

N° d'ordre : 630

50376

1984

105

50376.  
1984.  
105.

# THÈSE

présentée à

L'UNIVERSITÉ DES SCIENCES ET TECHNIQUES DE LILLE

pour obtenir le titre de

**DOCTEUR ES SCIENCES PHYSIQUES**

par

Jean - Jacques MORCRETTE



## **SUR LA PARAMETRISATION DU RAYONNEMENT DANS LES MODELES DE LA CIRCULATION GENERALE ATMOSPHERIQUE**

Soutenu le 3 juillet 1984 devant la Commission d'Examen

Membres du Jury :	Mme	LENOBLE	Président
	M.	FELS	Rapporteurs
	M.	FOUQUART	
	M.	MOREL	
	M.	CHEDIN	Examineurs
	M.	GELEYN	
	Mme	LAVAL	

**U.E.R. DE PHYSIQUE FONDAMENTALE**

*A Cyril,*

*à Odile,*

*à mes parents.*

Ce travail a été réalisé à l'Université des Sciences et Techniques de Lille, au Laboratoire d'Optique Atmosphérique dirigé par Madame LENOBLE, Professeur. Qu'elle soit ici remerciée pour m'avoir accueilli au sein de son laboratoire, pour l'intérêt qu'elle n'a cessé de porter à mon travail, et pour avoir bien voulu accepter la présidence du jury chargé de juger cette thèse.

Monsieur FOUQUART, Professeur, a assuré la direction de mon travail depuis mon arrivée au laboratoire. Qu'il trouve ici un témoignage de ma reconnaissance pour la confiance et le constant soutien qu'il m'a toujours manifestés, et pour les nombreuses discussions qui, de la définition du sujet jusqu'à la présentation ultime des résultats, auront constitué une aide inappréciable dans ce travail.

Monsieur FELS, du Geophysical Fluid Dynamics Laboratory de Princeton et Monsieur MOREL, Professeur - et mon parrain au C.N.R.S - ont accepté de juger mon travail et de rapporter sur celui-ci. Je les remercie très vivement.

Bien qu'un seul nom figure sur la couverture, ce rapport est le résultat de collaborations que j'ai eu le plaisir d'entretenir en dehors du laboratoire. Je voudrais exprimer ma gratitude à Madame LAVAL et Monsieur CHEDIN, du Laboratoire de Météorologie Dynamique et à Monsieur GELEYN, de la Météorologie Nationale, non seulement pour leur participation à ce jury, mais surtout pour m'avoir permis d'utiliser les modèles qu'ils avaient développés, m'en avoir facilité l'accès grâce à leurs nombreux conseils et avoir discuté avec moi les résultats obtenus.

Au sein du Laboratoire de Météorologie Dynamique, Mademoiselle SCOTT, Messieurs LE TREUT et PORTES ne m'ont pas ménagé leur aide et ont toujours été disponibles pour m'expliquer les finesses du modèle 4A, ou les arcanes du modèle de circulation générale. Qu'ils trouvent ici l'expression de ma profonde reconnaissance.

Dans ces remerciements, je ne voudrais pas oublier mes collègues du laboratoire, en particulier Mademoiselle DEROO et Monsieur GONZALEZ sans l'assistance experte desquels je n'aurais pu débrouiller mes problèmes de calcul numérique, Mademoiselle SMITH pour sa contribution essentielle au développement du modèle radiatif-convectif et Messieurs BONNEL et BURIEZ qui ont toujours su répondre sans impatience à mes questions les plus sourgrouues.

Je remercie particulièrement Mesdames DUPONT et THEROUX qui ont partagé la dactylographie des  $n$  versions de cette thèse, et l'ensemble du personnel de l'atelier de reprographie de l'U.E.R. de Physique pour la qualité de la version définitive.

Enfin, puisque c'est là le nerf de toute action, je remercie le C.N.R.S. pour son soutien financier.



## S O M M A I R E

### Sur la paramétrisation du rayonnement dans les modèles de la circulation générale atmosphérique

#### INTRODUCTION.

#### CHAPITRE I : PRESENTATION D'UN MODELE DETAILLE DU RAYONNEMENT ATMOSPHERIQUE DE GRANDES LONGUEURS D'ONDE.

##### I-1. Rappels et définitions.

I-1.1. Approximation de Curtis-Godson

I-1.2. Modèles de bande

I-1.3. Approximation diffuse

I-1.4. Emissivité

I-1.5. Refroidissement vers l'espace

I-1.6. Refroidissement newtonien

##### I-2. Description détaillée du modèle.

###### I-2.1. Absorption par les divers constituants atmosphériques

I-2.1.1. La vapeur d'eau

I-2.1.2. Le gaz carbonique

I-2.1.3. L'ozone

I-2.1.4. L'oxyde nitreux et le méthane

I-2.1.5. Le continuum d'absorption de la vapeur d'eau

###### I-2.2. Calcul des fonctions de transmission

I-2.2.1. Modèles de bande

I-2.2.2. Forme des raies spectrales

I-2.2.3. Variation du coefficient d'absorption avec la pression  
et la température

I-2.2.4. Modèle d'absorption pour le continuum de la vapeur d'eau

###### I-2.3. Calcul des fonctions de Planck

I-2.4. Intégration sur la verticale

I-2.5. Effet de la nébulosité

## CHAPITRE II : VALIDATION DU MODELE DETAILLE.

II-1. Introduction.

II-2. Comparaison avec le modèle 4A

II-2.1. Luminances aux différents niveaux atmosphériques

II-2.2. Choix de la résolution spectrale

II-2.3. Absorption par  $\text{CH}_4$  et  $\text{N}_2\text{O}$

II-2.4. Fonction poids

II-2.5. Bilan sur des intervalles larges

II-3. Comparaison avec le modèle d'Ellingson

II-4. Comparaison entre luminances calculées et observées

II-4.1. Choix des atmosphères

II-4.2. Calculs

II-4.3. Résultats

II-5. Conclusion

## CHAPITRE III : SENSIBILITE DES FLUX ET DES REFROIDISSEMENTS RADIATIFS AUX DIVERSES PARAMETRISATIONS - MODELE RAPIDE.

III-1. Introduction

III-2. Intégration verticale

III-2.1. Nombre de couches

III-2.2. Quadrature numérique pour l'intégration verticale

III-2.3. Contribution des couches adjacentes

III-2.4. Définition de la température et de l'humidité

III-3. Forme des raies et régimes d'absorption

III-3.1. Forme des raies

III-3.2. Régimes d'absorption

III-4. Intégration sur le nombre d'onde

III-4.1. Bandes d'absorption prises en compte

III-4.2. Largeur des intervalles spectraux

III-5. Calcul rapide et précis du transfert radiatif aux grandes longueurs d'onde dans un modèle de circulation générale

III-5.1. Intégration verticale

III-5.2. Intégration spectrale

III-5.3. Effet de la nébulosité

III-6. Tests dans un modèle unidimensionnel radiatif convectif

CHAPITRE IV : IMPACT DE DIFFERENTES PARAMETRISATIONS DU RAYONNEMENT SUR LES CHAMPS RADIATIFS GENERES PAR UN MODELE DE PREVISION.

(On the influence of different radiation parameterizations on model generated radiation fields)

IV-1. Introduction

IV-2. Radiation schemes

IV-3. Initial radiation fields

IV-3.1. Latitudinal distribution of the zonal averages of the radiative heating rates.

IV-3.2. Covariances between heating rates and temperature or cloud cover

IV-3.3. Geographical distributions of the radiation fields at the top of the atmosphere

IV-3.3.1. Radiation fields at the top of the atmosphere derived from TIROS-N data.

IV-3.3.2. Computed radiation fields at the top of the atmosphere

IV-4. Time evolution of the radiation fields

IV-5. Ten day means of the radiation fields at the top of the atmosphere

CHAPITRE V : REPOSE D'UN MODELE SIMPLIFIE DE LA CIRCULATION  
GENERALE ATMOSPHERIQUE A UN CHANGEMENT DU TRANSFERT  
RADIATIF AUX GRANDES LONGUEURS D'ONDE.

V-1. Introduction.

V-2. Calculs statiques à l'instant initial

V-3. Comparaison des intégrations de 50 jours du modèle sectoriel

V-3.1. Champ de température

V-3.2. Champ de vent

V-3.3. Nébulosité et champs radiatifs

V-3.3.1. Nébulosité simulée par le modèle

V-3.3.2. Champs radiatifs au sommet de l'atmosphère

V-3.3.3. Champs radiatifs à la surface du modèle

V-3.4. Bilan hydrologique à la surface du modèle

V-3.4.1. Evaporation

V-3.4.2. Précipitation

V-3.4.3. Humidité relative au premier niveau du modèle

V-3.4.4. Différence entre la précipitation et l'évaporation ;  
humidité du sol

V-4. Résumé et conclusion.

APPENDICE : Présentation du modèle de circulation générale du L M D.

CONCLUSION.

REFERENCES.



## INTRODUCTION

Les seuls échanges énergétiques qu'effectue la planète Terre avec son environnement se font par l'intermédiaire du rayonnement. Le rayonnement solaire incident au sommet de l'atmosphère constitue la seule entrée d'énergie et la somme du rayonnement solaire réfléchi et du rayonnement tellurique émis sont les seules sorties du système Terre-atmosphère. L'équilibre radiatif au sommet est donc un facteur déterminant pour le climat de la planète.

Par ailleurs, la variation spatiale de l'énergie solaire disponible est à l'origine des mouvements atmosphériques. L'effet direct d'un ensoleillement plus fort aux basses qu'aux hautes latitudes est de maintenir un contraste de température entraînant un gradient de pression qui induit les mouvements de l'air. Ce type de circulation purement thermique est observé dans les cellules de Hadley, avec pour l'hémisphère Nord un vent méridien du nord à basse altitude et du sud dans les hautes couches. La rotation de la Terre tend à infléchir le vent pour le rendre parallèle aux isobares afin de maintenir un équilibre géostrophique entre la force de Coriolis et celle due au gradient de pression. Cet équilibre implique un vent d'est dans les basses couches et un vent d'ouest en altitude.

Pour combler le déficit radiatif des hautes latitudes, un transfert d'énergie depuis l'équateur vers les régions polaires est réalisé conjointement par les océans et l'atmosphère. La circulation de Hadley effectue une partie du transfert atmosphérique mais n'agit pas au delà de 30° de latitude. Au delà, la simple circulation zonale ne peut réaliser ce transport méridien d'énergie et des perturbations doivent apparaître qui remplissent ce rôle.

Un premier type de perturbations est bien connu puisqu'il est responsable de l'évolution du temps météorologique au jour le jour. Ces perturbations très mobiles, à l'échelle synoptique, de nature habituellement passagère, contribuent de façon importante à l'échange de masses d'air chaudes et froides entre les régions subtropicales et polaires. Le processus de formation de ces

cellules est essentiellement dynamique, leur durée de vie est généralement inférieure à la semaine et les interactions réciproques entre le rayonnement et ces perturbations prises individuellement sont négligeables.

D'autres perturbations prennent naissance en réponse aux inhomogénéités dans la topographie et la distribution de l'échauffement diabatique, en particulier aux variations saisonnières des contrastes thermiques entre les continents et les océans. En été, la température de surface des continents est, due à sa faible capacité calorifique, plus élevée que celle des océans. Une circulation de type thermique peut donc s'établir avec une zone de basses pressions sur le continent et une zone de hautes pressions sur l'océan. En hiver, le contraste thermique est inversé, et les zones de basses pressions sont situées sur les océans tandis que les hautes pressions sont centrées sur les continents. Les perturbations produites par ce mécanisme possèdent habituellement une extension horizontale comparable à celle des grandes masses océaniques et continentales. Elles sont généralement à l'échelle planétaire et tendent à être plutôt stationnaires en été comme en hiver. Contrairement à celles précédemment décrites, les ondes quasi-stationnaires sont beaucoup plus dépendantes du rayonnement. Même si parmi les contributions à l'échauffement diabatique total (absorption de rayonnement solaire, émission de rayonnement terrestre, dégagement de chaleur latente, échange de chaleur sensible, dissipation par friction), le dégagement de chaleur latente est souvent le terme principal (zones tropicales), le rayonnement est particulièrement important du fait de ses interactions avec la nébulosité.

De la description très schématique que nous venons de faire de l'effet de rayonnement sur la circulation générale, il apparaît que la variable de rayonnement essentielle pour la dynamique n'est pas tant l'échauffement ou le refroidissement radiatif lui-même mais ses gradients. Si un échauffement différentiel sur l'horizontale crée à lui seul un système de circulation verticale, un gradient vertical du taux d'échauffement radiatif modifie la stabilité verticale de l'atmosphère, perturbant ainsi le champ de divergence horizontale et donc l'écoulement de l'air. En même temps cependant, les mouvements de l'atmosphère agissent sur le champ de rayonnement, car la température et les absorbants atmosphériques sont redistribués sous l'effet des advections verticales et horizontales. En particulier, les mouvements verticaux exercent une large influence car ils modifient

de façon significative les distributions de vapeur d'eau et de nébulosité, et sont aussi responsables des précipitations, qui peuvent changer l'albédo de surface des continents. L'outil privilégié pour la prise en compte d'interactions possédant ce niveau de complexité est le modèle tri-dimensionnel de la circulation générale atmosphérique (MCG).

Utilisés dès les années cinquante pour l'étude du rôle de l'instabilité barocline dans la réponse dynamique de l'atmosphère au gradient radiatif pôles-équateur, ces modèles initialement à deux couches ne considéraient le rayonnement que comme forçage externe. Dans les premières expériences de simulation numérique de la circulation générale de l'atmosphère (Mintz, 1964 ; Smagorinsky, Manabe et Holloway, 1965 ; Leith, 1965) le champ de rayonnement est calculé pour une distribution standard prescrite d'absorbants, de nuages et d'albédo de surface. Dans ces MCG, le champ de rayonnement n'est pas affecté par les mouvements, si bien que les interactions réciproques entre dynamique et rayonnement n'agissent pas. Le rôle du rayonnement dans ces modèles est essentiellement de construire et de maintenir le contraste de température entre les hautes et les basses latitudes, et de fournir la quantité correspondante d'énergie potentielle disponible ; le rayonnement n'a aucun effet direct sur les perturbations que nourrit cette énergie potentielle disponible. De même les MCG utilisés pour la prévision numérique du temps à court terme ignoraient le couplage avec le rayonnement compte tenu de l'origine essentiellement dynamique des perturbations affectant au jour le jour le temps météorologique en un endroit donné.

De nombreuses études ont ensuite été menées avec des MCG qui incorporaient des calculs de rayonnement interactif avec les champs de température et d'humidité mais qui utilisaient une nébulosité prescrite, généralement en moyenne zonale. Ainsi le MCG du Geophysical Fluid Dynamics Laboratory a été utilisé dans ces conditions de nébulosité fixée pour étudier la réponse de l'atmosphère à un doublement de la concentration atmosphérique en gaz carbonique (Manabe et Wetherald, 1975) ou à une variation de la constante solaire (Wetherald et Manabe, 1975).

Cependant dès 1972, Schneider met l'accent sur le rôle de la nébulosité comme composante du système climatique en étudiant les effets d'une variation

de la couverture nuageuse sur le bilan radiatif du système Terre-atmosphère, sur la température de la surface et les effets de couplage liant une variation de la température de la surface à la formation des nuages. A la suite, de nombreux auteurs ont utilisé les mesures satellitaires pour étudier la sensibilité du bilan radiatif à une variation de la nébulosité (Cess, 1976 ; Ellis, 1977 ; Hartmann et Short, 1980 ; Ohring et Clapp, 1980 ; Ohring et al., 1981 ; Cess et al., 1982). A l'exception de la première étude (Cess, 1976), l'ensemble des résultats montrent une sensibilité non nulle du bilan radiatif à une augmentation de la nébulosité : l'effet d'albedo aux courtes longueurs d'onde (diminution du rayonnement solaire descendant à la surface) l'emporte sur l'effet de serre aux grandes longueurs d'onde (augmentation du rayonnement infrarouge descendant à la surface).

Par ailleurs, Stephens et Webster (1979) montrent que le gradient de l'échauffement radiatif suivant la longitude est du même ordre de grandeur que le gradient suivant la latitude, et que la plus grande partie des variations longitudinales est due à la distribution de la nébulosité. Par conséquent, les schémas radiatifs destinés aux modèles à grande échelle doivent prendre en compte la variabilité tant verticale que horizontale des champs d'humidité et de nébulosité comme conditions nécessaires à une détermination adéquate du forçage radiatif. En conséquence de quoi les résultats de modèles radiatifs n'utilisant que des nébulosités moyennées zonalement sont sujets à caution.

L'expérience de Hunt (1978) apporte une preuve a contrario de l'importance de la prise en compte complète des variations horizontales, verticales et temporelles de la nébulosité ; il présente en effet les résultats d'une expérience de simulation numérique de la circulation globale atmosphérique dans laquelle les nuages zonalement symétriques utilisés dans l'expérience de contrôle étaient complètement enlevés dans l'expérience test. Comme dans l'expérience de contrôle, les nuages spécifiés n'avaient pas d'assymétrie zonale, seule parmi les champs dynamiques moyennés zonalement, la circulation méridienne moyenne fut modifiée par cette suppression des champs nuageux. Ce résultat est d'autant moins surprenant que le modèle de Hunt n'avait par ailleurs pas d'autre forçage assymétrique, tel que le contraste continent-océan, ou un cycle hydrologique interactif.



Meleshko et Wetherald (1981) ont comparé deux intégrations d'un MCG à nébulosité prescrite, la première zonalement, la seconde géographique-ment à partir de données d'observations satellitaires. L'introduction d'une distribution géographique de la nébulosité accroît les contrastes dans les champs de rayonnement aux limites de l'atmosphère, qui induisent des modifications tant sur la température de surface que sur la pression de surface. Bien que les précipitations ne soient pas couplées à la nébulosité dans le modèle, les changements dans la nébulosité entraînent des changements dans les transports horizontaux de chaleur et d'humidité qui modifient régionalement le cycle hydrologique.

La difficulté majeure dans la construction de modèles incorporant l'ensemble des interactions entre rayonnement et dynamique tient au fait que les distributions de vapeur d'eau, et en particulier de nuages, ne dépendent pas seulement des mouvements aux échelles résolues par le MCG, mais sont aussi fortement influencées par la convection à des échelles trop petites pour être calculées explicitement. Ainsi, par exemple, la formation de nuages prend-elle place bien avant que l'humidité moyennée sur la maille n'atteigne la saturation.

A partir des travaux de Smagorinsky (1960) qui mit en évidence la relation entre nébulosité fractionnaire et un certain seuil d'humidité relative, pratiquement tous les MCG des années soixante dix prennent en compte l'interaction entre le rayonnement et la nébulosité de la façon élémentaire suivante : la nébulosité horizontale est déterminée à partir de l'humidité relative, et les propriétés optiques des nuages (réflectivité, absorptivité, transmittivité pour le rayonnement solaire et tellurique) sont spécifiées. Une telle représentation qui ne relie pas les nuages à l'eau condensée, maintient un découplage entre le rayonnement et le cycle hydrologique du MCG.

Wetherald et Manabe (1980) ont étudié la réponse d'un modèle tridimensionnel simplifié de la circulation générale atmosphérique à des changements de la constante solaire pour des expériences effectuées à nébulosité interactive avec le rayonnement, fixée non zonale ou variable calculée comme une fonction de l'humidité relative. Ils trouvèrent pour ces deux types de simulations des réponses peu différentes, et attribuèrent cette similarité de

réaction à une compensation entre les changements de rayonnement solaire absorbé et ceux du rayonnement infrarouge sortant due à des modifications de la couverture nuageuse et des altitudes des différents types de nuages. Shukla et Sud (1981) notent cependant que seules furent examinées les moyennes zonales et globales des différents champs de variables et que n'ont pas été étudiées d'éventuelles variations du climat moyen à l'échelle régionale.

Dans leur expérience, Shukla et Sud (1981), après avoir intégré le MCG pendant une première période préliminaire, comparent les résultats de deux intégrations : la première considère des nuages fixés géographiquement suivant leur fréquence d'occurrence moyenne pendant la période préliminaire ; dans la seconde, les nuages continuent à évoluer librement. Shukla et Sud obtiennent des changements significatifs sur la circulation à grande échelle, le cycle d'énergie de l'atmosphère, le cycle hydrologique, précipitation et évaporation, et le climat local. Bien qu'il soit admis que le forçage thermique zonalement assymétrique joue un rôle important dans la dynamique des composantes stationnaires et transitoires de la circulation générale, la contribution du rayonnement au forçage thermique assymétrique total est généralement considérée comme négligeable aux basses et aux moyennes latitudes. L'étude de Shukla et Sud suggère que les changements dans le forçage radiatif, à travers les interactions entre nuage et rayonnement, peut produire des changements substantiels dans le forçage thermique total et la circulation dynamique.

En zone intertropicale, la source principale d'énergie est le dégagement de chaleur latente. Les champs à grande échelle de température et d'humidité sont modifiés par les processus convectifs qui donnent naissance aux nuages cumuliformes. Le déentraînement produit une humidification et un refroidissement à grande échelle, tandis que la subsidence induite produit un assèchement et un échauffement. Les études de Yanai et al. (1973, 1976) montrent cependant que les ordres de grandeur des échauffements par convection et par rayonnement sont comparables. Certains modèles de convection ont fait usage d'un forçage radiatif constant horizontalement, mais Albrecht et Cox (1975) et Cox et Griffith (1979) ont observé la très forte variabilité horizontale et verticale du taux d'échauffement radiatif tandis que Albrecht et Cox (1975) et Slingo (1978) ont montré l'impact significatif de l'interaction entre nébulosité et rayonnement sur l'activité convective apparaissant dans des modèles numériques de l'atmosphère tropicale.

Au vu des résultats résumés ci-dessus, il apparaît donc nécessaire d'utiliser une paramétrisation des termes de rayonnement qui permette de tirer le meilleur parti du haut niveau de sophistication auquel sont arrivés les MCG dans leur description des phénomènes atmosphériques.

Le travail rapporté dans ce mémoire est une contribution à l'étude des interactions entre rayonnement, dynamique et nébulosité, portant plus particulièrement sur le rôle du transfert radiatif aux grandes longueurs d'onde dans la circulation atmosphérique. La démarche suivie a consisté d'abord à développer et valider un modèle détaillé du rayonnement atmosphérique de grandes longueurs d'onde, puis à dégrader ce modèle afin de le rendre compatible avec les contraintes de précision et de rapidité de calcul des modèles numériques de la circulation atmosphérique, enfin à tester le comportement du schéma radiatif paramétrisé ainsi défini dans un modèle de prévision météorologique et dans un modèle climatique.

La première partie est consacrée à la présentation d'un modèle détaillé du transfert radiatif atmosphérique aux grandes longueurs d'onde. Ce modèle prend en compte l'absorption par la vapeur d'eau, le dioxyde de carbone, l'ozone, l'oxyde nitreux et le méthane. Ce modèle très versatile a une résolution spectrale telle qu'il peut servir de référence pour de nombreuses applications.

Dans la deuxième partie, nous comparons à titre de validation les résultats de notre modèle et ceux du modèle 4A de type raie-par-raie développé au laboratoire de Météorologie Dynamique (LMD) par N. Scott et A. Chedin. Notre modèle est aussi utilisé pour simuler des luminances mesurées dans les canaux du sondeur atmosphérique HIRS/2 embarqué à bord du satellite NOAA 7 et stockées avec les champs à grande échelle correspondants dans le fichier NEPHOS.

Différentes recommandations ont été émises par les experts de l'Organisation Météorologique Mondiale (1974) concernant le niveau de précision requis pour le calcul du transfert radiatif dans les modèles numériques du climat. Celles-ci sont résumées dans le tableau 1. On retiendra de ces chiffres qu'ils correspondent à un niveau d'erreurs systématiques dans le profil vertical de l'échauffement radiatif, maintenu au-dessous de 1K sur une période de 20 jours,

temps moyen de relaxation par rayonnement. Par ailleurs, des erreurs aléatoires de 0,3 à 0,5 K/jour sont tolérables pourvu que les moyennes à long terme et à grande échelle vérifient les critères établis pour les erreurs systématiques et que ces moyennes ne soient pas biaisées par l'intermédiaire de processus non linéaires faisant intervenir les erreurs aléatoires. Pour obtenir un schéma radiatif utilisable dans un MCG et vérifiant ces critères de précision, nous avons étudié, dans la troisième partie de ce travail, l'impact sur les résultats de notre modèle de différentes hypothèses simplificatrices tendant toutes à diminuer le temps de calcul. Ces simplifications portent sur l'intégration verticale, le régime d'absorption des différents constituants, la prise en compte des effets de température sur l'absorption et leur variation spectrale. L'ensemble de cette étude permet de déterminer quelles approximations incorporer dans un schéma radiatif qui économisent le temps de calcul tout en maintenant un niveau de précision compatible avec les besoins de la simulation numérique de l'atmosphère. A l'issue de cette étude, nous présentons un schéma hautement paramétrisé qui nous semble réaliser un bon compromis entre vitesse d'exécution et précision des résultats. Ce schéma est utilisé avec le schéma solaire de Fouquart et Bonnel (1980) dans un modèle atmosphérique unidimensionnel de type radiatif convectif (Smith, 1983). Différents tests sont présentés en vue de valider le comportement à long terme des schémas radiatifs.

Les deux parties suivantes sont consacrées aux résultats obtenus lors de l'incorporation de ces schémas radiatifs dans deux MCG à vocation différente : d'une part le modèle de prévision du Centre Européen de Prévision Météorologique à Moyen Terme (CEPMMT) à Reading et d'autre part le modèle climatique du LMD.

Trois prévisions de 10 jours ont été effectuées avec le modèle opérationnel du CEPMMT utilisant successivement le schéma radiatif original (Geleyn et Hollingsworth, 1980), le schéma développé par l'Université de Cologne pour le MCG du Service Météorologique Allemand (Hense et al., 1982) et les schémas développés à Lille. Les champs radiatifs calculés par le modèle au sommet de l'atmosphère sont comparés à des observations satellitaires correspondant à la période d'intégration. La comparaison des champs radiatifs calculés par les différents schémas au cours de l'intégration permet de mettre en évidence diverses faiblesses tant dans les schémas de rayonnement que dans d'autres paramétrisations du modèle.



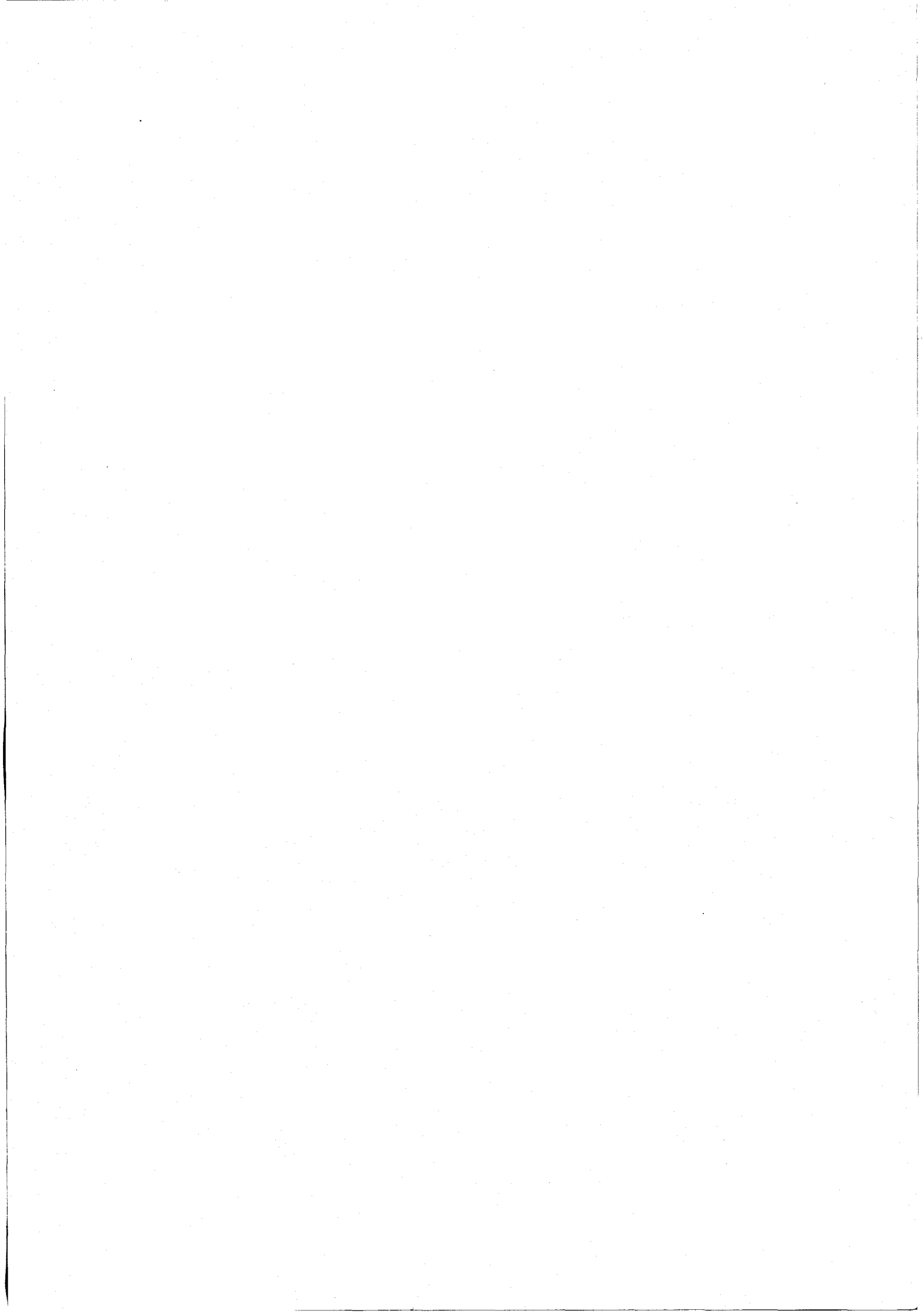
Dans la cinquième partie, nous présentons les climats générés par le MCG du LMD pour diverses intégrations utilisant successivement l'ancien schéma radiatif infrarouge dû à Katayama (1972) et le nouveau schéma de grandes longueurs d'onde. Des intégrations à nébulosité fixée à des valeurs climatologiques ou à nébulosité interactive générée par le modèle permettent de mettre en valeur les différentes interactions entre le rayonnement de grandes longueurs d'onde, la nébulosité, le cycle hydrologique et la dynamique.

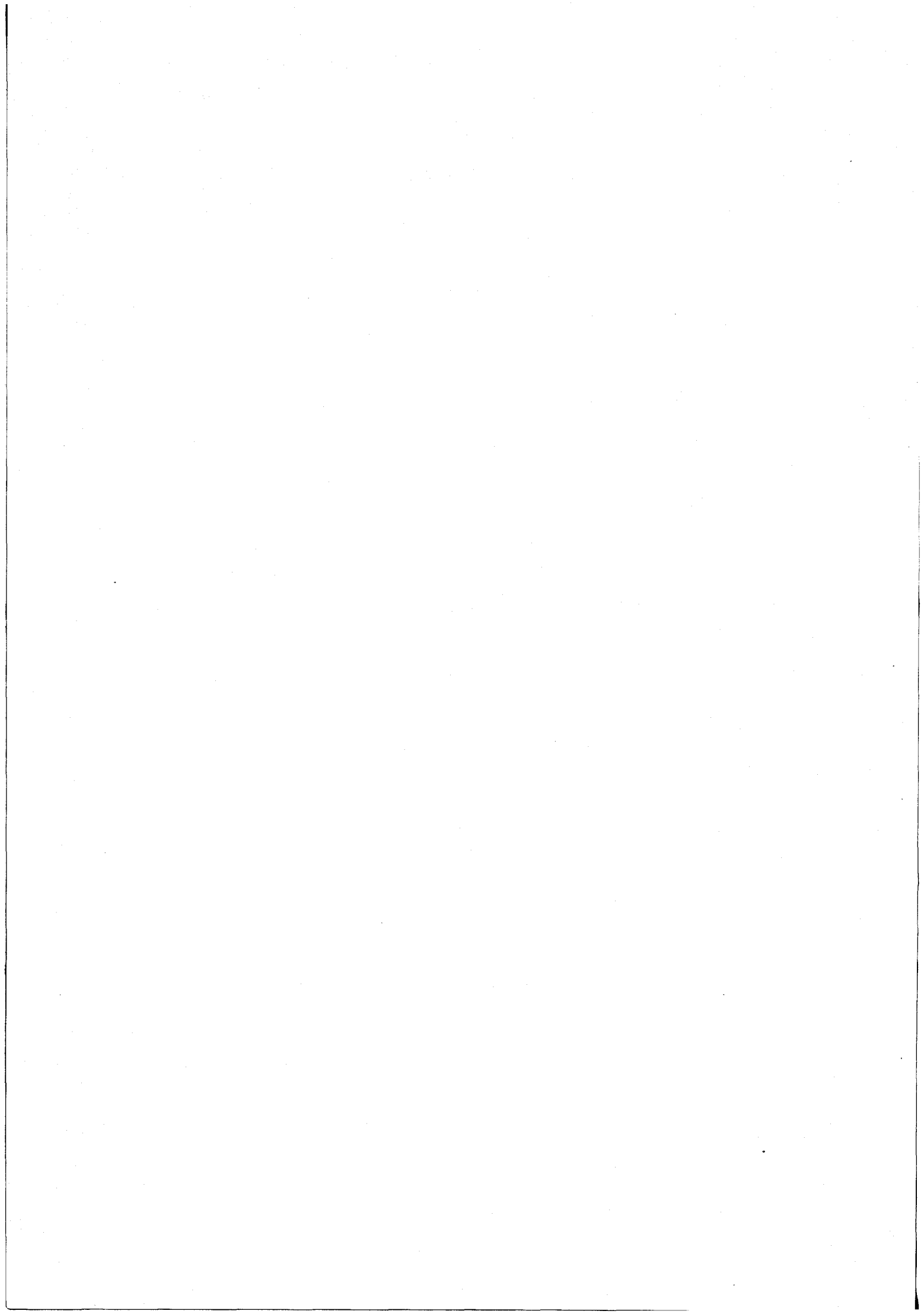
Paramètre	Précision	Commentaire
<ul style="list-style-type: none"> <li>• Température de surface</li> <li>• <math>\partial R / \partial C_i</math> *</li> <li>• refroidissement radiatif</li> <li>- erreurs systématiques</li> <li>- erreurs aléatoires</li> </ul>	<p>1K</p> <p>3 %<sup>†</sup>      10 %<sup>††</sup></p> <p>0,05 K/jour</p> <p>0,3 - 0,5 K/jour</p>	<p>En moyenne globale.</p> <p>Par rapport à la valeur observée.</p> <p>Sur une échelle de hauteur.</p> <p>Pour une maille de <math>10^4 - 10^5 \text{ km}^2</math> de surface et d'1 km d'épaisseur.</p> <p>Résolution temporelle de 5 jours.</p>
<ul style="list-style-type: none"> <li>• Bilan radiatif au sommet de l'atmosphère</li> <li>• Nébulosité</li> <li>- distribution horizontale</li> <li>- température sommitale</li> </ul>	<p><math>2 \text{ W/m}^2</math><sup>+</sup>      <math>15 \text{ W/m}^2</math><sup>††</sup></p> <p>5 %</p> <p>1 K</p>	

\* Dérivée du rayonnement par rapport à un des paramètres  $C_i$  contrôlant le rayonnement (température, humidité, nébulosité,  $\text{CO}_2$ , ...)

+ Requisite ; ++ utile.

Tableau 1. : Précision requise sur le calcul des termes de rayonnement dans la modélisation numérique du climat. (d'après WMO-ICSU, 1974).



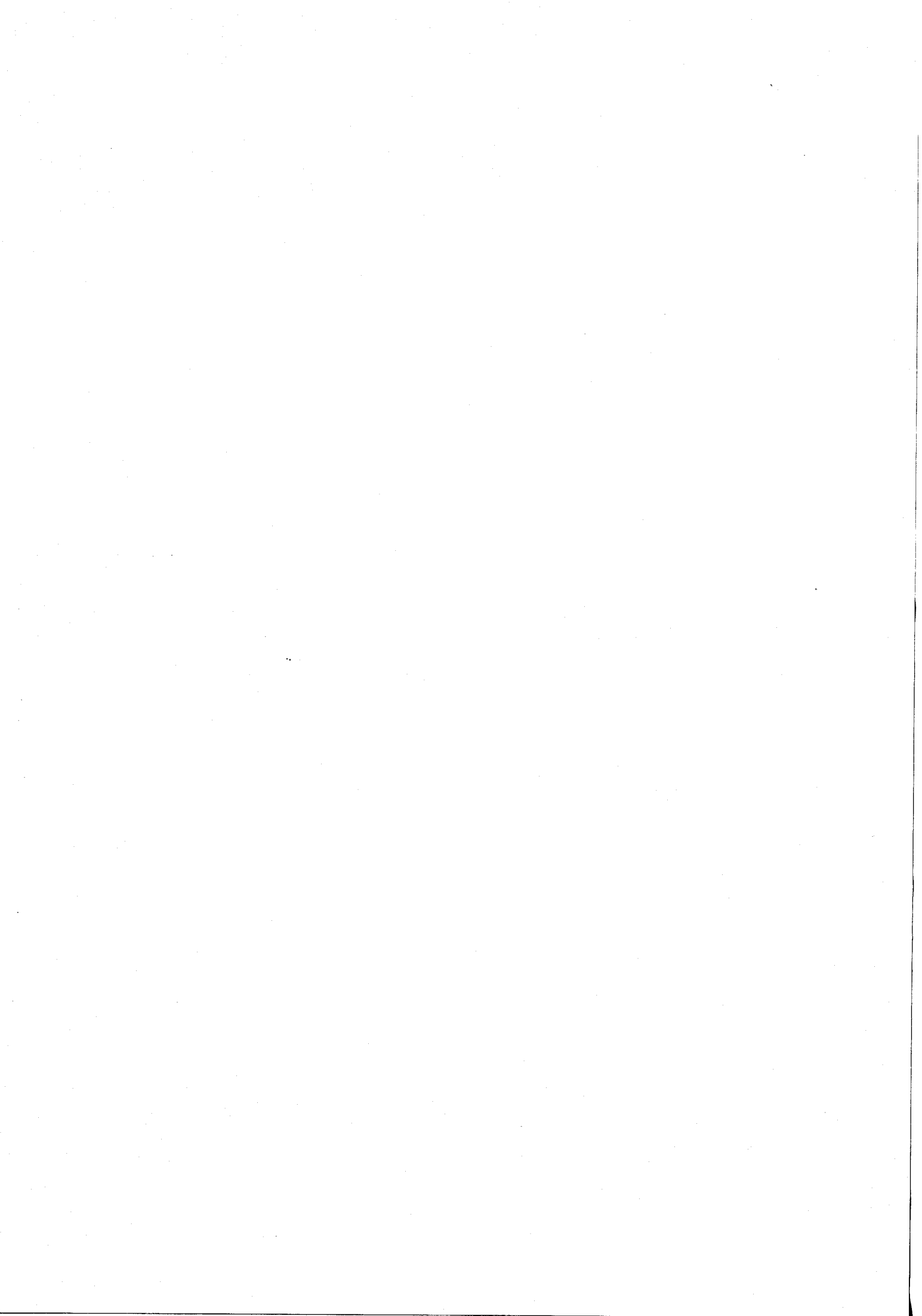




## CHAPITRE I

PRÉSENTATION D'UN MODÈLE DÉTAILLÉ DU RAYONNEMENT

ATMOSPHERIQUE DE GRANDES LONGUEURS D'ONDE



# I - PRÉSENTATION D'UN MODÈLE DÉTAILLÉ DU RAYONNEMENT ATMOSPHÉRIQUE DE GRANDES LONGUEURS D'ONDE.

## I - 1. RAPPELS ET DEFINITIONS.

La détermination des flux radiatifs infrarouges et du profil du taux de refroidissement radiatif (TRR) dans l'atmosphère nécessite cinq étapes intervenant dans un ordre variable suivant la méthode de calcul employée :

- Développement d'une solution formelle de l'équation du transfert radiatif,
- Intégration sur une coordonnée de hauteur en tenant compte des inhomogénéités de température, de pression et de densités d'absorbants
- Intégration sur l'intervalle spectral pour obtenir des luminances totales,
- Intégration des luminances sur l'angle zénithal pour obtenir les flux totaux,
- Différentiation de la distribution des flux par rapport à la coordonnée de hauteur pour obtenir la divergence des flux et le taux de refroidissement.

Soit  $I_\nu(M, \vec{s})$  la luminance énergétique au point  $M$  du rayonnement monochromatique de nombre d'onde  $\nu$  se propageant dans la direction  $\vec{s}$ . L'équation de transfert régissant cette luminance s'écrit :

$$\frac{dI_\nu(M, \vec{s})}{ds} = - K_\nu(M) \{I_\nu(M, \vec{s}) - J_\nu(M, \vec{s})\} \quad (I-1)$$

$J_\nu(M, \vec{s})$  est la fonction source,  $K_\nu(M)$  le coefficient d'extinction totale. Pour une atmosphère plane, parallèle, claire, en équilibre thermodynamique local, l'équation (I-1) prend la forme ,

$$\mu \frac{dI_\nu(z, \mu)}{dz} = - k_\nu(z) \{I_\nu(z, \mu) - B_\nu(z)\} , \quad (I-2)$$

où  $\mu = \cos \theta$ ,  $\theta$  angle zénithal

$B_\nu$  luminance du corps noir à la température  $T(z)$ ,

$k_\nu$  coefficient d'absorption moléculaire (absorption par les gaz atmosphériques).

En séparant les luminances montante et descendante et après intégration, nous obtenons

$$I_\nu^\uparrow(z, \mu) = I_\nu^\uparrow(0, \mu) t_\nu(0, z; \mu) + \int_0^z B_\nu(z') dt_\nu(z', z; \mu), \quad (\text{I-3a})$$

$$I_\nu^\downarrow(z, \mu) = I_\nu^\downarrow(\infty, \mu) t_\nu(z, \infty; \mu) - \int_z^\infty B_\nu(z') dt_\nu(z, z'; \mu). \quad (\text{I-3b})$$

Dans les équations (I-3a) et (I-3b),  $t_\nu(z, z'; \mu)$  est la transmission au nombre d'onde  $\nu$  de la couche située entre les altitudes  $z$  et  $z'$ , traversée sous l'angle  $\theta$ , (avec  $\mu = \cos \theta$ )

$$t_\nu(z, z'; \mu) = \exp \left[ -\frac{1}{\mu} \tau_\nu(z, z') \right], \quad (\text{I-4})$$

où l'épaisseur optique  $\tau_\nu$  de la couche s'écrit :

$$\tau_\nu(z, z') = \sum_j \int_z^{z'} k_{\nu j}(z'') \rho_j(z'') dz'' . \quad (\text{I-5})$$

$\rho_j$  est la densité du  $j^{\text{ème}}$  gaz absorbant et  $k_{\nu j}$  est le coefficient d'absorption qui s'écrit :

$$k_\nu = \sum_i S_i g_i(\nu - \nu_{i0}) \quad (\text{I-6})$$

La somme porte sur toutes les raies qui contribuent à l'absorption au nombre d'onde  $\nu$  centrées respectivement en  $\nu_{i0}$  et d'intensité  $S_i$ . Le facteur de forme  $g_i$  est une fonction de la température et de la pression.

Les équations (I-3a) et (I-3b) peuvent encore s'écrire, après intégration par parties,

$$I_{\nu}^{\uparrow}(z, \mu) = \{I_{\nu}^{\uparrow}(0, \mu) - B_{\nu}(0)\} t_{\nu}(0, z; \mu) + B_{\nu}(z) - \int_0^z \frac{dB_{\nu}(z')}{dz'} t_{\nu}(z', z; \mu) dz' ,$$

(I-7a)

$$I_{\nu}^{\downarrow}(z, \mu) = \{I_{\nu}^{\downarrow}(Z, \mu) - B_{\nu}(Z)\} t_{\nu}(z, Z; \mu) + B_{\nu}(z) + \int_z^Z \frac{dB_{\nu}(z')}{dz'} t_{\nu}(z, z'; \mu) dz' ,$$

(I-7b)

Dans (I-7a), le terme entre crochet est nul sauf s'il existe une discontinuité de température à la surface. De plus, pour une atmosphère planétaire, aucun rayonnement infrarouge n'est incident au sommet de l'atmosphère et  $I_{\nu}^{\downarrow}(Z, \mu)$  est nul.

La quantité à déterminer est le taux de refroidissement radiatif (TRR), c'est à dire le taux avec lequel la température d'une atmosphère en équilibre hydrostatique changerait en absence de tout processus autre que l'émission-absorption de rayonnement infrarouge

$$\frac{\partial T(z)}{\partial z} = - \frac{1}{\rho_a(z) C_p} \frac{dF(z)}{dz} = \frac{g}{C_p} \frac{dF(z)}{dp} ,$$

(I-8)

où  $\rho_a$  est la densité de l'air à l'altitude  $z$ ,  $C_p$  la capacité calorifique

à pression constante,  $g$  l'accélération de la pesanteur,  $p$  la pression et  $F$  le flux radiatif net total tel que

$$F(z) = \int_0^{\infty} F_{\nu}(z) d\nu \quad (\text{I-9})$$

et

$$F_{\nu}(z) = F_{\nu}^{\uparrow}(z) - F_{\nu}^{\downarrow}(z) \quad , \quad (\text{I-10})$$

$$F_{\nu}(z) = 2\pi \int_0^1 \mu I_{\nu}^{\uparrow}(z, \mu) d\mu - 2\pi \int_0^1 \mu I_{\nu}^{\downarrow}(z, \mu) d\mu \quad (\text{I-11})$$

Pour un nombre d'onde donné, il est théoriquement possible à partir des équations (I-7) à (I-11) de déterminer précisément l'énergie radiative à un niveau donné de l'atmosphère, si l'on se donne le profil de température, les distributions des différents constituants atmosphériques et les paramètres spectroscopiques des raies d'absorption qui ont une influence au nombre d'onde considéré. L'outil privilégié, car le plus précis pour ce travail, est le modèle dit raie-par-raie et couche-par-couche qui calcule la transmission atmosphérique en cumulant tout le long du chemin optique les contributions de toutes les raies d'absorption de tous les gaz absorbants dans des intervalles spectraux très étroits, dont la largeur est généralement de l'ordre de la demi-largeur de raie. Ce modèle très versatile et très précis prend en compte toutes les homogénéités atmosphériques ainsi que d'éventuelles fonctions d'instrument (cf. par exemple, Scott, 1974). Les temps de calcul sont de l'ordre de plusieurs secondes par  $\text{cm}^{-1}$ , ce qui limite l'usage d'une telle méthode à des calculs non répétitifs. Pour des usages allant du dépouillement de mesures satellitaires à l'évaluation de la contribution du rayonnement dans la modélisation de la circulation générale, divers algorithmes ont été développés qui tendent tous à réaliser le meilleur compromis entre précision et rapidité de calcul. Ces algorithmes incorporent généralement une ou plusieurs approximations qui permettent de simplifier l'évaluation du TRR.

Nous passerons en revue ces différentes hypothèses simplificatrices couramment employées afin de mieux situer le degré d'approximation de notre modèle. Ces approximations sont présentées pour le flux descendant ; elles s'appliqueraient de même au flux montant.

Si l'on considère le flux descendant total, on peut, à partir de (I-3b), (I-4), (I-6) et (I-11), l'écrire sous la forme

$$F^\dagger(z) = \int_0^\infty \int_0^1 \int_z^\infty \pi B_\nu(z') \frac{d}{dz'} \exp \left\{ -\frac{1}{\mu} \sum_j \int_{z'}^\infty \sum_i S_i(z'') g_i(\nu, z'') \rho_j(z'') dz'' \right\} dz' \mu d\mu d\nu. \quad (I-12)$$

### I - 1.1. Approximation de Curtis - Godson.

Dans l'expression (I-12) le coefficient d'absorption est une fonction de la température et de la pression via l'intensité des raies d'absorption et leur facteur de forme. Pour un trajet le long duquel la pression et la température varient, le calcul de la transmission doit tenir compte des variations du coefficient d'absorption. L'approximation de Curtis - Godson (cf. Goody, 1964) consiste à définir un trajet homogène équivalent à la pression  $\bar{p}$ , à la température  $\bar{T}$  avec une quantité d'absorbant  $\bar{m}$ .

$$F^\dagger(z) = \int_0^\infty \int_0^1 \int_z^\infty \pi B_\nu(z') \frac{d}{dz'} \left( \exp -\frac{1}{\mu} \sum_j \sum_i S_i(\bar{T}) g_i(\nu, \bar{p}, \bar{T}) \bar{m}_j \right) dz' \mu d\mu d\nu \quad (I-13)$$

### I - 1.2. Modèle de bande.

Les coefficients d'absorption varient très rapidement avec le nombre d'onde et présentent une structure de bande complexe. Connaissant la position,



l'intensité et la forme de toutes les raies d'une bande d'absorption, il est possible d'effectuer les intégrations nécessaires numériquement. Cette tâche requiert un temps très long sur un gros ordinateur (modèle "raie par raie"). Pour des applications météorologiques, il est habituel de construire un modèle de bande équivalent et de caractériser l'absorption de la bande en termes de paramètres du modèle.

Le spectre total est divisé en  $N$  intervalles spectraux sur chacun desquels on évalue une transmission moyenne, et l'on remplace l'intégrale sur le nombre d'onde de l'expression (I-13) par une somme sur ces intervalles spectraux

$$F^\downarrow(z) = \sum_{n=1}^N \int_0^1 \int_z^\infty \pi B_{\Delta\nu_n}(z') \frac{d}{dz'} (t_{\Delta\nu_n}(\bar{m}/\mu, p, T)) dz' \mu d\mu \Delta\nu_n \quad (I-14)$$

### I - 1.3. Approximation diffuse.

Prise sous la forme (I-7b) l'intégration sur l'angle zénithal de la luminance descendante amène à évaluer l'expression suivante

$$\int_0^1 \int_z^\infty \frac{dB(z')}{dz'} \exp \left[ -\frac{1}{\mu} \tau(z, z') \right] dz' \mu d\mu$$

qui fait apparaître l'exponentielle intégrale d'ordre 3,  $E_3(x)$  telle que

$$E_n(x) = \int_0^1 \mu^{n-2} \exp(-x/\mu) d\mu .$$

La fonction  $E_3(x)$  vaut 0,5 pour  $x = 0$  et tend vers 0 quand



x tend vers l'infini. Une bonne approximation en est donnée par :

$$2 E_3(x) \simeq \exp(-rx) \quad ,$$

où r est appelé coefficient de diffusivité (Elsasser, 1942, Goody, 1964) qui dépend à la fois du nombre d'onde et de la quantité d'absorbant. Sa valeur est comprise entre 1 et 2. La valeur  $r = 1,66$  a été testée par Rodgers et Walshaw (1966) comme donnant les taux de refroidissement avec une précision meilleure que 1,5 % par rapport à un calcul exact, conclusion obtenue également par Ellingson (1972), Hunt et Mattingly (1976) et Wang (1982) :

$$F^\dagger(z) = \sum_{n=1}^N \int_z \pi B_{\Delta\nu_n}(z') \frac{d}{dz'} (t_{\Delta\nu_n}(\bar{r}, \bar{p}, \bar{T})) dz' \Delta\nu_n \quad . \quad (I-15)$$

#### I - 1.4. Emissivité.

On élimine toute intégration sur le nombre d'onde et le spectre infrarouge est traité en un seul intervalle. En supposant qu'un seul absorbant intervient et que la transmission n'est fonction que d'un seul paramètre (par exemple  $u = \bar{m}p$ , la quantité d'absorbant pondérée par la pression), on écrit le flux descendant sous la forme

$$F^\dagger(z) = \int_z^\infty \sigma T^4(z') \frac{d\epsilon^\dagger(r u(z, z'))}{dz'} dz' \quad (I-16)$$

où l'émissivité  $\epsilon$  est l'absorption moyenne pondérée par la fonction de Planck

$$\epsilon^\dagger(u) = \frac{1}{\sigma T^4} \int_0^\infty \pi B_\nu(T) \{1 - t_\nu(u)\} d\nu$$

### I - 1.5. Refroidissement vers l'espace.

Différents calculs (Rodgers et Walshaw, 1966) ayant montré que pour de nombreuses situations atmosphériques, le terme d'échange avec l'espace domine le terme d'échange avec la surface et celui d'échange interne entre les couches, cette approximation consiste à ne retenir dans la formulation du taux de refroidissement radiatif que ce terme d'échange avec l'espace.

