1970, The Delta function approximation in radiative transfer theory, *J. Atmos. Sci.*, **27**, 943-949, 1970.

Ramaswamy, V., and S. M. Freidenreich, Solar radiative line-by-line determination of water vapor absorption and water cloud extinction in inhomogeneous atmospheres, *J. Geophys. Res.*, **96**, 9133-9157, 1991.

Raschke, E., and K. D. Rockwitz, The International Cirrus Experiment ICE. Some preliminary results from the first field experiment, *Proc. Int. Rad. Symp.*, 6-9, 1988.

Rasool, S. I., and H. J. Bolle, ISLSCP : International Satellite Land Surface climatology Project, *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **65**, 143-144, 1984.

Reddy, S. R., and C. W. Cho, *Canadian Journal of Physics*, **43**, 2331, 1965.

- Roberts, R. E., J. E. A. Shelby, and L. M. Biberman, Infrared continuum absorption by atmospheric water vapor in the 8-12  $\mu\text{m}$  window, *Appl. Opt.*, 15, 1976.
- Rothman, L. S., R. R. Gamache, A. Goldman, L. R. Brown, et al., the HITRAN database: 1986 edition, *Appl. Opt.*, 24, 4058-4097, 1987.
- Schiffer, R. A., and W. B. Rossow, The International Satellite Cloud Climatology Project (ISCCP) the first project of the World Climate Research Programme, *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, 64, 779-784, 1983.
- Scott, N. A., and A. Chédin, A fast line-by-line method for atmospheric absorption computations: The automatized atmospheric absorption atlas, *J. Appl. Meteor.*, 20, 802-812, 1981.
- Scott, N. A., A direct method of computation of the transmission function of an inhomogeneous gaseous medium- I: description of the method, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, 14, 691-704, 1974.
- Smith, W. L., H.E. Revercomb, H. B. Howell, and H. M. Woolf, HIS- a satellite instrument to observe temperature and humidity profiles with vertical resolution, paper presented at the fifth conference on atmospheric radiation, *Am. Meteorol. Soc.*, Boston, Mass., 1983.
- Stamnes, K., S.C. Tsay, W. Wiscombe, and K. Jayaweera, Numerically stable algorithm for discrete - ordinate - method radiative transfer in multiple scattering and emitting layered media, *Applied Optics*, 12, 2502-2509, 1988.
- Starr, D., O'C., A cirrus cloud experiment: intensive field observations planned for FIRE, *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, 68, 119-124, 1987.
- Stephens, G. L., A review of the parameterizations of radiation for numerical weather prediction models, *Month. Weath. Rev.*, 112, 826-867, 1984.
- Susskind, J., and I. Mo, Atmospheric absorption spectra near 2200  $\text{cm}^{-1}$  and 2400

$\text{cm}^{-1}$ , 3rd conference on atmospheric radiation, Am. Meteorol. Soc., Boston, Mass., 1978.

Susskind, J., and E. Searl, Synthetic atmospheric transmittance spectra near 15 and  $4.3 \mu\text{m}$ , *J. Quant. Spectrosc. Transfer.*, 19, 195-215, 1978.

Tanré, D., C. Deroo, P. Duhaut, M. Herman, J. J. Morcrette, J. Perbos, P. Y. Deschamps, *Simulation of the Satellite Signal in the Solar Spectrum (5S): user's guide*, Laboratoire d'Optique Atmosphérique, 1986.

Vanbauce, C., J. C. Buriez, Ph. Dubuisson, and Y. Fouquart, Determination of fog optical thickness over Northern France using AVHRR imagery, *accepted Ann. Geophysicae*, 1992.

Vermeulen, A., Détermination de la pression au sommet des nuages à partir des canaux "oxygène" de POLDER: étude de faisabilité, rapport de DEA, Laboratoire d'Optique Atmosphérique, 1991.

Wendling, R., Albedo and reflected radiance of horizontally inhomogeneous clouds, *J. Atmos. Sci.*, 34, 642-650, 1977.

Winters, B. H., S. Silverman, W. S. Benedict, Line shape in the wing beyond the band head of the  $4.3 \mu\text{m}$  band of  $\text{CO}_2$ , *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer.*, 4, 1964.

Wiscombe, W. J., The delta-M method: Rapid yet accurate radiative flux calculations for strongly asymmetric phase functions, *J. Atmos. Sci.*, 34, 1408-1422, 1977.

WMO, A preliminary cloudiness standard atmosphere for radiation computation, *WMO Report No 24, WCP-112*, 1986.

Zdunkowski, W. G., R. M. Welch, and G. Korb, An investigation of the structure of typical two-stream methods for the calculation of solar fluxes and heating rates in clouds, *Beitr. Phys. Atmosph.*, 53, 147-166, 1980.