Dans le cas général, on a donc :

$$R(z) = \int_0^{\infty} \pi B_{\nu}(z) \frac{dt_{\nu}(z, \infty)}{dz} d\nu$$

Pour un calcul utilisant la méthode d'émissivité, on a :

$$R(z) = \sigma T^4(z) \frac{d\varepsilon^{\downarrow}(z, \infty)}{dz}$$

### I - 1.6. Refroidissement newtonien.

Le refroidissement est supposé varier linéairement en fonction de la température locale

$$R(z) = a + b T(z) .$$

On obtient les coefficients de refroidissement newtonien en linéarisant l'expression du refroidissement vers l'espace en fonction des écarts à un profil standard de température.

I - 2. DESCRIPTION DETAILLEE DU MODELE.

Dans notre modèle de calcul du TRR, la transmission est évaluée à l'aide de modèles de bande de type statistique, ce qui permet une incorporation aisée de l'approximation de Curtis-Godson et d'une formulation approchée de la forme de raie de Voigt. L'intégration explicite sur l'angle zénithal est évitée par l'emploi de l'approximation diffuse. Les flux montant et descendant s'écrivent :

$$F_j^\uparrow(z) = \{F_j^\uparrow(o) - \pi B_j(o)\} t_j(z,o;r) + \pi B_j(z) - \int_0^z \pi \frac{dB_j(z')}{dz'} t_j(z,z';r) dz' \quad (I - 17a)$$

$$F_j^\downarrow(z) = \{F_j^\downarrow(Z) - \pi B_j(Z)\} t_j(Z,z;r) + \pi B_j(z) + \int_z^Z \pi \frac{dB_j(z')}{dz'} t_j(z',z;r) dz' \quad (I - 17b)$$

où l'indice  $j$  caractérise l'intervalle spectral.

$F_j^\uparrow(o)$  est le flux montant de la surface,  $\pi B_j(o)$  celui émis par l'air situé au voisinage immédiat de la surface,  $\pi B_j(Z)$  celui émis par l'air au niveau le plus élevé du modèle.  $F_j^\downarrow(Z)$ , flux descendant du sommet du modèle est nul. Le flux montant de la surface d'émissivité  $\epsilon$  s'écrit :

$$F_j^\uparrow(o) = (1-\epsilon) F_j^\downarrow(o) + \epsilon \pi B_j(T_{\text{surf}})$$

I - 2.1. Absorption par les divers constituants atmosphériques.

Parmi les différents types d'énergie que peut posséder une molécule de gaz (énergie de translation, électronique, de vibration, de rotation), seuls

les deux derniers interviennent dans le domaine 4 à 100  $\mu\text{m}$  caractéristique du rayonnement terrestre. Les changements de niveaux d'énergie ont lieu par absorption ou émission d'un quantum correspondant à une longueur d'onde spécifique, à une raie spectrale.

Les transitions électroniques mettent en jeu des niveaux de haute énergie (plusieurs eV) et les raies spectrales correspondantes se situent dans les parties ultraviolette et visible du spectre. A l'opposé, les transitions de rotation nécessitent relativement peu d'énergie ( $\sim 10^{-4}$  eV) et les raies de rotation pure sont habituellement dans l'infrarouge lointain et dans le domaine microonde. Les énergies des niveaux de vibration moléculaire se situent entre les deux ( $\sim 10^{-1}$  eV). Les raies de vibration apparaissent rarement seules et sont généralement accompagnées de raies de rotation. Ces combinaisons de vibrations moléculaires et de rotations sont responsables des groupes de raies qui forment les nombreuses bandes de vibration-rotation des spectres des gaz atmosphériques dans le proche et moyen infrarouge.

Les molécules diatomiques  $\text{O}_2$  et  $\text{N}_2$ , oxygène et azote, symétriques de moment dipolaire nul, n'ont pas de spectre de rotation pure et n'interviennent pas dans l'infrarouge.

L'absorption gazeuse et l'émission du rayonnement dans l'atmosphère sont surtout dues à la vapeur d'eau, au gaz carbonique, à l'ozone et aux autres constituants mineurs tels l'oxyde nitreux, le méthane, l'oxyde de carbone, l'oxyde nitrique. Compte tenu de leurs concentrations et de leurs pouvoirs d'absorption respectifs, seuls les cinq premiers sont importants pour la détermination du bilan énergétique de l'atmosphère. Bien qu'apparemment de peu d'influence sur le bilan radiatif du système Terre - Atmosphère (1 à 2 %), l'absorption par l'oxyde nitreux et le méthane ne peut être négligée pour l'analyse de mesures satellitaires dans des canaux étroits recouvrant leurs principales bandes d'absorption.

Dans la suite, nous présentons qualitativement les principales caractéristiques de l'absorption atmosphérique par la vapeur d'eau, le gaz carbonique, l'ozone, l'oxyde nitreux et le méthane. Notre modèle inclut l'absorption par ces



cinq constituants calculée à partir des paramètres spectroscopiques des raies compilés par Mc Clatchey et al. (1973) et Rothman (1981). On se reportera à ces auteurs pour une description détaillée des transitions présentes dans leur compilation.

#### I - 2.1.1. La vapeur d'eau.

De distribution extrêmement variable à la fois dans le temps et dans l'espace, la vapeur d'eau est le plus abondant des gaz radiativement importants de l'atmosphère. Elle possède des bandes d'absorption intenses aussi bien dans les domaines de courtes que de grandes longueurs d'onde. La structure thermique de la troposphère est maintenue principalement par la présence de l'eau aussi bien en phase gazeuse qu'en phases liquide ou solide dans le système nuageux de la planète. Dans la troposphère, la vapeur d'eau est le principal absorbant et possède dans tout le spectre infrarouge une opacité significative représentée sur la figure (I-1) par la distribution du coefficient d'absorption en fonction du nombre d'onde.

La molécule de vapeur d'eau est une molécule triatomique non linéaire de type toupie asymétrique. Elle possède dans l'infrarouge un spectre de vibration - rotation riche et complexe. Les vibrations fondamentales  $\nu_1$  et  $\nu_3$  sont à de trop courtes longueurs d'onde (2,74  $\mu\text{m}$  et 2,66  $\mu\text{m}$ ) pour avoir de l'importance dans le rayonnement terrestre, mais elles absorbent des quantités importantes de rayonnement solaire. La fondamentale  $\nu_2$  centrée à 6,25  $\mu\text{m}$  est, en combinaison avec des transitions de rotation, responsable de la très forte bande à 6,3  $\mu\text{m}$  dont les ailes s'étendent de 5 à 9  $\mu\text{m}$ . Une bande purement rotationnelle s'étend avec une intensité variable de 18  $\mu\text{m}$  jusqu'au delà de 100  $\mu\text{m}$ , avec des ailes se superposant, du côté des courtes longueurs d'onde, à des parties de la bande à 15  $\mu\text{m}$  du  $\text{CO}_2$ . Ces deux dernières bandes (6,3  $\mu\text{m}$  et rotation) exercent une forte influence sur l'équilibre énergétique de l'atmosphère.

### I - 2.1.2. Le gaz carbonique.

Puisque la molécule de  $\text{CO}_2$  est de type linéaire, le gaz carbonique a un spectre d'absorption relativement simple. La figure (I-2) présente l'ensemble des bandes prises en compte dans notre modèle.

Pour la molécule  $^{12}\text{C } ^{16}\text{O}_2$  symétrique, il n'existe pas de spectre de rotation pure. Les formes isotopiques non symétriques présentent une structure de rotation faible mais leurs concentrations dans l'atmosphère présentée dans le tableau (I-1) sont telles qu'elles n'exercent pas d'influence majeure sur le régime terrestre.

Du fait de la symétrie, la fondamentale  $\nu_1$  n'implique aucun changement de moment dipolaire et la transition  $00^0-10^0$  n'est active qu'induite par la pression. Cette transition est alors responsable de la bande située vers  $7,6 \mu\text{m}$  centrée à  $1388,1 \text{ cm}^{-1}$ . La fondamentale  $\nu_2$  centrée à  $14,98 \mu\text{m}$ , combinée avec d'autres bandes dont les plus importantes sont présentées dans le tableau (I-2), est à l'origine de la très forte bande d'absorption à  $15 \mu\text{m}$ . Du fait de sa position près du maximum de la fonction de Planck correspondant aux températures atmosphériques, cette bande est très importante pour le régime radiatif terrestre, particulièrement dans la haute troposphère et la stratosphère. Les bandes  $\nu_3$  centrées vers  $4,3 \mu\text{m}$  sont aussi très fortes, mais situées dans une région de faible intensité tant du rayonnement solaire que du rayonnement terrestre, elles n'exercent qu'une très faible influence sur le bilan radiatif de l'atmosphère.

Les autres bandes du  $\text{CO}_2$  dans le domaine infrarouge sont à environ  $5 \mu\text{m}$ , à  $9,4$  et  $10,4 \mu\text{m}$  et sont beaucoup plus faibles. Contrairement à la bande à  $15 \mu\text{m}$  qui est en grande partie opaque jusqu'à de hautes altitudes, ces deux dernières bandes, situées dans la fenêtre atmosphérique, ne sont pas saturées. Elles réagiraient donc de façon linéaire à une éventuelle augmentation de la teneur atmosphérique en gaz carbonique et doivent donc être prises en compte dans tout calcul de la sensibilité des flux radiatifs à un tel forçage.

### I - 2.1.3. L'ozone.

La molécule d'ozone de type triatomique non linéaire possède un spectre de rotation relativement fort, et l'absorption correspondante est présentée sur la figure (I-3).

Les trois bandes fondamentales de vibration se placent respectivement à 9,066  $\mu\text{m}$ , 14,27  $\mu\text{m}$  et 9,597  $\mu\text{m}$ . Les vibrations  $\nu_3$  très forte et  $\nu_1$  d'intensité moyenne se combinent pour donner la bande à 9,6  $\mu\text{m}$  de l'ozone.

Cette bande située dans une relativement bonne "fenêtre" des autres gaz et proche du maximum de la fonction de Planck, exerce une influence particulière sur le bilan énergétique infrarouge de l'atmosphère, en particulier dans la stratosphère qui correspond au maximum de la distribution de l'ozone. Cette distribution variable avec la latitude et les saisons fait de l'ozone un élément important dans le bilan radiatif global (Ramanathan et Dickinson, 1979).

La fondamentale  $\nu_2$  est en grande partie masquée par la bande à 15  $\mu\text{m}$  du  $\text{CO}_2$  ; la bande à 4,7  $\mu\text{m}$  de forte intensité, mais intervenant dans une région de faible intensité de la distribution d'énergie de Planck a une influence négligeable.

### I - 2.1.4. L'oxyde nitreux et le méthane.

D'après Donner et Ramanathan (1980), l'opacité infrarouge due aux concentrations de  $\text{N}_2\text{O}$  et  $\text{CH}_4$  actuellement observées contribue pour près de 2 K à la température de surface (en moyenne hémisphérique annuelle). Les effets radiatifs de ces absorbants ne peuvent donc être négligés dans les modèles climatiques utilisés pour étudier la sensibilité du climat à différents forçages dont la réponse est de cet ordre de grandeur.

Pour le méthane dont l'absorption est présentée sur la figure (I-4) la seule bande d'absorption intervenant dans le domaine du rayonnement telluri-

que correspond à la vibration  $\nu_4$  à  $1306 \text{ cm}^{-1}$  ( $7,66 \text{ }\mu\text{m}$ ) tandis que l'oxyde nitreux possède trois bandes fondamentales intervenant dans ce domaine spectral, respectivement à  $1286 \text{ cm}^{-1}$  (vibration  $\nu_1$ ),  $589 \text{ cm}^{-1}$  (vibration  $\nu_2$ ) et  $2224 \text{ cm}^{-1}$  (vibration  $\nu_3$ ) (figure I-5).

#### I - 2.1.5. Le continuum d'absorption de la vapeur d'eau.

Les paramètres spectroscopiques des raies de la plupart des absorbants atmosphériques autres que la vapeur d'eau sont suffisamment bien connus pour permettre un calcul précis de l'absorption à l'aide d'un modèle de transmission de type raie-par-raie. Cependant l'absorption dans les fenêtres d'absorption de la vapeur d'eau (entre 3 et  $0,3 \text{ mm}$ , vers  $20 \text{ }\mu\text{m}$ , entre 8 et  $13 \text{ }\mu\text{m}$ , vers  $3,7 \text{ }\mu\text{m}$ ) mesurée en laboratoire ou dans l'atmosphère (cf. par exemple Imbault et al., 1981) est habituellement plus grande que celle prédite d'après les intensités et les largeurs connues et les théories actuellement appliquées pour décrire les formes de raies. L'absorption anormale ("anomalous absorption" d'après Gebbie, 1980) que représente la différence entre les valeurs observées et calculées possède quatre caractéristiques qui, d'après Burch et Gryvnak (1980), sont communes à toutes les fenêtres infrarouges et millimétriques : i - cette absorption a la nature d'un continuum, c'est à dire qu'elle ne varie pas rapidement avec le nombre d'onde ; ii - elle décroît rapidement quand la température augmente ; iii - elle est beaucoup plus forte pour des raies auto-élargies (absorption par de la vapeur d'eau pure) que pour des raies observées dans des mélanges de vapeur d'eau et d'azote ; iiii - le pourcentage d'erreur entre l'expérience et la théorie est plus important dans les régions de faible absorption que dans celles d'absorption moyenne ou forte. L'origine de cette absorption anormale a été (est encore) au centre de nombreuses discussions depuis quinze ans. Bignell (1970) a montré que cette absorption est proportionnelle à la pression partielle de la vapeur d'eau (d'où le nom d'absorption de type e). Certains auteurs, parmi lesquels Bignell (1970) et Grassl (1973 a,b) pensent que cette absorption est due à des dimères de la vapeur d'eau, associations de molécules par paires d'autant plus fréquentes que la pression partielle est élevée, mais susceptibles de se rompre quand la température s'élève. Des polymères d'ordre plus élevé



et des agrégats de molécules de vapeur d'eau autour d'ions peuvent aussi, d'après Carlon (1978 a,b) jouer un rôle dans cette absorption anormale. A l'encontre de ce type d'explications, il apparaît douteux que les concentrations atmosphériques de dimères, de polymères et d'agrégats ioniques soient suffisantes pour expliquer l'effet observé. D'autres auteurs, tels Burch et Gryvnak (1980) et Clough et al. (1980) attribuent cette absorption supplémentaire aux ailes extrêmes de raies auto-élargies de la vapeur d'eau et remettent parallèlement en cause les théories employées pour décrire la forme des raies loin de la résonance.

Quelqu'en soit l'origine, il est primordial d'incorporer l'effet de cette absorption anormale dans tout calcul de bilan radiatif. La fenêtre atmosphérique entre 8 et 13  $\mu\text{m}$  correspond au maximum de l'intensité du corps noir aux températures des basses couches de l'atmosphère et influence plus que tout autre partie du spectre le flux radiatif et donc le taux de refroidissement de ces plus basses couches. Grassl (1973 b) a montré que les températures de surface de la mer déduites de mesures satellitaires à 11  $\mu\text{m}$  sont systématiquement trop froides de 1 à 4 K si l'absorption de type e n'est pas prise en compte. Grassl (1976) attribue 60 % du refroidissement infrarouge total en zone tropicale à cette même absorption. Kiehl et Ramanathan (1982) et Wang (1983) ont par ailleurs montré que la prise en compte du recouvrement de la bande à 15  $\mu\text{m}$  du  $\text{CO}_2$  par le continuum de la vapeur d'eau modifie de façon non négligeable la sensibilité de l'atmosphère à un doublement de la concentration en gaz carbonique.

#### I - 2.2. Calcul des fonctions de transmission.

Dans de nombreuses régions du spectre du rayonnement terrestre, nous trouvons des superpositions de bandes actives de plusieurs gaz. Le théorème de multiplication des transmissions (Elsasser, 1942) donne la transmission totale d'un mélange de gaz comme le produit des transmissions de chacun des gaz dans le cas où aucune corrélation n'existe entre les spectres des gaz du mélange. Stricto sensu, ce théorème ne s'applique qu'à des transmissions monochromatiques ; cependant ce théorème permet d'obtenir une bonne précision pour des transmissions évaluées sur des intervalles spectraux finis mais étroits (Goody, 1964).

Le modèle prend en compte l'absorption par la vapeur d'eau, le gaz carbonique, l'ozone, l'oxyde nitreux et le méthane dans les bandes décrites en I - 2.1 et l'absorption par le continuum de la vapeur d'eau sur l'ensemble du spectre tellurique. Le spectre est divisé en 365 intervalles spectraux de largeur  $\Delta\nu = 5 \text{ cm}^{-1}$  entre 0 et  $1110 \text{ cm}^{-1}$ ,  $\Delta\nu = 10 \text{ cm}^{-1}$  entre  $1110$  et  $2200 \text{ cm}^{-1}$ , et  $\Delta\nu = 20 \text{ cm}^{-1}$  au delà de  $2200 \text{ cm}^{-1}$ . Ainsi définis ces intervalles permettent une bonne description des variations spectrales de la transmission et des recouvrements entre bandes d'absorption de différents gaz. Les largeurs choisies pour les intervalles spectraux leur permettent par ailleurs de contenir un nombre de raies suffisamment important pour que les modèles de transmission employés, de type statistique, restent bien adaptés (Zdunkowski et Raymond, 1970).

#### I - 2.2.1. Modèles de bandes.

La justification de l'utilisation de modèles de type statistique pour évaluer les fonctions de transmission tient dans le succès que de nombreux chercheurs ont obtenu en décrivant à l'aide de ces modèles, des mesures de laboratoire (Kiehl et Ramanathan, 1982)) ou des mesures satellitaires (Ellingson et Gille, 1978 ; Timofeyev et Trifonov, 1981) et en reproduisant avec ces modèles des résultats de calculs obtenus par des intégrations raie par raie (Walshaw, 1955 ; Goody, 1964 ; Mc Clatchey, 1964 ; Rodgers et Walshaw, 1966 ; Rodgers, 1968 ; Goldman et Kyle, 1968 ; Luther, 1982).

Nous avons utilisé pour la vapeur d'eau, l'oxyde nitreux et le méthane le modèle de Goody (1952) qui donne la transmission sous la forme

$$t_{\Delta\nu}^G = \exp \left[ - \frac{N_0 k m}{\Delta\nu(1 + km/\pi\alpha)^{\frac{1}{2}}} \right] \quad (\text{I-19})$$

La transmission par le gaz carbonique et l'ozone est calculée à l'aide du modèle de Malkmus (1967)

$$t_{\Delta\nu}^M = \exp \left\{ - \frac{2 \pi \alpha N_0}{\Delta\nu} \left[ (1 + km/\pi\alpha)^{\frac{1}{2}} - 1 \right] \right\} \quad (I-20)$$

Dans ces expressions,  $N_0$  est le nombre de raies d'intensité moyenne  $k$ , de demi-largeur moyenne  $\alpha$ , distribuées au hasard sur un intervalle de largeur  $\Delta\nu$ . Les paramètres  $k$  et  $k/\pi\alpha$  sont reliés aux intensités  $S_i$  et aux demi-largeurs  $\alpha_i$  des raies par les relations suivantes :

$$k = \frac{\sum_{i=1}^{N_0} S_i}{N_0} \quad (I-21)$$

$$\frac{k}{\pi\alpha} = \frac{1}{4} \left[ \frac{\sum_{i=1}^{N_0} S_i}{\sum_{i=1}^{N_0} (S_i \alpha_i)^{\frac{1}{2}}} \right]^2 \quad (I-22)$$

### I - 2.2.2. Forme des raies spectrales.

La forme d'une raie spectrale dépend de trois facteurs différents :

- l'élargissement naturel, conséquence du principe d'incertitude,
- l'élargissement Doppler, dû à l'agitation des molécules,
- l'élargissement par collision dû à la perturbation des niveaux d'énergie de la molécule pendant une collision.

De ces trois processus, seuls les deux derniers ont une importance pour l'absorption du rayonnement atmosphérique.

Dans la troposphère pour des pressions supérieures à 100 mb, les raies sont essentiellement élargies par collision des molécules du gaz absorbant

entre elles et avec celles des gaz environnants, la forme de la raie est dite de Lorentz et le facteur de forme de l'expression (I-6) s'écrit :

$$g(\nu - \nu_0) = \frac{\alpha_L}{\pi \{ (\nu - \nu_0)^2 + \alpha_L^2 \}} \quad (\text{I-23})$$

où  $\alpha_L$ , demi largeur de raie, est définie en unité de nombre d'onde par :

$$\alpha_L = \frac{1}{c\tau}$$

c vitesse de la lumière,  $\tau$  temps moyen entre deux collisions.

Dans les conditions standards de température et de pression,  $\alpha_L$  varie entre 0,05 et 0,2  $\text{cm}^{-1}$  pour les principaux gaz atmosphériques. Aux très faibles pressions, la forme de la raie est due à l'élargissement Doppler causé par l'agitation thermique des molécules absorbantes dont la vitesse présente une composante suivant la direction suivie par le rayon lumineux. Le facteur de forme obtenu à partir de la théorie cinétique des gaz est :

$$g(\nu - \nu_0) = \frac{1}{\alpha_D \sqrt{\pi}} \exp \{ - (\nu - \nu_0)^2 / \alpha_D^2 \} , \quad (\text{I-24})$$

avec

$$\alpha_D = \frac{\nu_0}{c} \left( \frac{2 k_B T}{m} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (\text{I-25})$$

où  $m$  est la masse de la molécule et  $k_B$  la constante de Boltzmann. Pour les bandes infrarouges des gaz atmosphériques, les largeurs Doppler sont de l'ordre de  $10^{-3} \text{ cm}^{-1}$ . D'une manière générale, les élargissements Doppler et par collision sont présents et les raies ont un profil dit de Voigt qui

correspond au produit de convolution des profils de Lorentz et de Doppler.

Pour les trois gaz les plus importants considérés dans le modèle, on a fait figurer ci-dessous l'altitude pour laquelle les largeurs Lorentz et Doppler sont égales.

Gaz	Z(km)	Réf.
CO <sub>2</sub>	33	Bates et al. (1967)
H <sub>2</sub> O	31	Goody (1964)
O <sub>3</sub>	30	Kuhn et London (1969)

Une raie de Voigt consiste en une partie centrale Doppler avec des ailes Lorentz. Si de telles raies sont saturées (comme c'est le cas au centre des bandes), la partie centrale Doppler ne contribue pas au gradient de la transmission qui intervient dans l'expression du TRR. Et l'on peut donc en maintenant l'hypothèse de raies de Lorentz, calculer le TRR jusqu'à des altitudes plus élevées. Rodgers et Walshaw (1966) ont étudié l'altitude critique au-dessus de laquelle il est nécessaire de tenir compte de la transition des raies d'une forme de Lorentz à une forme Doppler dans les calculs du TRR et ont obtenu pour CO<sub>2</sub> : 52 km, H<sub>2</sub>O : 44 km, O<sub>3</sub> : 38 km.

Pour une utilisation limitée au niveau 30 km, généralement pris comme référence pour "le sommet de l'atmosphère" dans les modèles de circulation générale s'intéressant à la troposphère et à la basse stratosphère, il ne s'avère donc pas nécessaire de prendre en compte la transition de la forme des raies dans le calcul de l'absorption. Cependant, dans la mesure où notre modèle est aussi utilisé comme schéma de rayonnement de grandes longueurs d'onde pour un modèle atmosphérique unidimensionnel des interactions entre photochimie et rayonnement, pour lequel le sommet correspond au niveau 70 km d'altitude, nous avons choisi l'approximation développée par Fels (1979) pour décrire le profil d'une raie de Voigt.

L'intérêt de cette approximation est double :

- elle décrit la raie de Voigt par une formule analytique pratique à mettre en oeuvre numériquement et facilement applicable aux modèles de transmission de type statistique,

- elle permet une description unique et continue de la transmission quelle que soit l'altitude (contrairement aux méthodes de Dickinson (1972) ou Ramanathan (1976) qui emploient des paramétrisations différentes suivant l'altitude).

Cette approximation représente la raie de Voigt par une partie centrale rectangulaire avec des ailes de Lorentz :

$$g(v - v_0) = C \quad \text{si} \quad |v - v_0| < \Delta v_0$$
$$g(v - v_0) = \frac{\alpha_L}{\pi(v - v_0)^2} \quad \text{sinon}$$

(I-26)

où  $\alpha_L$  est la demi-largeur de Lorentz,  $v_0$  le nombre d'onde au centre de la raie. Etant donnée cette forme, les deux constantes  $C$ , hauteur de la partie centrale et  $\Delta v_0$ , sa largeur, sont reliées par la condition de normalisation habituelle :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} g(v - v_0) \, dv = 1$$

si bien que :

$$C = (2 \Delta v_0)^{-1} - \alpha_L (\pi \Delta v_0^2)^{-1}$$

(I-27)

$\Delta v_0$  dépend des largeurs Lorentz  $\alpha_L$  et Doppler  $\alpha_D$

$$\Delta v_0 = \frac{2}{\pi} (1 + \xi) \alpha_L + \beta \alpha_D \quad (\text{I-28})$$

où  $1 + \xi$  et  $\beta$  sont des paramètres ajustables proches de 1 ; Fels (1979) montre que  $\xi = 0,25$  donne la meilleure approximation pour la largeur équivalente d'une raie Lorentz et que  $\beta = 1,25$  fournit le meilleur accord entre la formulation approchée et la formulation exacte de la largeur équivalente Doppler (cf. Figure I-6). Cependant, pour le TRR dû à la bande à  $9,6 \mu\text{m}$  de l'ozone l'approximation de Fels comparée à un calcul correct complet donne les meilleurs résultats pour  $\xi = 1$  et  $\beta = 1,4$  (cf. fig. I-7).

Dans notre modèle, nous avons appliqué la formulation de Fels au modèle statistique de Goody (1952) pour le calcul de la transmission par la vapeur d'eau

$$\begin{aligned} -\ln t_{\Delta v}^G = & \frac{2}{\pi} \left[ \left( \frac{km}{\delta} \right) \left( \frac{\pi \alpha_L}{\delta} \right) \right]^{\frac{1}{2}} \tan^{-1} \left[ \frac{\delta}{\Delta v_0} \left( \frac{km}{\delta} \right) \left( \frac{\pi \alpha_L}{\delta} \right) \right]^{\frac{1}{2}} \\ & + \frac{2 \left( \frac{km}{\delta} \right) (\Delta v_0 C)}{1 + \left( \frac{km}{\delta} \right) (\Delta v_0 C) \left( \frac{\delta}{\Delta v_0} \right)} \end{aligned} \quad (\text{I-29})$$

Pour la transmission par le gaz carbonique et l'ozone, nous avons adapté la formule de Fels (1979) au modèle statistique de Malkmus (1967), soit :

$$\begin{aligned} -\ln t_{\Delta v}^M = & \frac{4}{\pi} \left[ \left( \frac{km}{\delta} \right) \left( \frac{\pi \alpha_L}{\delta} \right) \right]^{\frac{1}{2}} \tan^{-1} \left[ \frac{\delta}{\pi \Delta v_0} \left( \frac{km}{\delta} \right) \left( \frac{\pi \alpha_L}{\delta} \right) \right]^{\frac{1}{2}} \\ & + \frac{2 \Delta v_0}{\delta} \ln \left[ \frac{1 + \left( \frac{km}{\delta} \right) \left( \frac{\delta}{\Delta v_0} \right) (\Delta v_0 C)}{1 + \left( \frac{km}{\delta} \right) \left( \frac{\delta}{\Delta v_0} \right)^2 \left( \frac{\pi \alpha_L}{\delta} \right) \frac{1}{\pi^2}} \right] \end{aligned} \quad (\text{I-30})$$

I - 2.2.3. Variation du coefficient d'absorption avec la pression et la température.

On montre (voir par exemple Goody, 1964, chapitre 3) que la demi-largeur de raie de Lorentz varie comme :

$$\alpha(p, T) = \alpha_0 \frac{p}{p_0} \left( \frac{T_0}{T} \right)^n \quad (\text{I-31})$$

où  $T_0$  et  $p_0$  correspondent aux conditions standards de température et de pression.

La valeur de  $n$  dépend de la nature des molécules qui entrent en collision. Pour des collisions  $\text{H}_2\text{O} - \text{N}_2$ , Benedict et Kaplan (1959) ont montré que  $n = 0,62$  était une bonne valeur représentative. Pour les autres molécules, on retient la valeur  $n = 0,5$  correspondant à l'hypothèse de diamètres de collision indépendants de la température.

L'intensité d'une raie dépend de la température par l'intermédiaire de l'émission stimulée, de la fonction de partition et du facteur de Boltzmann qui déterminent la population des niveaux de la transition responsable de la raie.

$$S(T) = S(T_S) \frac{Q_v(T_S) Q_R(T_S)}{Q_v(T) Q_R(T)} \left[ \frac{1 - \exp(-C_2 \nu/T)}{1 - \exp(-C_2 \nu/T_S)} \right] \exp \left[ C_2 E'' \left( \frac{1}{T} - \frac{1}{T_S} \right) \right], \quad (\text{I-32})$$

où  $E''$  est l'énergie du niveau bas de la transition,  $\nu$  le nombre d'onde de la raie,  $Q_v$  et  $Q_R$  respectivement les fonctions de partition de vibration et de rotation. La constante  $C_2 (=hc/k_B)$  vaut 1,439 si  $E''$  et  $\nu$  sont donnés en  $\text{cm}^{-1}$ . Les fonctions de partition vibrationnelle pour les isotopes



les plus abondants des absorbants considérés dans notre modèle sont données dans le tableau (I-3). La dépendance en température de la fonction de partition rotationnelle est donnée par  $(T/T_S)^j$  où  $j$  prend les valeurs du tableau (I-3) et  $T_S$  vaut 296 K.

Pour illustrer l'effet de la variation de température sur l'absorption, les figures (I-8) à (I-12) présentent pour les cinq absorbants considérés dans notre modèle la distribution en fonction du nombre d'onde des fonctions  $\phi(200\text{ K})$  et  $\phi(300\text{ K})$  où

$$\phi(T) = \frac{\sum_{i=1}^N S_i(T)}{\sum_{i=1}^N S_i(T_0)} \quad (\text{I-33})$$

est le rapport du coefficient d'absorption  $k$  (éq. I-21) évalué à la température  $T$  sur celui évalué à la température de référence  $T_0 = 250\text{ K}$ .

Sur ces figures, apparaissent les différents régimes de variation de l'absorption avec la température discutés en particulier par Chou et Arking (1980). L'effet de la température étant lié au nombre quantique de rotation par le terme de Boltzmann, celui-ci est faible au centre des bandes d'absorption où interviennent principalement des raies de petit nombre quantique ; la variation avec la température se renforce dans les ailes des bandes où l'absorption s'effectue dans des raies correspondant à des nombres quantiques plus élevés ou des bandes chaudes.

Les relations (I-19) et (I-20) donnent la transmission pour un trajet optique à pression et température constantes. Pour un trajet atmosphérique non-homogène, le calcul de la transmission doit tenir compte des variations du coefficient d'absorption avec la température et la pression. Appliquée à un modèle de transmission de type statistique, l'approximation de Curtis-Godson affecte à ce trajet non-homogène une quantité d'absorbant pondérée par la température,  $\bar{m}$  et une quantité d'absorbant pondérée par la température et la

pression  $\bar{m}\phi$ , qui forcent la transmission à avoir un comportement asymptotique correct à la fois en régime d'absorption faible et en régime d'absorption forte (Goody, 1964 ; Morcrette, 1977). Ces quantités d'absorbant sont définies pour chaque intervalle spectral par les expressions suivantes :

$$\bar{m}(z, z') = \int_z^{z'} \phi(T) du \quad (\text{I-34})$$

$$\bar{m\phi}(z, z') = \int_z^{z'} \psi(T) \phi du \quad (\text{I-35})$$

où  $\phi = p/p_0$  (avec  $p_0$  pression standard à laquelle sont mesurés les paramètres spectroscopiques) et  $du = \rho_a dz/\mu$ .

Les fonctions  $\phi(T)$  et  $\psi(T)$  sont reliées aux intensités et aux demi-largeurs des raies présentes dans l'intervalle :

$$\phi(T) = \frac{\sum_{i=1}^{N_0} S_i(T)}{\sum_{i=1}^{N_0} S_i(T_0)}$$

$$\psi(T) = \left[ \frac{\sum_{i=1}^{N_0} (S_i(T) \alpha_{i_0}(T))^{\frac{1}{2}}}{\sum_{i=1}^{N_0} (S_i(T_0) \alpha_{i_0}(T_0))^{\frac{1}{2}}} \right]^2 \quad (\text{I-36})$$

Nous avons suivi l'analyse de Rodgers et Walshaw (1966) et utilisé des valeurs discrètes de  $\sum S_i(T)$  et  $\sum (S_i(T) \alpha_{i_0}(T))^{\frac{1}{2}}$  pour exprimer

$\phi(T)$  et  $\psi(T)$  sous la forme :

$$\begin{aligned} \phi(T) &= \exp \{ a(T - T_0) + b(T - T_0)^2 \} \\ \psi(T) &= \exp \{ a'(T - T_0) + b'(T - T_0)^2 \} \end{aligned} \quad (\text{I-37})$$

ce qui permet d'interpoler entre les températures de référence. Les constantes  $a$ ,  $b$ ,  $a'$  et  $b'$  sont obtenues en ajustant les valeurs discrètes de  $\phi(T)$  et  $\psi(T)$  aux expressions (I-37).

Ces constantes ont été déterminées pour l'ensemble de nos intervalles spectraux et les cinq constituants atmosphériques à partir des valeurs de  $\int S_i(T)$  et  $\int \{ S_i - \alpha_{i0}(T) \}^{\frac{1}{2}}$  calculées pour trois températures ( $T = 200, 250$  et  $300$  K ;  $T_0 = 250$  K) à partir de la compilation de données spectroscopiques de Mc Clatchey et al. (1973) révisée par Rothman (1981).

Finalement, on peut expliciter les expressions (I-29) et (I-30) en fonction des quantités d'absorbant pondérées définies en (I-34) et (I-35) et des paramètres des modèles de transmission définis en (I-21) et (I-22) ; on pose :

$$\begin{aligned} A &= \frac{k}{\delta} \bar{m} \quad \text{où } \delta = \frac{\Delta v}{N_0} \quad \text{est l'écart moyen entre les raies} \\ & \quad \text{dans l'intervalle } \Delta v, \\ B &= \frac{\pi \alpha_0}{\delta} \frac{\overline{m\phi}}{\bar{m}} \\ C &= \frac{\Delta v_0}{\delta} = \frac{2}{\pi} (1 + \xi) B + \beta \frac{\alpha D}{\delta} \\ D &= \Delta v_0 C = \frac{1}{2} - \frac{B}{\pi C} \\ E &= 1 + AD/C \end{aligned}$$

Les transmissions données par les modèles de Goody et de Malkmus s'écrivent respectivement :

$$- \ln t_{\Delta\nu}^G = \frac{2}{\pi} (AB)^{\frac{1}{2}} \tan^{-1} \left[ \frac{(AB)^{\frac{1}{2}}}{\pi C} \right] + 2 AD/E$$

$$- \ln t_{\Delta\nu}^M = \frac{4}{\pi} (AB)^{\frac{1}{2}} \tan^{-1} \left[ \frac{(AB)^{\frac{1}{2}}}{\pi C} \right] + 2 C \ln \left( \frac{E}{1 + \frac{AB}{\pi^2 C^2}} \right)$$

Pour pouvoir calculer les expressions précédentes, il ne reste plus qu'à définir la demi-largeur Doppler (en  $\text{cm}^{-1}$ ).

$$\alpha_D = 1,68 \times 10^{-7} \left( \frac{T}{220} \frac{1}{M} \right)^{\frac{1}{2}} v_0 \quad (\text{I-38})$$

où T est la température et M la masse molaire du gaz absorbant en  $\text{kg mole}^{-1}$ .

#### I - 2.2.4. Modèle d'absorption pour le continuum de la vapeur d'eau.

Dans la section précédente, le modèle de Goody permet de prendre en compte l'absorption par le spectre de raies de la vapeur d'eau. La vapeur d'eau absorbe aussi sur tout le spectre tellurique sous la forme d'un continuum d'absorption. Bignell (1970) a montré que la transmission due à ce continuum peut être évaluée à partir de :

$$t_v = \exp(-k_v m), \quad (\text{I-39})$$

avec

$$k_v = C_S e + C_N(\phi - e) \quad (\text{I-40})$$

Les pressions  $\phi$  et  $e$  sont respectivement la pression totale et la pression partielle de vapeur d'eau ; les coefficients  $C_S$  et  $C_N$  sont en général respectivement appelés coefficient d'auto-élargissement et coefficient d'élargissement par l'azote.

La figure (I-13) donne les valeurs du coefficient d'autoélargissement dans la fenêtre atmosphérique selon différents auteurs, Bignell (1970), Grassl (1973 a, b, 1975), Tomasi (1975), Selby (1976). La courbe en trait plein correspond à l'expression empirique développée par Roberts et al. (1976) pour décrire les mesures de Burch (1971)

$$C_S(\nu, 296) = 4,18 + 5578 \exp(-7,87 \times 10^{-3} \nu), \quad (\text{I-41})$$

où  $\nu$  est le nombre d'onde en  $\text{cm}^{-1}$  et  $C_S$  est exprimé en  $\text{cm}^2/\text{g.atm}$ .

Dans notre modèle, nous avons retenu les valeurs des coefficients d'autoélargissement,  $C_S$  et d'élargissement par l'azote,  $C_N$ , récemment dérivées par Clough et al. (1980) pour l'ensemble du spectre tellurique entre 0 et  $3000 \text{ cm}^{-1}$  et présentées sur la figure (I-14). Ces auteurs, ainsi que Burch et Gryvnak (1980) ont étudié l'absorption par la vapeur d'eau dans les fenêtres infrarouges et millimétriques du spectre, mais aussi dans la bande de vibration-rotation à  $6,3 \mu\text{m}$  et dans les intervalles relativement transparents situés entre les raies intenses de la bande de rotation. Leurs déterminations du coefficient d'autoélargissement ont été effectuées à 296 K et 338 K et extrapolées à 260 K pour des atmosphère de vapeur d'eau pure. Dans le cas de mélanges gazeux avec l'azote, le manque de mesures expérimentales ne permet pas aux auteurs de fournir de précision sur la variation du coefficient d'élargissement par l'azote avec la température.

La transmission par le continuum est donc calculée dans notre modèle par :

$$t_\nu = \exp[-C_S(\nu, T) \overline{m_e} - C_N(\nu, 296) \overline{m(\phi-e)}] \quad , \quad (\text{I-42})$$

où  $\overline{m_e}$  est la quantité de vapeur d'eau pondérée par la pression partielle de vapeur d'eau et  $\overline{m(\phi-e)}$  est la quantité de vapeur d'eau pondérée par la pression de l'ensemble des autres gaz atmosphériques.

I - 2.3. Calcul des fonctions de Planck.

Pour un rayonnement monochromatique de nombre d'onde  $\nu$ , la luminance du corps noir et sa dérivée par rapport à la température s'écrivent respectivement :

$$B_\nu(T) = \frac{C_1 \nu^3}{\exp(C_2 \nu/T) - 1} \quad (I-43)$$

$$\frac{dB_\nu(T)}{dT} = \frac{C_2 \nu}{T^2} \frac{B_\nu(T)}{1 - \exp(C_2 \nu/T)}$$

avec  $C_1 = 2 hc^2 = 1,1906 \times 10^{-16} \text{ W m}^2 \text{ sr}^{-1}$

$$C_2 = \frac{hc}{k_B} = 1,4387 \times 10^{-2} \text{ mK}$$

Dans chaque intervalle spectral, les fonctions B et  $\frac{dB}{dT}$  ont été intégrées à l'aide d'une quadrature de Gauss à 48 points pour 15 températures, entre 180 et 320.K. Pour des calculs à toutes les températures dans cet intervalle, on a ensuite ajusté ces valeurs par un polynome d'ordre 5 de la variable  $x = (T - 250)/250$ .

$$B_j(T) = \sum_{i=0}^5 g_{ji} x^i \quad (I-44)$$

$$\frac{dB_j(T)}{dT} = \sum_{i=0}^5 g'_{ji} x^i$$

où les  $g_{ji}$  et  $g'_{ji}$  sont les constantes obtenues par la procédure d'ajustement par les moindres carrés.

Ainsi développées, les fonctions de Planck entre 200 et 300 K sont déterminées entre 0 et 2000  $\text{cm}^{-1}$  avec une précision meilleure que 0,8 % par rapport aux résultats d'une intégration complète. Du fait de la forte variation des fonctions de Planck avec la température au delà de 2000  $\text{cm}^{-1}$ , la précision fournie par le développement polynomial (I-44) se détériore en particulier aux faibles températures ; l'influence de cette zone spectrale sur le bilan radiatif étant très faible, nous n'avons pas cherché à améliorer ces résultats par un développement en fonction d'une variable de la température d'ordre plus élevé, qui aurait été mieux adaptée aux variations en  $T^{15}$  de la fonction de Planck dans cette région spectrale.

#### I - 2.4. Intégration sur la verticale.

L'atmosphère est divisée en NC couches d'épaisseur géométrique arbitraire. La température et la densité des différents gaz absorbants sont spécifiées sur les niveaux  $z_k$  séparant ces couches.

Dans les expressions (I-17 a) et (I-17 b) figure une intégrale de la forme :

$$I(z) = \int \frac{dB(z')}{dz'} t(z, z') dz'$$

Connaissant les quantités sous l'intégrale pour toutes les altitudes dans l'atmosphère, n'importe quelle quadrature numérique pourrait être utilisée pour calculer l'intégrale. Il faut cependant remarquer que le terme sous l'intégrale varie très rapidement au voisinage du niveau de calcul et qu'une intégration par trapèzes introduit pour ces couches adjacentes des erreurs intolérables.



De nombreux auteurs ont fait preuve d'ingéniosité pour résoudre ce problème (Rodgers, 1963 ; Katayama, 1972 ; Fels et Schwarzkopf, 1975).

Pour notre part, nous écrivons  $I(z_k)$  sous la forme :

$$I(z_k) = \sum_{\ell} I_{\ell}(z_k) = \sum_{\ell} \int_{z_{\ell}}^{z_{\ell+1}} \frac{dB(z')}{dz'} t(z_k, z') dz', \quad (I-45)$$

qui sépare la contribution de chaque couche à la quantité  $I(z_k)$  calculée sur le niveau  $z_k$ . Pour évaluer ces contributions nous avons retenu une quadrature de Gauss qui présente l'avantage d'être simple d'utilisation et nous a permis d'étudier la variation de nos résultats avec l'ordre NG de la quadrature.

$$I_{\ell}(z_k) = \frac{H_{\ell+1} - H_{\ell}}{2} \sum_{m=1}^{2NG} W_m t(H_k, h_m) \left( \frac{dB(T)}{dT} \right)_{h_m} \left( \frac{dT}{dH} \right)_{h_m} \quad (I-46)$$

Les  $W_m$  sont les poids de Gauss, les  $H_{\ell}$  et  $h_m$  les hauteurs d'échelle locales définies respectivement par :

$$H_{\ell} = \ln \left( \frac{P(z_{\ell})}{P_0} \right) \quad (I-47)$$

$$h_m = \frac{H_{\ell+1} + H_{\ell}}{2} + \frac{H_{\ell+1} - H_{\ell}}{2} x_m$$

où  $x_m$  est le  $m^{\text{ième}}$  angle de Gauss.



La connaissance des hauteurs d'échelle en chaque point de la quadrature permet de calculer par interpolation la température, le gradient de température et les densités d'absorbant. Pour l'interpolation, on suppose une variation linéaire de la température avec l'échelle locale. Pour le calcul des quantités d'absorbants, nous avons fait l'hypothèse d'une variation linéaire des rapports de mélange avec la pression.

En commençant au niveau le plus élevé de l'atmosphère, on calcule les quantités  $\bar{m}$  et  $\bar{m\phi}$  pour la vapeur d'eau, le gaz carbonique, l'ozone, l'oxyde nitreux et le méthane entre le sommet du modèle atmosphérique et chacun des niveaux de quadrature à partir des relations suivantes dérivées des expressions (I-34) et (I-35).

$$\bar{m} = \frac{P_0}{g} \int_0^\phi Q \phi(T) d\phi, \quad (I-48)$$

$$\bar{m\phi} = \frac{P_0}{g} \int_0^\phi Q \psi(T) \phi d\phi, \quad (I-49)$$

où  $Q$  est l'humidité spécifique dans le cas de la vapeur d'eau et une quantité équivalente pour les autres absorbants.

La quantité de vapeur d'eau pondérée par la pression partielle est calculée d'après

$$\bar{m_e} = \frac{P_0}{g} \int_0^\phi Q \phi \left( \frac{M_a}{M_w} Q \frac{T}{T^+} \right) \xi(T) d\phi, \quad (I-50)$$

où  $M_a$  et  $M_w$  sont respectivement la masse molaire de l'air sec et celle de la vapeur d'eau,  $T^+$  la température virtuelle et  $\xi(T)$  une fonction qui prend en compte la variation du coefficient  $C_S$  avec la température, obtenue par interpolation des courbes de la figure (I-14).

### 1 - 2.5. Effet de la nébulosité.

Dans le domaine du rayonnement infrarouge les nuages peuvent être considérés comme des corps gris et leur effet principal est de bloquer le rayonnement émis par le sol et de contribuer à l'effet de serre. La nébulosité module donc considérablement le bilan radiatif à la surface et au sommet de l'atmosphère.

Notre modèle permet de prendre en compte une nébulosité fractionnaire dans plusieurs couches de l'atmosphère, suivant une procédure similaire à celle décrite par Washington et Williamson (1977) et utilisée dans le modèle de circulation générale du NCAR.

Les flux infrarouges montants et descendants sont calculés en trois étapes :

a - On calcule les flux en ciel clair,  $F_o^\uparrow(z_i)$  et  $F_o^\downarrow(z_i)$  suivant la méthode décrite dans les sections précédentes. Au cours de ce calcul, les contributions de chaque couche aux flux aux différents niveaux sont cumulées, ce qui revient à intégrer l'expression (I-46) sur l'ensemble du spectre infrarouge.

b - On calcule ensuite les flux  $F_n^\uparrow(z_i)$  et  $F_n^\downarrow(z_i)$  pour l'atmosphère dont la  $n^{\text{ième}}$  couche contient un nuage de nébulosité égale à l'unité et d'émissivité unité. Les flux montants en-dessous de ce nuage, les flux descendants au-dessus du nuage sont les mêmes que dans le ciel clair :

$$\begin{aligned} F_n^\uparrow(z_i) &= F_o^\uparrow(z_i) & \text{si } i \leq n \\ F_n^\downarrow(z_i) &= F_o^\downarrow(z_i) & \text{si } i > n \end{aligned} \tag{I-50}$$

Les flux montants au-dessus du nuage et descendants sous le nuage sont évalués suivant les expressions (I-17 a) et (I-17 b) dans lesquelles

les termes entre crochets correspondent à d'éventuelles discontinuités de température entre le nuage et l'air avoisinant :

$$F_n^\uparrow(z_i) = \{F^\uparrow(\text{nuage}) - \pi B(z_{n+1})\} t(z_i, z_{n+1}; r) + \pi B(z_i) - \int_{z_{n+1}}^{z_i} \pi \frac{dB(z')}{dz'} t(z_i, z'; r) dz' \quad (\text{I-51})$$

$$F_n^\uparrow(z_k) = \{F^\uparrow(\text{nuage}) - \pi B(z_n)\} t(z_n, z_k; r) + \pi B(z_k) + \int_{z_k}^{z_n} \pi \frac{dB(z')}{dz'} t(z', z_k; r) dz'$$

Dans ces expressions, seuls les termes correspondant à l'influence des limites sont changés ; les contributions des couches situées entre le nuage et le niveau de calcul des flux gardent les valeurs calculées lors de l'étape a.

Cette étape est répétée autant de fois qu'il existe de couches nuageuses dans l'atmosphère.

c - On calcule enfin les flux pour le cas général de plusieurs couches nuageuses de nébulosité fractionnaire  $C_i$  à partir des flux calculés aux deux étapes précédentes. Dans le cas de nuages semi-transparents, les  $C_i$  sont alors des nébulosités effectives correspondant au produit de la couverture horizontale et de l'émissivité.

Soit  $N$  l'indice de la couche nuageuse la plus élevée, les flux montants sont donnés par les relations suivantes, où  $C_0 = 1$ , pour le flux montant du sol,

$$F^\uparrow(z_i) = F_0^\uparrow(z_i)$$

$$F^\uparrow(z_i) = C_{i-1} F_{i-1}^\uparrow(z_i) + \sum_{n=0}^{i-2} C_n F_n^\uparrow(z_i) \prod_{l=n+1}^{i-1} (1 - C_l)$$

si  $2 \leq i \leq N + 1$

Telle qu'elle est présentée ci-dessus, la procédure de prise en compte de la nébulosité suppose un recouvrement aléatoire des couches nuageuses, hypothèse qui est aussi utilisée par Fouquart et Bonnel (1980) pour le transfert radiatif aux courtes longueurs d'onde. Elle pourrait être aisément modifiée pour considérer un recouvrement maximum des couches nuageuses ou une solution mixte telle que celle proposée par Geleyn (1981) ou Panhans (1981).

si  $i \leq N$

$$F_{\downarrow}^{\uparrow}(z_i) = C_i^{\uparrow} F_{\downarrow}^{\uparrow}(z_i) + \sum_{n=i+1}^{N+1} C_n^{\uparrow} F_{\downarrow}^{\uparrow}(z_i) \prod_{\lambda=n-1}^N (1 - C_{\lambda}^{\uparrow}) \quad (I-53)$$

$$F_{\downarrow}^{\uparrow}(z_i) = F_{\downarrow}^{\uparrow 0}(z_i) \quad \text{si } i > N$$

donnent les flux descendants

Les relations suivantes, dans lesquelles  $C_{N+1}^{\uparrow} = 1$  et  $F_{\downarrow}^{\uparrow N+1} = F_{\downarrow}^{\uparrow 0}$ ,

si  $i \geq N + 2$

$$F_{\downarrow}^{\uparrow}(z_i) = C_i^{\uparrow} F_{\downarrow}^{\uparrow}(z_i) + \sum_{n=0}^{N-1} C_n^{\uparrow} F_{\downarrow}^{\uparrow}(z_i) \prod_{\lambda=n+1}^N (1 - C_{\lambda}^{\uparrow}) \quad (I-52)$$

Tableau I-1

Molécule	Isotope	Abondance
H <sub>2</sub> O	161	0.99729
	162	0.000300
	181	0.00204
	171	0.000370
CO <sub>2</sub>	626	0.98414
	636	0.01105
	628	0.00402
	627	0.000730
	638	0.0000452
	637	0.00000820
	828	0.00000412
O <sub>3</sub>	666	0.99279
	668	0.00406
	686	0.00203
N <sub>2</sub> O	446	0.99022
	456	0.00368
	546	0.00368
	448	0.00202
	447	0.00037
CH <sub>4</sub>	211	0.98815
	311	0.01110
CH <sub>3</sub> D	212	0.00060

Abondance isotopique pour les cinq absorbants pris en compte dans le modèle. (Code de définition des isotopes : 1 = <sup>1</sup>H, 2 = <sup>2</sup>D, 2 = <sup>12</sup>C, 3 = <sup>13</sup>C, 4 = <sup>14</sup>N, 5 = <sup>15</sup>N, 6 = <sup>16</sup>O, 7 = <sup>17</sup>O, 8 = <sup>18</sup>O).

Tableau I-2.

Isotope	Transition	Centre de la bande cm <sup>-1</sup>
626	00 <sup>0</sup> 0 - 01 <sup>1</sup> 0	667,4
	01 <sup>1</sup> 0 - 10 <sup>0</sup> 0	720,8
	01 <sup>1</sup> 0 - 02 <sup>0</sup> 0	618,0
	01 <sup>1</sup> 0 - 02 <sup>2</sup> 0	667,8
	02 <sup>0</sup> 0 - 03 <sup>0</sup> 0	647,1
	02 <sup>2</sup> 0 - 03 <sup>3</sup> 0	668,1
	10 <sup>0</sup> 0 - 11 <sup>1</sup> 0	688,7
	100 <sup>1</sup> - 11 <sup>1</sup> 0	544,3
	02 <sup>2</sup> 0 - 11 <sup>1</sup> 0 <sup>2</sup>	597,3
	02 <sup>2</sup> 0 - 11 <sup>1</sup> 0 <sup>1</sup>	741,7
100 <sup>2</sup> - 11 <sup>1</sup> 0 <sup>1</sup>	791,5	
636	00 <sup>0</sup> 0 - 01 <sup>1</sup> 0	648,5
826	00 <sup>0</sup> 0 - 01 <sup>1</sup> 0	662,4
827	00 <sup>0</sup> 0 - 01 <sup>1</sup> 0	660,0

Principales bandes du gaz carbonique responsables de l'absorption à 15 µm.

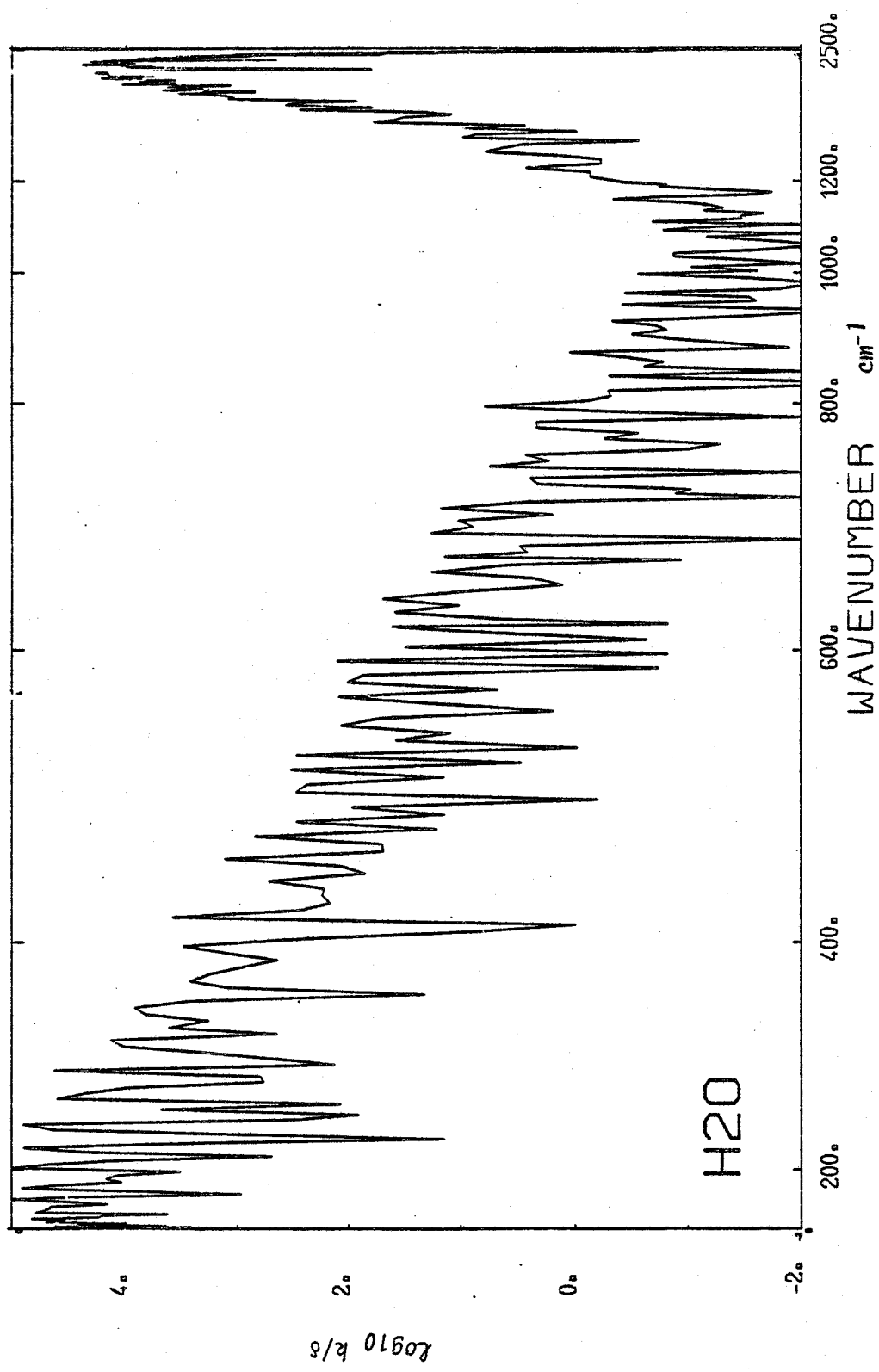
Tableau I-3.

Molécule	j	Température											
		175	200	220	225	250	260	275	300	325			
H <sub>2</sub> O	1,5	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,001
C	1,0	1,0095	1,0192	1,0300	1,0327	1,0502	1,0589	1,0719	1,0975	1,1269			
O <sub>3</sub>	1,5	1,004	1,007	1,012	1,013	1,022	1,026	1,033	1,049	1,066			
N <sub>2</sub> O	1,0	1,017	1,030	1,044	1,048	1,072	1,083	1,100	1,133	1,170			
CH <sub>4</sub>	1,5	1,000	1,000	1,001	1,001	1,002	1,003	1,004	1,008	1,011			

Dépendance en température des fonctions de partition de vibration d'après Mc Clatchey et al. (1973)

j, exposant de la dépendance en température de la fonction de partition rotationnelle  $(T/T_S)^j$ .

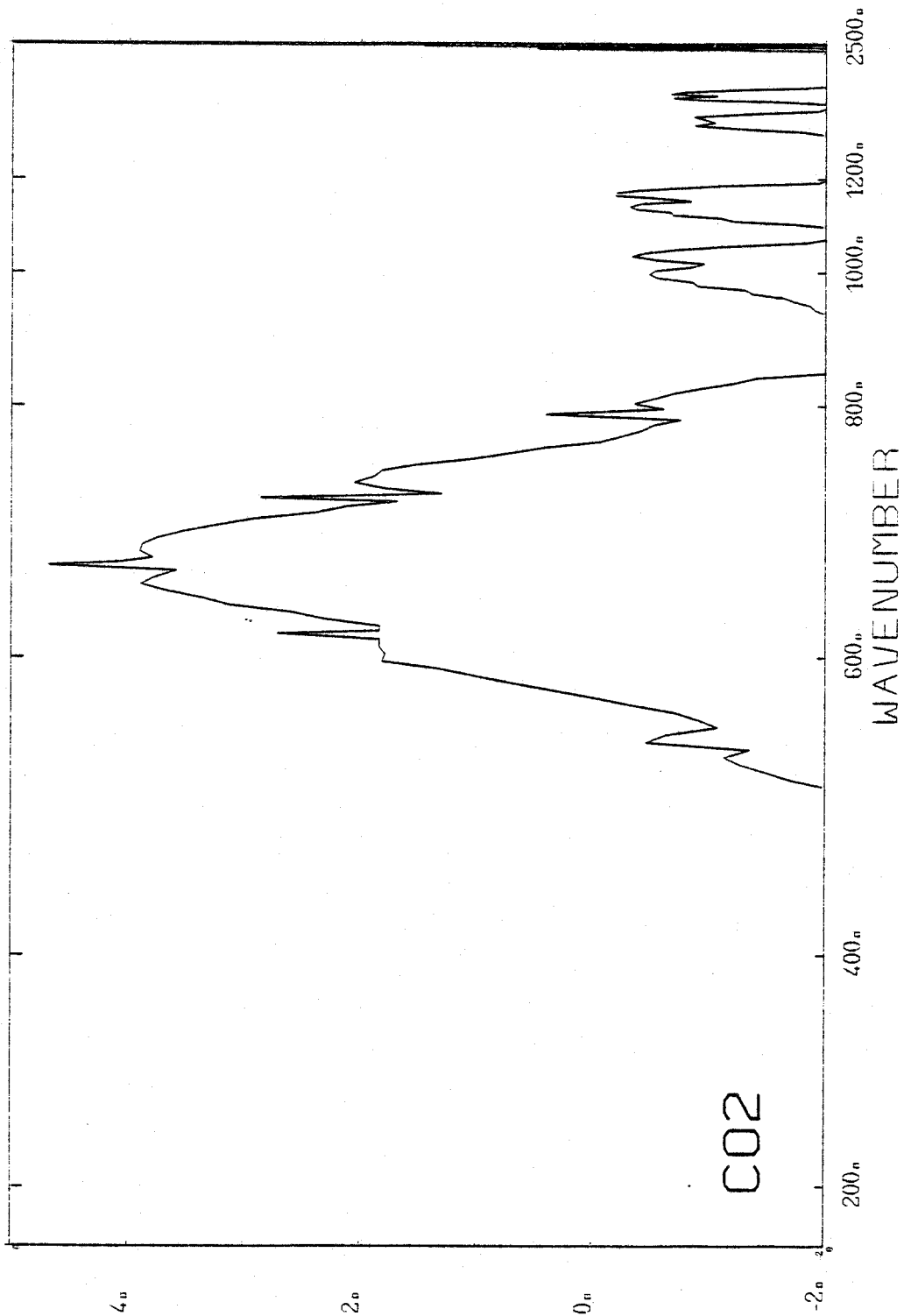
Figure I-1



Distribution du coefficient d'absorption  $k/\delta = \sum S_i/\Delta\nu$  pour  $H_2O$  à 250 K en fonction du nombre d'onde ( $S_i$  intensité de la  $i^{\text{ème}}$  raie appartenant à l'intervalle spectral de largeur  $\Delta\nu$  ;  $\Delta\nu = 5 \text{ cm}^{-1}$  entre 0 et  $1110 \text{ cm}^{-1}$  ;  $\Delta\nu = 10 \text{ cm}^{-1}$  entre 1110 et  $2200 \text{ cm}^{-1}$  ;  $\Delta\nu = 20 \text{ cm}^{-1}$  au delà). L'échelle en abscisse est donnée par  $E(x) = \int_0^x B_\nu(T) d\nu / \int_0^\infty B_\nu(T) d\nu$  pour  $T = 250 \text{ K}$ .

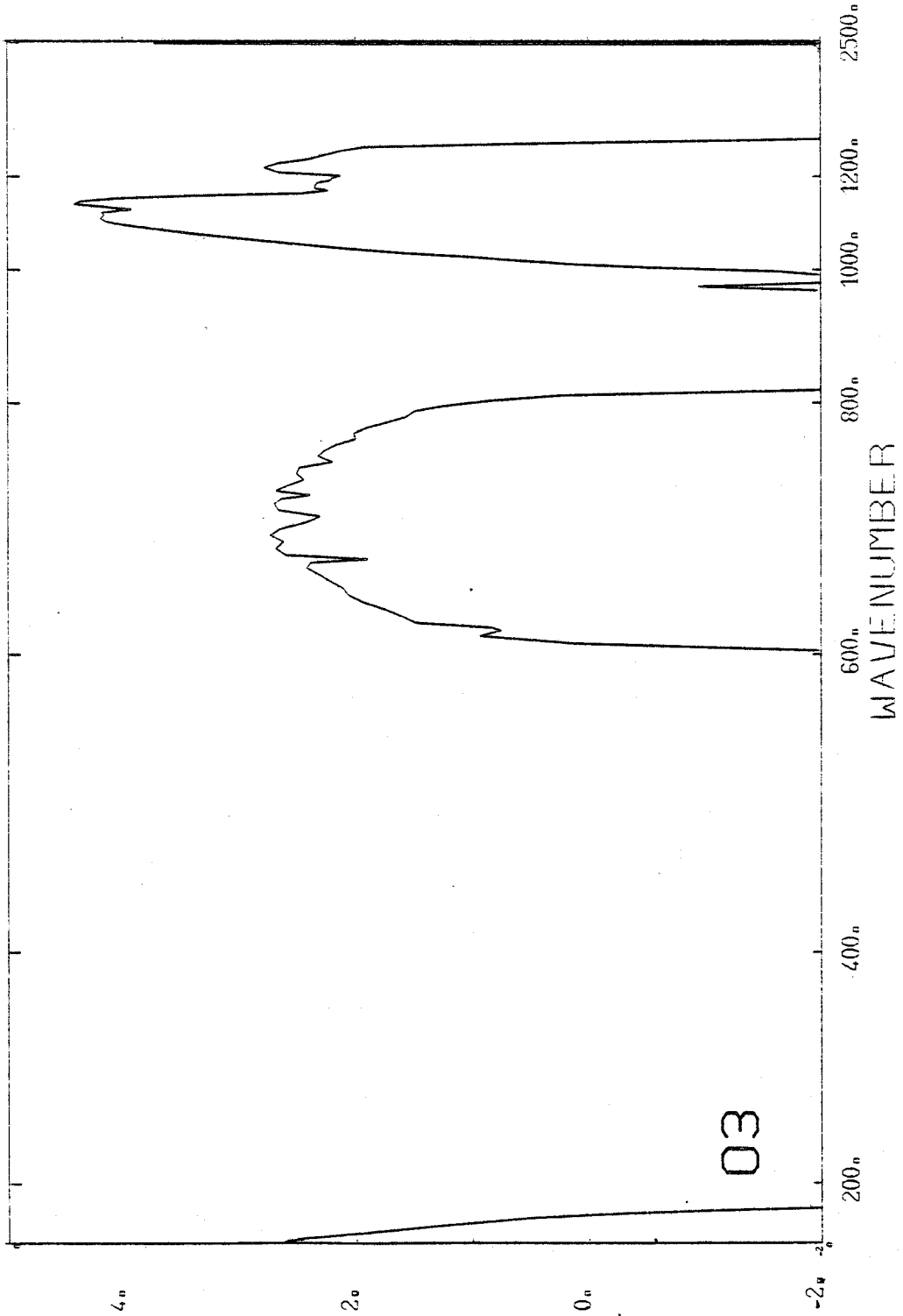


Figure I-2.



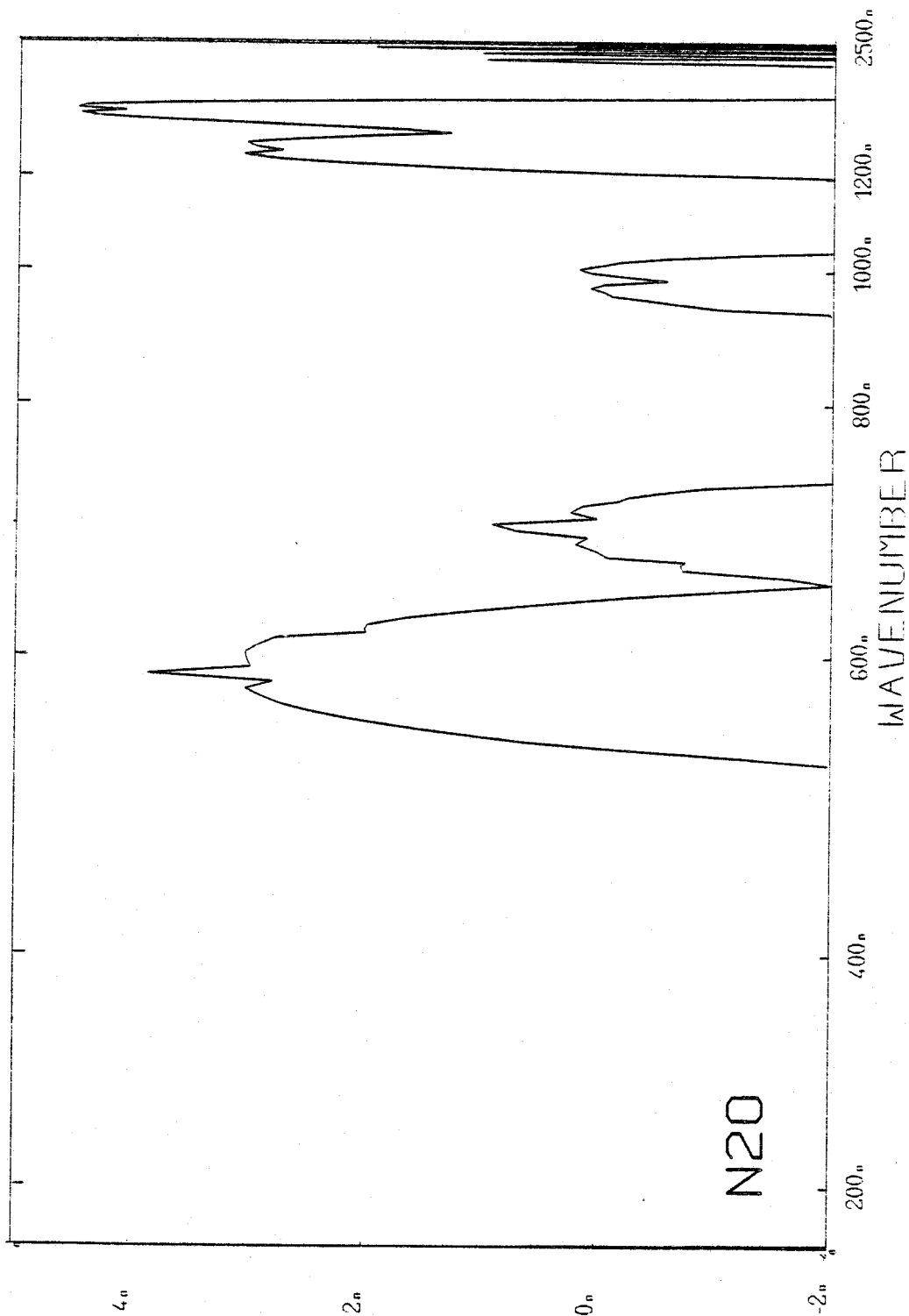
Distribution du coefficient d'absorption du CO<sub>2</sub> (cf. fig. I-1).

Figure I-3.

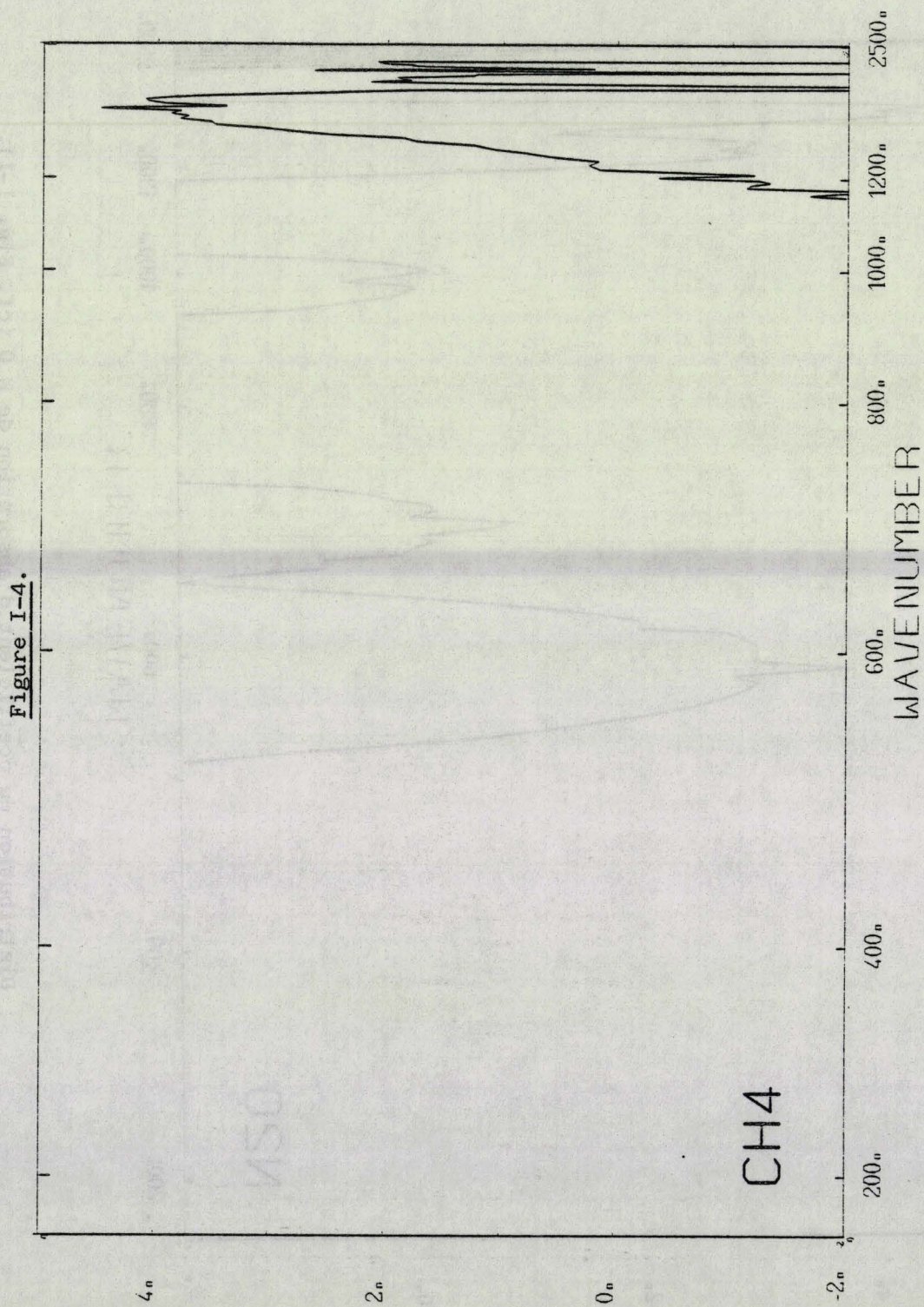


Distribution du coefficient d'absorption de l'ozone (cf. fig. I-1).

Figure I-5.

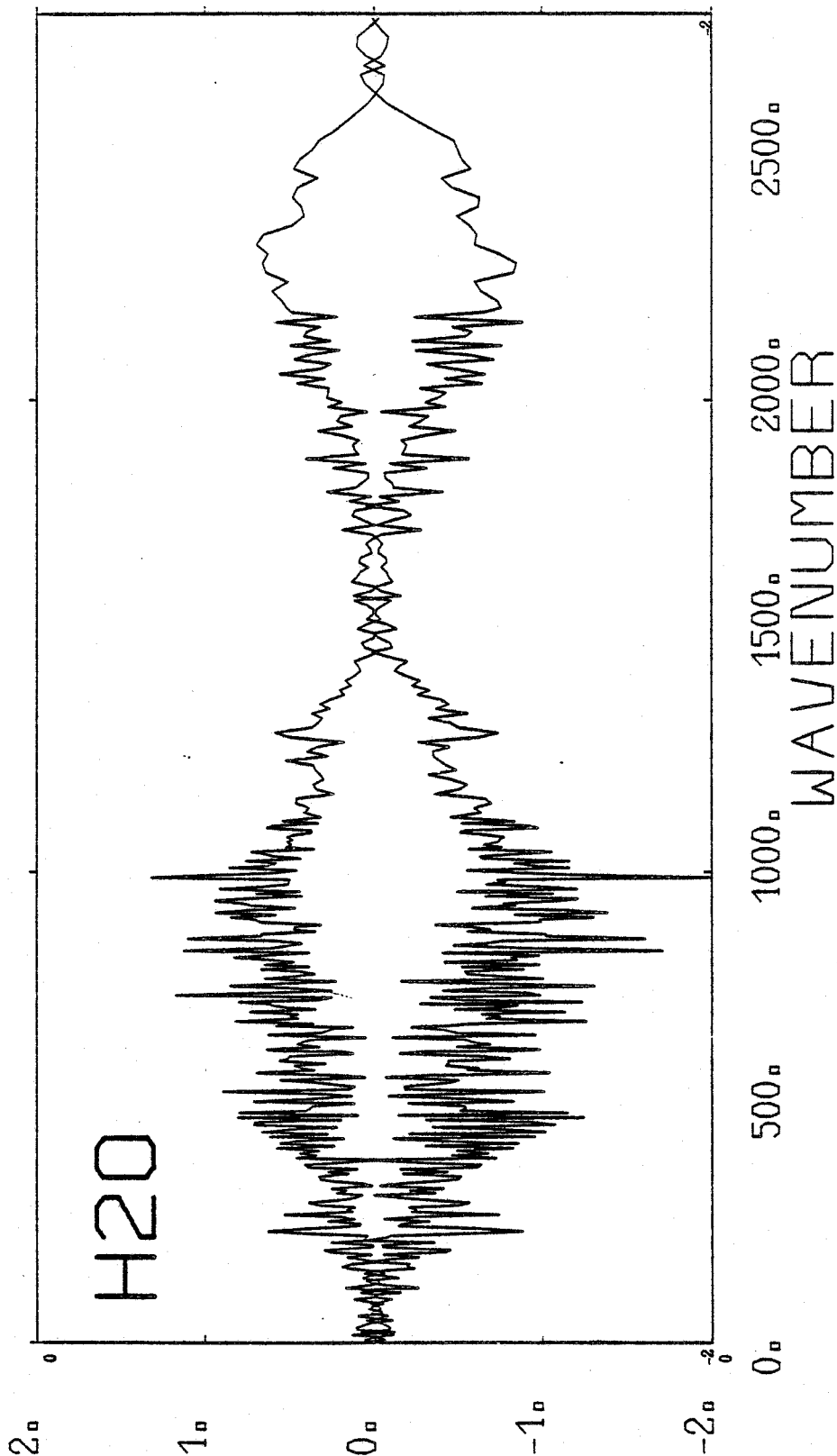


Distribution du coefficient d'absorption de N<sub>2</sub>O (cf. Fig. I-1).



Distribution du coefficient d'absorption de CH<sub>4</sub> (cf. fig. I-1).

Figure I-8.



Effet de la température sur le coefficient d'absorption de H<sub>2</sub>O. La courbe supérieure correspond à  $\phi$ (300 K), la courbe inférieure à  $\phi$ (200 K).



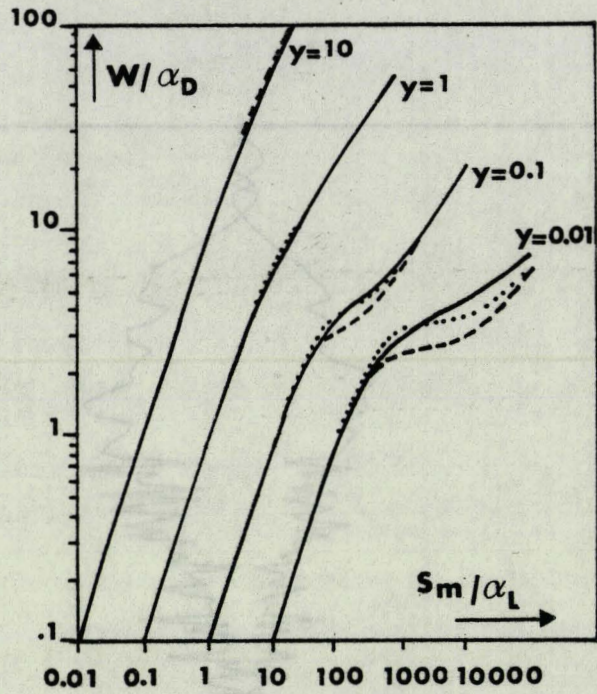


Figure I - 6.

Variation de la largeur équivalente Voigt avec l'altitude : Comparaison entre la valeur exacte (en trait plein) et les valeurs données par l'approximation (I-33) pour  $\beta = 1,25$  et  $\xi = 1$  (en pointillé) et  $\beta = 1,67$  et  $\xi = 1$  (en tireté) ; d'après Fels (1979). Les courbes sont présentées pour différentes valeurs de  $y = \alpha_L/\alpha_D$ .

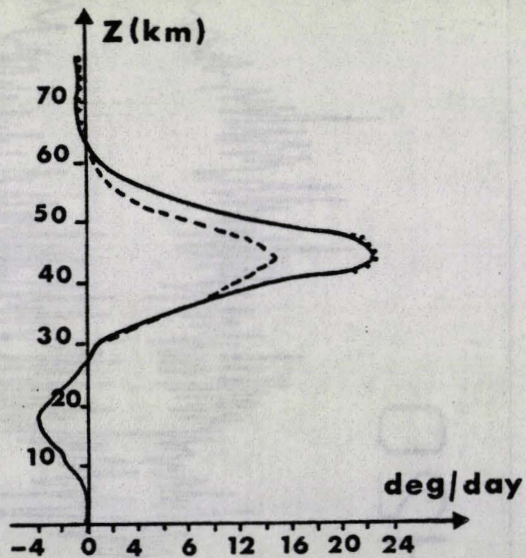
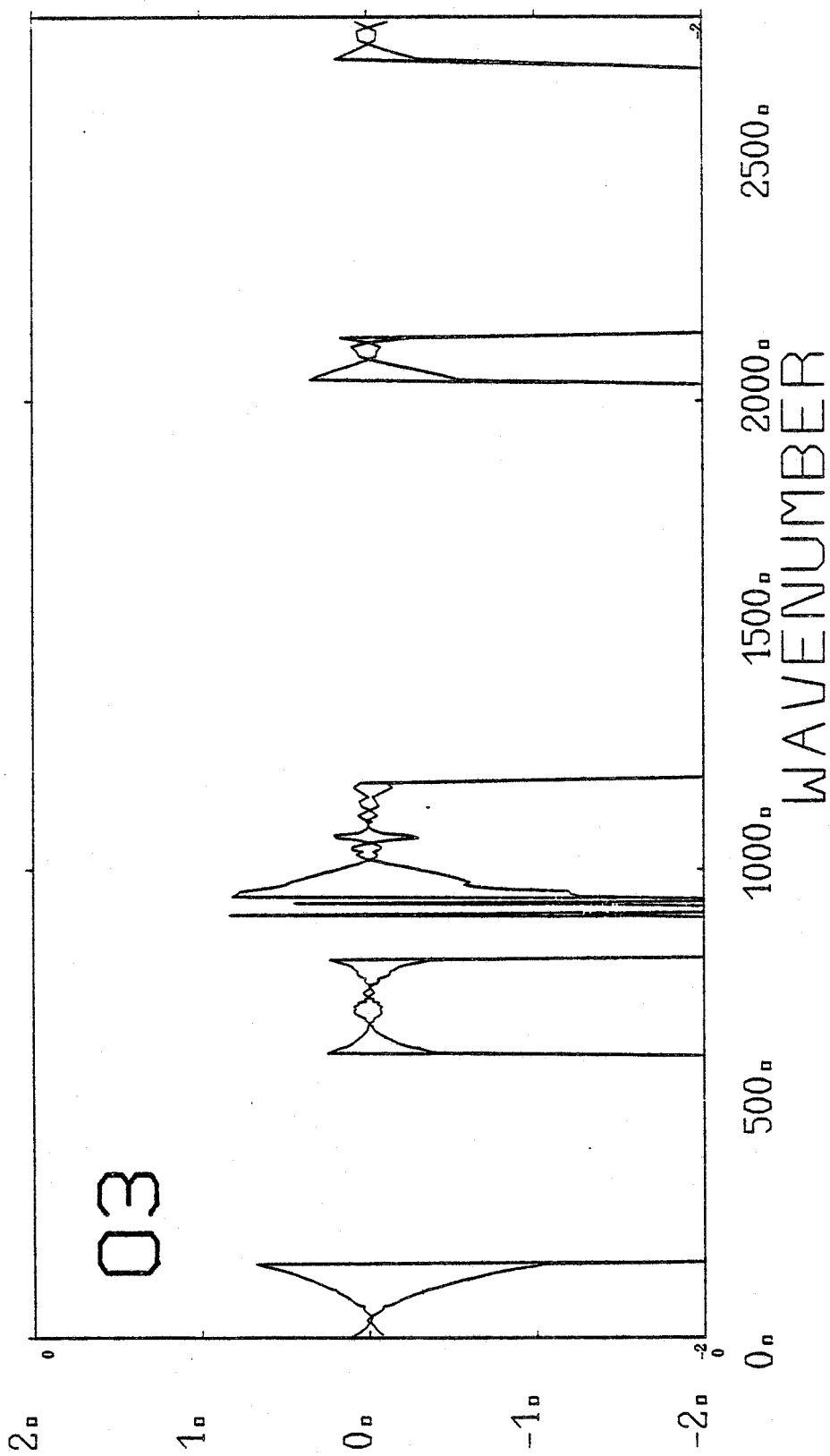


Figure I - 7.

Refroidissement radiatif par la bande à  $9,6 \mu\text{m}$  de l'ozone calculé pour des distributions standards d'ozone et de température, par l'approximation de Curtis - Godson :

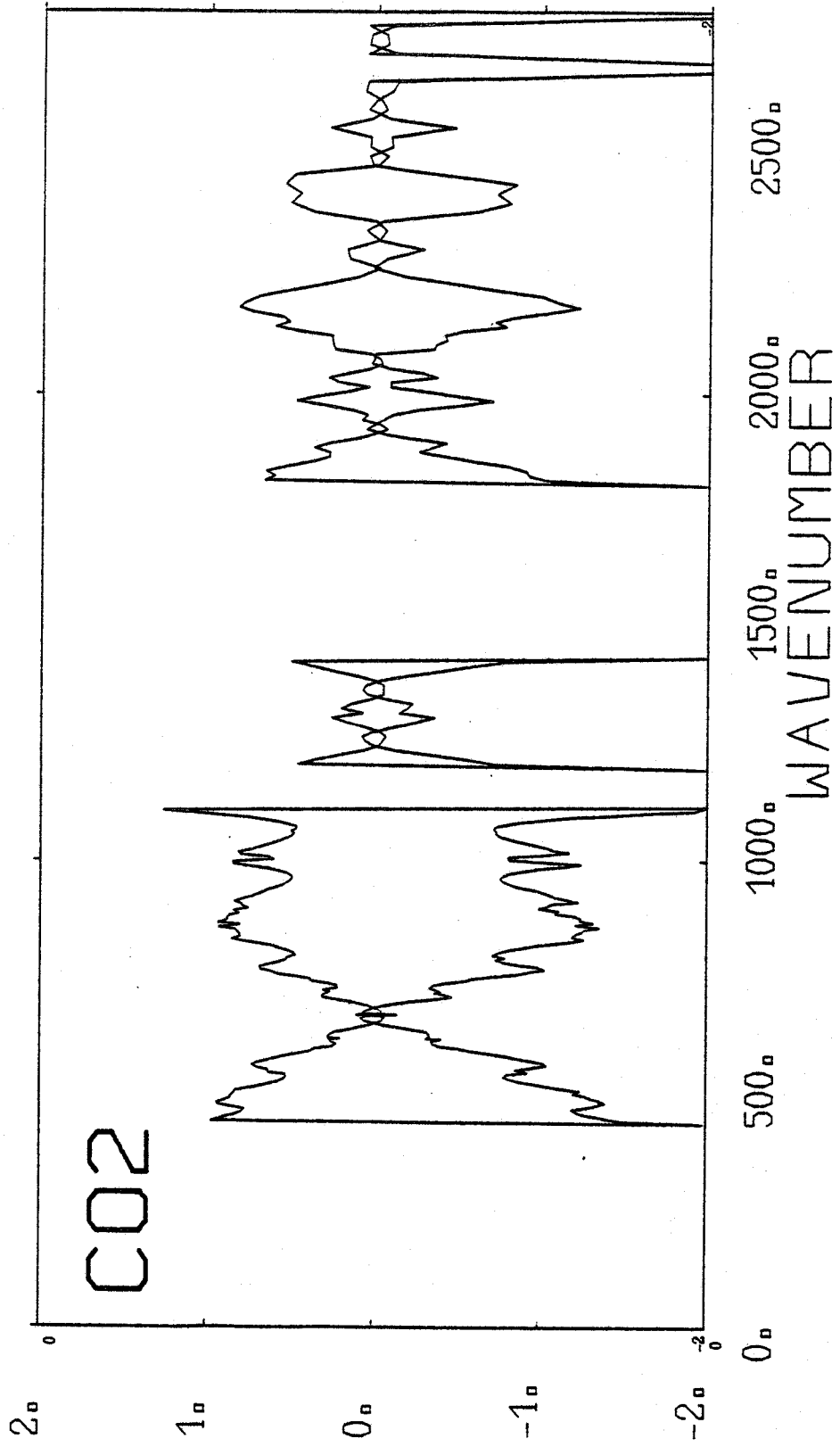
- en trait plein, résultat pour un profil Voigt exact,
- en pointillé, résultat pour un profil donné par (I-33),
- en tireté, résultat pour un profil purement lorentzien, d'après Fels (1979)

Figure I-10



Comme fig. I-8 pour O<sub>3</sub>.

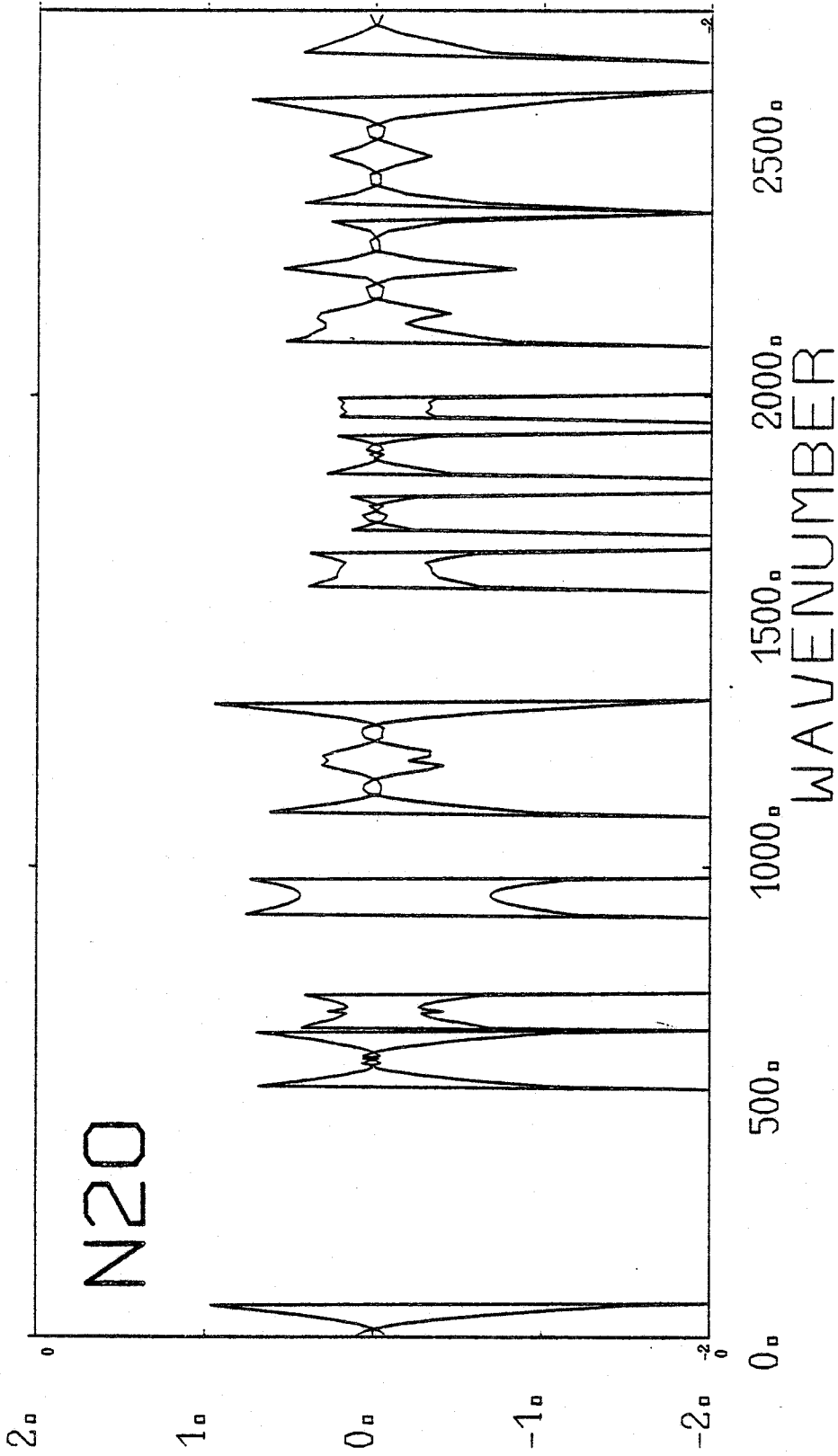
Figure I-9.



Comme fig. I-8 pour CO<sub>2</sub>.

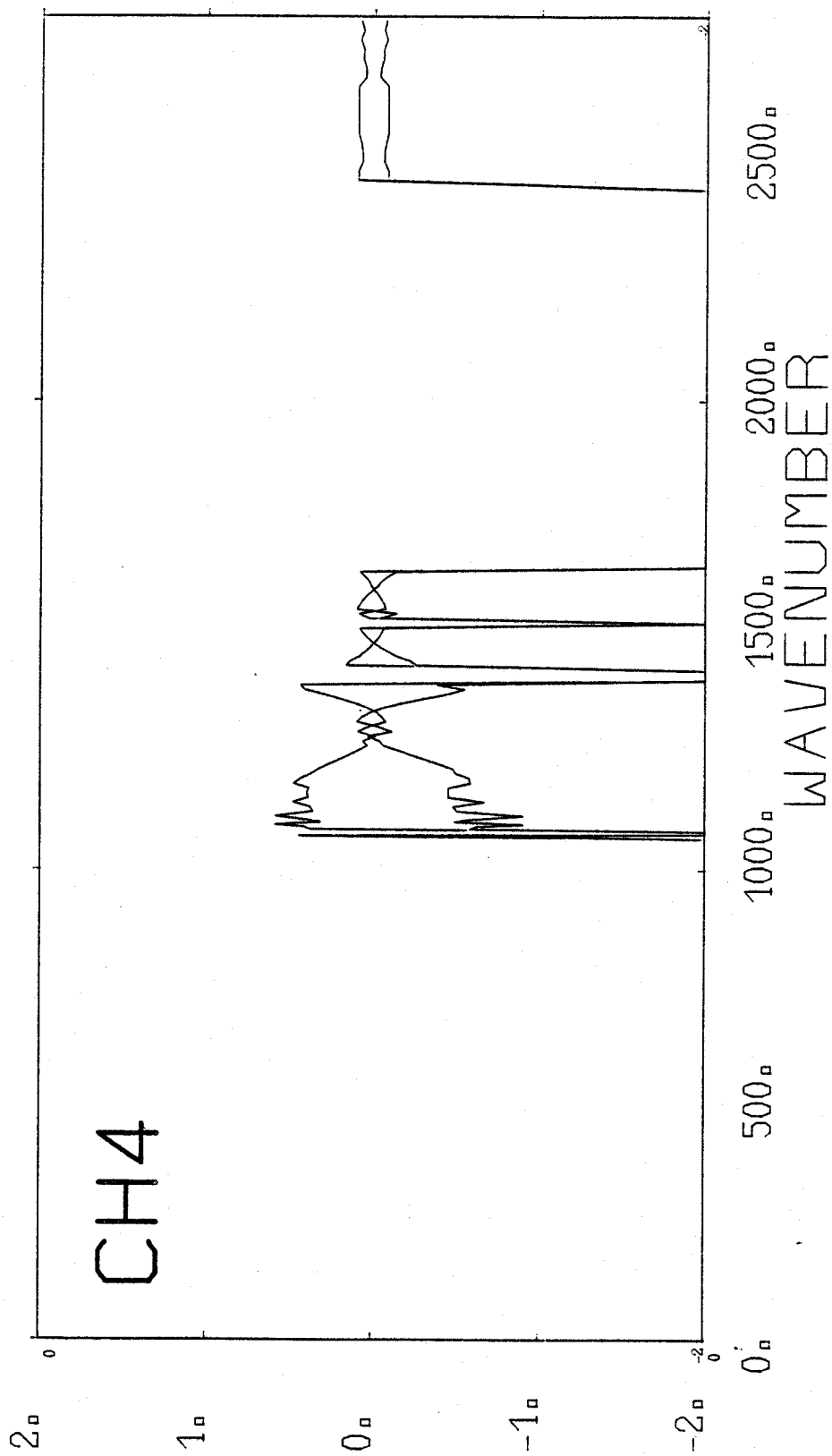


Figure I-12.



Comme Fig. I-8 pour N<sub>2</sub>O

Figure I-11



Comme Fig. I-8 pour CH<sub>4</sub>.







## CHAPITRE II

### VALIDATION DU MODÈLE DÉTAILLÉ

## II : VALIDATION DU MODÈLE DÉTAILLÉ.

### II - 1. INTRODUCTION.

Dans la mesure où le modèle détaillé du transfert radiatif aux grandes longueurs d'onde présenté dans la première partie (modèle LOA) est destiné à servir de référence pour d'autres schémas radiatifs plus paramétrés, il est important d'évaluer aussi précisément que possible ses performances et ses faiblesses éventuelles. Les objectifs de cette deuxième partie sont donc d'évaluer les erreurs systématiques et aléatoires du modèle LOA et de corriger au moins les premières quand cela est possible. Pour ce faire nous comparons dans la suite les résultats de notre modèle aux résultats du modèle 4A (Scott et Chédin, 1981) dont la précision est comparable à celle des modèles de type raie-par-raie et à des mesures satellitaires de luminances émergentes au sommet de l'atmosphère stockées dans le fichier NEPHOS. Dans le premier type de comparaisons, la possibilité d'avoir accès à une information très détaillée spectralement permet de valider essentiellement les fonctions de transmission, le modèle raie par raie étant considéré comme un "standard", le deuxième type de comparaisons s'effectue par rapport à un ensemble d'observations correspondant à des situations atmosphériques les plus variées possibles. Seules ces comparaisons avec les observations permettent non seulement d'étudier la réponse du modèle à de larges variations de la température, de l'humidité ou de l'angle de visée, mais aussi de mettre en évidence le bruit de fond du modèle, c'est-à-dire sa capacité ou son incapacité à donner une réponse différenciée pour des situations atmosphériques quasi - semblables.

### II- 2. COMPARAISON AVEC LE MODELE 4A.

A partir des distributions verticales de la température et des absorbants atmosphériques et des paramètres spectroscopiques des raies d'absorption (position, intensité, demi-largeur, énergie du niveau inférieur de la transition, nombres quantiques), un modèle atmosphérique de type raie-par-raie et couche-par-couche permet de calculer avec une très grande précision



les transmissions monochromatiques entre les différents niveaux de l'atmosphère et d'en dériver la luminance énergétique incidente à un niveau et dans une direction donnés. Cependant, ce type de modèles, s'il prend en compte toute la physique des phénomènes d'émission - absorption du rayonnement tellurique avec un minimum d'approximations est par essence très coûteux en temps de calcul. Pour des usages tels que le dépouillement de mesures satellitaires, des algorithmes plus rapides sont rendus nécessaires. Le modèle 4A (Automatized Atmospheric Absorption Atlas = Atlas Automatisé des Absorptions Atmosphériques) est un de ces algorithmes qui s'appuie sur une idée très simple : les calculs les plus longs (ceux des transmissions monochromatiques) doivent être effectués une fois pour toutes. Les quantités précalculées sont des transmissions monochromatiques calculées à partir d'un modèle raie-par-raie standard (Scott, 1974) pour l'ensemble d'un intervalle spectral considéré et pour des couches d'une atmosphère stratifiée. Entre deux niveaux de pression donnés, une variation de température physiquement plausible est affectée à chaque couche. Les transmissions monochromatiques sont alors évaluées pour un ensemble de températures, de la plus faible à la plus forte avec un échantillonnage  $\Delta T$ . Ces calculs sont effectués avec un profil de référence pour la distribution de chacun des absorbants et pour un angle zénithal de référence. A partir de cet atlas de quantités précalculées, (qui a absorbé l'essentiel des calculs), il est simple de dériver les transmissions dans l'atmosphère pour des conditions atmosphériques quelconques. Pour une atmosphère quelconque donnée suivant la même discrétisation verticale, les transmissions dans chaque couche sont directement issues de l'atlas (à la même pression, à la température la plus proche) et multipliées pour obtenir les transmissions requises entre deux niveaux de l'atmosphère. Dans le cas où les rapports de mélange des différents absorbants, ou l'angle zénithal diffèrent des valeurs de référence, les valeurs précalculées sont simplement élevées à la puissance correcte (= valeur réelle/valeur de référence).

Ainsi développé, le modèle 4A conserve le haut degré de précision des calculs du modèle raie-par-raie, mais est plus rapide d'au moins un ordre de grandeur. De par sa conception, le modèle 4A est adapté au calcul des luminances entre deux niveaux de l'atmosphère et la quantité en sortie du modèle est la luminance incidente à un niveau donné dans un intervalle spectral et

une direction donnés. Le profil de la fonction de transmission entre les deux niveaux atmosphériques sélectionnés est aussi accessible. Les domaines spectraux que nous avons considérés sont ceux pour lesquels l'atlas 4A est constitué. Ils correspondent d'une part à une large part de la bande de rotation de la vapeur d'eau, d'autre part aux intervalles spectraux à l'intérieur desquels sont effectuées des mesures par les radiomètres AVHRR et HIRS/2 des satellites de la série TIROS-N/NOAA A-G. Les zones spectrales étudiées correspondent respectivement à  $115-630 \text{ cm}^{-1}$  ;  $650-785 \text{ cm}^{-1}$ ,  $850-950 \text{ cm}^{-1}$ ,  $970-1090 \text{ cm}^{-1}$  et  $1160-1560 \text{ cm}^{-1}$ , soit des portions respectivement de la bande de rotation de la vapeur d'eau, de la bande à 15 microns du  $\text{CO}_2$ , de la fenêtre atmosphérique, de la bande à 9,6 microns de l'ozone et de la bande de vibration-rotation à 6,3 microns de la vapeur d'eau. Bien que, dans ces comparaisons, le spectre du rayonnement tellurique ne soit pas pris en compte dans son ensemble, les résultats présentés dans la suite peuvent néanmoins être extrapolés et servir de base pour la validation de notre modèle détaillé : les zones spectrales considérées sont à l'origine de 85 % de l'énergie du corps noir à 250 K (cf. figure I-1). Dans les zones ignorées, en deçà de  $115 \text{ cm}^{-1}$  et au delà de  $1560 \text{ cm}^{-1}$  le corps noir aux températures atmosphériques n'émet que relativement peu d'énergie. Les intervalles  $785-850 \text{ cm}^{-1}$ ,  $950-970 \text{ cm}^{-1}$ , et  $1090-1160 \text{ cm}^{-1}$  sont en revanche proches du maximum de l'émission du corps noir à ces mêmes températures, mais ne contiennent aucune bande d'absorption susceptible de modifier sensiblement le bilan radiatif de l'atmosphère. Enfin, compte tenu du type d'approximations contenues dans le modèle LOA, nous pouvons admettre un niveau de précision équivalent sur l'intervalle spectral  $630-650 \text{ cm}^{-1}$  (négligé dans la comparaison) et sur l'intervalle  $670-700 \text{ cm}^{-1}$  (pris en compte dans la comparaison).

Dans la suite, nous comparons les résultats de notre modèle détaillé à ceux du modèle 4A pour trois atmosphères standards, respectivement tropicale, TRO, moyenne latitude en hiver, MLW, et subarctique en hiver, SAW (Mc Clatchey et al. 1972) et pour deux angles de visée correspondant à une visée verticale (sécante = 1,00) et à une visée oblique (sécante = 1,66). Cette dernière valeur correspond au facteur de diffusivité (Elsasser, 1942) généralement utilisé pour prendre en compte l'intégration sur l'angle zénithal dans les calculs de flux. Nous comparons successivement les luminances montantes et descendantes calculées pour différents niveaux atmosphériques, les profils de transmission associés et les fonctions poids calculées depuis le sommet de l'atmosphère qui peuvent être reliées au refroidissement vers l'espace.



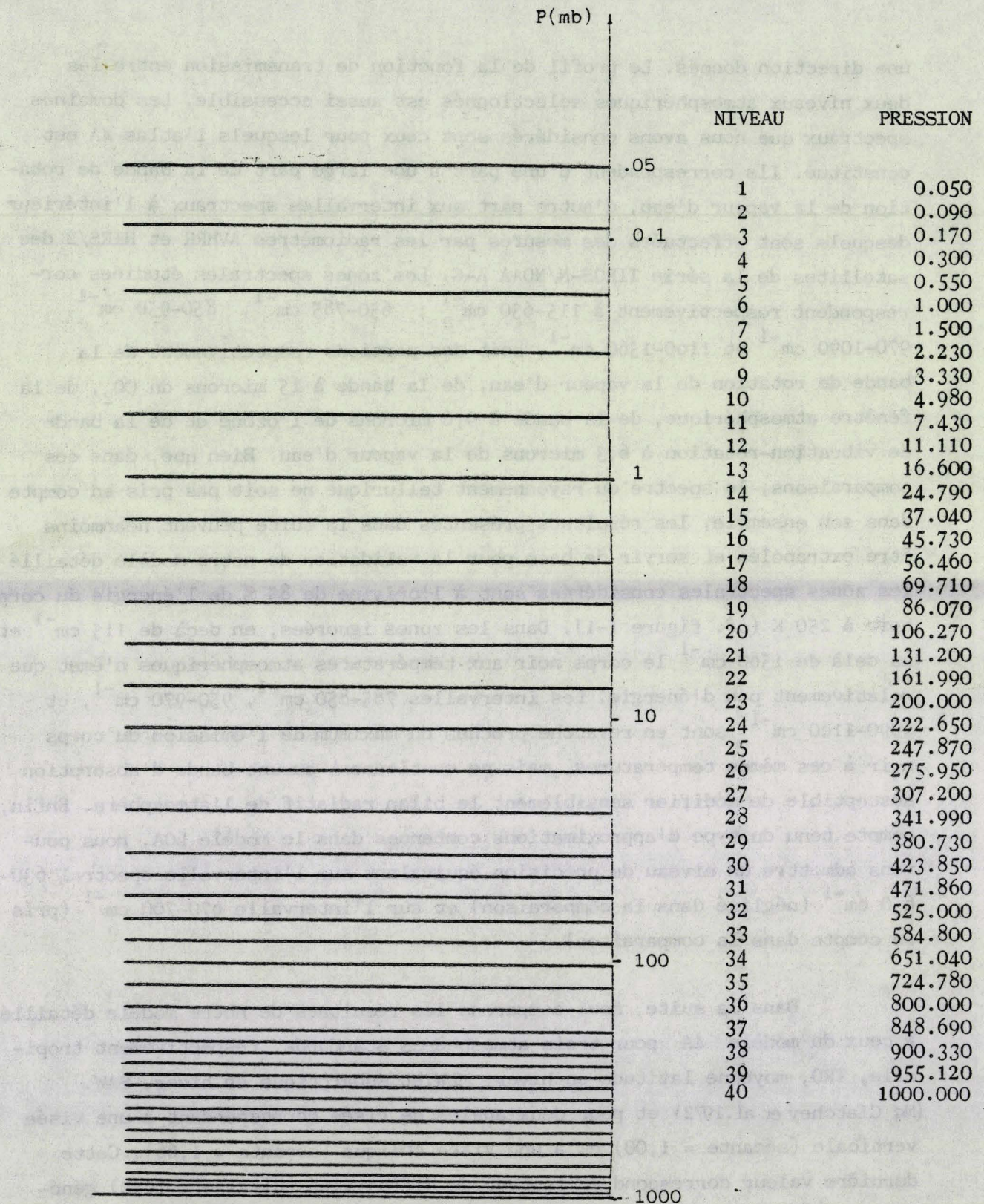


Tableau II-1. Répartition des 40 niveaux de pression de discrétisation de l'atmosphère.

Le tableau II-1 donne la distribution des niveaux de pression employée tant dans le modèle 4A que dans notre modèle pour décrire la structure verticale de l'atmosphère, tandis que les profils verticaux de température, de vapeur d'eau et d'ozone des trois atmosphères considérées sont présentées dans le tableau II-2. Les luminances ont été calculées aux limites des atmosphères claires ( $p = 0,05$  mb et  $p_{\text{surf}}$ ) ainsi que pour sept niveaux intermédiaires ( $p = 11,11$  mb,  $45,73$  mb,  $106,27$  mb,  $200$  mb,  $307,2$  mb,  $525$  mb,  $848,69$  mb) choisis de façon à permettre une validation de notre modèle dans la troposphère et la stratosphère tout en limitant les temps de calcul.

## II - 2.1. Luminances aux différents niveaux atmosphériques.

Parmi les paramètres représentatifs de l'équilibre énergétique du système Terre-Atmosphère, les flux radiatifs de grandes longueurs d'onde sortant au sommet de l'atmosphère et incident à la surface occupent une place centrale : au sommet de l'atmosphère, les flux radiatifs (de courtes et de grandes longueurs d'onde) sont les seuls intermédiaires entre le système Terre-Atmosphère et l'extérieur. A la base de l'atmosphère, les flux radiatifs sont un des termes principaux du bilan énergétique de la surface. De plus, les flux radiatifs sont, par rapport à d'autres quantités (flux de chaleur latente et sensible, par exemple), facilement mesurables. Une importance toute particulière doit donc être accordée au problème du degré de précision obtenu sur ces flux radiatifs aux limites de l'atmosphère.

Les figures II-1 et II-2 présentent pour les cinq zones spectrales considérées les luminances au sommet et à la base de l'atmosphère pour les atmosphères TRO, MLW et SAW et la sécante égale à  $1,66$ . L'unité employée est le milliwatt par mètre carré, par stéradian, par (centimètre)<sup>-1</sup> ( $\text{mW.m}^{-2}.\text{sr}^{-1}(\text{cm}^{-1})^{-1}$ ) et correspond à une luminance monochromatique observée dans la direction indiquée par la sécante.

On peut tout d'abord remarquer que le schéma d'intégration verticale diffère d'un modèle à l'autre. Dans les zones spectrales de très forte absorption, l'atmosphère émet comme un corps noir à la température locale. On s'at-



P	T	q <sub>H<sub>2</sub>O</sub>	q <sub>O<sub>3</sub></sub>	T	q <sub>H<sub>2</sub>O</sub>	q <sub>O<sub>3</sub></sub>	T	q <sub>H<sub>2</sub>O</sub>	q <sub>O<sub>3</sub></sub>
955.12	300.000	163E-01	480E-07	272.200	269E-02	461E-07	257.100	875E-03	299E-07
900.33	296.914	142E-01	504E-07	270.422	242E-02	463E-07	257.945	934E-03	319E-07
848.69	293.841	121E-01	527E-07	268.794	217E-02	465E-07	258.823	994E-03	339E-07
800.00	290.768	108E-01	543E-07	267.163	197E-02	469E-07	258.000	969E-03	359E-07
724.78	287.787	938E-02	558E-07	265.535	178E-02	473E-07	256.608	915E-03	378E-07
651.04	284.459	589E-02	579E-07	262.852	145E-02	511E-07	254.231	804E-03	425E-07
584.80	278.643	339E-02	589E-07	258.809	104E-02	561E-07	251.116	652E-03	485E-07
525.00	272.577	233E-02	612E-07	253.972	715E-03	647E-07	247.054	471E-03	549E-07
471.86	267.052	171E-02	643E-07	249.211	497E-03	798E-07	241.793	298E-03	618E-07
423.85	261.783	115E-02	673E-07	244.568	347E-03	942E-07	236.703	194E-03	697E-07
380.73	256.123	762E-03	705E-07	240.004	211E-03	118E-06	231.707	128E-03	900E-07
341.99	251.019	523E-03	736E-07	235.503	116E-03	146E-06	226.806	863E-04	124E-06
307.20	245.899	325E-03	801E-07	231.083	637E-04	181E-06	222.101	370E-04	161E-06
275.95	240.628	190E-03	876E-07	226.768	405E-04	245E-06	219.007	198E-04	257E-06
247.87	235.337	102E-03	969E-07	222.577	262E-04	330E-06	217.199	178E-04	395E-06
222.65	230.202	479E-04	110E-06	219.567	187E-04	440E-06	217.199	149E-04	576E-06
200.00	225.816	265E-04	124E-06	219.242	198E-04	584E-06	217.199	128E-04	801E-06
161.99	221.225	134E-04	139E-06	218.896	198E-05	762E-06	217.199	110E-04	108E-05
131.20	211.767	446E-05	170E-06	218.222	766E-05	116E-05	217.199	823E-05	175E-05
106.27	203.793	336E-05	209E-06	217.545	438E-05	156E-05	217.199	511E-05	233E-05
86.07	196.502	327E-05	282E-06	216.872	440E-05	208E-05	217.057	427E-05	338E-05
69.71	196.951	348E-05	530E-06	216.199	403E-05	281E-05	216.252	427E-05	448E-05
56.46	201.194	410E-05	107E-05	215.534	441E-05	371E-05	215.450	448E-05	550E-05
45.73	207.000	474E-05	200E-05	215.199	506E-05	487E-05	214.628	524E-05	644E-05
37.04	212.201	680E-05	338E-05	215.199	688E-05	580E-05	213.811	655E-05	712E-05
16.60	216.262	890E-05	515E-05	215.199	870E-05	692E-05	213.061	843E-05	782E-05
11.11	221.512	167E-04	843E-05	215.199	164E-04	850E-05	211.557	155E-04	840E-05
7.43	227.433	184E-04	111E-04	216.269	185E-04	962E-05	213.046	195E-04	880E-05
4.98	233.437	188E-04	128E-04	217.402	202E-04	107E-04	215.480	215E-04	907E-05
3.33	239.668	149E-04	114E-04	222.873	169E-04	112E-04	218.531	190E-04	105E-04
2.23	245.999	121E-04	105E-04	220.635	138E-04	116E-04	221.735	154E-04	122E-04
1.50	252.534	106E-04	992E-05	237.282	126E-04	114E-04	228.001	140E-04	124E-04
1.00	259.255	970E-05	808E-05	246.053	116E-04	106E-04	234.781	129E-04	123E-04
0.55	265.453	875E-05	599E-05	255.028	111E-04	833E-05	241.743	124E-04	100E-04
0.30	268.643	658E-05	450E-05	261.318	936E-05	641E-05	248.931	115E-04	786E-05
0.17	261.626	503E-05	342E-05	261.755	646E-05	440E-05	258.921	807E-05	551E-05
0.09	250.180	409E-05	275E-05	250.745	487E-05	327E-05	254.262	608E-05	409E-05
0.05	239.425	320E-05	213E-05	240.396	338E-05	221E-05	249.842	421E-05	276E-05
	219.000	152E-05	933E-06	230.700	198E-05	122E-05	245.700	246E-05	151E-05
	219.000	152E-05	933E-06	230.700	198E-05	122E-05	245.700	246E-05	151E-05

TRO p<sub>s</sub> = 1013.0 mb MLW p<sub>s</sub> = 1018.0 mb SAW p<sub>s</sub> = 1013.0 mb

Tableau II- 2. Profils atmosphériques des atmosphères tropicale (TRO), moyenne latitude en hiver (MLW) subarctique en hiver (SAW). La pression P est en millibars, la température T en Kelvins, les rapports de mélange q<sub>H<sub>2</sub>O</sub> pour la vapeur d'eau et q<sub>O<sub>3</sub></sub> pour l'ozone sont en kg.kg<sup>-1</sup>.

tendrait donc à ce que, par exemple, les luminances descendantes à la surface calculées par les deux modèles dans ces zones de très forte absorption soient égales. Or ce n'est pas le cas pour l'atmosphère tropicale dans la bande de rotation de  $H_2O$  (en deçà de  $500\text{ cm}^{-1}$ ) et dans la bande de vibration-rotation de  $H_2O$  (au-delà de  $1300\text{ cm}^{-1}$ ) (fig. II-2). De même, dans l'intervalle  $650-675\text{ cm}^{-1}$  dans la bande à 15 microns, les luminances descendantes sensiblement constantes avec l'angle de visée pour un modèle ne sont pas égales entre elles.

Le modèle 4A effectue l'intégration verticale par trapèzes et affecte à une couche atmosphérique donnée la température en moyenne arithmétique des températures définies sur les niveaux. Le modèle LOA, en revanche, prend en compte une variation linéaire de la température avec l'altitude à l'intérieur des couches. Comme pour le calcul des luminances, la quantité évaluée est le produit de convolution de la fonction de Planck et de la fonction de transmission, cette différence dans le schéma d'intégration verticale introduit des différences sur les luminances, même dans le cas d'un accord parfait sur les fonctions de transmission entre les deux modèles. Dans les zones de forte absorption, où la température effective de la couche est celle d'un niveau très proche du niveau d'observation, le modèle LOA prend donc en compte une température différente de celle utilisée par le modèle 4A, plus forte ou plus faible suivant le signe du gradient de température. Ainsi pour les atmosphères TRO et MLW dont le gradient de température est négatif dans toute la troposphère, les luminances descendantes calculées à la surface par le modèle LOA sont supérieures à celles calculées par le modèle 4A. On obtient le résultat opposé pour l'atmosphère SAW qui présente une inversion de température dans les basses couches. A  $650-675\text{ cm}^{-1}$ , cet écart varie entre  $-1,7\%$  pour TRO et  $+0,6\%$  pour SAW en relation avec le contenu en vapeur d'eau atmosphérique, cet effet étant d'autant plus fort que l'absorption est plus forte, les transmissions étant saturées sur des distances d'autant plus courtes que l'atmosphère est plus riche en vapeur d'eau.

Cette différence joue principalement sur les luminances observées depuis le sol dans des régions spectrales où l'absorption est importante. Dans les zones spectrales où l'absorption est plus faible, ou pour les lumi-

Figure II-1. Luminance sortant au sommet de l'atmosphère (en  $\text{mW.m}^{-2}.\text{sr}^{-1}.\text{(cm}^{-1})^{-1}$ ) en fonction du nombre d'onde (en  $\text{cm}^{-1}$ ), pour une sécante  $r = 1,66$ .

Figure II-1.a. : atmosphère TRO

Figure II-1.b. : atmosphère MLW

Figure II-1.c. : atmosphère SAW

Figure II-1.a.

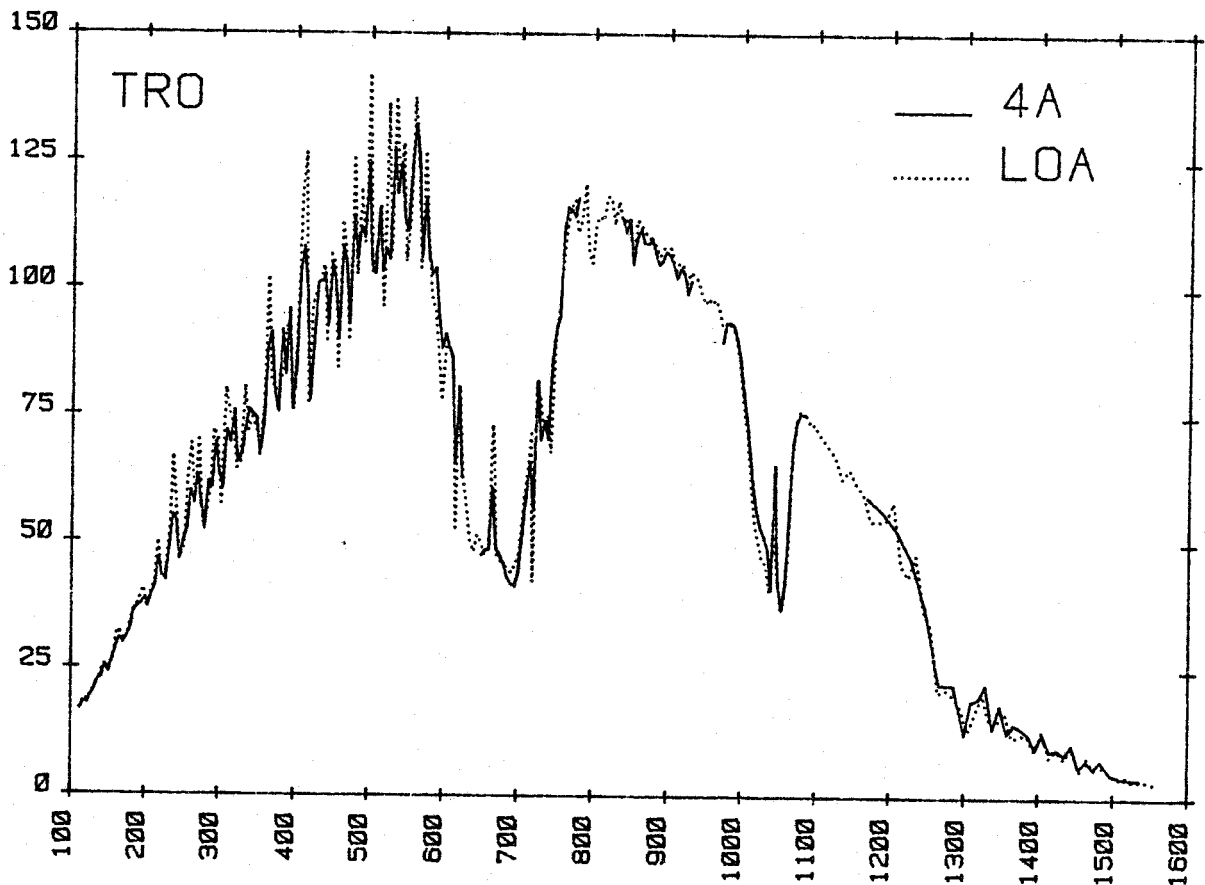




Figure II-1.b.

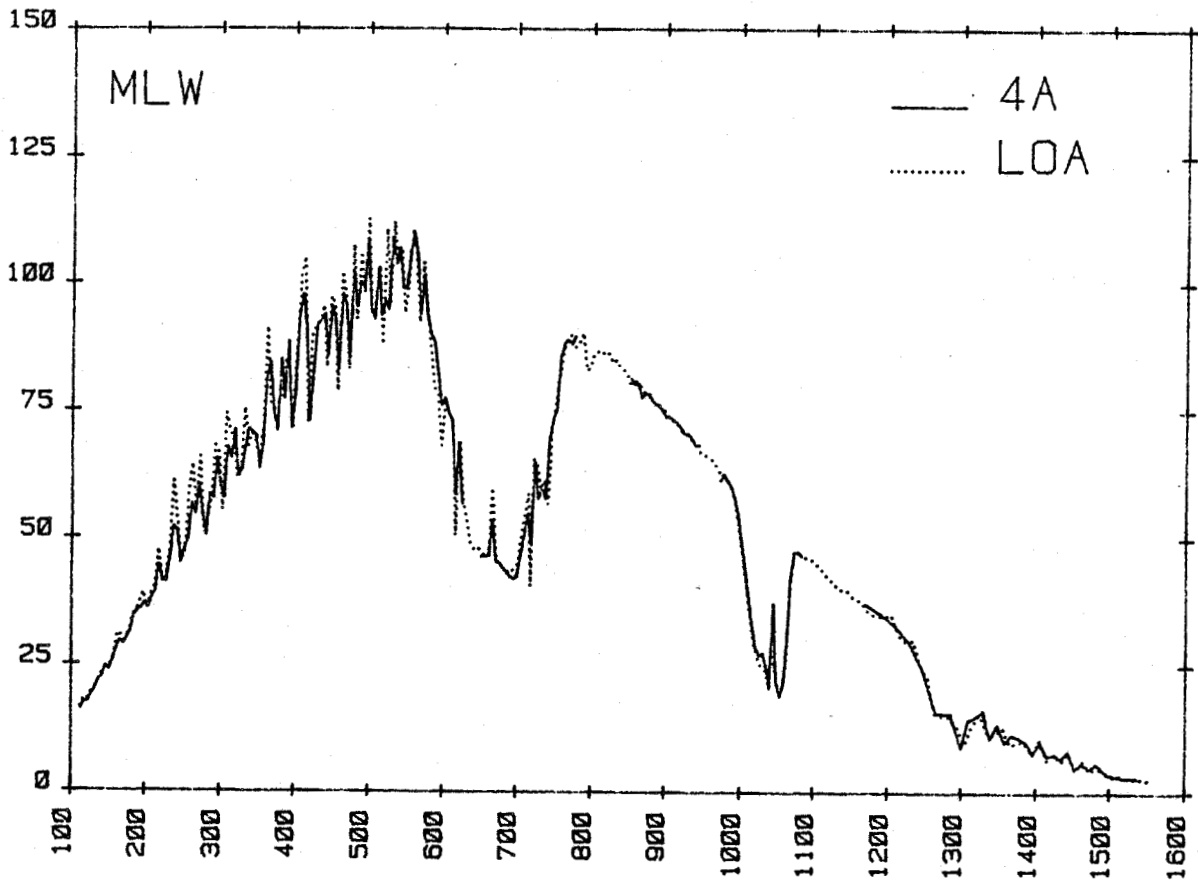


Figure II-1.c.

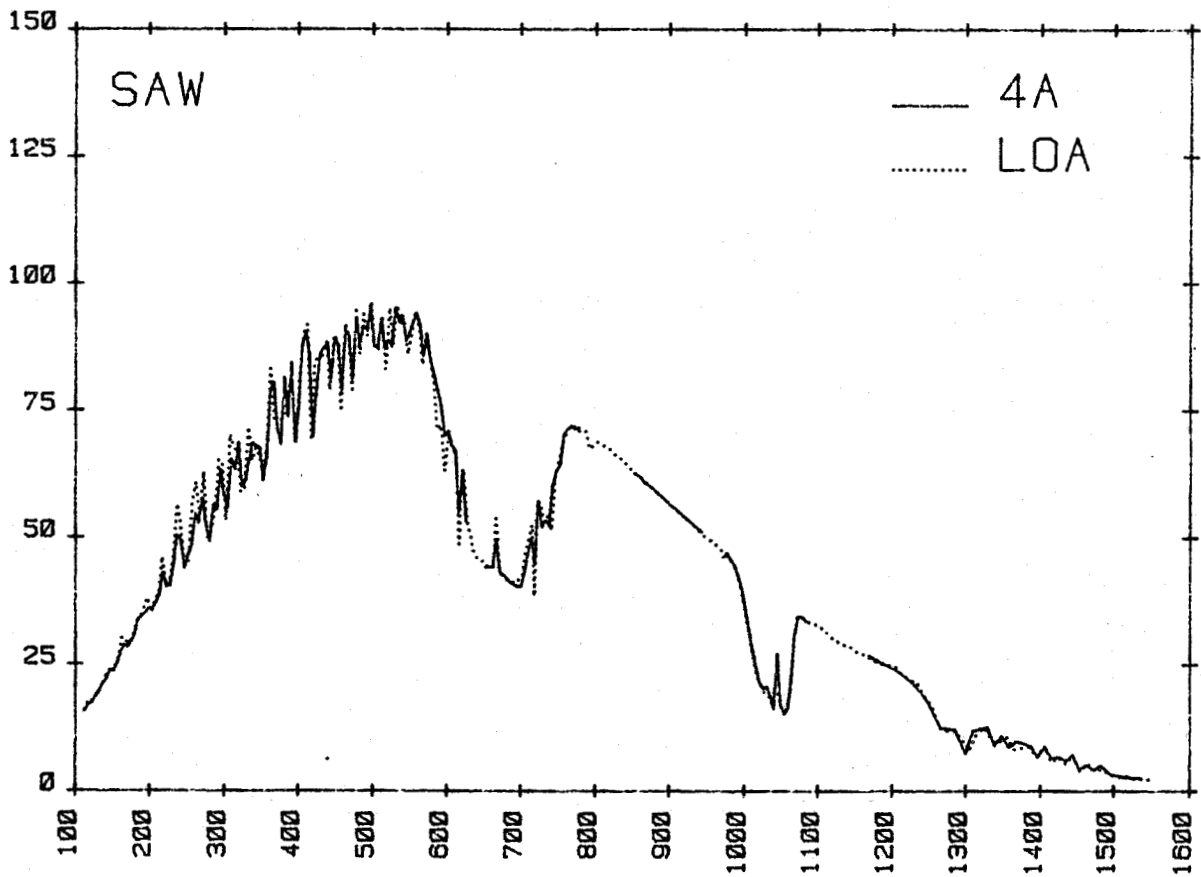


Figure II-2. Luminance descendant à la surface (en  $\text{mW.m}^{-2}.\text{sr}^{-1}.\text{(cm}^{-1})^{-1}$ ) en fonction du nombre d'onde (en  $\text{cm}^{-1}$ ), pour une sécante  $r = 1,66$ .

- Figure II-2.a. : atmosphère TRO
- Figure II-2.b. : atmosphère MLW
- Figure II-2.c. : atmosphère SAW

Figure II.2.a.

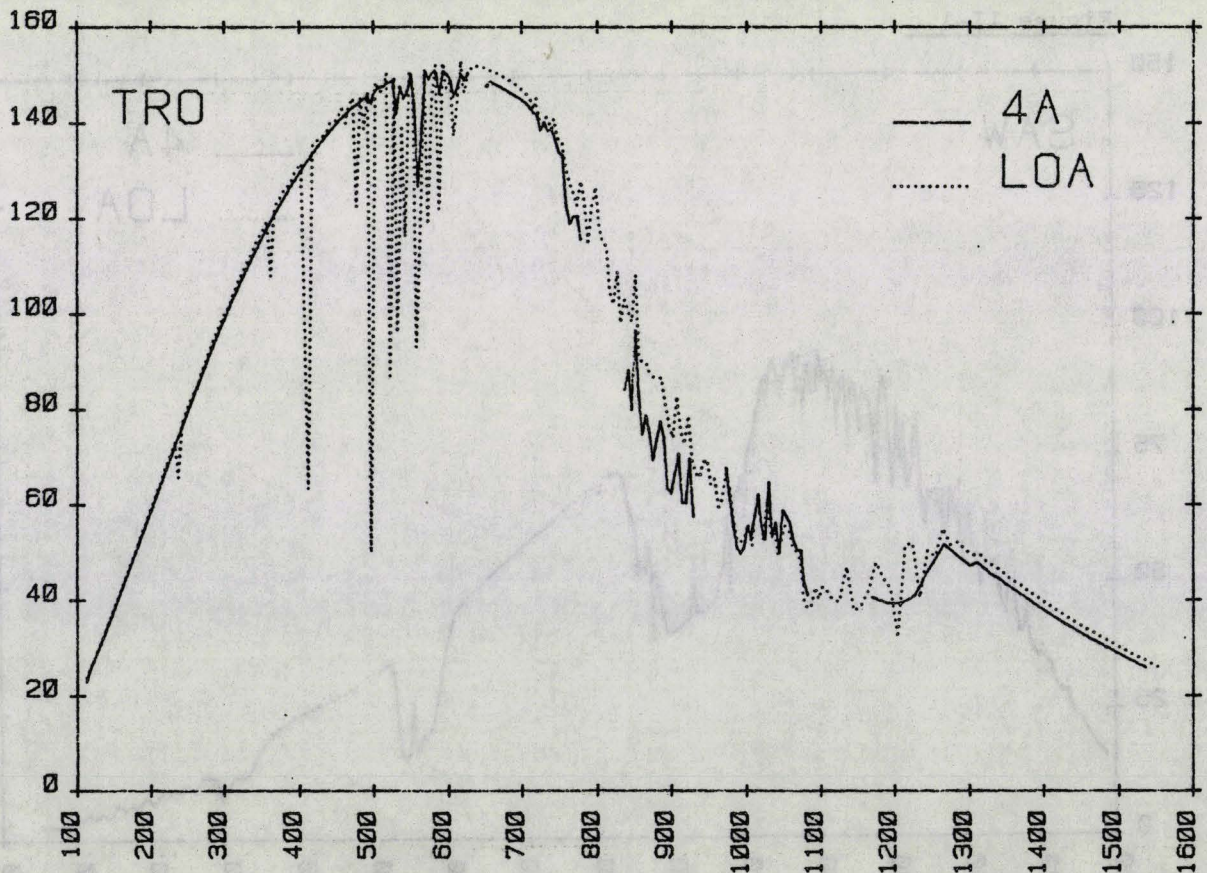


Figure II-2.b.

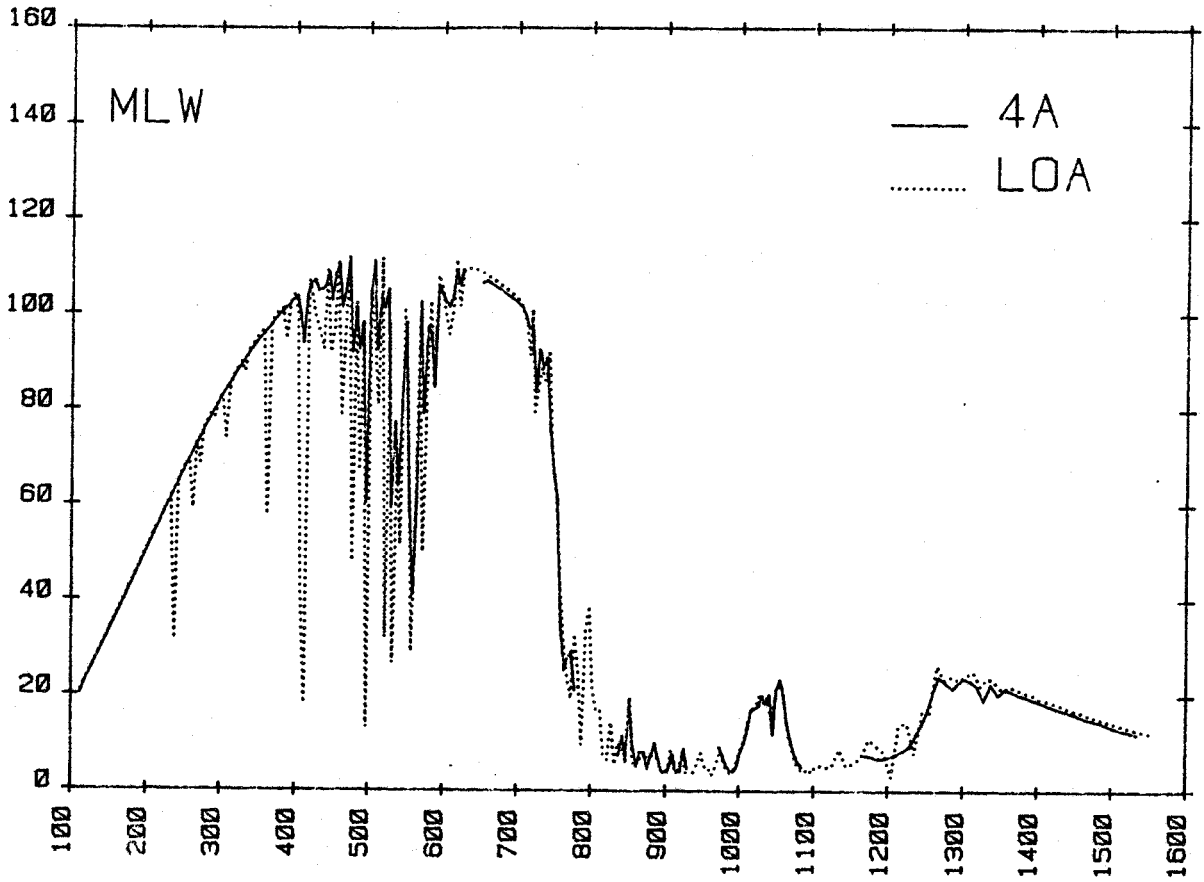
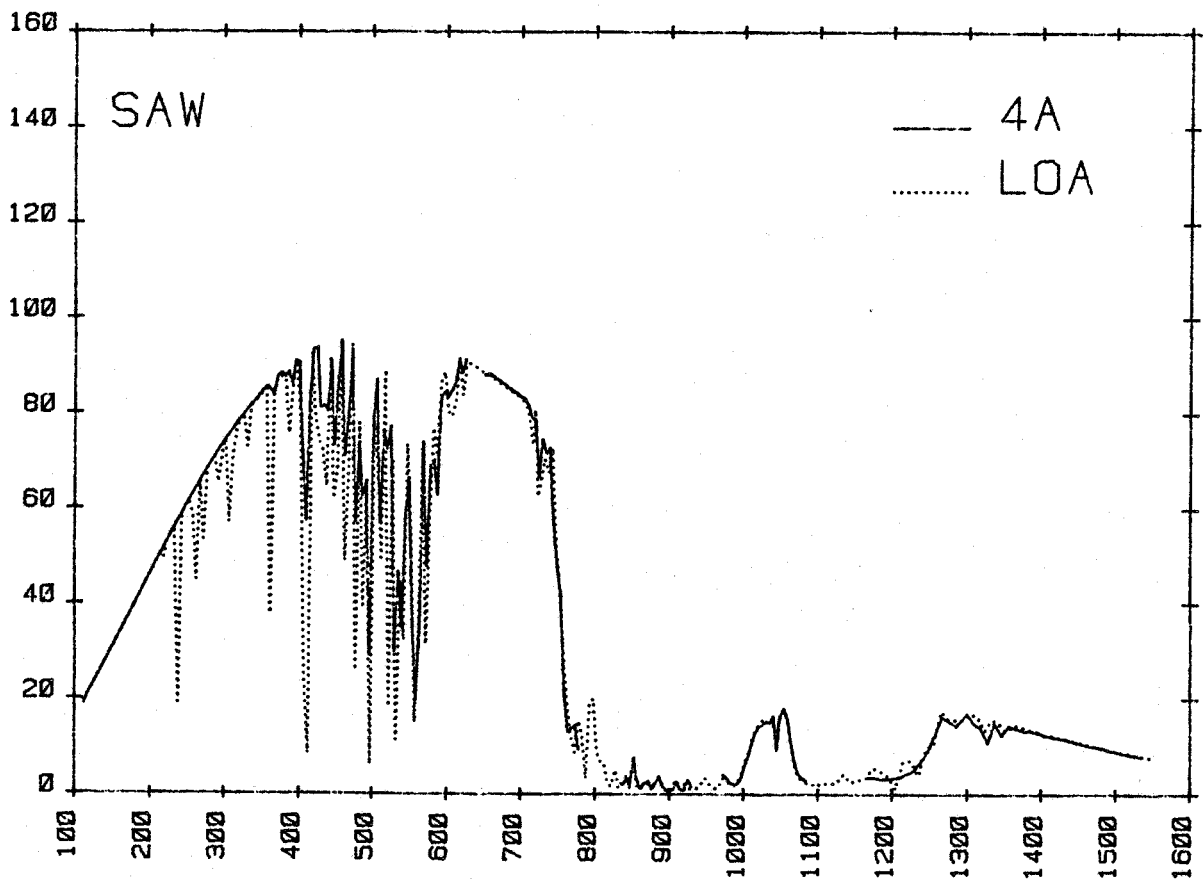


Figure II-2.c.



nances observées depuis le sommet de l'atmosphère, pour lesquelles la contribution majeure ne provient plus de la couche immédiatement adjacente au niveau de calcul, cet effet systématique dû au schéma d'intégration verticale apparaît moins car il est réparti sur plusieurs couches.

L'examen des figures II-1 et II-2 fait apparaître un accord très satisfaisant dans les intervalles  $650-785 \text{ cm}^{-1}$ ,  $850-950 \text{ cm}^{-1}$ ,  $970-1090 \text{ cm}^{-1}$  et  $1160-1560 \text{ cm}^{-1}$ . On observe en revanche des écarts importants dans la première zone spectrale. Dans cette première zone spectrale, la connaissance théorique des propriétés du continuum d'absorption de la vapeur d'eau reste limitée ; l'absence de mesures satellitaires dans des canaux de longueurs d'onde situées dans la bande de rotation de la vapeur d'eau ne permet pas de valider les modèles radiatifs par rapport à des observations, comme cela a pu être fait dans les autres zones spectrales (Chédin et Scott, 1983). Pour ces deux raisons, nous avons négligé, dans tous les calculs effectués sur cette zone spectrale, l'effet du continuum d'absorption de la vapeur d'eau, renforçant ainsi la différence intrinsèque entre le modèle raie-par-raie (4A), qui calcule effectivement l'effet d'une raie forte loin de son centre et notre modèle détaillé qui, du fait de l'utilisation de modèles statistiques pour la transmission, contraint une raie forte à concentrer ses effets dans un intervalle spectral défini. On trouvera sur les figures II-3 à II-5 une comparaison des luminances calculées aux limites de l'atmosphère avec et sans l'effet du continuum dans la zone spectrale  $115 - 630 \text{ cm}^{-1}$ .

La validation des deux modèles radiatifs dans la première zone spectrale reste donc à faire et l'apport des données de l'expérience ERBE (Earth Radiation Budget Experiment ; mesures satellitaires de flux totaux ; prévue pour la fin 1984) devrait être déterminant pour la solution de ce problème.

D'une manière générale, pour les luminances montantes au sommet de l'atmosphère, (fig. II-1) les différences observées entre les résultats des deux modèles sont plus importantes pour l'atmosphère tropicale, qui présente les plus forts contenus en vapeur d'eau, les températures les plus élevées et le contraste le plus important entre les températures chaudes des basses couches et les températures froides de la basse stratosphère. Pour les luminances descendantes observées à la surface (fig. II-2), les écarts relatifs les plus importants entre les résultats des deux modèles sont observés



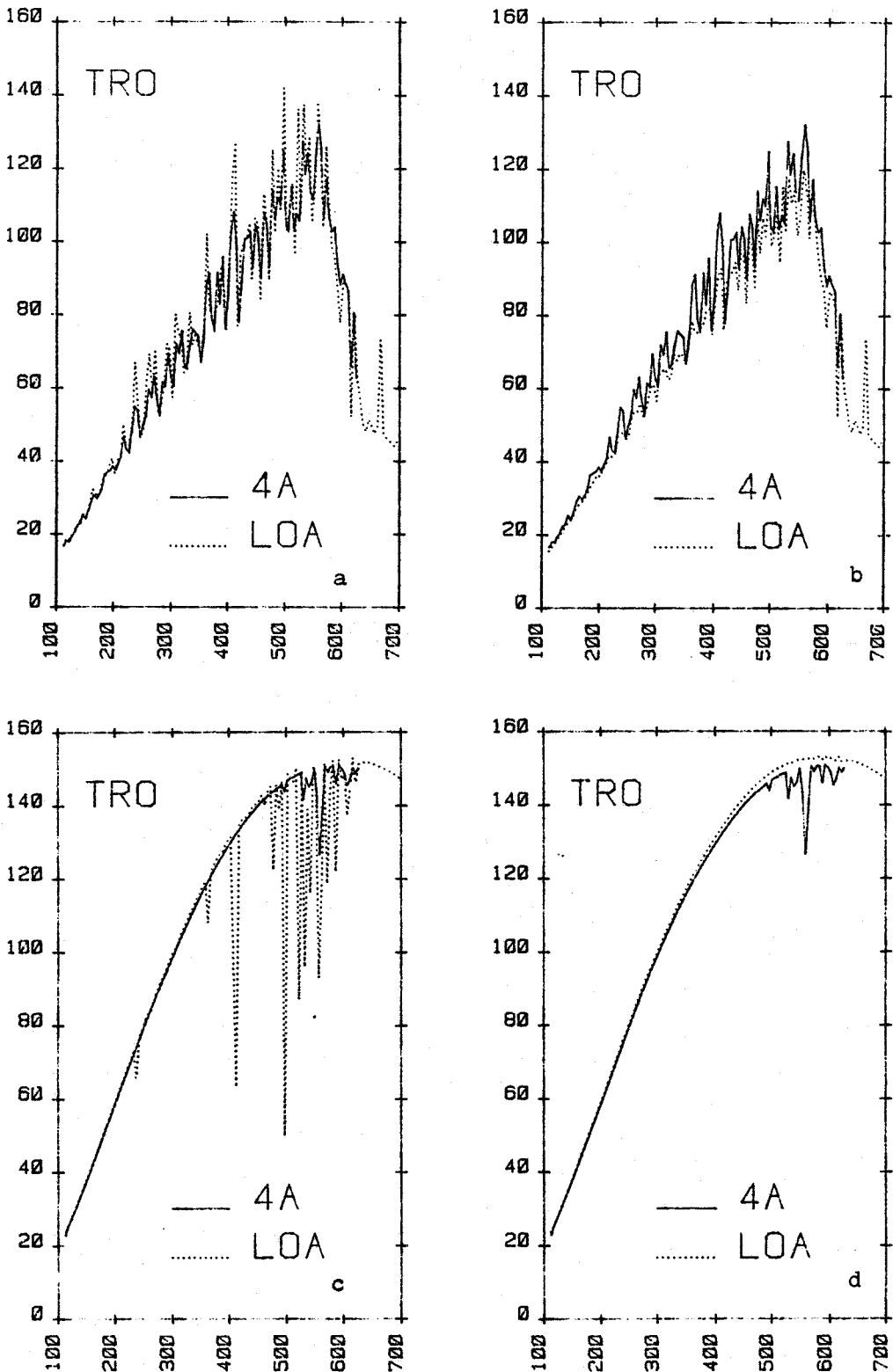


Figure II-3. Effet du continuum d'absorption de la vapeur d'eau sur les luminances sortant au sommet de l'atmosphère (figs. II-3.a et b) et descendant à la surface (figs. II-3.c et d). Les luminances (en  $\text{mW} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{sr}^{-1} \cdot (\text{cm}^{-1})^{-1}$ ) sont tracées en fonction du nombre d'onde (en  $\text{cm}^{-1}$ ). L'absorption par le continuum de la vapeur d'eau n'est prise en compte que pour les profils LOA des figures II-3.b et d. Atmosphère TRO.

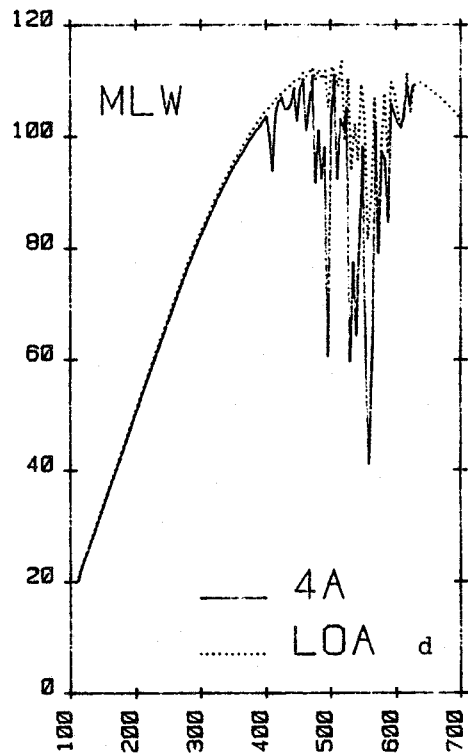
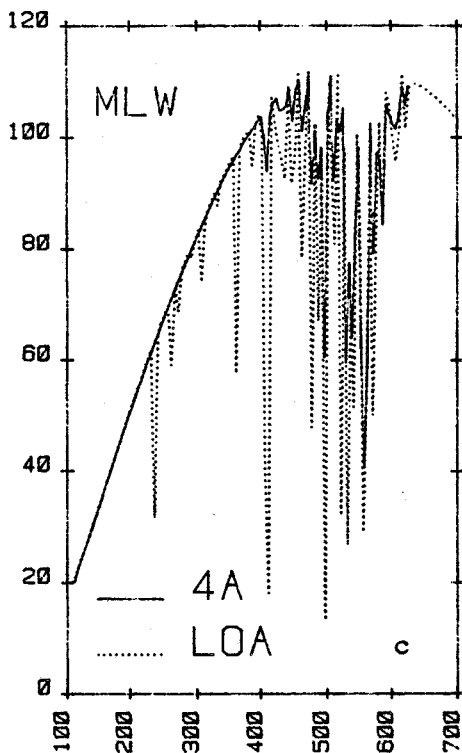
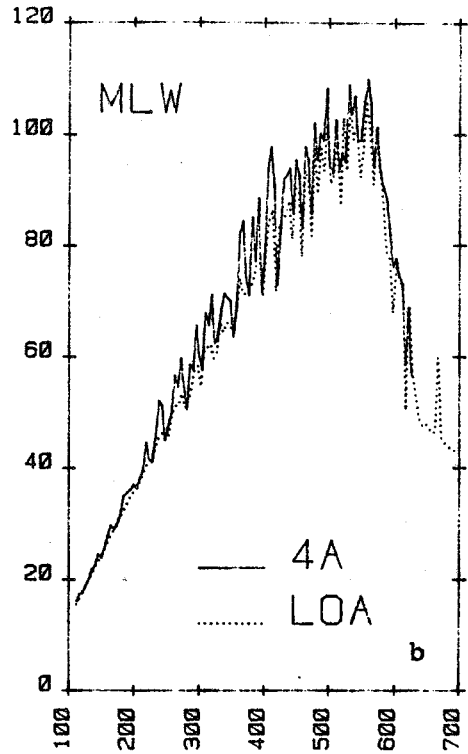
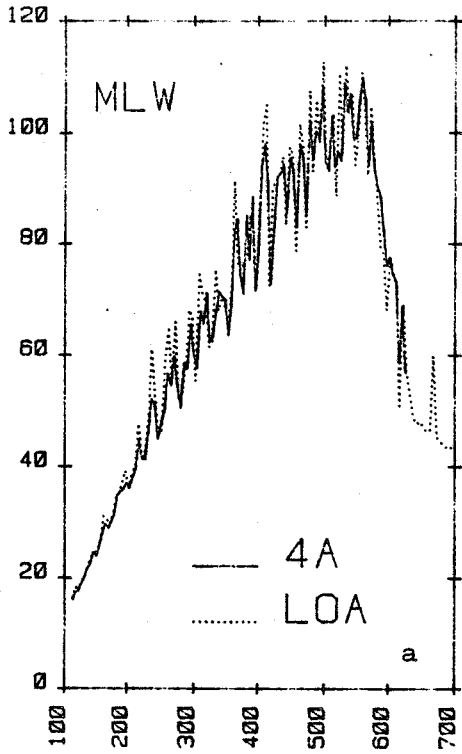


Figure II-4. Comme sur la figure II-3 pour l'atmosphère MLW.

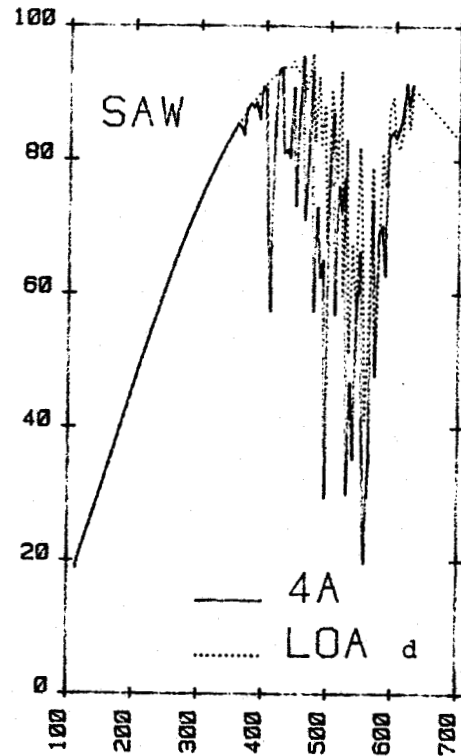
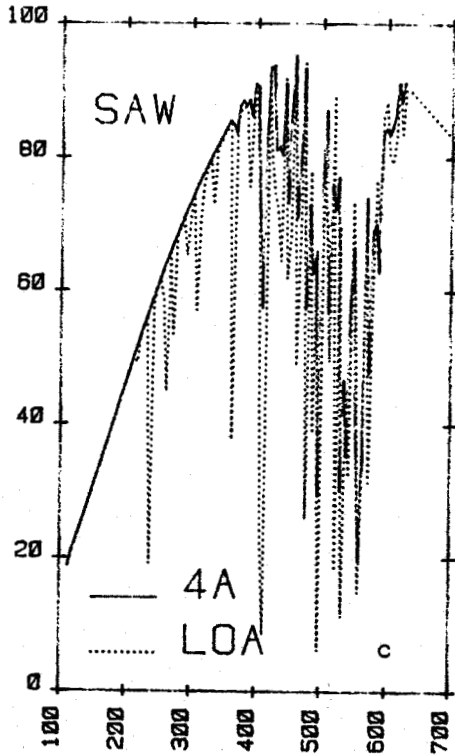
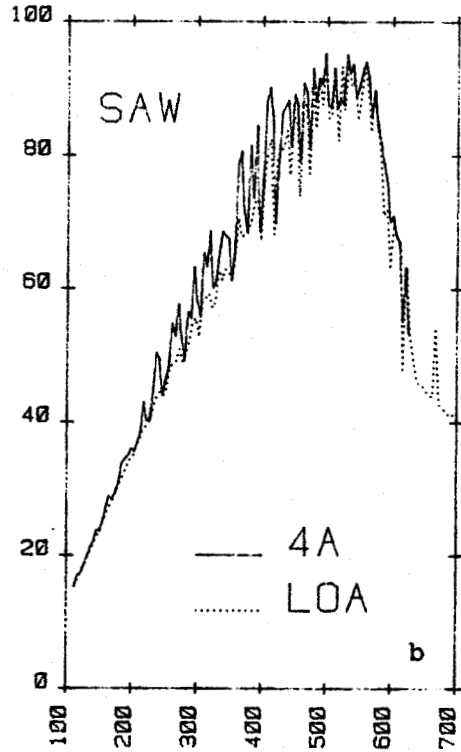
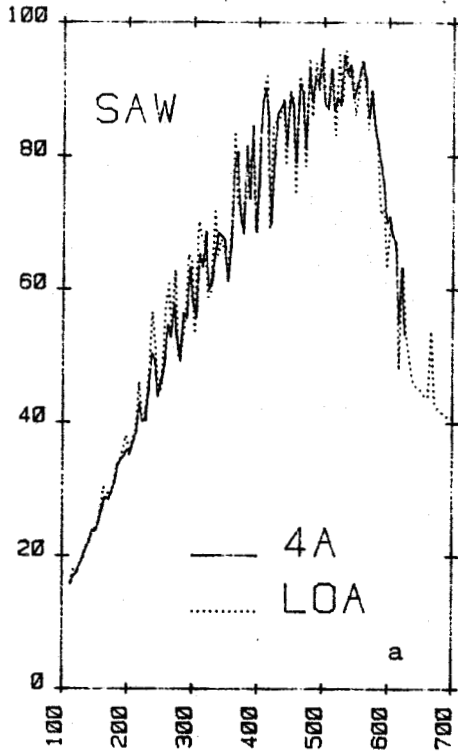


Figure II-5. Comme sur la figure II-3 pour l'atmosphère SAW.

dans la zone spectrale correspondant à la fenêtre atmosphérique quel que soit l'atmosphère étudiée. Le désaccord important observé sur les luminances descendantes à la surface dans la fenêtre atmosphérique en atmosphère tropicale est directement lié aux différentes paramétrisations du continuum d'absorption de la vapeur d'eau, puisque ce désaccord n'apparaît pas pour les autres atmosphères plus sèches et plus froides.

Le modèle 4A incorpore les coefficients d'absorption de Roberts et al. (1976), tandis que le modèle LOA utilise des coefficients d'absorption plus forts dérivés de l'analyse de Clough et al. (1980), ce qui explique la différence observée sur les luminances descendantes.

Les figures II-6 et II-7 présentent à titre d'exemple les luminances descendantes à la tropopause et à 525 mb respectivement pour les trois atmosphères et font apparaître dans la première zone spectrale, les problèmes déjà notés pour les luminances aux limites de l'atmosphère.

## II - 2.2. Choix de la résolution spectrale.

Le modèle LOA décrit les transmissions à l'aide de modèles de bande de type statistique dont les paramètres spectraux sont directement liés aux quantités

$$\sum_i S_i \quad \text{et} \quad \sum_i (S_i \alpha_i)^{\frac{1}{2}} \quad \text{où}$$

$S_i$  et  $\alpha_i$  sont respectivement l'intensité et la demi-largeur de la  $i$ ème raie dont le centre est à l'intérieur de l'intervalle considéré (cf. I-2). Calculées sur des intervalles spectraux larges, ces quantités tendent à surévaluer l'absorption car l'effet des raies les plus fortes est en fait appliqué à des nombres d'onde où physiquement elles n'interviennent plus. Calculées sur des intervalles trop étroits, l'absorption est alors fortement surévaluée dans les intervalles contenant des raies fortes et sous évaluée ailleurs du fait de l'absence du continuum d'absorption dû à la superposition des ailes de raies fortes. Afin d'obtenir une description correcte de la transmission, il faudrait donc ajuster la largeur des intervalles spectraux à la zone d'effet des ailes des raies d'absorption. Cette définition ne peut servir



que de base de compromis sur la largeur, car cette zone d'influence dépend de la pression, de la température et de l'intensité des raies et varie donc avec l'altitude. Il faut par ailleurs que l'intervalle spectral soit suffisamment large pour contenir un nombre de raies suffisant à garantir la validité d'un modèle de transmission de type statistique (Zdunkowski et Raymond, 1970). Des comparaisons avec des mesures expérimentales peuvent être utilisées pour ajuster la largeur des intervalles spectraux. Ainsi Kiehl et Ramanathan (1983) montrent que pour la bande à 15 microns du  $\text{CO}_2$  le modèle statistique de Malkmus, utilisé sur des intervalles de  $2 \text{ cm}^{-1}$ , reproduit avec une précision meilleure que 5 %, les absorptances mesurées en laboratoire par Gryvnak et al. (1976) pour l'ensemble de la bande d'absorption. Des comparaisons avec les résultats d'un modèle de type raie-par-raie sont par ailleurs utiles pour ajuster la largeur des intervalles spectraux si l'on cherche une description plus fine des différentes parties d'une bande d'absorption.

Les tableaux II-3 et II-4 présentent les résultats de telles comparaisons entre luminances calculées par le modèle 4A et luminances calculées par diverses versions du modèle LOA. Dans le tableau II-3 qui concerne la zone spectrale entre  $650$  et  $775 \text{ cm}^{-1}$ , les résultats marqués L5 correspondent à une résolution de  $5 \text{ cm}^{-1}$  à l'intérieur du sous-intervalle considéré, L25 à une résolution de  $25 \text{ cm}^{-1}$ . Pour la zone spectrale  $1250 - 1560 \text{ cm}^{-1}$  présentée dans le tableau II-4, L1 correspond à un modèle doté d'une résolution de  $10 \text{ cm}^{-1}$ , L3 à des calculs effectués en ne considérant qu'un seul intervalle de  $30$  ou  $40 \text{ cm}^{-1}$  suivant le cas. L'utilisation d'un modèle à plus forte résolution améliore généralement les résultats. Ainsi que l'on peut le constater dans la partie droite du tableau II-3, qui présente les transmissions entre la surface et le sommet de l'atmosphère, le modèle à plus forte résolution donne des absorptions plus faibles.

### II - 2.3. Absorption par $\text{CH}_4$ et $\text{N}_2\text{O}$ .

Dans le tableau II-4 les modèles L1 et L3 prennent en compte l'absorption par la vapeur d'eau et son continuum, le gaz carbonique et l'ozone. Les modèles L2 et L4 correspondent respectivement aux modèles L1 et L3 mais

Figure II-6. Luminance (en  $\text{mW.m}^{-2}.\text{sr}^{-1}.\text{(cm}^{-1})^{-1}$ ) en fonction du nombre d'onde (en  $\text{cm}^{-1}$ ), pour une sécante  $r = 1,66$ , descendant au niveau 106 mb pour TRO (fig. II-6.a), au niveau 200 mb pour MLW (fig. II-6.b), au niveau 307 mb pour SAW (fig. II-6.c).

Figure II-6.a.

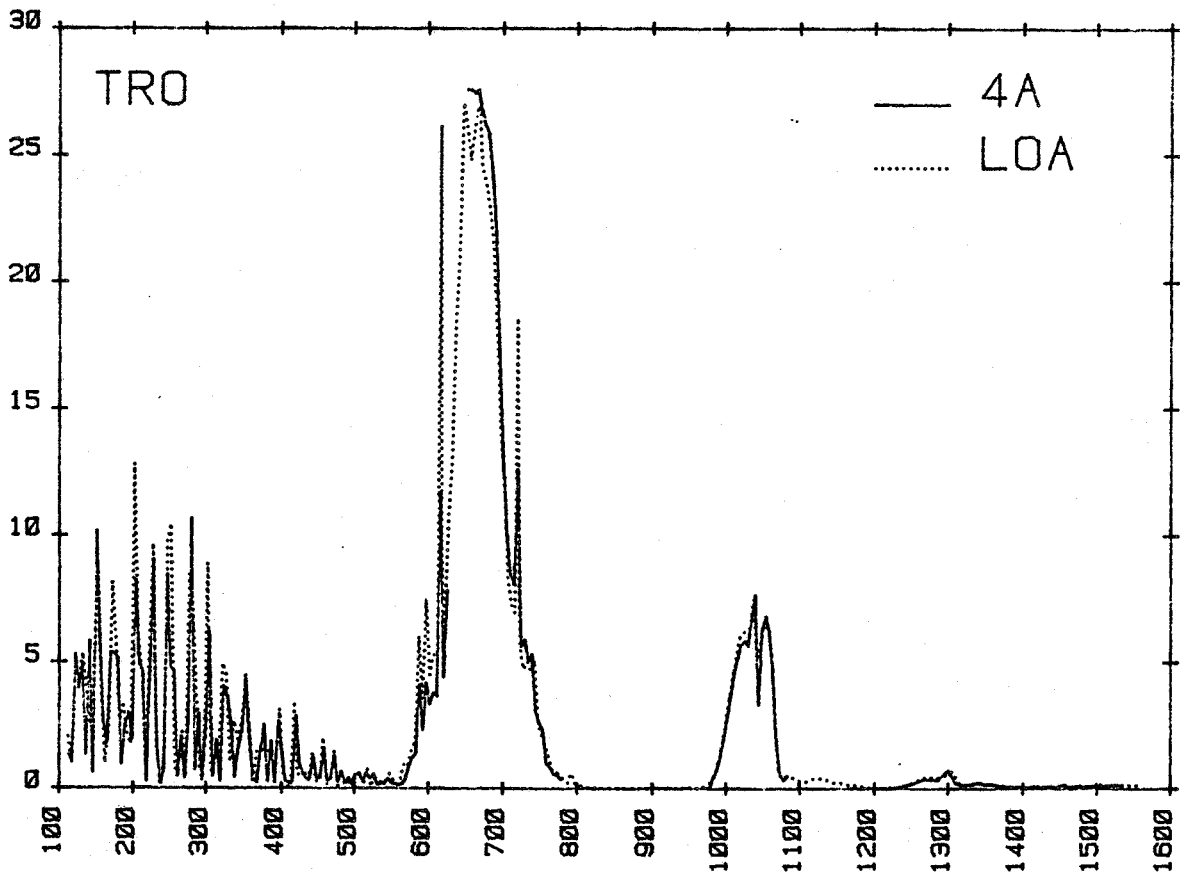


Figure II-6.b.

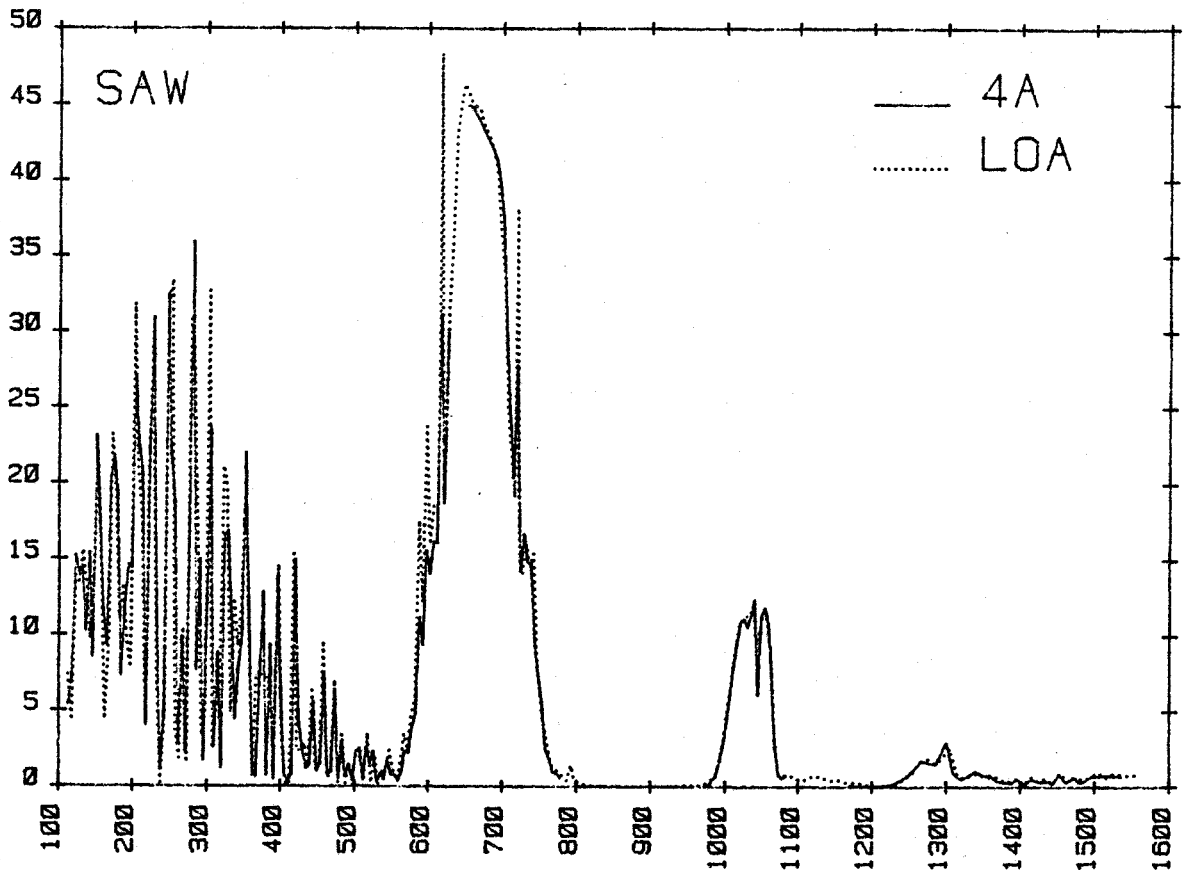


Figure II-6.c.

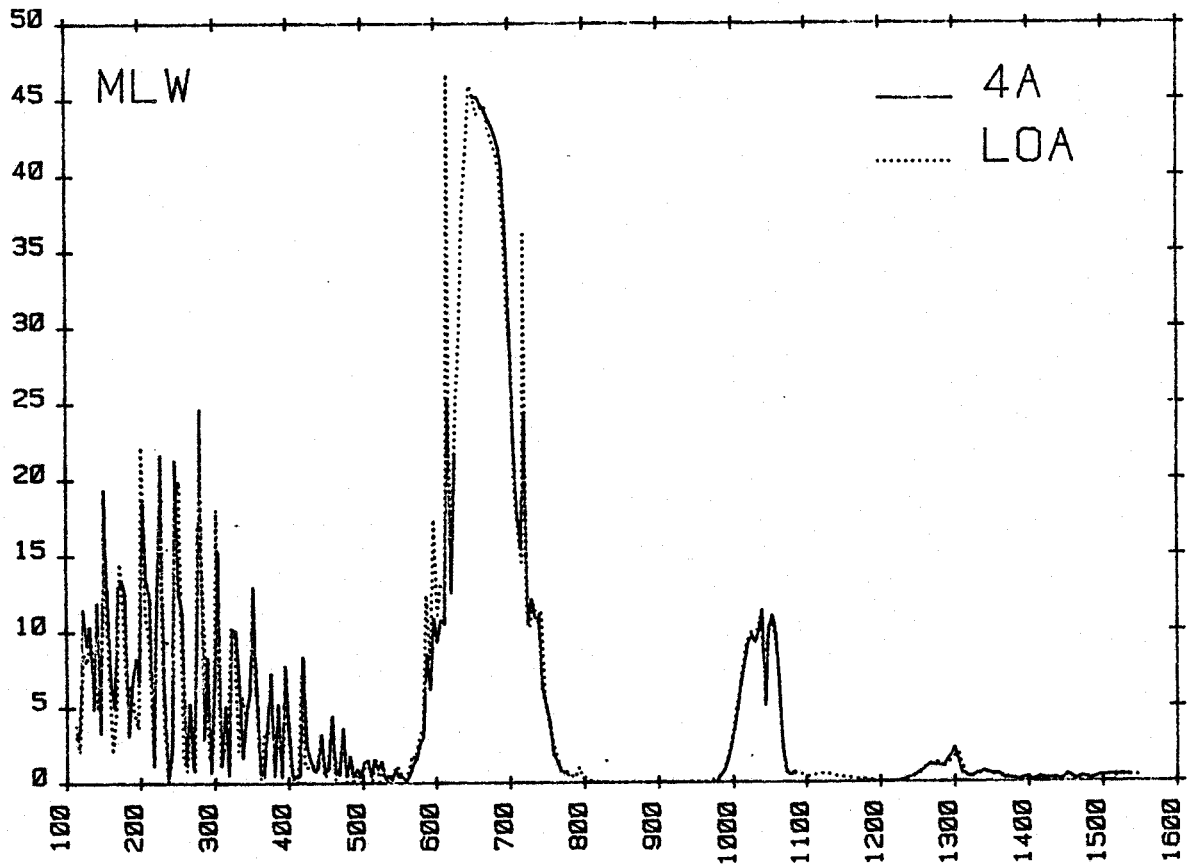


Figure II-7. Luminance (en  $\text{m.W.m}^{-2}.\text{sr}^{-1}.\text{(cm}^{-1}\text{)}^{-1}$ ) en fonction du nombre d'onde (en  $\text{cm}^{-1}$ ), pour une sécante  $r = 1,66$ , descendant au niveau 525 mb.

Figure II-7.a. atmosphère TRO

Figure II-7.b. atmosphère MLW

Figure II-7.c. atmosphère SAW

Figure II-7.a.

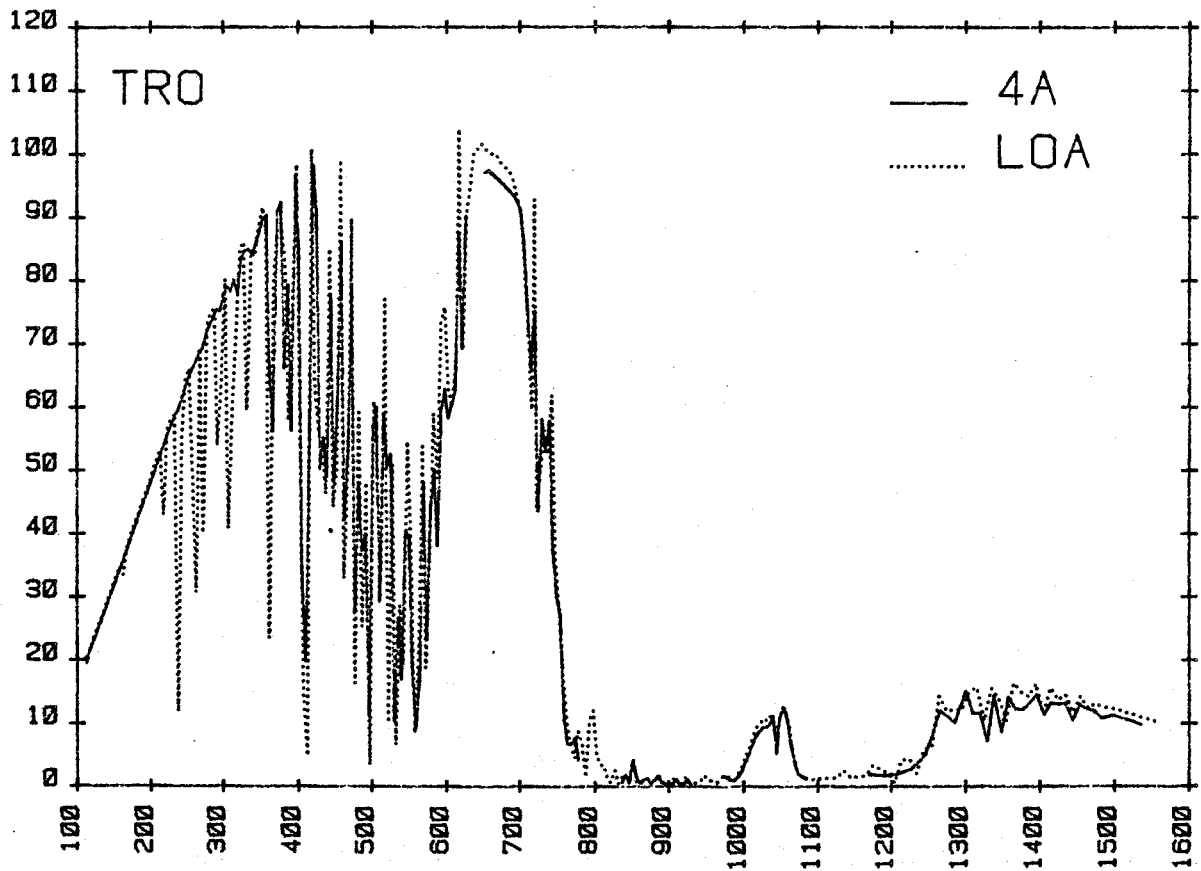


Figure II-7.b.

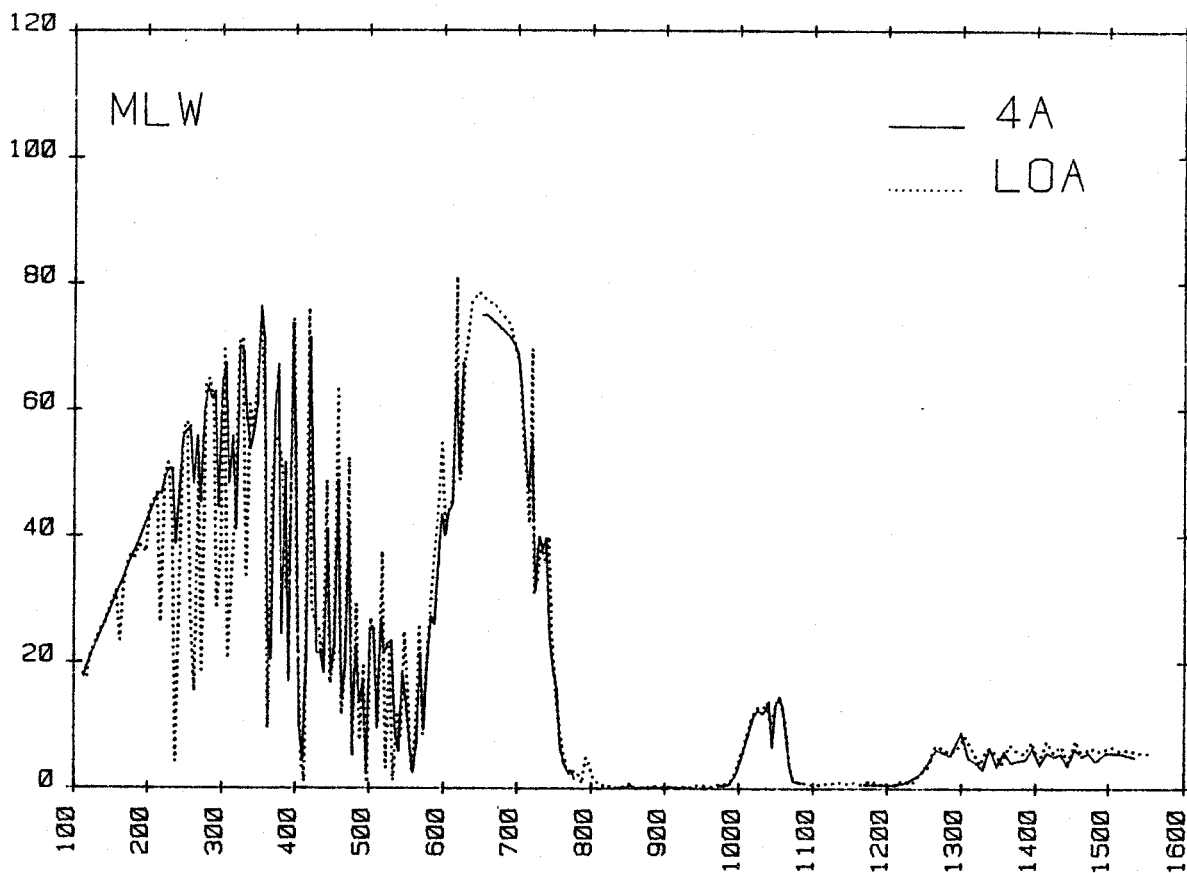
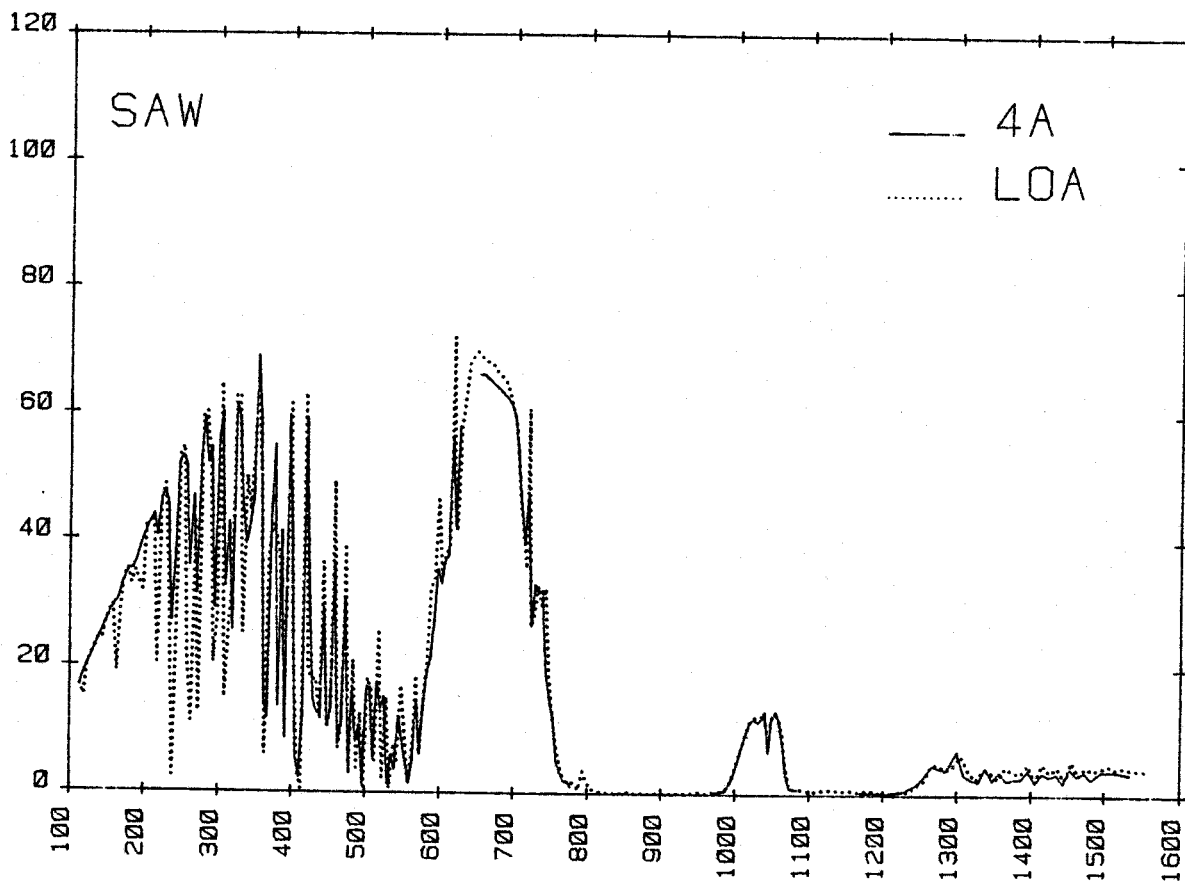


Figure II-7.c.



		Luminance					Transmittance				
		650	675	700	725	750	650	675	700	725	750
		675	700	725	750	775	675	700	725	750	775
TRO	4A	1.266	1.082	1.414	1.932	2.774	0	0	0.000	0.015	0.188
	L5	1.337	1.131	1.480	1.486	2.686	0	0	0.001	0.005	0.057
	L25	1.406	1.102	1.281	1.814	2.626	0	0	0.000	0.003	0.044
MLW Sec = 1.66	4A	1.192	1.078	1.229	1.560	2.109	0	0	0.006	0.075	0.552
	L5	1.213	1.094	1.287	1.521	2.100	0	0	0.020	0.079	0.508
	L25	1.222	1.082	1.154	1.500	2.064	0	0	0.001	0.061	0.450
SAW	4A	1.124	1.027	1.136	1.389	1.735	0	0	0.009	0.105	0.646
	L5	1.133	1.036	1.178	1.351	1.731	0	0	0.031	0.113	0.627
	L25	1.132	1.028	1.074	1.337	1.714	0	0	0.002	0.093	0.571
TRO	4A	1.194	1.062	1.581	2.169	2.941	0	0	0.003	0.046	0.291
	L5	1.272	1.133	1.630	2.048	2.874	0	0	0.006	0.023	0.158
	L25	1.318	1.096	1.409	2.015	2.828	0	0	0.000	0.016	0.136
MLW Sec = 1.00	4A	1.169	1.075	1.339	1.718	2.189	0	0	0.021	0.154	0.659
	L5	1.188	1.103	1.391	1.657	2.186	0	0	0.047	0.142	0.632
	L25	1.189	1.085	1.239	1.638	2.164	0	0	0.005	0.121	0.588
SAW	4A	1.111	1.028	1.225	1.503	1.780	0	0	0.029	0.198	0.738
	L5	1.117	1.045	1.260	1.451	2.778	0	0	0.064	0.186	0.729
	L25	1.111	1.031	1.143	1.439	1.769	0	0	0.009	0.164	0.692

Tableau II-3.

Luminances (en  $\text{Wm}^{-2} \text{sr}^{-1}$ ) et transmittances intégrées sur des intervalles spectraux de  $25 \text{ cm}^{-1}$  de large pour le modèle 4A et pour deux découpages spectraux dans le modèle LOA : dans chaque intervalle de  $25 \text{ cm}^{-1}$ , L5 considère 5 sous-intervalles de  $5 \text{ cm}^{-1}$ , tandis que L25 ne considère l'intervalle dans son ensemble.

Tableau II-4.

		1250	1280	1320	1360	1400	1440	1480	1520
		1280	1320	1360	1400	1440	1480	1520	1560
TRO	4A	0.8082	0.7620	0.7279	0.5198	0.4124	0.3087	0.2253	0.1545
	L1	1.057	1.054	0.8019	0.4803	0.3862	0.2824	0.1947	0.1376
	L2	0.6889	0.6091	0.6456	0.4628	0.3862	0.2811	0.1545	0.1368
	L3	1.131	1.155	0.8327	0.4917	0.4194	0.3276	2.043	0.1381
	L4	0.7454	0.6462	0.6703	0.4742	0.4194	0.3256	0.2041	0.1372
MLW Sec=1.66	4A	0.5483	0.5510	0.5477	0.4123	0.3277	0.2439	0.1775	0.1214
	L1	0.7493	0.7971	0.6206	0.3883	0.3111	0.2280	0.1584	0.1123
	L2	0.4897	0.4559	0.4922	0.3726	0.3110	0.2269	0.1582	0.1117
	L3	0.7682	0.8370	0.6344	0.3057	0.3327	0.2589	0.1657	0.1127
	L4	0.5123	0.4820	0.5046	0.3807	0.3326	0.2573	0.1655	0.1120
SAW	4A	0.4210	0.4419	0.4431	0.3577	0.2846	0.2100	0.1517	0.1029
	L1	0.5630	0.6287	0.5049	0.3336	0.2662	0.1940	0.1334	0.09366
	L2	0.3867	0.3742	0.4032	0.3199	0.2662	0.1931	0.1333	0.09318
	L3	0.5688	0.6448	0.5105	0.3386	0.2796	0.2165	0.1399	0.09388
	L4	0.3982	0.3952	0.4096	0.3256	0.2796	0.2152	0.1397	0.09335
TRO	4A	0.9382	0.9072	0.8312	0.5878	0.4646	0.3497	0.2555	0.1754
	L1	1.144	1.155	0.8879	0.5373	0.4340	0.3184	0.2189	0.1547
	L2	0.8139	0.7377	0.7421	0.5224	0.4340	0.3174	0.2188	0.1540
	L3	1.211	1.255	0.9204	0.5492	0.4700	0.3689	0.2299	0.1552
	L4	0.8723	0.7794	0.7700	0.5345	0.4700	0.3674	0.2298	0.1545
MLW Sec=1.00	4A	0.6160	0.6350	0.6113	0.4620	0.3670	0.2751	0.2018	0.1384
	L1	0.7811	0.8464	0.6700	0.4289	0.3455	0.2548	0.1770	0.1253
	L2	0.5598	0.5367	0.5335	0.4157	0.3455	0.2540	0.1768	0.1247
	L3	0.7965	0.8809	0.6823	0.4365	0.3670	0.2872	0.1851	0.1256
	L4	0.5805	0.5624	0.5658	0.4236	0.3670	0.2859	0.1849	0.1251
SAW	4A	0.4620	0.4946	0.4807	0.3957	0.3175	0.2376	0.1747	0.1195
	L1	0.5754	0.6509	0.5310	0.3643	0.2935	0.2167	0.1497	0.1045
	L2	0.4308	0.4301	0.4432	0.3531	0.2934	0.2160	0.1496	0.1041
	L3	0.5795	0.6642	0.5359	0.3686	0.3047	0.2374	0.1565	0.1048
	L4	0.4404	0.4494	0.4493	0.3579	0.3047	0.2364	0.1564	0.1043

Luminances (en  $\text{Wm}^{-2}\text{sr}^{-1}$ ) intégrées sur les différents intervalles spectraux considérés, pour le modèle 4A et différentes versions du modèle LOA : dans chaque intervalle, L1 et L3 considèrent des sous-intervalles de  $10\text{ cm}^{-1}$  ; L2 et L4 prennent en compte l'intervalle dans son ensemble. L'absorption par  $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{CO}_2$  et  $\text{O}_3$  est prise en compte dans L1 et L3. L2 et L4 considèrent en plus celle par  $\text{CH}_4$  et  $\text{N}_2\text{O}$ .



en ajoutant les effets de l'absorption par  $\text{CH}_4$  et  $\text{N}_2\text{O}$  considérés en mélange uniforme dans l'atmosphère avec des concentrations volumiques respectives de 1,6 et 0,31 ppm. On peut noter l'effet important de cette absorption supplémentaire entre 1250 et 1400  $\text{cm}^{-1}$ , qui ne peut être ignoré dans un modèle détaillé du transfert radiatif de grandes longueurs d'onde.

#### II - 2.4. Fonctions poids.

De la même façon que l'étude des transmissions entre sommet et surface permet de voir comment est prise en compte la contribution de la surface, on peut évaluer la manière dont les contributions des différentes couches atmosphériques sont prises en compte en étudiant la fonction poids. Dans l'équation de l'énergie radiative sortant au sommet d'une atmosphère plane parallèle surplombant une surface émettant comme un corps noir :

$$I = B(T(p_s), \nu) \tau_\nu(p_s, 0) + \int_{p_s}^0 B(T(p), \nu) \frac{\partial \tau_\nu(p, 0)}{\partial p} dp$$

nous étudions maintenant le terme sous l'intégrale dans le second membre.

Pour ce faire, nous avons tracé la quantité :

$$\bar{B}_{\Delta\nu} \frac{\Delta \tau_{\Delta\nu}(p, 0)}{\Delta p}$$

en fonction de l'altitude telle qu'elle est calculée par le modèle LOA à la plus forte résolution et évaluée pour les mêmes fonctions de Planck à partir des transmissions moyennes intégrées sur les différents sous-intervalles spectraux. Il est à remarquer que les fonctions tracées correspondent au terme de refroidissement vers l'espace, c'est à dire au refroidissement



local de la couche par échange avec le sommet de l'atmosphère (cf. I-1.5). Rodgers et Walshaw (1966) ont montré que ce terme contribue généralement fortement au refroidissement total de l'atmosphère. Les courbes tracées peuvent donc être vues au moins partiellement comme une comparaison entre les taux de refroidissement que fourniraient les deux modèles.

Les figures II-8 à II-12 présentent pour les trois atmosphères standards considérées et pour chacune des cinq régions spectrales étudiées une comparaison entre ces refroidissements vers l'espace calculés par les deux modèles. On obtient un très bon accord pour la bande à 15 microns du  $\text{CO}_2$  (fig. II-9) et la bande à 9,6 microns de l'ozone (fig. II-11). La figure II-12 montre une sous-estimation du refroidissement dans la zone spectrale correspondant à la bande à 6,3 microns de la vapeur d'eau. Celle-ci apparaît liée à une surestimation de l'absorption (par  $\text{CH}_4$  ?, cf. tableau II-4) qui tend à placer le maximum du refroidissement trop haut. Pour l'intervalle  $850 - 950 \text{ cm}^{-1}$ , on retrouve sur la figure II-10 les différences déjà notées sur les luminances dues aux paramétrisations différentes utilisées dans les deux modèles pour décrire le continuum d'absorption de la vapeur d'eau. Un calcul utilisant la même paramétrisation dans les deux modèles permet de rétablir l'accord sur le refroidissement dans cette zone spectrale. Enfin, sur la figure II-8, on peut noter, pour le refroidissement vers l'espace par la bande de rotation de la vapeur d'eau, le désaccord lié au problème déjà discuté de la représentation des fonctions de transmission. Par construction, les modèles de transmission de type statistique (utilisés dans le modèle LOA) sous évaluent l'absorption loin du centre des raies (cf. figs. II-3 à II-5). Cet effet tend à abaisser la position du maximum du refroidissement radiatif et à diminuer le refroidissement des couches élevées au profit de couches plus basses. A titre d'illustration, la figure II-13 présente, pour cette même zone spectrale, le refroidissement vers l'espace quand l'effet du continuum d'absorption de la vapeur d'eau est incorporé dans le modèle LOA, qui apparaît à travers une augmentation du refroidissement et une élévation du maximum du refroidissement.



Figure II-9. Refroidissement vers l'espace (en K/jour) dû à l'émission-absorption dans l'intervalle 650-785  $\text{cm}^{-1}$ .

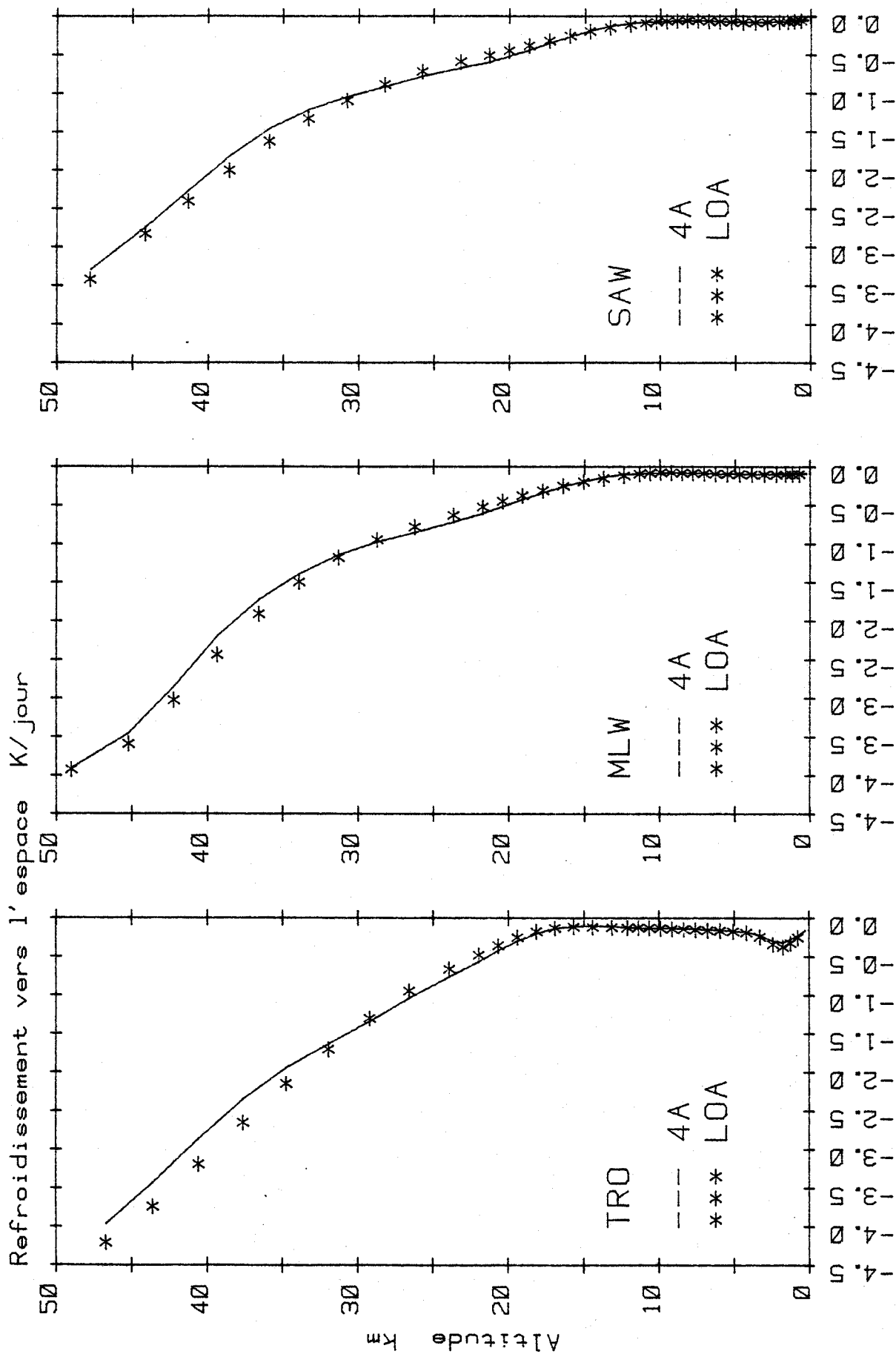


Figure II-10. Refroidissement vers l'espace (en K/jour) dû à l'émission-absorption dans l'intervalle  $850-950 \text{ cm}^{-1}$ .  
 Le modèle 4A prend en compte le continuum d'absorption de la vapeur d'eau suivant Roberts et al. (1976),  
 le modèle LOA suivant Clough et al. (1980).

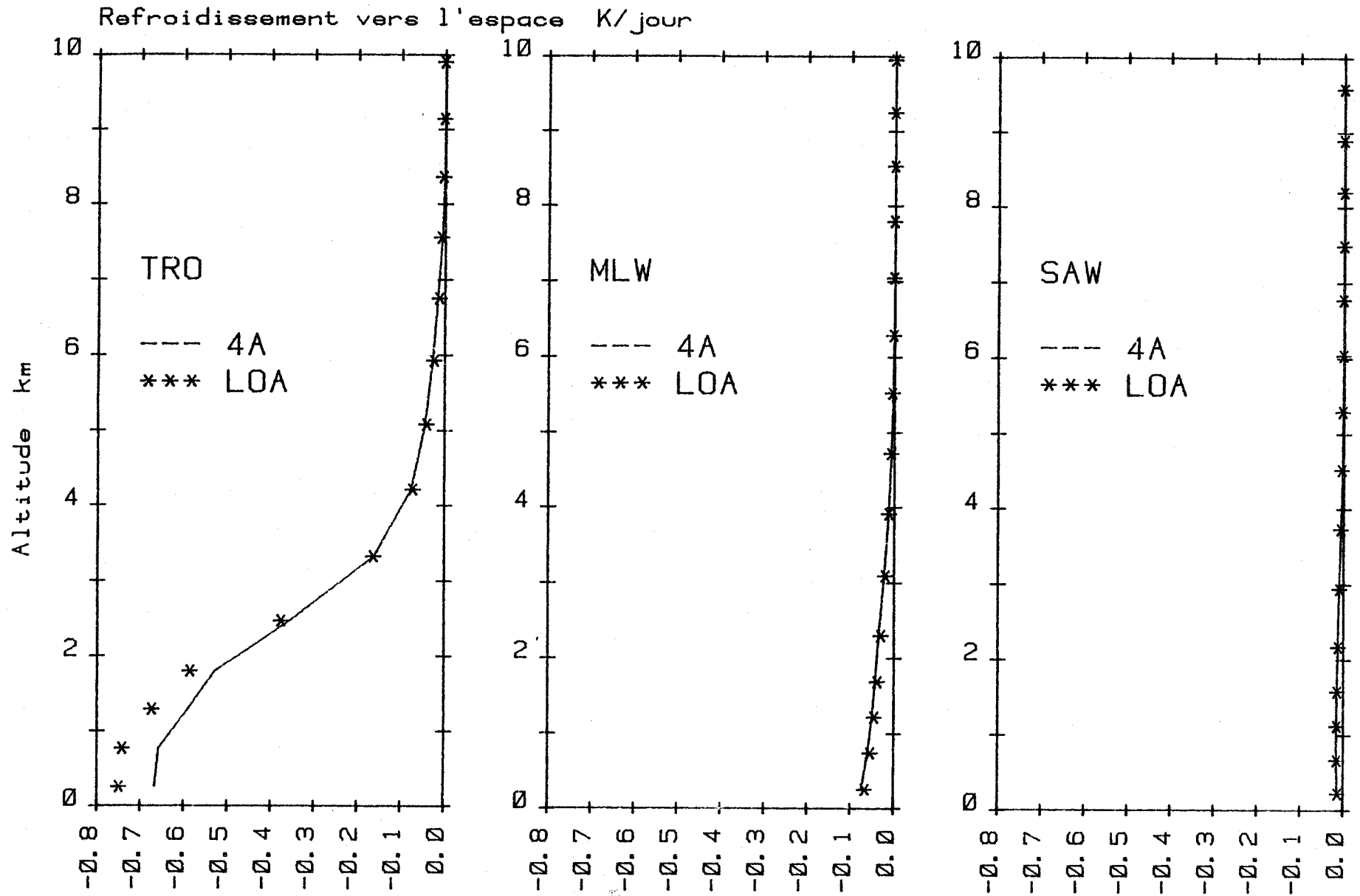




Figure II-11. Refroidissement vers l'espace (en K/jour) dû à l'émission-absorption dans l'intervalle 970-1090  $\text{cm}^{-1}$ .

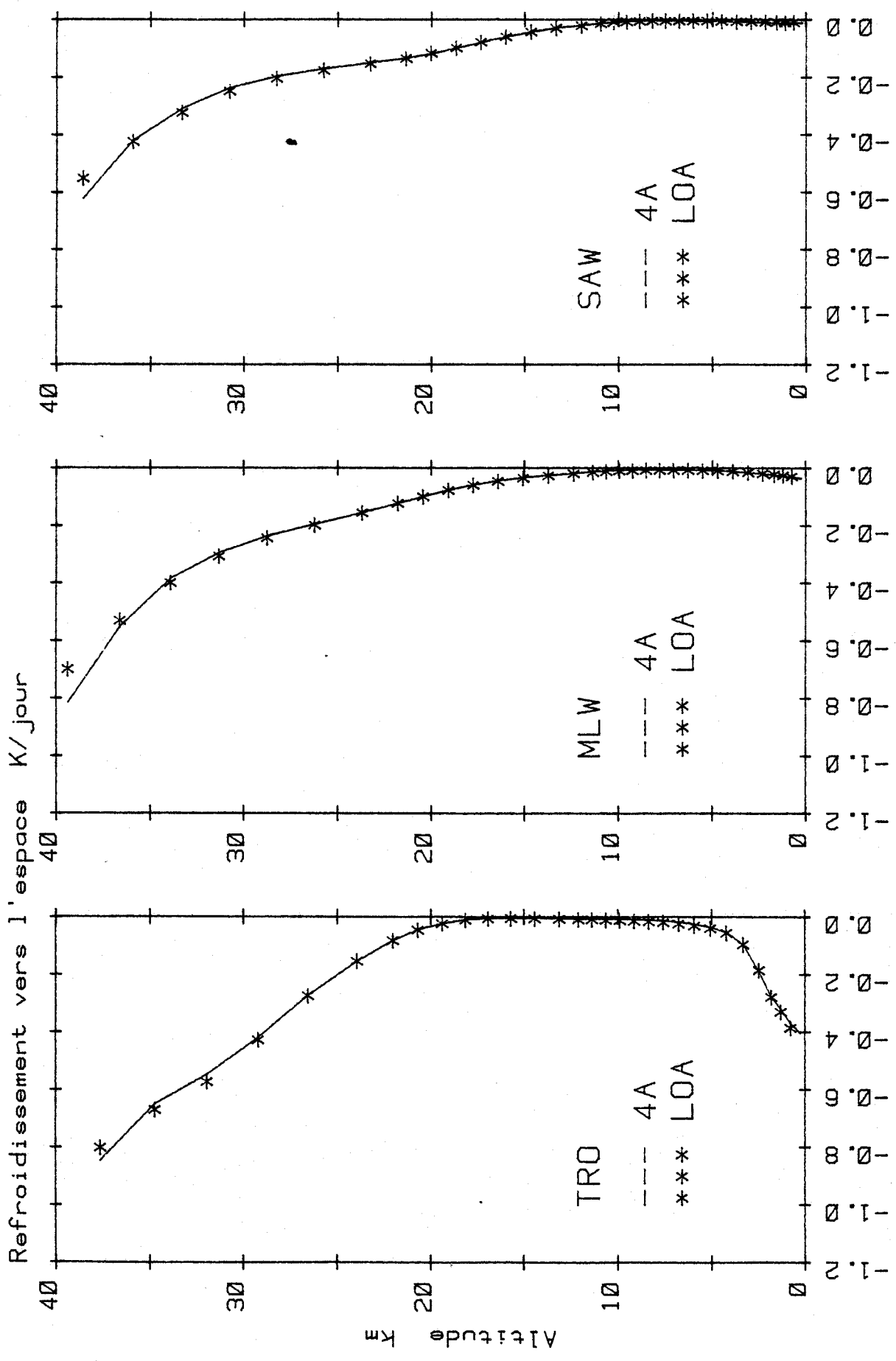


Figure II-12. Refroidissement vers l'espace (en K/jour) dû à l'émission-absorption dans l'intervalle 1160-1560  $\text{cm}^{-1}$ .

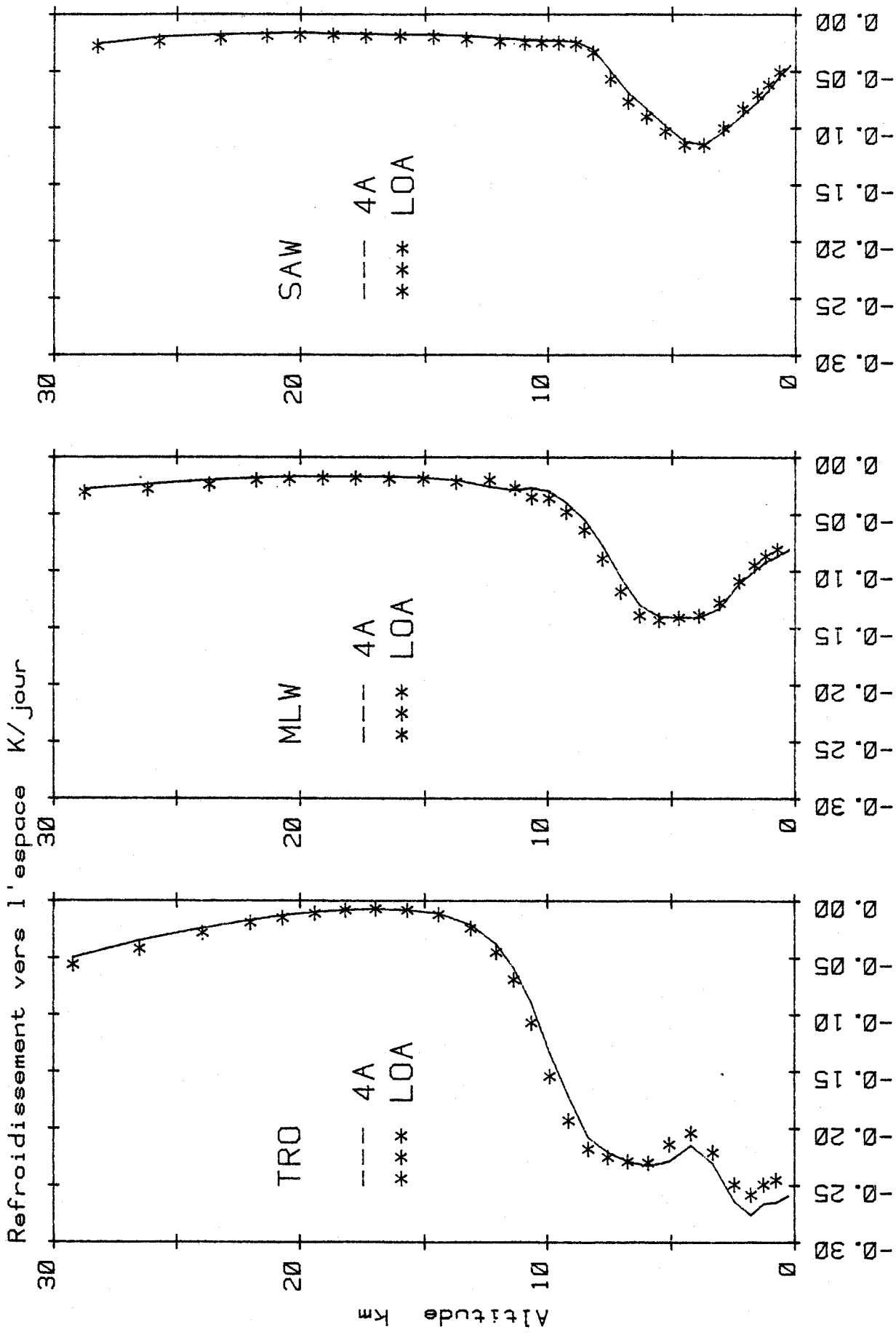
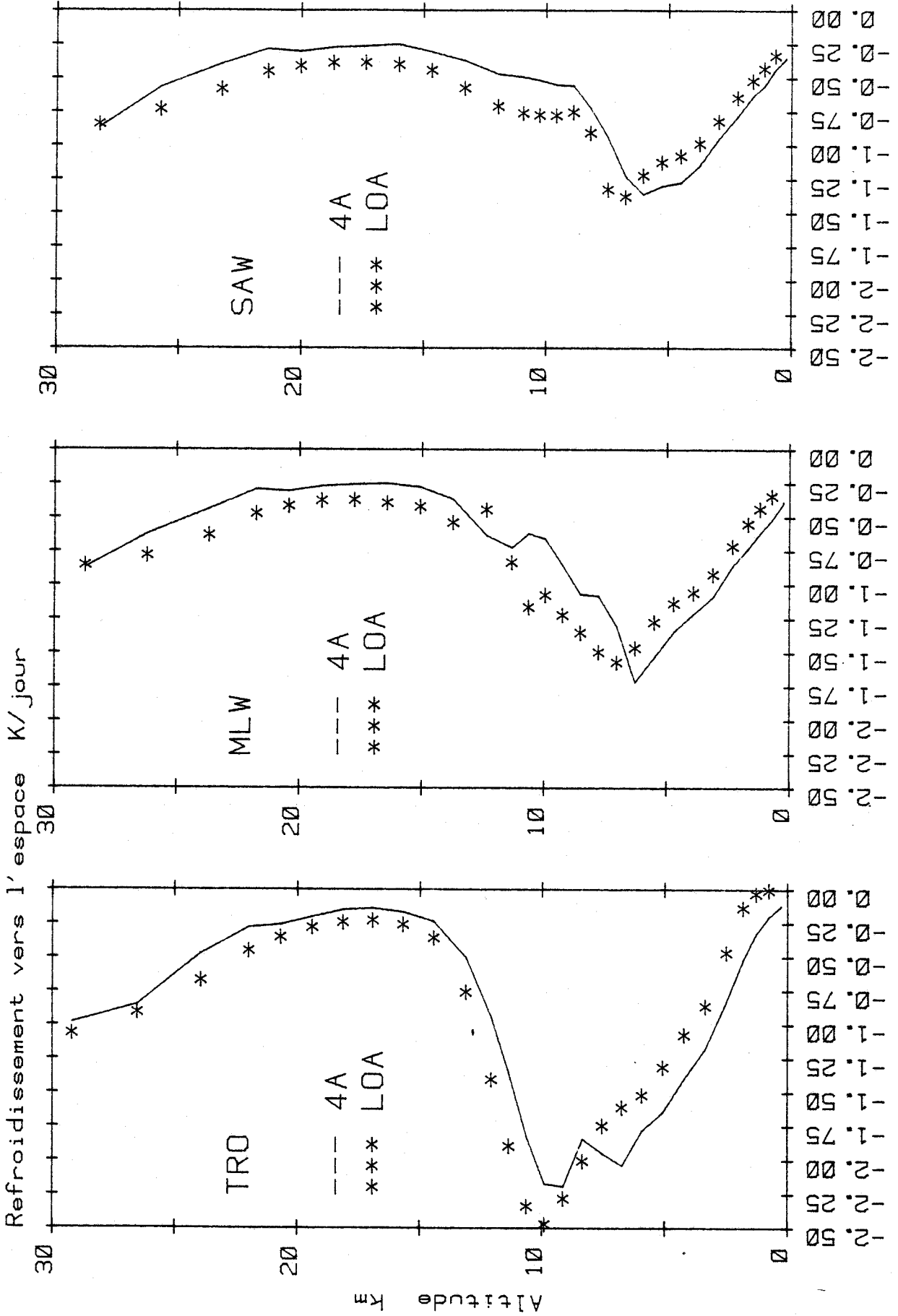


Figure II-13. Refroidissement vers l'espace (en K/jour) dû à l'émission-absorption dans l'intervalle 115-630  $\text{cm}^{-1}$ .  
Le modèle LOA prend en compte le continuum d'absorption de la vapeur d'eau suivant Clough et al. (1980).





## II - 2.5. Bilan sur des intervalles larges.

Le modèle du LOA est développé pour le calcul du flux radiatif de grandes longueurs d'onde et de sa divergence verticale. Il faut donc considérer les résultats de ce modèle en fonction de sa destination première et comparer ses performances sur de larges intervalles spectraux. Les tableaux II-5 présentent pour les trois atmosphères standards étudiées les flux montants,  $F^+$ , et descendants,  $F^-$ , intégrés spectralement sur chacune des cinq zones spectrales, calculés par les deux modèles pour les huit altitudes de référence. Pour les flux montants, l'écart relatif maximum s'élève à - 6 % dans la zone 1160 - 1560  $\text{cm}^{-1}$  pour l'atmosphère TRO. Pour les flux descendants, on obtient des écarts plus importants (jusqu'à  $\pm 10$  %) mais pour la zone spectrale correspondant à la fenêtre atmosphérique dont la contribution au flux total descendant est faible. Les écarts absolus les plus grands sont observés dans la bande de rotation. Compte tenu des contributions des différents intervalles spectraux aux flux totaux et des effets de compensation sur les écarts, on obtient pour les flux montants au sommet de l'atmosphère un écart maximum de - 0.4 % entre les résultats du modèle 4A et ceux du modèle du LOA sommés sur les cinq zones spectrales. Pour les flux descendants au sol, l'écart maximum est de - 5 % pour l'atmosphère SAW.

TRO	115 - 630		650 - 785		850 - 950		970 - 1090		1160 - 1560		$\sum_{i=1}^5 L_i$	
	4A	LOA	4A	LOA	4A	LOA	4A	LOA	4A	LOA	4A	LOA
top F <sup>+</sup>	126.80	127.96	29.70	30.60	33.55	33.30	25.26	24.72	27.20	25.57	242.51	242.15
	1 %		3 %		- 1 %		- 2 %		- 6 %		- 0.2 %	
45 mb F <sup>+</sup> F <sup>-</sup>	3.01	3.75	27.52 5.31	28.47 4.82	35.55 0.	33.30 0.	27.51 1.34	27.60 1.32	27.16 0.13	25.56 0.19	9.79	10.08
106 mb F <sup>+</sup> F <sup>-</sup>	3.94	4.75	27.57 5.30	28.21 4.79	33.55 0.	33.30 0.	29.88 1.29	29.93 1.30	27.35 0.16	25.81 0.20	10.69	11.04
200 mb F <sup>+</sup> F <sup>-</sup>	8.07	9.39	31.48 8.55	31.92 8.58	33.56 0.01	33.31 0.01	30.83 1.33	30.86 1.37	27.99 0.39	26.48 0.45	18.35	19.80
307 mb F <sup>+</sup> F <sup>-</sup>	31.28	30.85	36.37 14.45	36.37 14.16	33.56 0.01	33.33 0.01	31.44 1.47	31.49 1.55	29.53 1.97	27.99 2.31	49.19	48.88
525 mb F <sup>+</sup> F <sup>-</sup>	93.28	92.48	45.59 26.52	45.05 25.45	33.72 0.32	33.50 0.32	32.26 2.11	32.22 2.27	36.61 11.90	34.80 13.32	134.83	134.84
849 mb F <sup>+</sup> F <sup>-</sup>	165.11	158.02	56.85 48.05	56.23 48.50	35.57 9.45	35.34 9.69	34.23 8.78	34.20 8.80	50.65 35.18	49.18 37.15	266.57	262.16
surf F <sup>-</sup>	182.69	178.67	58.71	59.88	22.96	25.23	19.12	19.94	48.89	51.10	332.37	334.82
	- 2 %		2 %		10 %		4 %		5 %		1 %	

Tableau II-5.a. Comparaison des flux (en  $W.m^{-2}$ ) calculés par le modèle 4A et le modèle LOA dans les cinq zones spectrales étudiées, à différents niveaux de pression dans l'atmosphère TRO.

MLW	115 - 630		650 - 785		850 - 950		970 - 1090		1160 - 1560		$\sum_{i=1}^5 L_i$	
	4A	LOA	4A	LOA	4A	LOA	4A	LOA	4A	LOA	4A	LOA
top F <sup>+</sup>	115.64	116.15	25.03	25.76	23.42	23.38	15.05	14.93	18.64	17.85	197.78	198.07
	0.4 %		3 %		- 0.2 %		- 0.1 %		- 0.4 %		0.2 %	
45 mb F <sup>+</sup> F <sup>-</sup>	3.07	3.47	24.54 4.92	25.21 4.61	23.42 0.	23.38 0.	15.57 1.14	15.70 1.13	18.67 0.13	17.89 0.15	9.26	9.36
106 mb F <sup>+</sup> F <sup>-</sup>	4.84	5.78	25.06 7.59	25.70 7.09	23.42 0.	23.38 0.	15.98 1.62	17.16 1.61	18.78 0.25	18.03 0.29	14.31	14.77
200 mb F <sup>+</sup> F <sup>-</sup>	9.94	9.69	25.81 9.45	26.44 9.05	23.42 0.01	23.38 0.	18.90 1.95	18.97 1.95	19.05 0.52	18.33 0.53	21.86	21.22
307 mb F <sup>+</sup> F <sup>-</sup>	19.64	19.33	28.35 11.60	28.60 11.28	23.42 0.01	23.39 0.01	20.13 2.11	20.16 2.13	19.82 1.01	19.04 1.11	34.37	33.86
525 mb F <sup>+</sup> F <sup>-</sup>	62.71	61.59	34.91 19.53	34.69 19.21	23.44 0.04	23.42 0.06	20.88 2.49	20.91 2.53	23.13 5.30	22.10 6.04	90.07	89.43
849 mb F <sup>+</sup> F <sup>-</sup>	118.08	111.32	41.20 30.82	41.04 30.13	23.62 0.99	23.58 0.89	21.26 3.59	21.27 3.56	28.49 15.71	27.83 16.87	169.19	162.77
surf F <sup>-</sup>	134.18	126.43	35.20	34.56	2.28	2.05	4.67	4.52	20.14	21.31	196.47	188.87
	- 6 %		- 2 %		- 10 %		- 3 %		6 %		- 4 %	

Tableau II-5.b. Comme dans le tableau II-5.a pour l'atmosphère MLW.

SAW	115 - 630		650 - 785		850 - 950		970 - 1090		1160 - 1560		$\sum_{i=1}^5 L_i$ 4A	
	4A	LOA	4A	LOA	4A	LOA	4A	LOA	4A	LOA		
Top	F <sup>+</sup> 108.40	107.86	22.19	22.64	17.86	17.80	11.13	11.10	14.34	13.76	173.93	173.16
	- 0.5 %		2 %		- 0.3 %		- 0.3 %		- 0.4 %		- 0.4 %	
45 mb	F <sup>+</sup> 2.77	3.32	21.98	22.38	17.86	17.80	11.41	11.48	14.37	13.80	8.58	8.89
	F <sup>-</sup> 4.64	4.39	0.	0.	0.	0.	1.04	1.05	0.13	0.13		
106 mb	F <sup>+</sup> 4.80	5.74	22.51	22.91	17.86	17.80	12.38	12.49	14.45	13.90	14.38	14.87
	F <sup>-</sup> 7.61	7.13	0.	0.	0.	0.	1.73	1.72	0.25	0.28		
200 mb	F <sup>+</sup> 9.24	10.42	22.86	23.25	17.86	17.80	13.92	13.94	14.62	14.10	21.09	21.90
	F <sup>-</sup> 9.27	8.86	0.	0.	0.	0.	2.09	2.09	0.48	0.53		
307 mb	F <sup>+</sup> 16.04	16.73	24.05	24.22	17.86	17.81	14.95	14.94	15.10	14.53	29.38	29.80
	F <sup>-</sup> 10.34	9.98	0.01	0.01	0.01	0.01	2.21	2.21	0.79	0.87		
525 mb	F <sup>+</sup> 50.51	50.76	30.19	29.83	17.87	17.83	15.40	15.40	17.64	16.84	73.24	73.96
	F <sup>-</sup> 16.80	16.62	0.02	0.03	0.02	0.03	2.40	2.42	3.51	4.13		
849 mb	F <sup>+</sup> 99.34	94.18	34.70	34.57	17.90	17.86	15.51	15.50	20.32	20.25	139.80	135.01
	F <sup>-</sup> 26.14	25.47	0.39	0.37	0.39	0.37	3.01	2.99	10.91	12.00		
surf	F <sup>-</sup> 109.38	102.00	27.78	26.85	0.69	0.66	3.39	3.33	12.88	13.32	154.13	146.16
	- 7 %		- 3 %		- 4 %		- 2 %		3 %		- 5 %	

Tableau II-5.c. Comme dans le tableau II-5.a pour l'atmosphère SAW.

Ces résultats peuvent être mis en perspective par comparaison avec les résultats de validations effectuées par d'autres auteurs. Ellingson et Gille (1978) ont comparé des luminances mesurées par l'interféromètre IRIS à bord du satellite Nimbus 3 dans l'intervalle spectral  $400 - 1400 \text{ cm}^{-1}$  au-dessus d'atmosphères tropicales claires (zone d'observation BOMEX) et les luminances correspondantes simulées par leur modèle à partir de radio-sondages. D'après ces auteurs, le flux en ciel clair sortant au sommet de l'atmosphère pourrait être ainsi estimé avec une incertitude de 3 %.

Dans un travail analogue, Timofeyev et Trifonov (1981) ont simulé à l'aide de leur modèle radiatif les luminances mesurées dans l'intervalle  $400 - 1300 \text{ cm}^{-1}$  par l'interféromètre embarqué à bord du satellite Météor-28. Parmi les différentes causes d'erreurs liées à l'instrument, à la connaissance incomplète des profils atmosphériques, au modèle radiatif, les auteurs estimèrent que la part des différences entre observations et simulations liées aux défauts du modèle radiatif était de l'ordre de  $2 \text{ mW.m}^{-2}.\text{sr}^{-1} (\text{cm}^{-1})^{-1}$  (soit 2 à 5 % de la luminance) sur l'intervalle spectral considéré.

Les écarts entre les résultats du modèle LOA et ceux du modèle 4A sont tout à fait acceptables si l'on considère les nombreuses approximations contenues dans le modèle LOA et absentes du modèle 4A. Transposés des flux totaux, ces écarts relatifs correspondent à une erreur inférieure à  $2 \text{ Wm}^{-2}$  sur le flux moyen sortant au sommet de l'atmosphère ( $230 \text{ Wm}^{-2}$  en moyenne globale annuelle, d'après Campbell et Vonder Haar, 1980). Un tel écart est donc de l'ordre de la précision requise sur les mesures satellitaires du flux sortant au sommet de l'atmosphère (cf. tableau de l'Introduction).

Pour le flux descendant à la surface, la précision des mesures pyrgéométriques est de l'ordre de 10 %, ce qui permet au modèle LOA d'être aussi bien adapté au dépouillement de mesures expérimentales du flux en surface.

### II - 3. COMPARAISON AVEC LE MODELE D'ELLINGSON.

Dans le but de développer une meilleure compréhension des différences entre les modèles radiatifs utilisés dans les expériences climatiques et de la manière dont ces différences peuvent affecter la sensibilité de ces modèles à un accroissement de la concentration atmosphérique en gaz carbonique, le Département de l'Energie (DOE) américain a mis sur pied un programme d'intercomparaison de modèles radiatifs sur un ensemble limité d'atmosphères tests. Le tableau II-6 présente une comparaison des résultats du modèle d'Ellingson (1972) et du modèle LOA qui utilisent des approches similaires pour décrire le transfert radiatif aux grandes longueurs d'onde. Le flux sortant au sommet de l'atmosphère, les flux montant, descendant et net à la surface et à la tropopause sont présentés pour les trois constituants principaux,  $H_2O$ ,  $CO_2$ ,  $O_3$ , séparément ou ensemble. Par ailleurs, l'accent étant mis, dans ces comparaisons, sur la sensibilité du rayonnement à un accroissement de la teneur en  $CO_2$ , les cas tests considèrent diverses concentrations en  $CO_2$  (300, 600 et 1200 ppm) dans des atmosphères réalistes (moyenne latitude en été, MLS, d'après Mc Clatchey et Selby, 1972), ou isothermes (afin d'éliminer les différences provenant de schémas différents pour l'intégration verticale). L'examen du tableau II-6 met en évidence des écarts significatifs entre les deux modèles, en particulier pour ce qui concerne l'absorption par la vapeur d'eau, l'effet du continuum de la vapeur d'eau, et la sensibilité des flux à un accroissement de la teneur en  $CO_2$ .

Le flux descendant à la surface pour une atmosphère contenant uniquement de la vapeur d'eau diffère de  $6,5 \text{ Wm}^{-2}$  (2 %) quand le continuum est pris en compte et de  $28 \text{ Wm}^{-2}$  (10 %) sinon, montrant les incertitudes importantes existant sur l'absorption par les bandes de la vapeur d'eau et sur le traitement du continuum. Dans l'atmosphère ne contenant que du  $CO_2$  pour un doublement de la concentration en  $CO_2$ , le modèle LOA présente une sensibilité plus grande que le modèle d'Ellingson :  $1,35 \text{ Wm}^{-2}$  à comparer à  $0,69 \text{ Wm}^{-2}$ , dans la troposphère et  $2,64 \text{ Wm}^{-2}$  à comparer à  $2,02 \text{ Wm}^{-2}$ , dans la stratosphère.



	Surface			Tropopause (13 km)			Sommet de l'atmosphère	
	F <sup>+</sup>	F <sup>-</sup>	F <sub>net</sub>	F <sup>+</sup>	F <sup>-</sup>	F <sub>net</sub>	F <sup>+</sup>	
<b>CO<sub>2</sub> seulement</b>								
300 ppm	RE	424.18	77.76	246.42	384.35	11.94	272.41	385.13
	LOA	423.60	76.78	346.92	383.10	12.02	371.08	383.77
600 ppm	RE	424.18	82.63	341.55	381.30	13.07	368.23	382.97
	LOA	423.60	84.87	338.73	377.99	13.75	364.24	379.57
1200 ppm	RE	424.18	89.10	329.85	372.57	15.53	357.04	375.22
<b>O<sub>3</sub> seulement</b>								
9.6 µm	RE	424.18	4.62	419.56	420.90	2.04	418.86	414.61
	LOA	423.60	4.62	418.98	420.27	2.10	418.17	413.81
14 µm	RE	424.18	1.84	422.34	423.85	1.32	422.53	421.40
	LOA	423.60	1.58	422.02	423.34	1.14	422.20	421.23
<b>H<sub>2</sub>O seulement</b>								
avec continuum	RE	424.18	347.54	76.64	317.04	7.82	309.22	317.20
	LOA	423.60	340.94	82.65	320.03	9.80	310.23	320.16
sans continuum	RE	424.18	279.27	145.01	331.12	7.80	323.32	331.29
	LOA	423.60	251.12	172.47	339.27	7.48	331.79	339.52
<b>Tous constituants</b>								
300 ppm	RE	424.18	355.35	68.83	287.44	22.76	264.68	281.44
	LOA	423.60	351.67	71.92	287.38	23.97	263.40	281.92
600 ppm	RE	424.18	355.75	68.43	285.22	23.69	261.53	280.61
	LOA	423.60	353.31	70.29	283.42	25.63	257.79	270.03
1200 ppm	RE	424.18	356.55	67.63	281.77	25.25	256.52	278.37
	LOA	423.60	355.40	68.19	279.23	27.33	251.90	276.13
<b>CH<sub>4</sub> + N<sub>2</sub>O seulement</b>								
	RE	424.18	10.06	414.12	417.22	0.35	416.87	416.59
	LOA	423.60	11.85	411.75	416.27	0.60	415.66	415.04
N <sub>2</sub> O seulement	LOA	423.60	7.34	416.25	419.38	0.44	418.94	418.45
CH <sub>4</sub> seulement	LOA	423.60	5.83	417.77	419.71	0.18	419.54	419.27



Tous constituants sans continuum								
300 ppm	RE	424.18	316.02	108.16	292.75	22.76	269.99	286.48
	LOA	423.60	295.51	128.08	302.76	21.59	281.17	297.18
600 ppm	RE	424.18	317.62	106.56	290.36	23.69	266.67	285.51
	LOA	423.60	300.19	123.40	298.42	23.25	275.17	293.92
Tous constituants sans continuum pour $\nu < 760 \text{ cm}^{-1}$								
300 ppm	RE	424.18	350.18	74.00	289.06	22.76	266.30	283.04
	LOA	423.60	336.70	86.89	297.66	21.59	276.06	292.27
600 ppm	RE	424.18	351.56	72.62	286.70	23.69	263.01	282.07
	LOA	423.60	340.28	83.31	293.41	23.25	270.16	289.11
atmosphère isotherme								
300 ppm CO <sub>2</sub>								
200 K	RE	90.84	12.84	78.00	90.84	7.63	83.21	90.84
	LOA	90.72	12.68	78.04	90.72	7.72	83.00	90.72
250 K	RE	221.78	42.03	179.75	221.78	24.99	196.79	221.78
	LOA	221.49	40.85	180.64	221.49	24.96	196.53	221.49
300 K	RE	459.89	93.41	366.48	459.89	57.43	402.46	459.89
	LOA	459.26	95.78	363.48	459.26	58.60	400.66	459.26
600 ppm CO <sub>2</sub>								
200 K	RE	90.84	13.53	77.31	90.84	8.36	82.48	90.84
	LOA	90.72	13.89	76.83	90.72	8.83	81.89	90.72
250 K	RE	221.78	44.22	177.56	221.78	27.46	194.32	221.78
	LOA	221.49	44.77	176.72	221.49	28.66	192.83	221.49
300 K	RE	459.89	98.68	361.21	459.89	63.68	396.21	459.89
	LOA	459.26	106.31	352.95	459.26	67.45	391.81	459.26

Tableau II-6. Comparaison des modèles d'Ellingson (1972) et du LOA.

Ces résultats sont cependant à l'intérieur des marges d'incertitudes obtenues sur un ensemble de comparaisons avec d'autres modèles (Luther, 1983). Cette dispersion des résultats obtenus avec des modèles radiatifs de complexité équivalente montrent la nécessité de disséquer les modèles pour trouver les sources des différences.

#### II - 4. COMPARAISON ENTRE LUMINANCES CALCULEES ET OBSERVEES.

Dans cette section, le modèle LOA est mis à l'épreuve de la réalité : les luminances calculées sont confrontées à des luminances effectivement observées au sommet de l'atmosphère. Cette étude est menée à partir des données du fichier NEPHOS.

L'objectif central du programme NEPHOS est la modélisation des nuages étendus et de leur influence sur le climat via le bilan radiatif. Pour atteindre cet objectif, le projet comporte divers aspects dont il suffira, dans le cadre de cette étude de tracer les grandes lignes :

- la modélisation de la couche limite planétaire surmontée de stratocumulus ;
- la mesure in-situ des paramètres microphysiques, dynamiques et radiatifs de couches de nuages stratiformes bas ;
- la surveillance satellitaire de la nébulosité pendant une période d'un an sur une zone allant de la mer de Norvège à la Mauritanie et le stockage simultané des champs de température, pression, humidité et vents sur la même zone, obtenus à partir de l'analyse des données du réseau synoptique européen effectuée par le modèle numérique du Centre Européen de Prévision Météorologique à Moyen Terme (CEPMT), avec pour objectif l'étude directe des relations entre couverture nuageuse et champs synoptiques.

Ce troisième volet du programme se concrétise par la création d'un fichier (le fichier NEPHOS : Bonnel et al., 1982, 1983) qui contient

entre le 1er février 1982 et le 31 janvier 1983 sur la zone retenue (figure II-14) les champs analysés par le modèle du CEPMMT à raison de deux analyses par jour (00h et 12h) divisée en 41 (O-E) × 29 (N-S) mailles de 1,875 × 1,875 degrés :

- sur 15 niveaux de pression : 1000, 950, 900, 850, 800, 700, 600, 500, 400, 300, 250, 200, 150, 100 et 50 mb le géopotentiel, la température, l'humidité spécifique, les trois composantes du vent (la composante verticale étant diagnostiquée à partir des composantes horizontales) ;

- géopotentiel en surface
- pression en surface (Pa)
- température de surface\* (°C)
- humidité en surface\*
- épaisseur de neige\* (m)
- nébulosité\*
- les composantes Sud-Nord et Est-Ouest du vent à 10 m\*
- la température à 2 m\*
- la température du point de rosée à 2 m\*
- précipitation au cours des 12 dernières heures\* ( $Wm^{-2}$ )
- dissipation par frottement dans la couche limite planétaire\* ( $Wm^{-2}$ )
- flux de chaleur sensible\* ( $Wm^{-2}$ )
- flux de chaleur latente\* ( $Wm^{-2}$ )
- rayonnement net en surface\* ( $Wm^{-2}$ )
- rayonnement net au sommet\* ( $Wm^{-2}$ )

Toutes les quantités marquées d'un astérisque sont les résultats de calculs et dépendent donc à des degrés divers des paramétrisations incorporées dans le modèle du CEPMMT. Le fichier Néphos contient par ailleurs pour chacune des analyses et pour chacune des mailles du modèle du CEPMMT l'ensemble des 20 luminances mesurées par le sondeur atmosphérique HIRS/2 du satellite NOAA 7 pour ses passages à 2.30 et 14.30 heure locale, pour tous les spots (pixels HIRS/2) dont les coordonnées du centre sont à l'intérieur de la maille CEPMMT considérée (figure II-15). Pour les orbites de jour (14.30 heure locale) le fichier



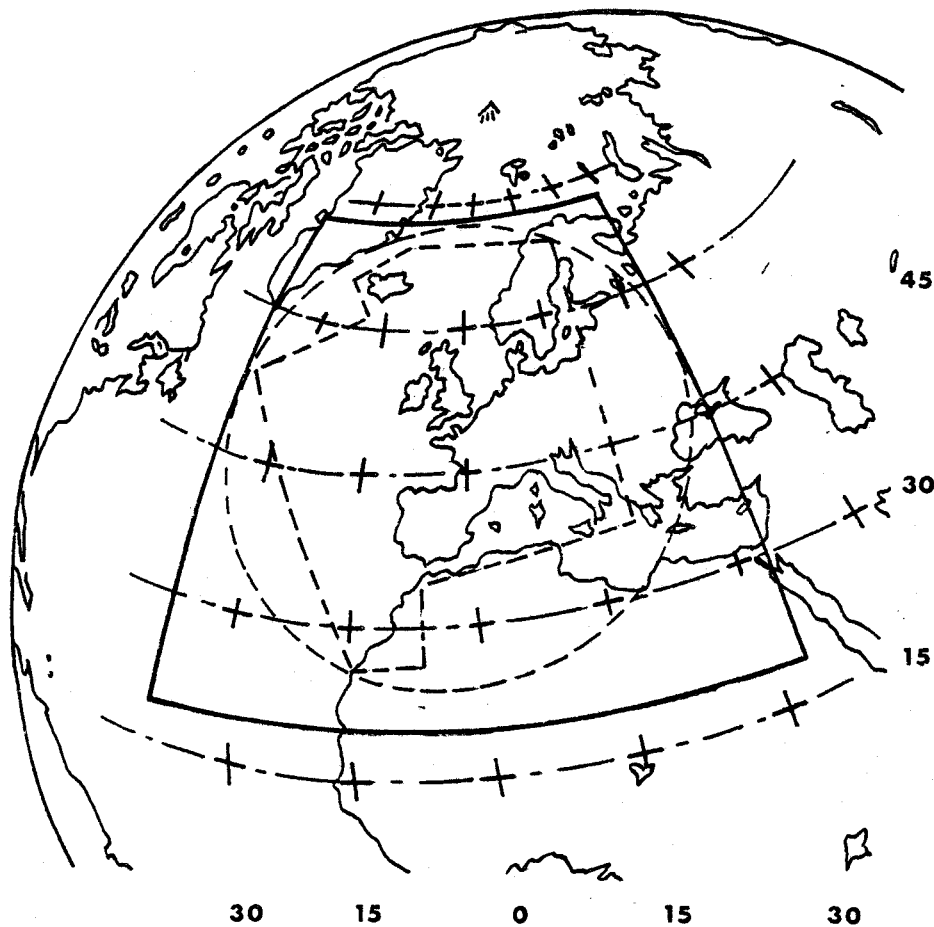


Figure II-14. Couverture spatiale du fichier NEPHOS.  
Le cercle en grands tirets marque la zone de réception de la station de Lannion, les deux autres courbes indiquent les zones sélectionnées pour le stockage des données satellitaires (en tirets) et des champs météorologiques (en trait plein).

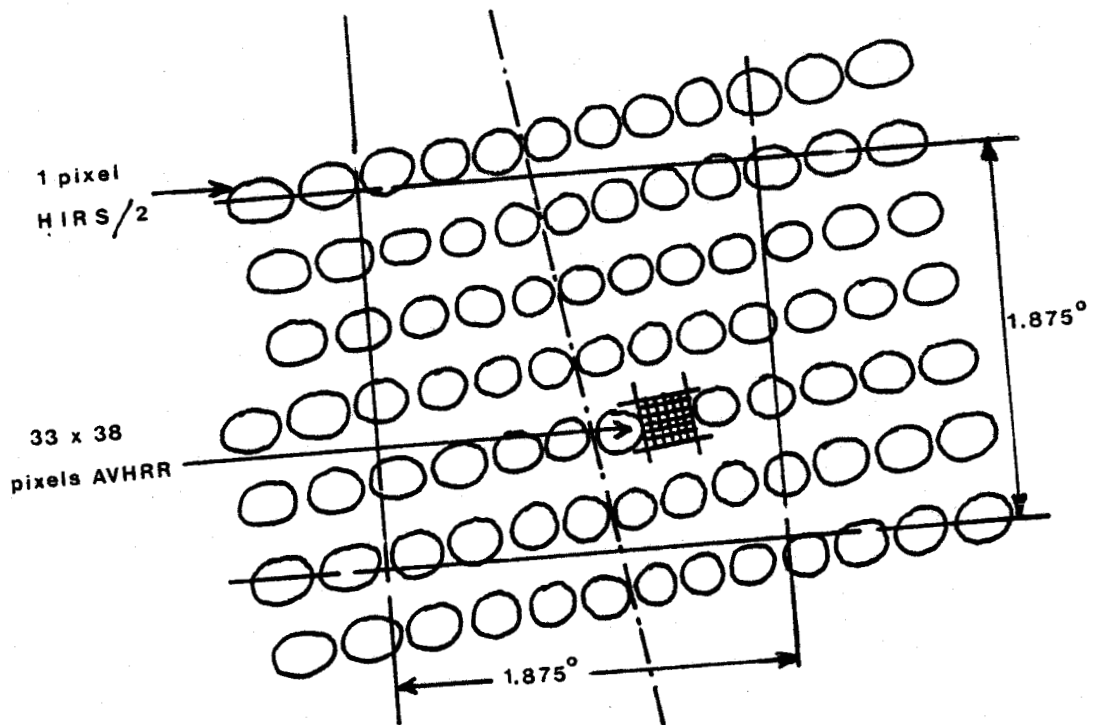


Figure II-15. Structure du fichier NEPHOS.

A l'échelle d'une maille du modèle du CEPMMT, on considère les pixels HIRS/2 dont les coordonnées des centres sont à l'intérieur de la maille. Pour chaque pixel HIRS/2, le fichier contient les 20 luminances HIRS/2 et pour l'orbite de jour les résultats du traitement ESTHER effectué sur les 1254 (= 33 x 38) pixels AVHRR correspondants.

contient de plus les résultats du traitement ESTHER des données du radiomètre AVHRR. Le programme ESTHER (Phulpin et al., 1983) effectue un repérage géographique des surfaces (mer, continent, zone côtière) et une classification de la nébulosité en cinq classes (+ une pour la surface) obtenue par une méthode d'histogramme bidimensionnel sur les données des canaux 2 (visible 0,7-1,0  $\mu\text{m}$ ) et 4 (11 microns) de l'AVHRR. Pour chacun des pics obtenus lors de cette classification sont donnés le nombre de points dans le pic, un indice de qualité, une température de brillance à 11  $\mu\text{m}$ , une brillance visible moyenne. L'information contenue dans les trois autres canaux 1 (vis. 0,6-0,9  $\mu\text{m}$ ), 3 (fenêtre à 3,7 microns) et 5 (fenêtre à 12 microns) est compactée sous forme de valeurs moyennes et variances calculées sur les 1254 points AVHRR correspondant à 1 pixel HIRS/2.

#### II - 4.1. Choix des atmosphères.

Il est donc possible à partir des informations contenues dans le fichier NEPHOS de sélectionner des zones de nébulosité donnée et d'effectuer des comparaisons entre les luminances effectivement mesurées par le HIRS/2 et les luminances calculées à l'aide de notre modèle détaillé à partir des champs de pression, température et humidité connues à l'échelle de la maille du modèle du CEPMMT. Pour la validation du modèle détaillé, nous avons sélectionné des spots HIRS/2 correspondant à des atmosphères claires suivant les critères de sélection suivants :

1. la nébulosité diagnostiquée par le CEPMMT (Geleyn, 1981) est nulle sur la maille CEPMMT considérée ;
2. la zone étudiée se trouve au-dessus de la mer, afin de pouvoir faire l'hypothèse de propriétés relativement homogènes pour la surface à l'échelle de la maille CEPMMT ;
3. au moins 90 % de la surface de la maille CEPMMT est couverte par un nombre  $M$  de pixels HIRS/2 supérieur à 10 et les luminances correspondantes sont présentes, calibrées et validées ;

4. l'atmosphère est considérée comme claire par le traitement ESTHER : aucun pic nuageux n'est mis en évidence ; seul un pic mer est présent ;
5. dans l'histogramme bidimensionnel, le pic mer est bien défini (indice de qualité égal à 11) et le nombre de pixels AVHRR pris en compte dans ce pic mer est au moins égal à 1200 (sur un maximum de 1254 pixels AVHRR correspondant à un pixel HIRS/2) ;
6. la condition 4 est vérifiée pour les M pixels HIRS/2 ; la condition 5 est vérifiée pour 80 % d'entre eux.

Ainsi définis, ces critères sont très sélectifs et garantissent des atmosphères claires à l'échelle des mailles CEPMMT.

Pour les mois d'été, cette sélection fournit entre 60 et 100 cas d'atmosphères claires vérifiant ces critères. Ce nombre diminue au printemps et à l'automne. Aucune atmosphère n'est sélectionnée suivant ces critères en décembre 1982.

Afin d'éviter d'accumuler les atmosphères sélectionnées sur une zone trop réduite tant en latitude qu'en longitude, d'autres critères ont aussi été imposés afin d'échantillonner sur un ensemble de situations variées. Nous avons finalement retenu pour la comparaison, 229 situations sélectionnées entre février et octobre 1982, représentatives des moyennes latitudes entre 30 et 60 °N. Le tableau II-7 donne pour les neuf mois considérés le nombre d'atmosphères et les valeurs minimale et maximale des latitudes, des températures de l'air à la surface et du contenu atmosphérique en vapeur d'eau afin de donner un aperçu de la gamme d'atmosphères étudiées et de la variation de ces différents paramètres dans les échantillons d'atmosphères choisies.

#### II - 4.2. Calculs.

Afin de simuler les luminances observées dans les canaux du radiomètre HIRS/2, le modèle radiatif a été limité aux zones spectrales



	Février	Mars	Avril	Mai	Juin	Juillet	Aout	Septembre	octobre
N	15	33	29	33	28	26	32	23	10
Latitude (degré)									
min	31.9	31.9	35.6	30.0	31.9	30.0	33.8	26.3	31.9
max	56.3	58.1	58.1	67.5	65.6	58.1	65.6	50.6	43.1
angle de visée (degré)									
min	22	0	2	3	3	3	2	0	2
max	49	44	49	46	49	44	49	45	46
T(0) (K)									
min	276	278	280	281	284	288	289	288	288
max	293	293	291	296	300	300	302	302	295
$u_{H_2O}$ (g cm <sup>-2</sup> )									
min	0.6	0.6	1.1	0.7	0.9	1.6	1.5	1.4	1.6
max	1.7	2.5	1.8	2.8	3.7	3.6	3.7	3.6	2.3

Tableau II-7. Caractéristiques des échantillons d'atmosphères étudiées :  
 N nombre d'atmosphères claires étudiées, T(0) température de l'air  
 à la surface,  $u_{H_2O}$  contenu en vapeur d'eau de l'atmosphère.

correspondant aux canaux et les fonctions de transmission des filtres ont été introduites dans les calculs. Les informations concernant les caractéristiques des canaux ont été prises dans Schwalb (1978), Lauritson et al. (1979) et la note de mise à jour concernant le satellite NOAA 7. Ces caractéristiques sont rappelées dans le tableau II-8. On remarque que seuls les douze premiers canaux correspondent à des zones spectrales ayant une influence sur le bilan radiatif. Dans la suite nous limiterons donc notre étude à ces canaux situés respectivement dans la bande  $\nu_2$  du  $\text{CO}_2$ , dans la fenêtre atmosphérique à 11 microns, dans la bande à 9,6 microns de l'ozone et dans la bande de vibration-rotation de la vapeur d'eau.

Les profils de température et d'humidité depuis la surface jusque 50 mb sont obtenus à partir des analyses du modèle CEPMMT. Pour la température de surface, nous avons considéré la valeur fournie par le CEPMMT. Avant le 8 août 1982, cette valeur est climatologique ; elle est ensuite remplacée par une valeur issue de l'analyse de données satellitaires effectuée par le National Meteorological Center. D'éventuelles discontinuités de température en surface sont prises en compte dans le modèle radiatif utilisé. La température de l'air en surface est extrapolée à partir des températures à 950 , 1000 mb et 2 m. Pour l'ozone, une distribution climatologique est introduite à partir des profils zonaux par saison de Dütsch (1978). Au-dessus de 50 mb, les profils de température et d'humidité sont raccordés aux profils standards (Mc Clatchey et al., 1972). Tous ces calculs sont effectués pour une discrétisation de l'atmosphère en 39 couches correspondant aux 40 niveaux utilisés dans le modèle 4A (tableau II-1).

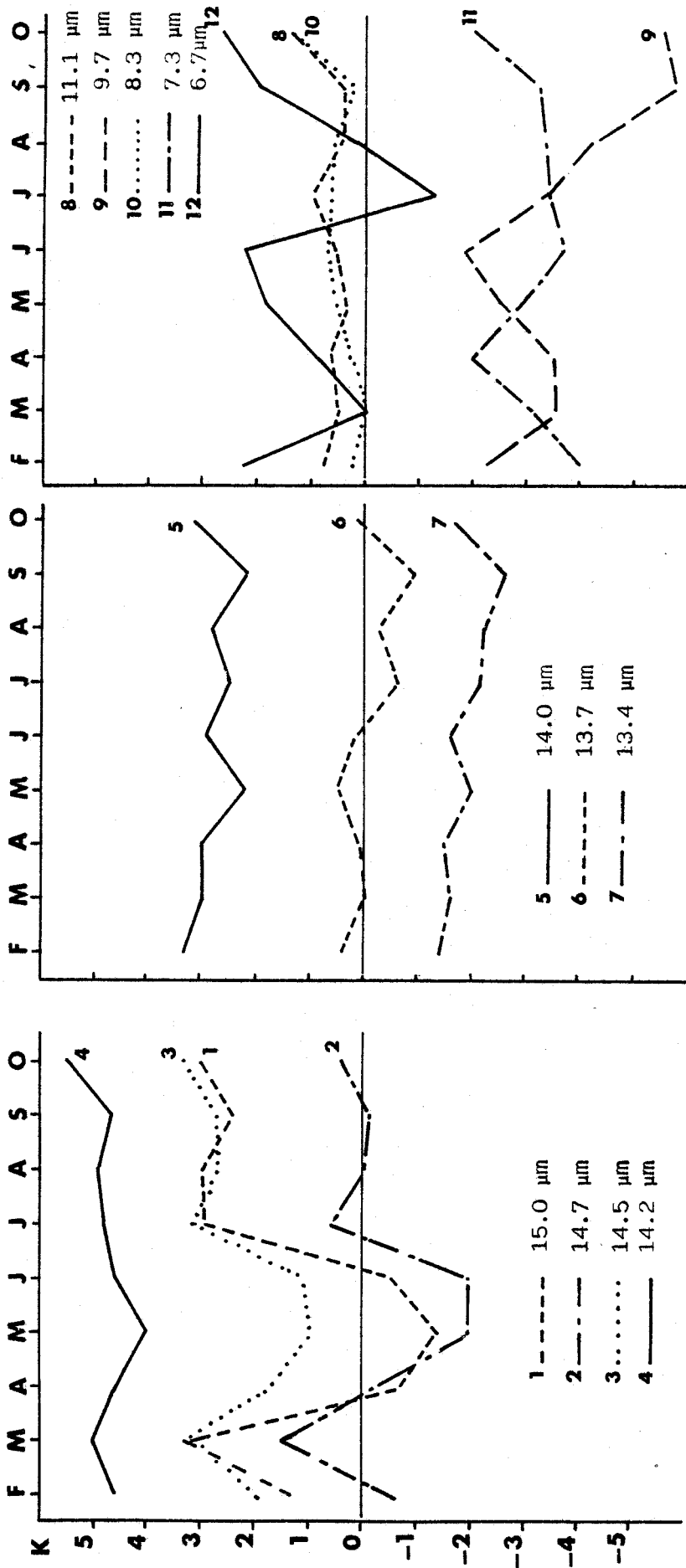
#### II - 4.3. Résultats.

La figure II-16 présente pour les échantillons correspondant aux neuf mois considérés, l'évolution de l'écart moyen  $\bar{\Delta}$  entre les luminances calculées et observées dans les 12 canaux étudiés. On peut noter en premier lieu le comportement plus ou moins chaotique de  $\bar{\Delta}$  suivant les canaux. Pour les canaux 4, 5, 6, 7, 8 et 10,  $\bar{\Delta}$  garde une valeur relativement stable à  $\pm 0,5$  K près pendant les neuf mois de notre comparaison. En revanche, pour les canaux 1, 2, 3,  $\bar{\Delta}$  est affectée par une forte diminution relative ( $> 2\text{K}$ ) dans la période d'avril à juin 1982 et garde de juillet à octobre une valeur stable voisine de 3K. Les canaux 9, 11 et 12 présentent de fortes variations au

Canal	Nombre d'onde central cm <sup>-1</sup>	Longueur d'onde centrale µm	pression au maximum de la fonction poids mb	Absorbant principal.
1	668.4	15.0	30	CO <sub>2</sub>
2	679.2	14.7	60	CO <sub>2</sub>
3	691.1	14.5	100	CO <sub>2</sub>
4	703.6	14.2	400	CO <sub>2</sub>
5	716.1	14.0	600	CO <sub>2</sub>
6	732.4	13.7	800	CO <sub>2</sub> /H <sub>2</sub> O
7	748.3	13.4	900	CO <sub>2</sub> /H <sub>2</sub> O
8	897.7	11.1	surface	fenêtre
9	1027.9	9.7	25	O <sub>3</sub>
10	1217.1	8.3	900	H <sub>2</sub> O
11	1363.7	7.3	700	H <sub>2</sub> O
12	1484.4	6.7	500	H <sub>2</sub> O
13	2190.4	4.57	1000	N <sub>2</sub> O
14	2212.6	4.52	950	N <sub>2</sub> O
15	2240.1	4.46	700	CO <sub>2</sub> /N <sub>2</sub> O
16	2276.3	4.40	400	CO <sub>2</sub> /N <sub>2</sub> O
17	2310.7	4.24	5	CO <sub>2</sub>
18	2512.0	4.00	surface	fenêtre
19	2671.8	3.70	surface	fenêtre

Tableau II-8. Caractéristiques des canaux infrarouges du sondeur atmosphérique HIRS/2. Seuls les douze premiers canaux sondent des zones spectrales importantes pour le bilan radiatif de l'atmosphère.

Figure II - 16 : Evolution temporelle entre février et octobre 1982 de la différence moyenne  $\bar{\Delta}$  entre luminances calculées et observées dans les 12 canaux HIRS/2 étudiés.



cours de la période, l'effet dans les canaux 11 et 12 semblant corrélé, mais de sens opposé à l'effet observé pour les canaux 1, 2 et 3. Enfin on remarque une augmentation relative de  $\bar{\Delta}$  de l'ordre de 1K pour les 12 canaux étudiés entre septembre et octobre qui pourrait correspondre à l'effet d'écran dû au panache du volcan El Chichon qui n'a atteint la zone de latitude du fichier Néphos qu'après le mois de septembre (Strong, 1983).

Afin d'évaluer la représentativité des profils de température et d'humidité fournis par l'analyse du CEPMMT, nous avons repris les calculs de luminances sur les atmosphères sélectionnées en mars, juin et septembre en considérant uniquement des profils climatologiques pour la température et l'humidité. On constate une nette dégradation de  $\bar{\Delta}$  pour les canaux 4, 5, 6, 7, 8, 10 et 11 qui sondent les plus basses couches de l'atmosphère. Pour les canaux 1, 2, 3, 9 et 12,  $\bar{\Delta}$  garde sensiblement les mêmes valeurs que sur la figure II-12, preuve que l'information apportée par l'analyse n'est pas représentative de l'état actuel des couches supérieures de l'atmosphère.

En moyenne, une vingtaine de pixels HIRS/2 sont présents dans une maille CEPMMT et la variabilité de l'angle d'observation et des conditions de température et d'humidité à la surface et/ou dans l'atmosphère est responsable de la dispersion des luminances effectivement observées autour des valeurs moyennes qui correspondraient aux luminances calculées à partir des champs à grande échelle si le modèle de rayonnement était parfait et si les profils de température et d'humidité fournis par l'analyse du CEPMMT étaient absolument représentatifs de l'état de l'atmosphère au moment de la mesure satellitaire. L'écart type  $\bar{\sigma}$  des luminances observées dû à cette variabilité d'échelle inférieure à la maille CEPMMT en moyenne sur l'ensemble des N situations claires étudiées pour chaque mois est reportée pour chacun des canaux sur la figure II-17. Cet écart type moyen  $\bar{\sigma}$  peut être considéré comme le seuil maximum de précision que l'on peut espérer de telles comparaisons. En particulier, nous pourrions conclure que le modèle radiatif simule de façon satisfaisante la réalité des phénomènes radiatifs atmosphériques si l'écart moyen entre luminances calculées et luminances observées évalué sur un grand nombre de situations variées est inférieur ou égal à  $\bar{\sigma}$ .

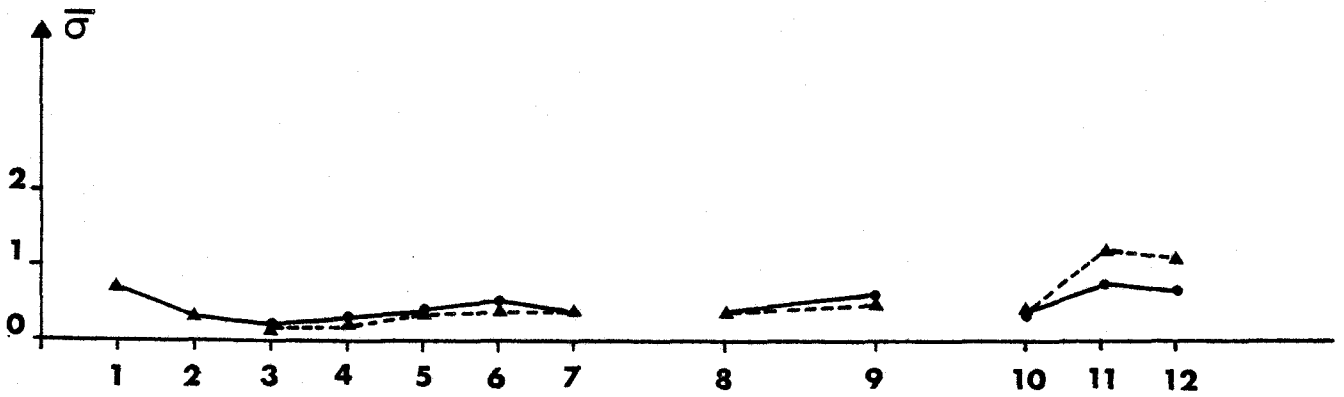


Figure II-17. Ecart type  $\bar{\sigma}$  des luminances observées dans les 12 premiers canaux HIRS/2 dû à la variabilité atmosphérique d'échelle inférieure à la maille CEPMMT en moyenne sur les N. situations claires étudiées en février (trait plein) et en juillet (en tireté).



Les plus fortes valeurs de  $\bar{\sigma}$  sont reliées à la grande variabilité de la vapeur d'eau dans la moyenne et haute atmosphère (canaux 11 et 12). La variabilité des luminances liées aux variations de la température de la surface apparaît dans les canaux transparents ou semi-transparentes (canaux 6, 7, 8 et 10) et se maintient sensiblement au même niveau (0,4 K). La variabilité due aux variations de la température des hautes couches (canaux 1, 2 et 3) dépend de l'altitude du maximum de la fonction poids et varie de 0,2 à 0,6 K.

La figure II-18 présente l'écart moyen  $\bar{\Delta}$ , et l'écart type sur les différences,  $\sigma(\Delta)$ , entre les luminances calculées et observées dans les 12 canaux pour les atmosphères sélectionnées en février et juillet.

Les écarts moyens  $\bar{\Delta}$  entre luminances calculées et luminances observées peuvent être reliés soit à des faiblesses du modèle de rayonnement, soit à une connaissance incomplète de l'état de l'atmosphère. Les défauts liés au modèle radiatifs tendent à donner des  $\bar{\Delta}$  grands et de petits  $\sigma(\Delta)$  tandis que l'inverse correspond à des défauts liés à l'atmosphère. Ainsi l'absence de prise en compte de l'écart à l'équilibre thermodynamique local peut expliquer la forte valeur de  $\bar{\Delta}$  dans le canal 1, tandis que le traitement approximatif du profil Voigt des raies d'intensité moyenne ou l'utilisation d'un modèle statistique de transmission qui néglige le continuum d'absorption dû à la superposition des ailes des raies fortes de la bande centrée à  $720,8 \text{ cm}^{-1}$  peuvent expliquer les fortes valeurs de  $\bar{\Delta}$  observées dans les canaux 3, 4 et 5. Les fortes valeurs de  $\sigma(\Delta)$  sont dues à l'utilisation de profils climatologiques pour la température dans les hautes couches (canaux 1 et 2 surtout en février), l'ozone (canal 9) et la vapeur d'eau (canaux 11 et 12).

Il ressort de ces comparaisons effectuées avec un modèle dont les paramètres d'absorption n'ont pas été ajustés que le modèle présente certaines faiblesses qui apparaissent dans les écarts systématiques importants observés dans certains canaux. Compte tenu de la contribution de la bande à 15 microns du  $\text{CO}_2$  du bilan radiatif, il est important d'améliorer les résultats dans les canaux 3, 4, 5. A cette fin, nous avons effectué quelques tests de sensibilité sur les atmosphères sélectionnées en février. Les résultats sont présentés

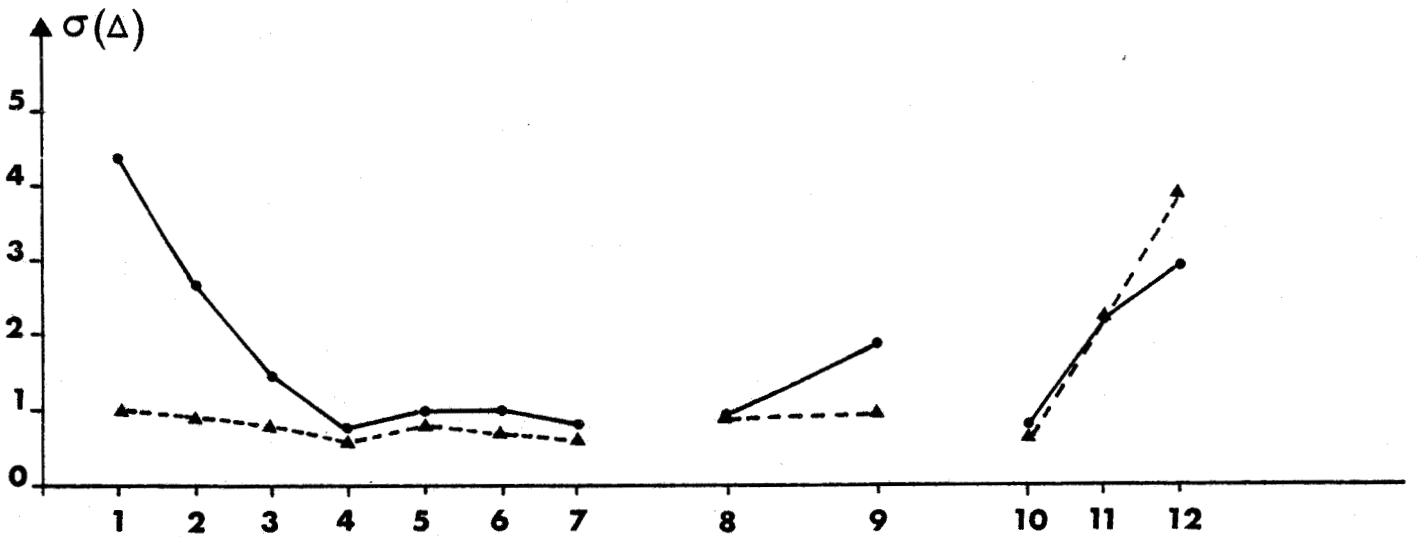
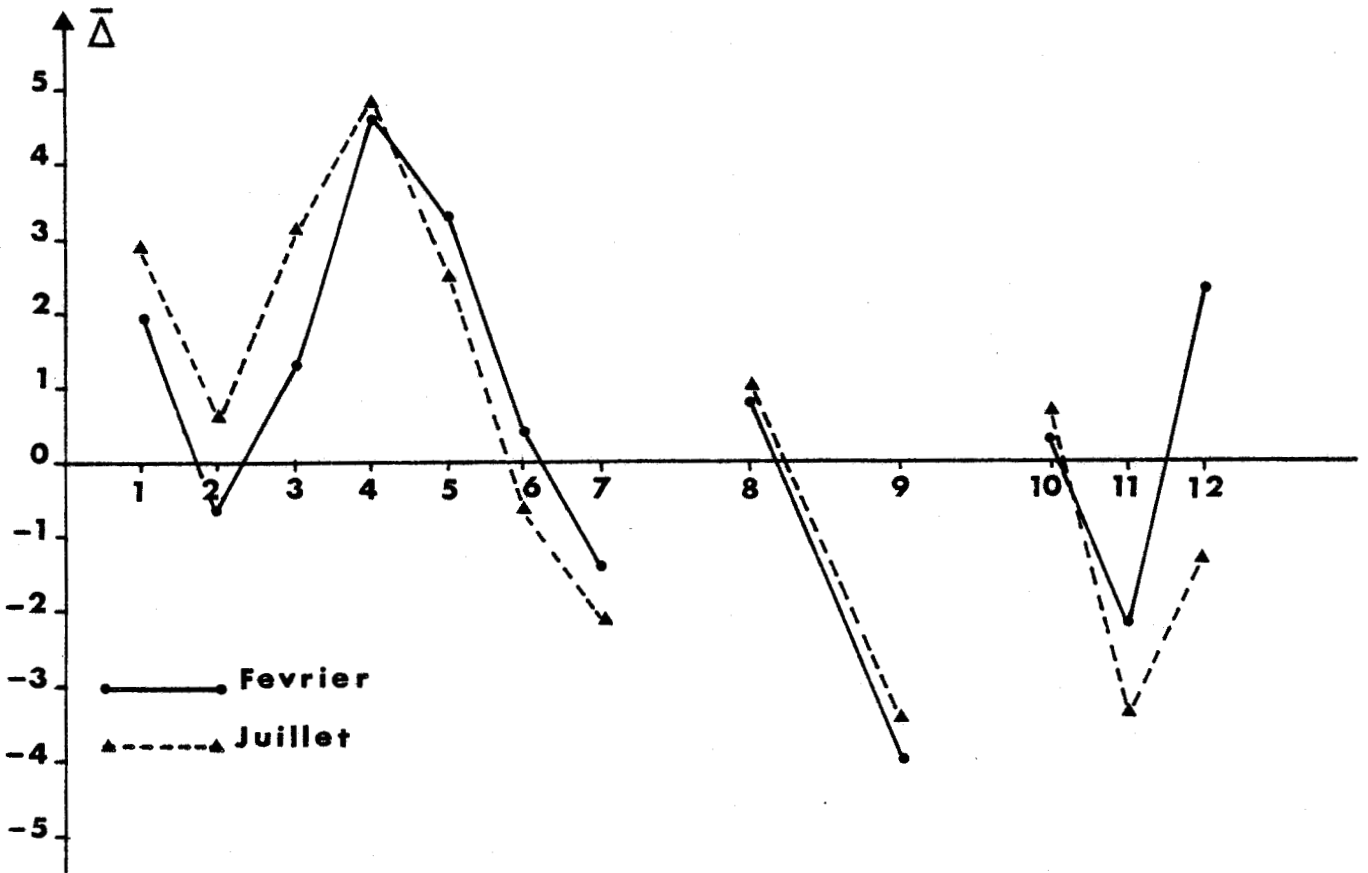


Figure II-18. Différence moyenne,  $\bar{\Delta}$  et écart type sur les différences,  $\sigma(\Delta)$ , entre les luminances calculées et observées dans les 12 canaux HIRS/2 étudiés pour les ensembles d'atmosphères sélectionnées en février (en trait plein) et en juillet (en pointillé).

dans le tableau II-9. Dans un premier calcul, nous avons modifié les paramètres ajustables de l'approximation du profil Voigt des raies (eq. I-37), ce qui permet d'améliorer les résultats des canaux 4 et 5. Le second calcul a été effectué pour une concentration atmosphérique de 340 ppm de gaz carbonique. Cette nouvelle valeur améliore les résultats des canaux 2, 3, 4, 5 et 6. Le troisième calcul considère une émissivité de 0,99 pour la surface de l'océan. Dans ce dernier cas, pour les canaux 8 et 10 les plus transparents, la différence moyenne  $\bar{\Delta}$  entre luminances calculées et observées est inférieure à l'écart type moyen  $\bar{\sigma}$  sur les luminances observées dû à la variabilité d'échelle inférieure à la maille CEPMT.

Pour situer les performances de notre modèle, nous faisons figurer dans le tableau II-10 les résultats d'études équivalentes effectuées par Scott et Chédin (1981) et Susskind et al. (1982) pour valider des modèles de transmission atmosphérique directement dérivés de modèles raie-par-raie. Ces résultats ne sont donnés qu'à titre indicatif puisque les calculs ont été effectués pour des profils atmosphériques différents des nôtres et possédant une meilleure définition des conditions à la surface et en haute altitude. Quantitativement, les résultats obtenus avec le modèle LOA sont moins bons que ceux obtenus avec les modèles raie-par-raie ; il faut cependant noter qu'ils correspondent à des calculs faits avec une résolution spectrale beaucoup plus faible (environ 1000 fois).

## II - 5. CONCLUSION.

Les comparaisons entre le modèle LOA et le modèle 4A et la simulation des luminances mesurées en atmosphère claire dans les canaux du sondeur HIRS/2 ont permis de déterminer le niveau de précision du modèle LOA pour le calcul de flux sur l'ensemble du spectre et pour celui de luminances.

Tableau II-9

Canal	Réf.	1	2	3
1	1.86	1.94	1.99	
2	- 0.62	- 0.56	- 0.57	
3	1.28	1.20	1.24	
4	4.58	3.50	4.35	
5	3.27	1.09	3.00	3.26
6	0.42		0.11	0.41
8	0.80			0.34
10	0.31			0.11

Différences moyennes entre luminances calculées et observées pour différentes modifications du modèle radiatif.

① ajustement des paramètres dans la formulation Voigt,

② 340 ppm de CO<sub>2</sub>,

③ émissivité de 0,99 pour la surface.

Tableau II-10

	$\bar{\Delta}$ comp - obs (K)		standard déviation $\sigma(\Delta)$ (K)	
	SC	SRR	SC	SRR
1		2.39		3.3
2	- 0.1	0.40	1.5	1.5
3	0.4	1.71	1.6	1.3
4	0.4	1.92	1.0	0.8
5	- 1.9	0.70	0.7	0.6
6	- 2.2	0.25	0.9	0.7
7	- 0.6	0.31	1.1	1.1
8	0.2	- 0.36	1.6	1.7
9				
10	1.5		0.6	
11	0.		2.9	
12	- 0.3		3.4	

SC Scott, Chedin, 1981.

SRR Susskind, Rosenfield, Reuter, 1982.

Le modèle peut encore être amélioré. Il serait nécessaire de comparer non plus les flux à quelques niveaux, mais les profils du taux de refroidissement radiatif calculé sur de petits intervalles spectraux par le modèle LOA et par un modèle raie-par-raie. Une telle comparaison nécessite de calculer les flux à tous les niveaux du modèle atmosphérique, ce qui représente un temps de calcul appréciable. Ce travail devrait pouvoir cependant être réalisé dans un avenir proche puisque la constitution d'un fichier contenant ce type d'informations calculé par le modèle 4A est la première étape du programme d'Intercomparaison des Codes Radiatifs pour les modèles climatiques mis en place sous l'égide de l'O.M.M. et de la Commission Internationale du Rayonnement de l'AIMPA.

La comparaison avec le modèle d'Ellingson montre qu'à niveau de complexité équivalent, les modèles peuvent avoir des sensibilités très différentes à des forçages donnés. Il est donc nécessaire d'étudier en détail les différentes approximations utilisées dans les modèles afin de pouvoir déterminer l'origine des différences entre modèles. Une telle étude est présentée pour notre modèle dans la troisième partie.

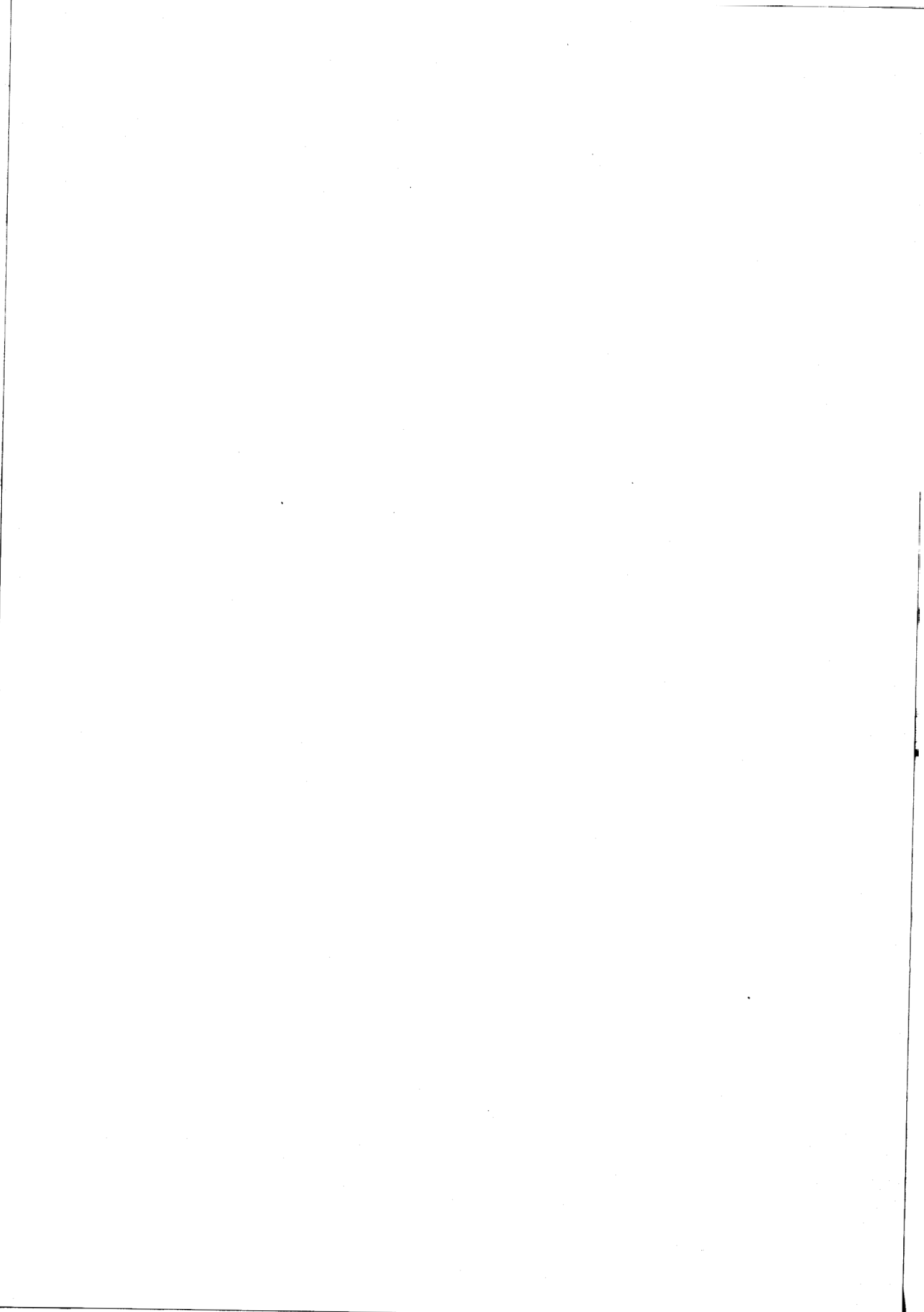
Enfin, les modèles radiatifs étant destinés à reproduire aussi bien que possible les phénomènes se produisant dans l'atmosphère, la validation ultime doit se faire par rapport à des observations. Compte tenu des problèmes existant sur l'absorption par la vapeur d'eau, la priorité semble devoir être mise sur la validation des modèles radiatifs dans la zone spectrale correspondant à la bande de rotation de la vapeur d'eau entre 250 et 600  $\text{cm}^{-1}$ . Une telle validation est envisageable à partir des luminances sortant au sommet de l'atmosphère mesurées dans cette zone spectrale par le radiomètre embarqué sur les satellites DMSP, ou indirectement grâce aux luminances totales mesurées par les radiomètres de l'expérience Earth Radiation Budget (ERB) à bord de Nimbus 7.





## CHAPITRE III

SENSIBILITÉ DES FLUX ET DES REFROIDISSEMENTS RADIATIFS AUX  
DIVERSES PARAMÉTRISATIONS - MODÈLE RAPIDE



III - SENSIBILITÉ DES FLUX ET DES REFROIDISSEMENTS RADIATIFS AUX DIVERSES  
PARAMÉTRISATIONS - MODÈLE RAPIDE -

III - I. INTRODUCTION.

Fels et Kaplan (1975) ont étudié les résultats d'un changement de schéma radiatif sur les résultats d'un modèle climatique. Ils trouvèrent une forte réponse de leur modèle à un tel changement et conclurent à la nécessité de schémas radiatifs précis. Déterminer la précision nécessaire aux calculs radiatifs dans les expériences de simulation de la circulation générale n'est pas un problème simple. Alors que les échanges de rayonnement dans le système Terre-atmosphère peuvent être déterminés à partir d'un ensemble limité de variables (température, distributions d'absorbants) à l'aide d'équations établies depuis plusieurs décennies, la précision requise sur le rayonnement dépend de l'échelle de temps prise en compte lors de l'expérience numérique et ne peut être établie indépendamment de celle des autres termes de l'échauffement diabatique. Les processus radiatifs jouent un rôle important dans la répartition des sources et des puits d'énergie dans l'atmosphère et leur influence sur le développement et le maintien des mouvements atmosphériques va croissante avec la longueur de l'intégration, des prévisions à moyenne échéance jusqu'aux simulations climatiques.

Dans les expériences de simulation de la circulation atmosphérique, les calculs dynamiques comme les calculs radiatifs ont une extension globale et la part de ces derniers dans le temps de calcul doit être sérieusement considérée. Dans cette partie, nous nous intéressons à ce problème du meilleur compromis possible entre précision et rapidité de calcul. Le modèle détaillé présenté dans la première partie et validé dans la deuxième partie est utilisé pour tester l'impact de différentes hypothèses simplificatrices sur les flux radiatifs et les taux de refroidissement calculés pour les atmosphères standards tropicale (TRO), moyenne latitude en hiver (MLW) et subarctique en hiver (SAW) de Mc Clatchey et Selby (1972).



La deuxième section est consacrée à l'intégration sur la coordonnée verticale. La forme de raie et le régime d'absorption sont étudiés dans la troisième section. La quatrième considère l'intégration sur le nombre d'onde.

Les conclusions de cette étude de sensibilité sont reprises dans la cinquième section pour construire une procédure de calcul adaptée aux contraintes de rapidité et de précision imposées par les modèles de circulation générale. Dans la sixième section, le schéma radiatif de grandes longueurs d'onde ainsi développé est incorporé avec le schéma radiatif de courtes longueurs d'onde de Fouquart et Bonnel (1980) dans un modèle atmosphérique unidimensionnel de type radiatif convectif (Smith, 1983) afin d'étudier le comportement à long terme des champs radiatifs fournis par ces schémas.

Bien qu'il soit admis que les incertitudes sur les caractéristiques radiatives des nuages entraînent des erreurs sur les champs radiatifs calculés beaucoup plus importantes que celles intrinsèquement liés au schéma radiatif utilisé, les résultats présentés dans les sections III-2 à III-4 ne correspondent qu'à des atmosphères claires. L'effet de la nébulosité sur le rayonnement dans les modèles de circulation générale ne peut être analysé indépendamment des schémas de génération de nuages et ne sera pas abordé ici. Par ailleurs, il est essentiel de rechercher l'accord entre modèle détaillé et modèle hautement paramétrisé sur les champs radiatifs calculés en atmosphère claire afin d'éviter, ou du moins de pouvoir analyser clairement les compensations éventuelles introduites par le champ de nébulosité sur les champs radiatifs.

Dans tous les calculs présentés dans cette partie l'intégration sur l'angle zénithal n'est pas explicite et est approchée à l'aide du facteur de diffusivité (Elsasser, 1942). Les tests sur la validité de cette approximation ne sont pas rapportés ici, car des résultats similaires ont déjà été présentés par Rodgers et Walshaw (1966), Ellingson (1972), Hunt et Mattingly (1977), Chou et Arking (1980), Wang (1983). Tous ces auteurs s'accordent pour dire que l'emploi du facteur de diffusivité permet d'obtenir des flux et des TRR à 2 % des valeurs obtenues par une quadrature de Gauss à 4 points.

### III - 2. INTEGRATION VERTICALE.

#### III-2.1. Nombre de couches.

Bien que pouvant paraître d'un intérêt philosophique dans le contexte de calculs radiatifs dans un modèle de circulation générale pour lequel la distribution verticale des niveaux de calcul est imposée, le degré de résolution dans la structure verticale des paramètres atmosphériques reste néanmoins une question importante dans la mesure où une résolution verticale grossière peut être à l'origine d'erreurs systématiques sur la distribution de l'énergie radiative dans le modèle. Ce même problème se pose aussi quand on utilise un modèle de transfert radiatif pour d'autres applications, par exemple, pour simuler des observations à partir de données de radiosondages. Pour l'atmosphère standard tropicale de Mc Clatchey et Selby (1972) notée dans la suite TRO, nous avons calculé les flux à la tropopause,  $F(T)$ , le flux descendant à la surface,  $F^-(\text{surf})$ , ainsi que l'absorption dans la troposphère,  $A_{\text{trop}}$  et dans la stratosphère,  $A_{\text{stra}}$ , pour différents découpages de la colonne atmosphérique.

Dans la première série de calculs, l'atmosphère est successivement divisée en 40, 20 et 10 couches d'égale épaisseur en unité  $\sigma$  ( $= p/p_s$  où  $p_s$  est la pression à la surface ;  $\Delta\sigma_{40} = 0,025$  ;  $\Delta\sigma_{20} = 0,05$  ;  $\Delta\sigma_{10} = 0,1$ ) tandis que la deuxième série de calculs considère l'atmosphère divisée en 40, 20 et 10 couches d'égale épaisseur en unité  $\Delta Z$  ( $= -\ln \sigma$  ;  $\Delta Z_{40} = 0,248$  ;  $\Delta Z_{20} = 0,496$  ;  $\Delta Z_{10} = 0,992$ ). Le premier type de découpage fournit une bonne description de la troposphère, le second décrit plus finement la stratosphère. Dans tous les cas, la concentration atmosphérique en  $\text{CO}_2$  est de 330 ppm ; les rapports de mélange de  $\text{H}_2\text{O}$  et d' $\text{O}_3$  sont interpolés linéairement en pression ; la température est interpolée linéairement avec l'échelle de hauteur  $Z$ . Les résultats sont présentés sur les figures III-1 et III-2 et dans le tableau III-1.



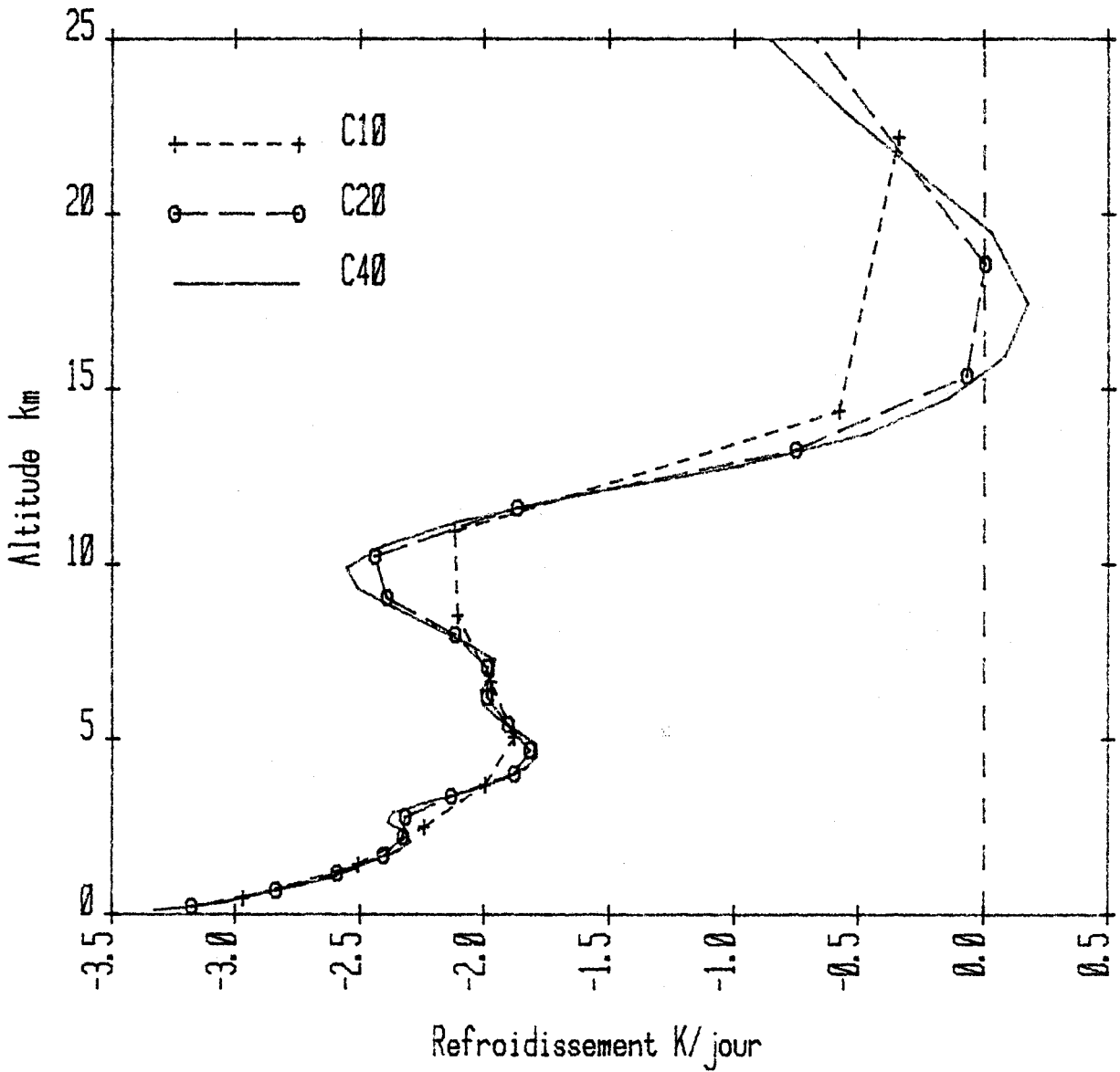


Figure III-1. Comparaison des profils du taux de refroidissement radiatif obtenus pour trois discrétisations verticales de l'atmosphère : C10, C20, C40 considèrent respectivement l'atmosphère divisée en 10, 20 et 40 couches d'égale épaisseur en unité  $\sigma$  (C10 :  $\Delta\sigma = 0,1$  ; C20 :  $\Delta\sigma = 0,05$  ; C40 :  $\Delta\sigma = 0,025$ ).

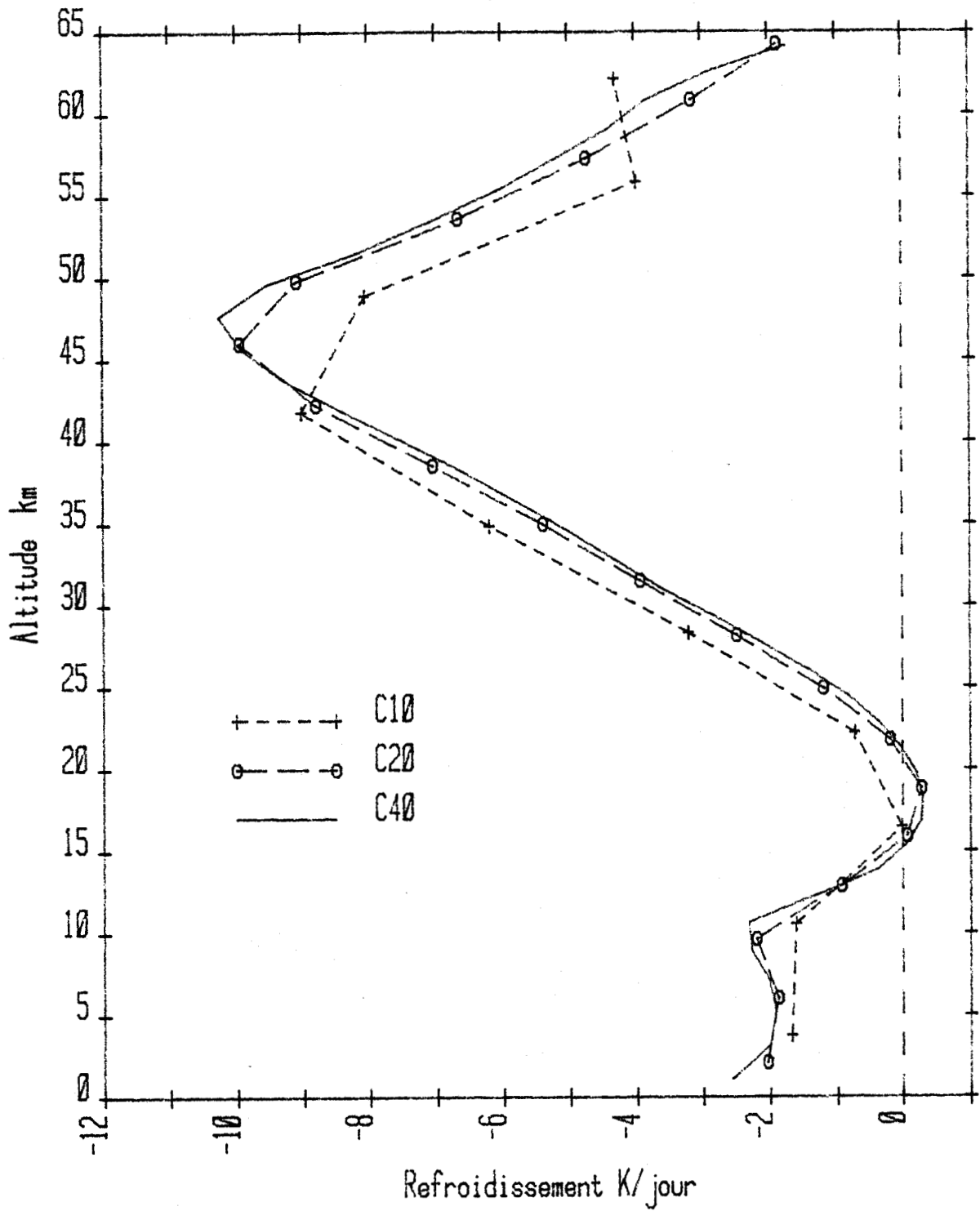


Figure III-2. Comparaison des profils du taux de refroidissement radiatif obtenus pour trois discrétisations verticales de l'atmosphère : C10, C20 et C40 considèrent respectivement l'atmosphère divisée en 10, 20 et 40 couches d'égale épaisseur en unité d'échelle de hauteur (C10 :  $\Delta z = 0,992$  ; C20 :  $\Delta z = 0,496$  ; C40 :  $\Delta z = 0,248$ ).



$Wm^{-2}$	N	40	20	10
$\Delta p$	$F^-(surf)$	406.2	406.1	405.3
	$F^+(T)$	287.6	286.9	284.2
	$A_{trop}$	223.1	222.2	218.8
$\Delta z$	$F^-(T)$	99.9	100.6	102.5
	$A_{strat}$	59.8	59.4	58.3

Tableau III-1. Effet d'un changement de discrétisation verticale. Les résultats notés " p " correspondent à une atmosphère découpée en N couches d'égale épaisseur en unités de pression ; les résultats notés " z " correspondent à une atmosphère découpée en N couches d'égale épaisseur en unités d'échelle de hauteur  $z = - \ln(p/p_{surf})$ .  $F^+$  ( $F^-$ ) indique le flux montant (descendant). T caractérise la tropopause, "surf" la surface, A l'absorption, trop la troposphère, strat la stratosphère.

Pour un découpage en couches d'égale épaisseur  $\Delta p$ , on constate qu'une diminution du nombre de niveaux utilisés pour décrire la troposphère tend à diminuer les flux sortants aux limites de celle-ci et l'absorption troposphérique. Cet effet apparaît surtout sur le flux montant au niveau de la tropopause qui perd  $3,4 \text{ Wm}^{-2}$  entre le modèle à 40 couches et celui à 10 couches. Pour un découpage en couches d'égale épaisseur  $\Delta z$ , on observe une diminution de l'absorption stratosphérique et une augmentation du flux descendant à la tropopause pour une diminution du nombre de couches du modèle.

De ces comparaisons, il ressort qu'un modèle atmosphérique détaillé doit comprendre une vingtaine de couches dans la troposphère et une vingtaine de couches dans la stratosphère si l'on veut maintenir l'erreur sur l'absorption totale de l'atmosphère claire en dessous de  $1 \text{ Wm}^{-2}$ .

L'examen des figures III-1 et III-2 montrent qu'entre les modèles à 20 et 40 couches, les taux de refroidissement diffèrent de moins de 0,1 K/jour dans la troposphère en dessous de 15 km (fig. III-1) et de moins de 0,2 K/jour dans la stratosphère jusqu'à 45 km (fig. III-2). En revanche, le modèle à 10 couches donne un refroidissement de 0,5 K/jour plus faible vers 10 km et de 1 K/jour plus fort entre 17 et 42 km.

Les contraintes sur le temps de calcul limitent à une dizaine le nombre de niveaux sur la verticale dans les modèles de circulation générale. Dans ce cadre, il faut donc noter que cette résolution verticale grossière introduit des erreurs systématiques tant sur le profil vertical du taux de refroidissement radiatif que sur l'absorption totale de l'atmosphère et les flux incidents aux limites de l'atmosphère.

### III - 2.2. Quadrature numérique pour l'intégration verticale.

Dans l'expression du flux net au niveau  $z$

$$F(z) = (B_{\text{surf}} - B(0)) t(z,0) + B(z) t(z,z) - \int_0^z \frac{dB(T(z'))}{dT} \frac{dT}{dz'} t(z,z') dz', \quad (\text{III-1})$$

les deux premiers termes du second membre correspondent aux échanges d'énergie avec les limites de l'atmosphère tandis que l'intégrale prend en compte l'échange d'énergie entre le niveau  $z$  et tous les autres niveaux de l'atmosphère autres que les limites. Cette intégrale est généralement évaluée numériquement. Nous utilisons une quadrature de Gauss.

$$\int_{z_{j-1}}^{z_j} \frac{dB(T(z'))}{dT} \frac{dT}{dz'} t(z, z') dz' = \sum_{\ell=1}^{NG} \left\{ w_{\ell} \frac{dB(T(z_{\ell}))}{dT} \frac{dT}{dz} (z_{\ell}) t(z_j, z_{\ell}) \right\} (z_{j-1} - z_j) \quad (\text{III-2})$$

où  $z_{\ell}$  est l'altitude du  $\ell$ ième angle de Gauss ( $z_{\ell} \in [z_{j-1}, z_j]$ )

et  $w_{\ell}$  le poids correspondant. La température et le rapport de mélange des divers absorbants sont interpolés sur les sous-couches ainsi définies et l'intégration prend alors explicitement en compte la variation de ces variables à l'intérieur des couches lors de l'évaluation du produit de convolution contenu dans l'intégrale de l'expression (III-1).

Niveau	Sigma = P/P <sub>sol</sub>
1	1,000
2	0,979
3	0,941
4	0,873
5	0,770
6	0,638
7	0,489
8	0,340
9	0,208
10	0,106
11	0,038
12	0,000

Tableau III-2. Structure verticale du modèle de circulation générale du Laboratoire de Météorologie Dynamique.

Comme le but ultime de cette étude est de fournir des bases sûres pour le développement d'un schéma radiatif très paramétrisé pour le modèle de circulation générale du LMD, les résultats seront présentés dans la suite pour la structure verticale de ce modèle décrite dans le tableau III-2. Le modèle possède onze couches d'épaisseur inégale afin d'assurer une bonne représentation de la couche limite planétaire et de la basse stratosphère. Le tableau III-3 présente le TRR dans les 11 couches et les flux aux limites pour les atmosphères TRO et SAW. Les résultats sont présentés pour une quadrature verticale utilisant respectivement 8 et 2 angles de Gauss et pour les absorbants  $H_2O$ ,  $CO_2$  et  $O_3$  considérés séparément ou ensemble. Ces calculs ont aussi été effectués avec une quadrature à 32 points mais ils ne présentent que des différences négligeables avec les calculs à 8 points. Les différences entre calculs à 8 et 2 points sont inférieures à 0,05 K/jour pour le TRR et  $1,6 \text{ Wm}^{-2}$  pour les flux sortants. Les flux descendants à la surface diffèrent au plus de  $0,3 \text{ Wm}^{-2}$ . Pour un schéma radiatif adapté à des calculs répétitifs, une intégration par quadrature de Gauss à 2 Points peut donc être utilisée. Le temps de calcul étant proportionnel au carré du nombre de niveaux sur lesquels les transmissions sont calculées, un facteur 16 est ainsi gagné par rapport à des calculs utilisant une quadrature de Gauss à 8 points.

### III - 2.3. Contribution des couches adjacentes.

Suivant l'analyse faite par Wu (1980), le TRR

$$\frac{dT}{dt} = \frac{g}{C_p} \frac{\Delta F}{\Delta p} = a \Delta F$$

peut se décomposer suivant les contributions des différentes couches atmosphériques.

$$\begin{aligned} a \Delta F &= a \Delta F_{\text{top}} + a \Delta F_{\text{ud}} + a \Delta F_{\text{ua}} \\ &+ a \Delta F_{\text{ref}} \\ &+ a \Delta F_{\text{da}} + a \Delta F_{\text{dd}} + a \Delta F_{\text{surf}} \end{aligned}$$



		H <sub>2</sub> O		CO <sub>2</sub>		O <sub>3</sub>		H <sub>2</sub> O+CO <sub>2</sub> +O <sub>3</sub>		
		8	2	8	2	8	2	8	2	
TRO	1	- 3,77	- 3,76	- 0,49	- 0,48	- 0,04	- 0,03	- 3,34	- 3,32	
	2	- 3,51	- 3,51	- 0,39	- 0,38	- 0,03	- 0,03	- 2,99	- 2,98	
	3	- 3,47	- 3,50	- 0,33	- 0,32	- 0,03	- 0,03	- 2,72	- 2,73	
	4	- 3,62	- 3,67	- 0,30	- 0,29	- 0,03	- 0,03	- 2,39	- 2,40	
	K/jour	5	- 3,24	- 3,21	- 0,29	- 0,29	- 0,02	- 0,02	- 2,18	- 2,16
		6	- 2,07	- 2,08	- 0,28	- 0,28	- 0,01	- 0,01	- 1,88	- 1,90
		7	- 1,85	- 1,89	- 0,24	- 0,24	- 0,01	- 0,01	- 1,95	- 1,99
		8	- 2,17	- 2,19	- 0,19	- 0,20	- 0,03	- 0,03	- 2,31	- 2,34
		9	- 0,65	- 0,63	- 0,05	- 0,05	- 0,09	- 0,09	- 0,63	- 0,62
		10	- 0,29	- 0,30	- 0,25	- 0,25	- 0,51	- 0,53	- 0,11	- 0,10
		11	- 0,51	- 0,50	- 1,21	- 1,21	- 1,12	- 1,10	- 0,99	- 0,99
W <sub>m</sub> <sup>-2</sup>	F <sup>+</sup>	326,4	328,0	408,2	408,2	444,4	444,4	280,2	281,6	
	F <sup>-</sup>	400,7	400,4	85,8	85,8	4,9	4,9	406,2	406,2	
SAW	1	- 0,44	- 0,44	- 0,10	- 0,10	- 0,01	- 0,01	- 0,35	- 0,36	
	2	- 0,56	- 0,56	- 0,14	- 0,14	- 0,01	- 0,01	- 0,40	- 0,49	
	3	- 0,80	- 0,79	- 0,20	- 0,20	- 0,01	- 0,01	- 0,76	- 0,75	
	4	- 0,95	- 0,95	- 0,22	- 0,22	- 0,01	- 0,01	- 0,94	- 0,93	
	K/jour	5	- 1,06	- 1,07	- 0,21	- 0,21	- 0,01	- 0,01	- 1,08	- 1,09
		6	- 1,19	- 1,20	- 0,19	- 0,19	- 0,01	- 0,01	- 1,28	- 1,29
		7	- 1,16	- 1,16	- 0,10	- 0,10	- 0,01	- 0,01	- 1,21	- 1,23
		8	- 0,85	- 0,85	- 0,06	- 0,07	- 0,06	- 0,06	- 0,85	- 0,85
		9	- 0,61	- 0,60	- 0,22	- 0,22	- 0,14	- 0,14	- 0,68	- 0,67
		10	- 0,42	- 0,43	- 0,51	- 0,51	- 0,03	- 0,05	- 0,92	- 0,91
		11	- 0,46	- 0,45	- 1,06	- 1,06	- 0,02	- 0,05	- 1,62	- 1,63
W <sub>m</sub> <sup>-2</sup>	F <sup>+</sup>	219,9	220,3	228,8	228,8	240,2	240,2	195,8	196,2	
	F <sup>-</sup>	135,3	-135,2	45,6	45,6	5,2	5,2	171,6	171,6	

Tableau III-3. Effet de la variation du nombre de points dans la quadrature verticale; "8" et "2" correspondent à une intégration verticale par quadrature de Gauss utilisant respectivement 8 et 2 angles de Gauss dans chacune des couches.

Dans cette dernière expression,

$$a = \frac{g}{C_p} \frac{1}{\Delta p}$$

$a \Delta F_{top}$  est le gain d'énergie provenant de l'atmosphère située au dessus du sommet du modèle ;

$a \Delta F_{ua}$  est le gain d'énergie provenant de la couche adjacente située au dessus de la couche de référence ;

$a \Delta F_{ud}$  est le gain d'énergie provenant des couches autres que celle immédiatement adjacente et situées au-dessus de la couche de référence ;

$a \Delta F_{ref}$  est la perte d'énergie par la couche de référence ;

$a \Delta F_{da}$  est le gain d'énergie provenant de la couche adjacente située au dessous de la couche de référence ;

$a \Delta F_{dd}$  est le gain d'énergie provenant des couches autres que celle immédiatement adjacente et situées au dessous de la couche de référence ;

$a \Delta F_{surf}$  est le gain d'énergie provenant de la surface du modèle.

Toutes les quantités  $a \Delta F$  sont en degrés par jour. Les quantités  $a \Delta F_{ud}$  et  $a \Delta F_{dd}$  peuvent encore se subdiviser en contributions individuelles des différentes couches distantes.

Dans les tableaux III-4, nous présentons, pour l'atmosphère tropicale et pour l'absorption par  $H_2O$ ,  $CO_2$  et  $O_3$ , les matrices d'échange d'énergie calculées dans quatre intervalles spectraux ( $0 - 500 \text{ cm}^{-1}$  ;  $500 - 800 \text{ cm}^{-1}$  ;  $800 - 1250 \text{ cm}^{-1}$  ;  $1250 - 2820 \text{ cm}^{-1}$ ) correspondant sensiblement à la bande de rotation de  $H_2O$ , la bande à 15 microns de  $CO_2$ , la fenêtre atmosphérique incluant la bande à 9,6 microns de l'ozone et la bande de vibration - rotation

GROUND	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	TOP	ADJ.	DIST.	HEATING
1	47.69	-95.02	47.32	.00	.00	.00	.00	.00	.00	.00	.00	.00	47.32	47.70	95.02
2	.02	26.14	-51.94	.00	.00	.00	.00	.00	.00	.00	.00	.00	51.93	.02	51.94
3	.00	.00	14.41	-28.43	25.73	.00	.00	.00	.00	.00	.00	.00	28.43	.00	28.43
4	.00	.00	.00	9.25	-18.11	8.86	.00	.00	.00	.00	.00	.00	18.11	.01	18.11
5	.00	.00	.00	.00	6.91	-17.37	6.33	.02	.02	.01	.00	.00	13.24	.08	13.32
6	.00	.00	.00	.00	.00	-10.60	4.57	.13	.10	.07	.00	.00	10.16	.17	10.33
7	.00	.00	.00	.00	.04	4.45	-8.35	3.06	.26	.17	.00	.00	7.52	.13	7.65
8	.00	.00	.00	.00	.00	.04	3.17	-5.84	1.30	.28	.01	.00	4.47	-.22	4.25
9	.00	.00	.00	.00	.00	.00	.01	1.06	-1.92	.16	.02	.00	1.22	.04	1.26
10	.00	.00	.00	.00	.00	.00	.00	.12	.38	-1.12	.17	.00	.55	.12	.68
11	.00	.00	.00	.00	.00	.00	.00	.03	.04	.31	-.77	.00	.31	.07	.39

Tableau III-4.a. Matrice d'échange énergétique pour une atmosphère tropicale.  
Absorbants : H<sub>2</sub>O, CO<sub>2</sub>, O<sub>3</sub>. Intervalle spectral : 0-500 cm<sup>-1</sup>.

GROUND	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	TOP	ADJ.	DIST.	HEATING
1	45.23	-89.92	42.04	.41	.11	.05	.04	.03	.03	.02	.00	.00	42.04	47.04	89.87
2	3.52	23.14	-52.72	.79	.16	.07	.05	.04	.04	.02	.00	.00	48.01	4.55	52.66
3	.69	.60	13.53	-29.02	15.73	.12	.08	.07	.06	.04	.00	.00	27.56	1.96	29.53
4	.16	.08	.29	9.00	-18.43	.34	.16	.12	.10	.06	.00	.00	17.08	1.13	18.26
5	.03	.01	.04	.18	6.21	-17.31	.38	.22	.18	.12	.00	.00	11.03	.93	11.95
6	.01	.00	.01	.03	4.07	-7.89	2.83	.28	.20	.13	.00	.00	6.90	.59	7.48
7	.00	.00	.00	.01	.19	2.56	-4.97	1.68	.21	.12	.01	.00	4.25	.35	4.60
8	.00	.00	.00	.00	.04	.10	1.63	-3.00	.99	.08	.01	.00	2.62	.09	2.71
9	.00	.00	.00	.00	.01	.02	.06	1.04	-1.77	.55	.03	.00	1.39	.13	1.51
10	.00	.00	.00	.00	.01	.01	.02	.06	.62	-1.86	.62	.00	1.24	.11	1.35
11	.00	.00	.00	.01	.02	.02	.01	.01	.00	1.15	-2.50	.00	1.15	.10	1.25

Tableau III-4.b. Comme III-4.a. pour l'intervalle spectral 500 - 800 cm<sup>-1</sup>.



GROUND	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	TOP	ADJ.	DIST.	HEATING
1	8.62	-17.08	3.29	1.74	1.10	.53	.41	.40	.26	-.15	.02	.00	3.29	13.47	16.75
2	5.05	1.63	-13.16	2.72	1.27	.44	.42	.37	.27	-.16	.02	.00	4.55	8.25	12.60
3	2.58	.51	1.40	-8.70	1.85	.45	.42	.37	.28	-.17	.01	.00	3.25	5.08	8.34
4	1.03	.18	.36	-4.92	.84	.40	.36	.32	.24	-.14	.01	.00	1.80	2.80	4.60
5	.31	.05	.09	.17	.40	.31	.19	.16	.12	-.07	.00	.00	.71	1.02	1.74
6	.07	.01	.02	.03	.05	.10	.09	.06	.04	-.02	.00	.00	.19	.25	.44
7	.03	.00	.01	.01	.01	.01	.14	.03	.02	-.01	.00	.00	.04	.08	.12
8	.03	.00	.01	.01	.00	.01	.01	.01	.01	-.05	.00	.00	.00	.04	.04
9	.04	.00	.01	.01	.00	.01	.02	.02	.03	-.00	.00	.00	-.02	.04	.02
10	.23	.02	.03	.04	.01	.07	.09	.08	.06	-.16	.05	.00	-.03	.12	.09
11	.57	.05	.03	.11	.08	.19	.22	.19	.13	.15	-.48	.00	.15	.09	.24

Tableau III-4.c. Comme III-4.a. pour l'intervalle spectral 800 - 1250 cm<sup>-1</sup>.

GROUND	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	ICP	ADJ.	DIST.	HEATING
1	22.95	-45.27	21.53	.01	.19	.04	.05	.02	.01	-.01	.00	.00	21.35	23.95	45.26
2	1.71	11.73	-25.22	11.75	.29	.05	.04	.03	.02	-.01	.00	.00	23.48	1.71	25.20
3	.59	.18	6.52	-13.51	6.10	.07	.05	.03	.02	-.01	.00	.00	12.61	.87	13.48
4	.14	.03	.10	3.97	-7.87	.11	.06	.04	.03	-.02	.00	.00	7.35	.50	7.85
5	.04	.01	.02	.06	2.57	1.92	.10	.06	.03	-.02	.00	.00	4.49	.30	4.79
6	.01	.00	.00	.01	.04	-2.77	.97	.03	.04	-.02	.00	.60	2.57	.16	2.73
7	.00	.00	.00	.00	.03	.85	-1.37	.39	.06	-.04	.00	.00	1.24	.07	1.31
8	.00	.00	.00	.00	.00	.01	.30	.45	.10	-.04	.00	.00	.40	-.02	.38
9	.00	.00	.00	.00	.00	.00	.00	.03	-.05	-.01	.00	.00	.03	.00	.03
10	.00	.00	.00	.00	.00	.00	.00	.00	.00	-.02	.01	.00	.01	.01	.01
11	.01	.00	.00	.00	.00	.00	.00	.00	.00	.01	-.05	.00	.01	.00	.01

Tableau III-4.d. Comme III-4.a. pour l'intervalle spectral 1250 - 2820 cm<sup>-1</sup>.

de  $H_2O$ . Dans ces matrices, une ligne donne, pour une couche répétée par l'indice de la première colonne, l'échauffement ou le refroidissement dû à l'échange d'énergie avec la surface (2e colonne), les autres couches (colonnes 3 à 13) ou le sommet de l'atmosphère (colonne 14). Dans le tableau III-4, nous avons fait figurer séparément la contribution des couches adjacentes (colonne 15) et celle des couches distantes (colonne 16). L'ensemble de l'échauffement est donné dans la dernière colonne.

La contribution des couches distantes n'est importante que dans la fenêtre atmosphérique (tableau III-4.c). Dans les zones de forte absorption, les raies d'absorption sont saturées sur des trajets optiques très courts (inférieurs à l'épaisseur d'une couche) et le refroidissement observé est essentiellement le résultat du déséquilibre entre l'intense refroidissement interne et de la couche considérée et l'échauffement (presque aussi intense) par échange d'énergie avec les couches adjacentes.

Dans tous les intervalles, la couche 10 qui contient le point d'inflexion du profil de température (à la tropopause) tend à se réchauffer aux dépens des autres couches. Par ailleurs, on remarque dans la fenêtre atmosphérique (tableau III-4.c) l'effet de l'ozone. Contrairement à ce qui se passe dans les autres intervalles spectraux, les hautes couches échangent de l'énergie avec la surface dans l'intervalle  $800 - 1250 \text{ cm}^{-1}$ . L'ozone dont l'essentiel est concentré dans les deux couches les plus élevées du modèle fait écran au transfert vers l'espace de cette énergie issue de la surface. La présence de la couche d'ozone entraîne donc un échauffement des couches situées sous le maximum de la contribution de l'ozone qui se traduit dans le tableau III-4. par le fait que les couches élevées (8 à 11) se refroidissent (termes négatifs) par échange d'énergie avec les couches situées en dessous.

Les tableaux III-5 reprennent ces matrices d'échange d'énergie calculées sur l'ensemble du spectre ( $0 - 2820 \text{ cm}^{-1}$ ), pour chacun des absorbants  $H_2O$  (tableau III-5.a),  $CO_2$  (tableau III-5.b) et  $O_3$  (tableau III-5.c) pris séparément ou ensemble (tableau III-5.d). Les calculs présentés dans le tableau III-5.e prennent en compte l'absorption par  $N_2O$  et  $CH_4$ .





GROUND	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	TOP	ADJ.	DIST.	HEATING
1	116.50	-251.44	105.82	0.15	2.10	.79	.53	.51	.34	-.22	.00	.00	103.82	127.12	230.94
2	12.09	56.97	-136.37	60.78	3.16	.61	.57	.51	.39	-.26	.00	.00	117.76	18.04	135.80
3	4.25	1.77	33.56	-77.28	53.30	1.52	.66	.59	.47	-.51	.00	.00	66.86	9.70	79.56
4	1.47	.37	1.04	21.23	-47.07	1.08	.60	.71	.58	-.38	.00	.00	40.45	5.67	46.12
5	1.77	.03	.18	.26	14.23	-26.23	.87	.65	.55	-.37	.00	.00	25.33	2.90	28.23
6	.06	.01	.03	.07	.29	-17.81	6.59	.54	.43	-.29	.00	.00	15.80	1.14	16.93
7	.01	.00	.01	.05	.21	6.02	-11.35	3.78	.48	-.32	.00	.00	9.80	.45	10.24
8	.00	.00	.00	.00	.02	.09	3.63	-6.65	1.47	-.36	.01	.00	5.11	-.24	4.87
9	.00	.00	.00	.00	.00	.00	.02	1.11	-1.99	.15	.02	.00	1.26	.04	1.30
10	.00	.00	.00	.00	.00	.00	.01	.13	.39	-1.15	.17	.00	.56	.13	.69
11	.00	.00	.00	.00	.00	.00	.00	.03	.04	.52	-.80	.00	.32	.07	.40

Tableau III-5.a. Matrice d'échange énergétique pour une atmosphère tropicale pour H<sub>2</sub>O dans l'intervalle 0-2820 cm<sup>-1</sup>.

GROUND	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	TOP	ADJ.	DIST.	HEATING
1	20.63	-47.00	18.14	1.25	.43	.18	.10	.06	.04	-.02	.00	.00	18.14	22.79	40.93
2	2.83	9.06	-25.25	11.47	.68	.22	.07	.07	.04	-.03	.00	.00	21.22	3.96	25.19
3	1.15	.39	6.23	-15.17	9.69	.37	.08	.05	.04	-.03	.00	.00	12.91	2.19	15.10
4	.51	.08	.23	4.24	-9.99	.24	.10	.06	.05	-.03	.00	.00	8.65	1.26	9.91
5	.28	.02	.05	.16	3.28	3.02	.17	.08	.07	-.03	.00	.00	6.30	.79	7.10
6	.15	.01	.04	.13	2.57	-5.31	2.11	.14	.06	-.04	.00	.00	4.68	.51	5.19
7	.03	.00	.01	.03	1.0	1.98	-3.88	1.45	.11	-.05	.00	.00	3.42	.30	3.72
8	.04	.00	.00	.01	.03	.07	1.47	-2.72	.94	-.05	.01	.00	2.41	.11	2.52
9	.02	.00	.00	.00	.01	.02	.05	1.03	-1.75	.55	.02	.00	1.37	.12	1.49
10	.01	.00	.00	.00	.00	.01	.02	.05	.62	-1.83	.61	.00	1.23	.10	1.32
11	.01	.00	.00	.00	.00	.00	.01	.01	.02	1.10	-2.55	.00	1.10	.06	1.17

Tableau III-5.b. Comme III-5.a. pour CO<sub>2</sub>.

GROUND	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	TOP	ADJ.	DIST.	HEATING
1	.04	-.08	.00	.00	.00	.01	.01	.01	.00	-.00	-.00	.00	.00	.07	.07
2	.04	-.00	-.07	.00	.01	.01	.01	.01	.00	-.00	-.00	.00	.00	.07	.07
3	.04	-.00	-.00	.00	.01	.01	.01	.01	.00	-.00	-.00	.00	.00	.07	.07
4	.04	-.07	-.00	-.07	.01	.01	.01	.01	.00	-.00	-.00	.00	.00	.06	.07
5	.04	-.00	-.00	-.00	-.07	.01	.01	.01	.00	-.00	-.00	.00	.01	.06	.06
6	.04	-.00	-.00	-.00	-.00	-.06	.01	.01	.01	-.00	-.00	.00	.00	.05	.05
7	.05	-.00	-.00	-.00	-.00	-.01	-.05	.01	.01	-.00	-.00	.00	.00	.04	.04
8	.06	-.00	-.00	-.00	-.01	-.01	-.01	-.04	.01	-.00	-.00	.00	-.00	.03	.03
9	.10	-.00	-.00	-.01	-.01	-.02	-.02	-.02	-.04	-.00	.00	.00	-.02	.04	.02
10	.61	-.01	-.02	-.03	-.06	-.09	-.11	-.10	-.08	-.19	.05	.00	-.05	.14	.10
11	1.32	-.03	-.06	-.11	-.21	-.29	-.31	-.27	-.20	.18	-.72	.00	.18	.18	.56

Tableau III-5.c. Comme III-5.a. pour O<sub>3</sub>.

GROUND	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	TOP	ADJ.	DIST.	HEATING
1	124.48	-247.28	113.97	4.23	1.69	.71	.50	.47	.40	-.18	.02	.00	113.97	132.92	246.89
2	9.70	62.64	-143.07	65.23	2.35	.84	.56	.51	.44	-.20	.02	.00	127.96	14.93	142.60
3	3.67	1.29	36.16	-80.25	55.70	1.16	.63	.55	.47	-.21	.02	.00	71.85	7.92	79.77
4	1.37	.29	.75	23.18	-49.33	21.16	.86	.58	.48	-.22	.01	.00	44.34	4.43	48.82
5	.30	.07	.15	.41	16.09	-32.40	13.38	.73	.46	-.22	.01	.00	29.47	2.33	31.80
6	.09	.01	.03	.07	11.36	-21.75	8.45	.55	.39	-.25	.00	.00	19.31	1.17	20.98
7	.04	.00	.01	.02	.06	.27	7.88	5.16	.55	-.34	.01	.00	13.04	.63	13.67
8	.03	.00	.01	.01	.02	.05	5.08	-9.33	4.41	-.40	.02	.00	7.49	-.11	7.53
9	.04	.00	.01	.01	.01	.01	.06	2.12	-3.77	.20	.02	.00	2.62	.21	2.83
10	.03	.02	.04	.05	-.00	-.06	-.06	.10	.94	-3.16	.82	.00	1.76	.36	2.12
11	.58	.05	.08	.12	-.04	-.17	-.21	-.15	-.09	1.62	-3.73	.00	1.62	.27	1.89

Tableau III-5.d. Comme III-5.a. pour H<sub>2</sub>O, CO<sub>2</sub> et O<sub>3</sub>.

GROUND	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	TOP	ADJ.	DIST.	HEATING
1	124.64	-247.61	114.13	4.22	1.70	.50	.40	.40	.29	-.18	.02	.00	114.13	133.10	247.22
2	9.83	62.72	-143.25	65.44	2.36	.84	.55	.51	.43	-.19	.02	.00	128.16	14.66	142.83
3	3.67	1.29	36.22	-80.20	55.78	1.17	.63	.54	.46	-.21	.02	.00	72.01	7.92	79.93
4	1.37	.29	.75	23.24	-49.45	21.24	.86	.58	.47	-.22	.01	.00	44.47	4.43	48.95
5	.30	.07	.15	.41	16.15	-32.53	13.46	.74	.45	-.21	.01	.00	29.62	2.34	31.96
6	.09	.01	.03	.08	.28	11.44	-21.92	8.52	.39	-.24	.00	.00	19.96	1.20	21.16
7	.04	.01	.01	.02	.07	.29	7.94	-14.99	.56	-.34	.01	.00	13.15	.68	13.83
8	.03	.00	.01	.01	.03	.06	.17	5.11	4.44	-.41	.02	.00	7.54	-.07	7.47
9	.05	.00	.01	.01	.02	.02	.02	2.12	-3.82	.49	.05	.00	2.61	.25	2.86
10	.04	.02	.04	.05	-.05	-.05	-.06	.09	.93	-3.20	.85	.00	1.76	.36	2.14
11	.58	.05	.08	.12	-.03	-.17	-.21	-.16	-.09	1.64	-3.84	.00	1.64	.28	1.92

Tableau III-5.e. Comme III-5.a. pour H<sub>2</sub>O, CO<sub>2</sub>, O<sub>3</sub>, N<sub>2</sub>O et CH<sub>4</sub>.

		TRO			SAW		
		A	B	C	A	B	C
K/jour	1	- 3.36	- 3.36	- 4.55	- 0.36	- 0.37	- 0.25
	2	- 3.03	- 3.01	- 3.98	- 0.50	- 0.52	- 0.42
	3	- 2.75	- 2.74	- 3.41	- 0.76	- 0.76	- 1.04
	4	- 2.43	- 2.43	- 2.82	- 0.94	- 0.94	- 1.24
	5	- 2.11	- 2.11	- 2.37	- 1.11	- 1.11	- 1.36
	6	- 1.89	- 1.91	- 1.91	- 1.27	- 1.27	- 1.38
	7	- 1.93	- 1.96	- 1.63	- 1.15	- 1.17	- 0.86
	8	- 2.18	- 2.24	- 1.69	- 0.86	- 0.90	- 0.59
	9	- 0.55	- 0.69	- 0.01	- 0.65	- 0.64	- 0.62
	10	- 0.17	- 0.15	- 0.04	- 0.97	- 0.96	- 0.93
	11	- 0.91	- 0.92	- 1.03	- 1.55	- 1.55	- 1.52
$Wm^{-2}$	F <sup>+</sup>	277.6	281.2	281.2	195.2	196.1	196.1
	F <sup>-</sup>	405.5	405.2	403.7	171.5	171.4	171.5

Tableau III-6. Effet d'un changement de quadrature pour l'intégration verticale :

- A utilise une quadrature de Gauss à 2 angles pour toutes les couches ;
- B utilise une quadrature de Gauss à 2 angles pour les couches adjacentes et une intégration par trapèze pour les couches distantes ;
- C utilise une intégration par trapèze pour toutes les couches.
- F<sup>+</sup> flux sortant au sommet de l'atmosphère,
- F<sup>-</sup> flux descendant à la surface (en  $Wm^{-2}$ ). les TRR dans les 11 couches sont en K/jour.

L'ensemble des tableaux III-4 et III-5 montrent bien l'effet prépondérant des échanges à courte distance et l'importance des contributions des couches adjacentes. Par conséquent, un traitement correct de l'effet des couches adjacentes est primordial pour maintenir un haut degré de précision aux calculs.

Au cours des années, beaucoup d'ingéniosité a été dépensée pour résoudre ce problème. Rodgers et Walshaw (1966) ont utilisé une quadrature d'ordre plus élevé pour les couches adjacentes que pour les autres couches. Katayama (1972) applique un traitement spécial aux couches adjacentes qui utilise une interpolation sur la température et l'humidité pour obtenir une expression analytique équivalente de l'effet de ces couches. Fels et Schwarzkopf (1975) définissent une fonction de transmittivité particulière pour prendre en compte ces couches. D'autres auteurs augmentent la résolution verticale de leur modèle atmosphérique pour les calculs radiatifs. Ainsi Ramanathan et al. (1983) dédoublent-ils leurs couches pour assurer une meilleure représentation des flux au voisinage du changement de gradient de température à la tropopause.

Dans le tableau (III-6), nous comparons le TRR dans les 11 couches et les flux aux limites calculés pour les atmosphères TRO et SAW par trois traitements différents : le cas A utilise une quadrature à 2 points de Gauss dans toutes les couches ; dans le cas B, seules les couches adjacentes sont traitées par cette méthode, les autres couches étant intégrées par trapèzes ; dans le cas C, l'intégration par trapèzes est appliquée à toutes les couches. De ces comparaisons, il ressort que l'intégration par trapèzes pour toutes les couches introduit des erreurs importantes dans le profil du TRR, dues à l'absence de prise en compte de la variation rapide des fonctions de transmission à l'intérieur des couches adjacentes. Les erreurs sur le TRR, sont évidemment maximum dans les zones de l'atmosphère où prévaut une forte absorption, ainsi dans les basses couches de l'atmosphère tropicale. En revanche, la méthode utilisée dans le cas B permet de maintenir le profil du TRR à mieux que 0,05 K/jour du profil de référence donné par le cas A, à l'exception de la couche 8 située à la tropopause. On peut cependant noter un écart de  $3,6 \text{ Wm}^{-2}$  sur le



	H <sub>2</sub> O			H <sub>2</sub> O + CO <sub>2</sub> + O <sub>3</sub>		
	A	B	C	A	B	C
1	- 3.76	- 3.82	- 3.82	- 3.32	- 3.36	- 3.36
2	- 3.51	- 3.57	- 3.57	- 2.98	- 3.03	- 3.03
3	- 3.50	- 3.55	- 3.55	- 2.73	- 2.75	- 2.75
4	- 3.67	- 3.73	- 3.73	- 2.40	- 2.43	- 2.43
5	- 3.21	- 3.10	- 3.10	- 2.16	- 2.10	- 2.11
6	- 2.08	- 2.05	- 2.05	- 1.90	- 1.89	- 1.89
7	- 1.89	- 1.83	- 1.82	- 1.99	- 1.94	- 1.93
8	- 2.19	- 2.04	- 2.03	- 2.34	- 2.19	- 2.18
9	- 0.63	- 0.58	- 0.57	- 0.62	- 0.58	- 0.55
10	- 0.30	- 0.36	- 0.36	- 0.10	- 0.17	- 0.17
11	- 0.50	- 0.41	- 0.41	- 0.99	- 0.90	- 0.91
F <sup>+</sup>	328.0	323.9	323.4	281.6	278.0	277.6
F <sup>-</sup>	400.4	399.8	399.9	406.0	405.5	405.5

Tableau III-7. Effet d'un changement dans la définition de l'humidité  $q$  et de la température  $T$  dans chaque couche du modèle. Cas A :  $q$  et  $T$  varient linéairement à l'intérieur de chaque couche ; Cas B :  $\bar{q}$  en valeur moyenne,  $T$  varie linéairement dans chaque couche ; Cas C :  $q$  et  $T$  en valeurs moyennes. "H<sub>2</sub>O" et "H<sub>2</sub>O+CO<sub>2</sub>+O<sub>3</sub>" correspondent respectivement à l'absorption par H<sub>2</sub>O seul et par l'ensemble des 3 gaz. F<sup>+</sup> flux sortant au sommet de l'atmosphère, F<sup>-</sup> flux descendant à la surface (en Wm<sup>-2</sup>). Les TRR dans les 11 couches sont en K/jour.

flux sortant au sommet de l'atmosphère tropicale entre le cas B et le cas A.

### III - 2.4. Définition de la température et de l'humidité.

Dans les calculs précédents, la température et le rapport de mélange des divers absorbants sont interpolés sur les sous-niveaux de Gauss utilisés dans l'intégration verticale. Cependant les modèles de circulation générale ne pronostiquent la température et l'humidité dans chaque couche qu'au centre de celle-ci et ces valeurs sont habituellement affectées à l'ensemble de la couche pour les calculs radiatifs. Il est donc intéressant de comparer l'effet sur le TRR de ces différentes définitions de la température et de l'humidité. Les résultats sont présentés dans le tableau (III-7) dans le cas de l'absorption par  $H_2O$  seul et celui où  $H_2O$ ,  $CO_2$  et  $O_3$  absorbent ensemble, pour l'atmosphère tropicale qui présente les plus fortes variations. La température et l'humidité varient linéairement à l'intérieur des couches dans le cas A. Le cas B affecte à chaque couche une valeur moyenne du rapport de mélange et la variation de la température est prise en compte. Dans le cas C, la température et le rapport de mélange sont constants dans chaque couche. Un changement dans la définition de l'humidité entraîne des modifications importantes : dans le cas de l'absorption par  $H_2O$  seul, le flux sortant perd  $4,1 \text{ Wm}^{-2}$  et la différence sur le TRR s'élève à  $+ 0,15 \text{ K/jour}$  dans la couche 8. Cet effet est lié au fort contenu en vapeur d'eau de l'atmosphère tropicale. Les variations observées sont maintenues dans le cas où les trois gaz absorbants interviennent ensemble.

L'effet d'un changement dans la définition de la température, s'il amplifie les variations notées précédemment, est cependant plus faible que celui du changement dans la définition de l'humidité, la température n'intervenant qu'au second ordre dans la définition des quantités absorbants par l'intermédiaire des fonctions  $\phi(T)$  et  $\psi(T)$  (cf (I-26) à (I-28) ) et  $dT/dz$  calculé localement n'étant pas très différent de  $\Delta T/\Delta z$  calculé par différence des valeurs sur les niveaux encadrant la couche d'autre part.



	H <sub>2</sub> O		CO <sub>2</sub>		O <sub>3</sub>		H <sub>2</sub> O+CO <sub>2</sub> +O <sub>3</sub>	
	V	L	V	L	V	L	V	L
TRO								
1	- 3.82	- 3.83	- 0.48	- 0.48	- 0.03	- 0.03	- 3.36	- 3.39
2	- 3.57	- 3.58	- 0.38	- 0.39	- 0.03	- 0.03	- 3.03	- 3.06
3	- 3.55	- 3.56	- 0.33	- 0.33	- 0.03	- 0.03	- 2.75	- 2.78
4	- 3.73	- 3.74	- 0.30	- 0.30	- 0.03	- 0.03	- 2.43	- 2.47
5	- 3.10	- 3.11	- 0.29	- 0.30	- 0.02	- 0.02	- 2.11	- 2.14
6	- 2.05	- 2.05	- 0.28	- 0.28	- 0.01	- 0.01	- 1.89	- 1.90
7	- 1.82	- 1.82	- 0.24	- 0.23	0.01	0.01	- 1.93	- 1.93
8	- 2.03	- 2.03	- 0.19	- 0.18	0.03	0.03	- 2.18	- 2.17
9	- 0.57	- 0.57	- 0.06	- 0.05	0.09	0.08	- 0.55	- 0.55
10	- 0.36	- 0.36	- 0.25	- 0.23	0.52	0.41	- 0.17	- 0.25
11	- 0.41	- 0.41	- 1.21	- 1.17	1.10	0.79	- 0.91	- 1.10
F <sup>+</sup>	323.4	323.7	407.8	409.2	444.0	447.1	277.6	281.3
F <sup>-</sup>	399.9	399.6	86.2	84.1	5.3	4.9	405.5	404.9
SAW								
1	- 0.45	- 0.45	- 0.10	- 0.11	- 0.01	- 0.01	- 0.36	- 0.37
2	- 0.57	- 0.57	- 0.14	- 0.14	- 0.01	- 0.01	- 0.50	- 0.51
3	- 0.80	- 0.80	- 0.20	- 0.20	- 0.01	- 0.01	- 0.76	- 0.77
4	- 0.97	- 0.97	- 0.22	- 0.22	- 0.01	- 0.01	- 0.94	- 0.95
5	- 1.09	- 1.09	- 0.21	- 0.21	- 0.01	- 0.01	- 1.11	- 1.12
6	- 1.18	- 1.18	- 0.19	- 0.19	- 0.01	- 0.01	- 1.27	- 1.27
7	- 1.09	- 1.09	- 0.10	- 0.09	0.01	0.01	- 1.15	- 1.15
8	- 1.86	- 1.86	- 0.07	- 0.06	0.06	0.05	- 0.86	- 0.86
9	- 0.57	- 0.57	- 0.22	- 0.21	0.14	0.11	- 0.65	- 0.67
10	- 0.49	- 0.48	- 0.51	- 0.49	0.04	0.02	- 0.97	- 0.97
11	- 0.37	- 0.37	- 1.06	- 1.03	- 0.05	+ 0.00	- 1.55	- 1.46
F <sup>+</sup>	219.3	219.3	228.7	229.2	240.1	241.2	195.2	196.6
F <sup>-</sup>	135.1	134.8	45.6	44.5	5.2	4.7	171.5	170.2

Tableau III-8. Effet de la forme des raies: "V" profil Voigt suivant l'analyse de Fels (1979) ; "L" profil de Lorentz. F<sup>+</sup> flux sortant au sommet de l'atmosphère, F<sup>-</sup> flux descendant à la surface (en Wm<sup>-2</sup>). Les TRR dans les 11 couches sont en K/jour.

### III - 3. FORME DE RAIES ET REGIMES D'ABSORPTION.

#### III - 3.1. Forme de raies.

Tous les résultats précédents ont été obtenus à l'aide du modèle détaillé du transfert radiatif aux grandes longueurs d'onde présenté dans la première partie. Ce modèle incorpore une méthode approximative due à Fels (1979) pour tenir compte de la variation du profil des raies d'absorption d'un profil purement Lorentz dans la troposphère à un profil Doppler dans la mésosphère.

Dans le tableau (III-8), nous présentons pour les trois absorbants  $H_2O$ ,  $CO_2$  et  $O_3$ , pris séparément ou ensemble, le TRR et les flux radiatifs aux limites de l'atmosphère calculés avec ou sans cette paramétrisation de la forme de Voigt des raies d'absorption. Compte tenu de la structure verticale du MCG du LMD, il apparaît que ce raffinement influe de façon négligeable sur l'absorption par  $H_2O$  et  $CO_2$ . L'effet est en revanche important pour l'absorption par  $O_3$  : le TRR dans les deux couches les plus élevées de l'atmosphère tropicale varie de 0,11 et 0,31 K/jour respectivement ; dans l'atmosphère subarctique, la couche la plus élevée présente un léger refroidissement pour un calcul incluant le profil Voigt et un échauffement quasi nul pour un profil lorentzien. La prise en compte de l'ensemble des trois absorbants tend à atténuer les différences entre les deux modèles, mais les écarts restent néanmoins de l'ordre de 0,20 K/jour dans les plus hautes couches du modèle. L'utilisation du profil de Lorentz contribue à diminuer l'absorption par  $O_3$  dans les hautes couches et entraîne donc une augmentation du flux sortant au sommet de l'atmosphère, de  $3,7 \text{ Wm}^{-2}$  pour l'atmosphère tropicale et de  $1,4 \text{ Wm}^{-2}$  pour l'atmosphère subarctique.

#### III - 3.2. Régimes d'absorption.

L'emploi de modèles de transmission de type statistique et de l'approximation de Curtis-Godson permettait à Mc Clatchey (1964) et Rodgers et Walshaw (1966), en divisant le spectre tellurique en un nombre fini d'intervalles spectraux, de prendre en compte avec précision la variation des coefficients d'absorption avec la température et la pression. Avant ces auteurs, l'effet de la température sur l'absorption était négligé et le trans-



fert de rayonnement de grandes longueurs d'onde était évalué à l'aide de chartes de rayonnement ("radiation charts") (Elsasser, 1942) ; Yamamoto, 1952 ; London, 1954) toutes fondées sur une méthode d'émissivité pour s'affranchir de l'intégration sur l'ensemble du spectre. Ces méthodes d'émissivité et celles développées ensuite (Staley et Jurica, 1970 ; Zdunkowski 1965 ; Katayama, 1972 ; Fels et Schwarzkopf, 1975) permettent d'évaluer très rapidement le TRR. Elles font toutes l'hypothèse d'un régime de raie forte pour l'absorption par la vapeur d'eau. Dans ce régime, les centres de raies sont supposés saturés et ne participent pas au transfert d'énergie. Celui-ci ne s'effectue que par l'intermédiaire des ailes de raies. Pour le modèle statistique de Goody, qui donne la transmission sous la forme :

$$t_{\Delta v} = \exp \left[ - \frac{k}{\delta} \overline{m} \frac{1}{\left( 1 + \frac{k}{\pi \alpha_0} \frac{\overline{m}^2}{\overline{m\phi}} \right)^{\frac{1}{2}}} \right]$$

Cette approximation revient à négliger le terme 1 devant le terme au dénominateur du second membre ; et la transmission en régime d'absorption forte s'écrit :

$$t_{\Delta v} = \exp \left[ - \frac{k \pi \alpha_0}{\delta^2} \overline{m\phi} \right]$$

La transmission n'est alors fonction que de  $\overline{m\phi}$ , la quantité d'absorbant pondérée par la pression.

D'après Rodgers (1967), Coakley et Briegleb (1978), Wu (1980), l'approximation de raie forte n'introduit que de faibles erreurs sur le profil du refroidissement radiatif. Garand (1983) montre cependant que ce résultat est en fait dû à une compensation d'erreurs intervenant à la fois sur les flux montants et descendants. Ces erreurs ont leur origine dans les zones spectrales où l'absorption par la vapeur d'eau est plus faible (entre 550 et 1350  $\text{cm}^{-1}$  et au delà de 1950  $\text{cm}^{-1}$ ) et où l'approximation de raie forte tend à surévaluer l'absorption. Le tableau (III-9) compare le TRR et les flux aux limites

	H <sub>2</sub> O		CO <sub>2</sub>		O <sub>3</sub>		H <sub>2</sub> O+CO <sub>2</sub> +O <sub>3</sub>		
	V	S	V	S	V	W	V	SSW	
TRO	1	- 3.82	- 3.75	- 0.41	- 0.44	- 0.03	- 0.03	- 3.42	- 3.28
	2	- 3.57	- 3.52	- 0.32	- 0.36	- 0.03	- 0.03	- 3.08	- 2.96
	3	- 3.55	- 3.51	- 0.27	- 0.32	- 0.03	- 0.02	- 2.79	- 2.67
	4	- 2.73	- 2.70	- 0.26	- 0.31	- 0.02	- 0.02	- 2.44	- 2.33
K/jour	5	- 3.10	- 3.10	- 0.27	- 0.33	- 0.02	- 0.01	- 2.11	- 2.02
	6	- 2.05	- 2.06	- 0.27	- 0.34	- 0.01	- 0.00	- 1.89	- 1.89
	7	- 1.82	- 1.84	- 0.25	- 0.31	0.01	0.01	- 1.93	- 1.98
	8	- 2.03	- 2.04	- 0.20	- 0.25	0.03	0.04	- 2.17	- 2.22
	9	- 0.57	- 0.58	- 0.07	- 0.10	0.08	0.09	- 0.54	- 0.57
	10	- 0.36	- 0.37	- 0.26	- 0.28	0.47	0.57	- 0.20	- 0.13
	11	- 0.41	- 0.42	- 1.21	- 1.25	0.83	0.96	- 0.92	- 0.89
Wm <sup>-2</sup> F <sup>+</sup>		323.4	321.8	91.3	88.0	122.4	120.3	280.5	275.6
F <sup>-</sup>		399.9	401.1	81.7	90.9	4.0	4.2	403.5	405.2
SAW	1	- 0.45	- 0.45	- 0.09	- 0.11	- 0.01	- 0.01	- 0.35	- 0.34
	2	- 0.57	- 0.57	- 0.13	- 0.15	- 0.01	- 0.01	- 0.49	- 0.48
	3	- 0.80	- 0.81	- 0.19	- 0.21	- 0.01	- 0.01	- 0.77	- 0.75
	4	- 0.97	- 0.97	- 0.21	- 0.23	- 0.01	- 0.01	- 0.95	- 0.94
K/jour	5	- 1.09	- 1.10	- 0.20	- 0.23	- 0.01	- 0.01	- 1.12	- 1.13
	6	- 1.18	- 1.19	- 0.18	- 0.22	- 0.00	- 0.00	- 1.28	- 1.30
	7	- 1.09	- 1.10	- 0.10	- 0.13	0.01	0.01	- 1.14	- 1.18
	8	- 0.86	- 0.87	- 0.07	- 0.10	0.06	0.06	- 0.86	- 0.89
	9	- 0.57	- 0.58	- 0.22	- 0.25	0.13	0.16	- 0.66	- 0.67
	10	- 0.49	- 0.50	- 0.51	- 0.54	0.04	0.12	- 0.98	- 0.92
	11	- 0.37	- 0.38	- 1.06	- 1.08	- 0.08	- 0.25	- 1.50	+ 1.72
Wm <sup>-2</sup> F <sup>+</sup>		219.3	218.6	63.1	62.1	55.2	54.8	196.3	194.4
F <sup>-</sup>		135.1	136.8	44.6	49.2	3.4	3.5	170.5	174.6

Tableau III-9. Effet des approximations de raie forte ("S" : strong line) sur l'absorption par H<sub>2</sub>O (sur l'ensemble du spectre) et CO<sub>2</sub> (dans l'intervalle 500-800 cm<sup>-1</sup>), et de raie faible ("W" : weak line) sur l'absorption par O<sub>3</sub> (dans l'intervalle 970-1110 cm<sup>-1</sup>) ; "V" correspond au calcul complet incorporant un profil de Voigt pour les raies suivant l'analyse de Fels (1979).

calculés avec l'approximation de raie forte à ceux obtenus par un calcul complet pour les atmosphères TRO et SAW. Les différences n'excèdent pas 0,07 K/jour (soit 2 %) pour le TRR et  $1,6 \text{ Wm}^{-2}$  (soit 0,5 %) pour les flux aux limites. Au vu des incertitudes plus grandes introduites par la définition de l'humidité et de la température dans les couches (cf. section III-2.3.), il n'apparaît pas nécessaire de retenir la formule empirique proposée par Garand (1983) pour corriger l'effet de l'approximation de raie forte dans les zones d'absorption faible.

Une comparaison similaire est présentée dans le tableau III-9 pour l'absorption par le  $\text{CO}_2$  dans l'intervalle  $500 - 800 \text{ cm}^{-1}$  de la bande à 15 microns généralement considéré dans les schémas radiatifs de type modèle de circulation générale. L'accord entre TRR évalué suivant un calcul complet ou l'approximation de raie forte est relativement moins bon que dans le cas de la vapeur d'eau. L'approximation de raie forte tend à surestimer l'absorption à tous les niveaux donnant des TRR plus élevés (jusqu'à 20 %, soit - 0,06 K/jour) des flux descendants à la surface plus forts ( $+ 9,2 \text{ Wm}^{-2}$ , soit + 11 % pour TRO et  $+ 4,6 \text{ Wm}^{-2}$  soit + 10 % pour SAW) et des flux sortants au sommet de l'atmosphère plus faibles ( $- 3,3 \text{ Wm}^{-2}$  soit - 4 % pour TRO et  $- 1 \text{ Wm}^{-2}$  soit - 2 % pour SAW).

Ces écarts systématiques sont réduits dans le cas où les absorptions par  $\text{H}_2\text{O}$  et  $\text{CO}_2$  sont prises en compte simultanément dans l'intervalle  $500 - 800 \text{ cm}^{-1}$ . Les écarts sur  $F^-$  ne sont plus que  $+ 0,6 \text{ Wm}^{-2}$  pour TRO et  $+ 2,8 \text{ Wm}^{-2}$  pour SAW tandis que les écarts sur  $F^+$  passent à  $- 1,9 \text{ Wm}^{-2}$  pour TRO et  $1 \text{ Wm}^{-2}$  pour SAW. Cette compensation d'erreurs est liée à une absorption plus importante qui privilégie la contribution de couches plus proches où le transfert d'énergie s'effectue essentiellement par l'intermédiaire des ailes des raies, c'est à dire suivant un régime qui tend vers l'hypothèse de raie forte.

Compte tenu du profil vertical de la distribution de l'ozone et des faibles pressions ( $< 100 \text{ mb}$ ) régnant dans la zone où se situe le maximum de son absorption, l'hypothèse de raie faible semble mieux adaptée à un traitement



approximatif de l'absorption par la bande à 9,6 microns de l'ozone. Le tableau III-9 présente une comparaison des TRR et des flux aux limites de l'atmosphère obtenus dans l'intervalle  $970 - 1110 \text{ cm}^{-1}$  par un calcul complet et suivant l'approximation de raie faible. Cette hypothèse tend là encore à surestimer l'absorption donnant un échauffement trop fort dans les deux couches les plus hautes de l'atmosphère tropicale et un refroidissement de  $- 0,17 \text{ K/jour}$  trop important dans la couche la plus élevée de l'atmosphère subarctique. Contrairement au cas de la bande à 15 microns du  $\text{CO}_2$ , la bande à 9,6 microns de l'ozone n'est recouverte par aucune bande d'absorption d'un autre gaz, si bien que les écarts constatés dans le cas où l'ozone absorbe seul, se maintiennent dans le cas où les absorptions par les trois absorbants  $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{CO}_2$  et  $\text{O}_3$ , sont prises en considération simultanément.

Dans ce dernier cas, la comparaison dans le tableau III-9 entre les résultats d'un calcul complet et d'un calcul utilisant l'approximation de raie forte pour l'absorption par  $\text{H}_2\text{O}$  et  $\text{CO}_2$  et l'approximation de raie faible pour l'absorption par  $\text{O}_3$  montre une surestimation de l'absorption lors du calcul approché. Celle-ci se traduit par des flux descendants en surface trop forts ( $+ 1,7 \text{ Wm}^{-2}$  (+ 0,4 %) pour TRO ;  $+ 4,1 \text{ Wm}^{-2}$  (+ 2,4 %) pour SAW) et des flux sortants au sommet trop faibles ( $- 4,9 \text{ Wm}^{-2}$  (- 1,7 %) pour TRO ;  $- 1,9 \text{ Wm}^{-2}$  (- 1 %) pour SAW).

		1	2	3	
TRO	1	- 3.33	- 3.36	- 3.42	
	2	- 3.00	- 3.03	- 3.08	
	3	- 2.71	- 2.75	- 2.79	
	4	- 2.38	- 2.43	- 2.44	
	K/jour	5	- 2.05	- 2.11	- 2.11
		6	- 1.87	- 1.89	- 1.89
		7	- 1.93	- 1.93	- 1.93
		8	- 2.16	- 2.18	- 2.17
		9	- 0.51	- 0.55	- 0.54
		10	- 0.14	- 0.17	- 0.20
		11	- 0.91	- 0.91	- 0.92
$W_m^{-2}$	F <sup>+</sup>	273.4	277.6	280.5	
	F <sup>-</sup>	406.3	405.5	403.4	
SAW	1	- 0.35	- 0.36	- 0.35	
	2	- 0.50	- 0.50	- 0.49	
	3	- 0.77	- 0.76	- 0.77	
	4	- 0.95	- 0.94	- 0.95	
	K/jour	5	- 1.12	- 1.11	- 1.12
		6	- 1.28	- 1.27	- 1.28
		7	- 1.15	- 1.15	- 1.14
		8	- 0.85	- 0.86	- 0.86
		9	- 0.65	- 0.65	- 0.66
		10	- 0.97	- 0.97	- 0.98
		11	- 1.56	- 1.55	- 1.50
$W_m^{-2}$	F <sup>+</sup>	193.1	195.2	196.3	
	F <sup>-</sup>	173.8	171.5	170.5	

Tableau III-10. Effet d'une prise en compte plus ou moins complète des différentes bandes d'absorption. "1" correspond à l'absorption par H<sub>2</sub>O, CO<sub>2</sub>, O<sub>3</sub>, N<sub>2</sub>O et CH<sub>4</sub>, "2" à l'absorption par H<sub>2</sub>O, CO<sub>2</sub> et O<sub>3</sub>. Dans "3", CO<sub>2</sub> n'absorbe que dans l'intervalle 500-800 cm<sup>-1</sup>, et O<sub>3</sub> dans l'intervalle 970-1110 cm<sup>-1</sup>.

### III - 4. INTEGRATION SPECTRALE.

Le modèle détaillé présenté dans la première partie considère l'absorption par les principales bandes d'absorption de  $H_2O$ ,  $CO_2$ ,  $O_3$ ,  $N_2O$  et  $CH_4$  à l'aide de modèles de bande évalués sur des intervalles spectraux relativement étroits ( $5$  à  $20\text{ cm}^{-1}$ ) afin de prendre en compte un maximum de détails des bandes d'absorption. Deux possibilités sont donc offertes pour simplifier ces calculs : limiter les bandes d'absorption prises en compte aux plus importantes, ou diminuer le nombre d'intervalles spectraux considérés.

#### III - 4.1. Bandes d'absorption prises en compte.

Le tableau III-10 présente les TRR et les flux aux limites des atmosphères TRO et SAW dans trois cas. Le premier cas correspond au modèle complet et prend en compte l'ensemble des bandes d'absorption de  $H_2O$ ,  $CO_2$ ,  $O_3$ ,  $N_2O$  et  $CH_4$  (cf. I-2.1), le deuxième calcul considère l'ensemble de l'absorption par  $H_2O$ ,  $CO_2$  et  $O_3$ . Le troisième calcul limite l'absorption par  $CO_2$  à l'intervalle  $500-800\text{ cm}^{-1}$ , et l'absorption par  $O_3$  à l'intervalle  $970-1110\text{ cm}^{-1}$ .

L'absorption supplémentaire par  $N_2O$  et  $CH_4$  augmente les flux descendants en surface ( $+ 0,8\text{ Wm}^{-2}$  pour TRO,  $+ 2,3\text{ Wm}^{-2}$  pour SAW) et limite les flux sortants au sommet de l'atmosphère ( $- 4,2\text{ Wm}^{-2}$  pour TRO et  $- 2,1\text{ Wm}^{-2}$  pour SAW). Pour une atmosphère chaude et humide, cette absorption supplémentaire limitant les transferts d'énergie vers l'espace tend aussi à diminuer le TRR, particulièrement dans les basses couches les plus chaudes où les transferts s'effectuent à courte distance. Pour les couches plus hautes ou pour SAW, l'effet de l'absorption par  $N_2O$  et  $CH_4$  sur le TRR est moins marqué.

Le troisième calcul qui néglige l'absorption par les bandes faibles du  $CO_2$  à  $9,4$  et  $10,4$  microns et l'absorption par la bande de l'ozone à  $14$  microns donne des résultats similaires : on constate une diminution de  $F^-$  (de  $- 2\text{ Wm}^{-2}$  pour TRO, de  $- 1\text{ Wm}^{-2}$  pour SAW) et une augmentation de  $F^+$  (de  $+ 2,9\text{ Wm}^{-2}$  pour TRO, de  $+ 1,1\text{ Wm}^{-2}$  pour SAW) par rapport au calcul prenant en compte toutes les bandes d'absorption de  $H_2O$ ,  $CO_2$  et  $O_3$ . Ces effets sont liés à la diminution de l'absorption dans la colonne atmosphérique.

		A	B	C	D	
TRO	1	- 2.06	- 4.66	- 3.85	- 4.13	
	2	- 1.81	- 4.36	- 3.60	- 3.79	
	3	- 1.70	- 4.32	- 3.57	- 3.42	
	4	- 1.81	- 4.54	- 3.74	- 3.00	
	5	- 2.02	- 3.64	- 3.11	- 2.40	
	K/jour	6	- 1.81	- 2.06	- 2.05	- 1.85
		7	- 1.73	- 1.50	- 1.81	- 1.73
		8	- 1.51	- 1.70	- 2.01	- 1.51
		9	- 0.34	- 0.37	- 0.56	- 0.34
		10	- 0.26	- 0.12	- 0.36	- 0.26
		11	- 0.38	- 0.04	- 0.41	- 0.38
$W_m^{-2}$	F <sup>+</sup>	252.6	357.8	323.5	344.7	
	F <sup>-</sup>	283.9	379.0	399.8	341.5	
SAW	1	- 0.39	- 0.50	- 0.44	- 0.41	
	2	- 0.50	- 0.61	- 0.56	- 0.52	
	3	- 0.73	- 0.85	- 0.81	- 0.75	
	4	- 0.89	- 0.99	- 0.97	- 0.90	
	5	- 1.02	- 1.03	- 1.10	- 1.03	
	K/jour	6	- 1.13	- 1.02	- 1.18	- 1.14
		7	- 0.89	- 0.97	- 1.08	- 0.89
		8	- 0.55	- 0.75	- 0.85	- 0.55
		9	- 0.36	- 0.35	- 0.57	- 0.36
		10	- 0.36	- 0.16	- 0.49	- 0.36
		11	- 0.34	- 0.03	- 0.37	- 0.34
$W_M^{-2}$	F <sup>+</sup>	225.0	230.7	219.3	224.9	
	F <sup>-</sup>	113.1	110.0	135.1	113.8	

Tableau III-11. Effet d'une prise en compte plus ou moins complète de l'absorption par le continuum de la vapeur d'eau. "A" correspond à l'absorption par les raies H<sub>2</sub>O, "B" à celle par le continuum pris en compte sur tout le spectre, "C" à l'absorption simultanée par les raies de H<sub>2</sub>O et son continuum sur tout le spectre. Dans "D", le continuum n'est pris en compte que dans l'intervalle 800 - 1250 cm<sup>-1</sup>.

On observe par ailleurs une augmentation du TRR dans les basses couches de TRO pour la même raison que précédemment.

On peut enfin noter le "meilleur" accord entre les résultats du calcul complet (noté "1" dans le tableau III-10) et ceux du calcul approximatif noté SSW dans le tableau III-9, expliquant ainsi pourquoi un schéma radiatif négligeant l'absorption par les bandes secondaires de  $\text{CO}_2$  et  $\text{O}_3$  et par  $\text{N}_2\text{O}$  et  $\text{CH}_4$ , et faisant l'hypothèse de raie forte pour  $\text{H}_2\text{O}$  et  $\text{CO}_2$ , de raie faible pour  $\text{O}_3$ , peut, du fait de compensation d'erreurs, paraître adapté à des calculs de rayonnement dans un modèle de circulation générale.

Le tableau III-11 présente les TRR et les flux aux limites des atmosphères TRO et SAW pour divers traitements de l'absorption par les raies et le continuum de la vapeur d'eau. Le premier cas ne considère que l'absorption par les raies de  $\text{H}_2\text{O}$ , tandis que le deuxième cas ne considère que celle par le continuum introduit dans notre modèle suivant Clough et al. (1980). Le troisième cas prend en compte l'absorption simultanée par les raies et le continuum. Pour l'ensemble de ces trois calculs, les résultats correspondent à une absorption prise en compte sur l'ensemble du spectre tellurique. Dans le quatrième calcul, l'absorption par le continuum ne se superpose à celle par les raies que dans la fenêtre atmosphérique, soit l'intervalle  $800 - 1250 \text{ cm}^{-1}$ .

Une comparaison des deux premières colonnes du tableau III-11 montre que prises séparément l'absorption par le continuum et celle par les raies de  $\text{H}_2\text{O}$  donnent des taux de refroidissement  $\text{TRR}_{\text{raies}}$  et  $\text{TRR}_{\text{cont}}$  du même ordre de grandeur. Pour l'absorption par les raies de  $\text{H}_2\text{O}$ , le refroidissement au-dessus de 600 mb (couches 6 à 11) provient essentiellement du transfert radiatif dans la bande de rotation de  $\text{H}_2\text{O}$ , le refroidissement des couches inférieures provenant surtout de l'émission-absorption dans l'intervalle  $500 - 800 \text{ cm}^{-1}$ . Pour l'absorption par le continuum, le refroidissement entre 200 et 600 mb (couches 6, 7 et 8) est obtenu dans l'intervalle  $0 - 500 \text{ cm}^{-1}$ , celui entre 600 et 850 mb (couches 3, 4 et 5) dépend de l'absorption dans l'intervalle  $500 - 800 \text{ cm}^{-1}$  et pour une plus faible proportion dans l'intervalle au delà de  $1250 \text{ cm}^{-1}$ , le refroidissement des deux couches inférieures dépend de l'absorption dans la fenêtre atmosphérique.

Quand les absorptions par les raies et le continuum de  $H_2O$  sont prises en compte simultanément, on observe un comportement du TRR résultant (troisième colonne du tableau III-11) différent suivant les couches selon que les transmissions sont plus ou moins saturées pour chacune des composantes de l'absorption prise individuellement. Dans la couche supérieure où l'absorption par chacune des deux composantes est faible, le TRR résultant est sensiblement égal à  $TRR_{raies} + TRR_{cont}$ . Le TRR augmente encore mais reste inférieur à la somme  $TRR_{raies} + TRR_{cont}$  tant que l'absorption n'est pas saturée, c'est à dire qualitativement tant que les transferts directs d'énergie avec l'espace sont possibles (couches 7 à 10 pour TRO, couches 5 à 10 pour SAW). On obtient en revanche une diminution du TRR (par rapport à  $TRR_{cont}$ ) dans les couches inférieures pour lesquelles l'absorption déjà saturée par une seule composante n'augmente pas en présence des deux composantes.

Une comparaison des troisième et quatrième colonnes du tableau III-11 montre l'effet important que joue le continuum d'absorption de  $H_2O$  hors de la fenêtre atmosphérique sur le TRR et les flux aux limites de l'atmosphère. Les calculs présentés ici négligent l'absorption par le  $CO_2$  dans l'intervalle  $500 - 800 \text{ cm}^{-1}$  et tendent donc à donner aux écarts constatés leur amplitude maximale. Cependant, cet effet du continuum d'absorption de  $H_2O$  hors de la fenêtre atmosphérique est à noter dans la mesure où de nombreux schémas radiatifs incorporés dans les modèles de circulation générale négligent cette absorption.

#### III-4.2. Largeur des intervalles spectraux.

L'ensemble des tableaux III-12 à III-16 présente pour les régions spectrales  $0-500 \text{ cm}^{-1}$  (tableau III-12),  $500-800 \text{ cm}^{-1}$  (tableau III-13 et III-14),  $970-1110 \text{ cm}^{-1}$  (tableau III-13) et  $1200-2200 \text{ cm}^{-1}$  (tableau III-16) une comparaison des flux sortants au sommet de l'atmosphère,  $F^+$ , des flux nets à la tropopause,  $F^N$ , et des flux descendants à la surface,  $F^-$ , calculés pour des intervalles spectraux de différentes largeurs. Ces flux ont été évalués pour l'atmosphère standard de moyenne latitude en été (MLS) de Mc Clatchey et Selby (1972), avec son profil de température original ou un profil isotherme à 250 K. Ces calculs effectués avec un profil isotherme permettent de s'affranchir des différences liées à la dépendance en température de l'absorption.



Tableau III-12.a.

H <sub>2</sub> O	0 - 500 cm <sup>-1</sup>				250 K	
Δv	250	100	50	25	10	5
F <sup>+</sup>	81.11	81.11	81.11	81.11	81.11	81.11
F <sup>N</sup>	70.25	70.22	70.35	70.44	70.83	71.15
F <sup>-</sup>	81.11	80.91	80.92	80.11	79.95	76.17

Tableau III-12.b.

H <sub>2</sub> O	0 - 500 cm <sup>-1</sup>				MLS		
Δv	250	100	50	25	10	5	
A	F <sup>+</sup>	74.52	78.05	78.48	79.15	80.60	83.29
	F <sup>N</sup>	66.70	70.13	70.65	71.40	73.13	76.04
	F <sup>-</sup>	115.47	115.34	115.29	114.58	114.60	110.35
B	F <sup>+</sup>	74.68	77.85	78.41	79.10	80.58	83.29
	F <sup>N</sup>	67.11	69.68	70.67	71.50	73.20	76.04
	F <sup>-</sup>	115.47	115.40	115.38	114.85	114.69	110.35

Tableau III-12. : Flux sortant au sommet de l'atmosphère, F<sup>+</sup>, flux net à la tropopause, F<sup>N</sup>, et flux descendant à la surface, F<sup>-</sup> calculés pour une atmosphère ne contenant que de la vapeur d'eau. Les transmissions dans la zone spectrale 0 - 500 cm<sup>-1</sup> sont évaluées à l'aide d'un modèle statistique de Goody pour différentes largeurs Δv des intervalles spectraux. F<sup>+</sup>, F<sup>N</sup> et F<sup>-</sup> en Wm<sup>-2</sup>, Δv en cm<sup>-1</sup>.

Tableau III-12.a. Profil de température isotherme à 250 K.

Tableau III-12.b. Profil de température MLS.

A : φ(T) et ψ(T) sont définies à partir de la somme des intensités des raies présentes dans les intervalles Δv.  
 B : φ(T) et ψ(T) sont calculées à partir de la moyenne sur les intervalles Δv des fonctions φ(T) et ψ(T) définies sur 5 cm<sup>-1</sup>.

Tableau III-13.a.

H <sub>2</sub> O		500 - 800 cm <sup>-1</sup>			250 K	
Δν	300	100	50	25	10	5
F <sup>+</sup>	73.60	73.60	73.60	73.60	73.60	73.60
F <sup>N</sup>	73.16	73.15	73.16	73.16	73.17	73.19
F <sup>-</sup>	49.78	44.12	43.65	43.35	42.05	36.90

Tableau III-13.b.

CO <sub>2</sub>		500 - 800 cm <sup>-1</sup>			250 K	
Δν	300	100	50	25	10	5
F <sup>+</sup>	73.60	73.60	73.60	73.60	73.60	73.60
F <sup>N</sup>	22.69	41.77	44.76	46.50	47.66	48.41
F <sup>-</sup>	73.51	51.54	44.71	42.31	40.81	40.10

Tableau III-13.c.

H <sub>2</sub> O + CO <sub>2</sub>		500 - 800 cm <sup>-1</sup>			250 K	
Δν	300	100	50	25	10	5
F <sup>+</sup>	73.60	73.60	73.60	73.60	73.60	73.60
F <sup>N</sup>	22.55	41.43	44.41	46.65	47.31	48.07
F <sup>-</sup>	73.57	69.56	65.21	63.70	62.61	59.95

Tableau III-13. Flux sortant au sommet de l'atmosphère, F<sup>+</sup>, flux net à la tropopause, F<sup>N</sup>, et flux descendant à la surface, F<sup>-</sup>, calculés pour l'absorption par H<sub>2</sub>O (tableau III-12.a), par CO<sub>2</sub> (tableau III-12.b), par H<sub>2</sub>O et CO<sub>2</sub> (tableau III-12.c). Les transmissions dans la zone spectrale 500 - 800 cm<sup>-1</sup> sont évaluées à l'aide du modèle de Goody pour H<sub>2</sub>O, du modèle de Malkmus pour CO<sub>2</sub> pour différentes largeurs Δν des intervalles spectraux. Le profil de température est isotherme à 250 K. F<sup>+</sup>, F<sup>N</sup> et F<sup>-</sup> en Wm<sup>-2</sup>, Δν en cm<sup>-1</sup>.

Tableau III-14.a.

H <sub>2</sub> O		500 - 800 cm <sup>-1</sup>			MLS	
Δν	300	100	50	25	10	5
F <sup>+</sup>	110.30	112.92	113.18	113.31	113.72	115.51
F <sup>N</sup>	110.12	112.74	112.99	113.11	113.53	113.33
F <sup>-</sup>	98.95	85.54	84.60	84.01	81.83	71.53

Tableau III-14.b.

CO <sub>2</sub>		500 - 800 cm <sup>-1</sup>			MLS	
Δν	300	100	50	25	10	5
F <sup>+</sup>	53.00	81.71	87.36	89.84	91.34	92.72
F <sup>N</sup>	27.04	64.61	72.11	75.63	77.91	79.99
F <sup>-</sup>	129.62	95.35	82.16	77.67	75.03	73.62

Tableau III-14.c.

H <sub>2</sub> O + CO <sub>2</sub>		500 - 800 cm <sup>-1</sup>			MLS		
Δν	300	100	50	25	10	5	
A	F <sup>+</sup>	52.66	73.75	78.57	81.14	82.15	83.64
	F <sup>N</sup>	26.52	56.36	63.06	67.02	68.45	70.41
	F <sup>-</sup>	130.19	125.11	117.57	115.23	113.78	109.57
B	F <sup>+</sup>	54.72	73.88	78.60	81.03	82.06	83.64
	F <sup>N</sup>	32.25	56.92	63.34	66.99	68.41	70.41
	F <sup>-</sup>	130.50	126.53	118.54	116.19	114.56	109.57

Tableau III-14. : Comme dans les tableaux III-12 pour le profil de température MLS.

Tableau III-15.a. Profil de température isotherme à 250 K.

$O_3$	970 - 1110 $cm^{-1}$					250 K	
$\Delta v$	140	70	35	20	10	5	
$F^+$	14.93	14.93	14.93	14.93	14.93	14.93	
$F^N$	9.17	9.15	10.05	10.23	10.33	10.38	
$F^-$	7.72	7.73	6.16	5.88	5.73	5.64	

Tableau III-15.b. Profil de température MLS.

$O_3$	970 - 1110 $cm^{-1}$					MLS	
$\Delta v$	140	70	35	20	10	5	
$F^+$	23.77	23.78	26.37	26.82	27.11	27.27	
$F^N$	30.16	30.26	30.94	31.09	31.22	31.27	
$F^-$	5.66	5.65	4.74	4.63	4.54	4.49	

Tableaux III-15. Flux sortant au sommet de l'atmosphère,  $F^+$ , flux net à la tropopause,  $F^N$ , et flux descendant à la surface,  $F^-$ , calculés pour une atmosphère ne contenant que de l'ozone. Les transmissions dans la zone spectrale 970-110  $cm^{-1}$  sont évalués à l'aide du modèle de Malkmus pour différentes largeurs  $\Delta v$  des intervalles spectraux.  $F^+$ ,  $F^N$  et  $F^-$  en  $Wm^{-2}$ ,  $\Delta v$  en  $cm^{-1}$ .

Tableau III-16.a.

H <sub>2</sub> O	1200 - 2200 cm <sup>-1</sup>				250 K	
Δν	500	200	100	50	20	10
F <sup>+</sup>	17.49	17.49	17.49	17.49	17.49	17.49
F <sup>N</sup>	16.05	16.42	16.48	16.50	16.50	16.51
F <sup>-</sup>	17.49	17.07	15.44	15.07	14.94	14.54

Tableau III-16.b.

H <sub>2</sub> O	1200 - 2200 cm <sup>-1</sup>				MLS	
Δν	500	200	100	50	20	10
F <sup>+</sup>	16.50	22.96	25.80	26.57	27.09	28.13
F <sup>N</sup>	16.02	22.63	25.50	26.26	26.79	27.83
F <sup>-</sup>	61.44	59.63	55.98	54.84	54.41	53.16

Tableau III-16. Comme dans les tableaux III-12. pour l'absorption par H<sub>2</sub>O dans l'intervalle 1200 - 2200 cm<sup>-1</sup> évaluées à l'aide du modèle de Goody.

D'une manière générale, on constate sur les différents tableaux une surestimation de l'absorption de plus en plus importante au fur et à mesure que l'on élargit les intervalles spectraux. L'augmentation de  $F^-$  et la diminution de  $F^N$  en témoignent dans les calculs isothermes. Dans les cas où le profil de température original est utilisé, on remarque de plus la diminution de  $F^+$  avec l'élargissement des intervalles spectraux.

Dans ces calculs, les fonctions de Planck évaluées à partir de développements polynomiaux (cf. I-2.3.) ne varient pas avec la largeur des intervalles spectraux considérés, si bien que la variation de l'absorptivité de la colonne atmosphérique est à relier aux variations des fonctions de transmission. L'augmentation de l'absorptivité avec la largeur des intervalles spectraux peut s'expliquer par le rôle grandissant joué par les raies fortes. Les paramètres des modèles de transmission de type statistique sont directement liés à la moyenne des intensités des raies présentes dans l'intervalle spectral considéré (cf. I-2.2). Dans le cas d'une bande d'absorption comprenant des raies dont l'intensité varie de plusieurs ordres de grandeur sur une distance relativement réduite en terme de nombre d'onde, augmenter la largeur des intervalles spectraux revient à privilégier l'effet des raies fortes, la moyenne de l'intensité des raies augmentant plus vite que la largeur de l'intervalle spectral. Un tel effet apparaît très marqué pour l'absorption par  $\text{CO}_2$  dans le tableau III-13.b et pour l'absorption par  $\text{O}_3$  dans le tableau III-15.a, où l'on peut noter de grandes variations de  $F^-$  quand la largeur de l'intervalle spectral augmente. Dans le cas de bandes d'absorption comprenant des raies dont les intensités ont un ordre de grandeur comparable sur un intervalle spectral relativement large, cet effet n'intervient que plus faiblement, comme le montre par exemple les faibles variations de  $F^-$  dans la bande de rotation de la vapeur d'eau (tableau III-12.a).

Pour les calculs effectués avec le profil de température original, on constate une réduction des écarts relatifs dûs au changement de largeur des intervalles spectraux. Cette diminution est liée là aussi au rôle des raies fortes. L'effet de la température sur l'absorption étant paramétrisé à partir

des intensités des raies (cf. I-2), les raies fortes ont un poids qui s'accroît quand on augmente la largeur des intervalles spectraux. Cependant les raies fortes correspondent généralement à des transitions caractérisées par des petites valeurs des nombres quantiques et leurs intensités varient peu avec la température. La dépendance en température de l'absorption dans une zone spectrale donnée tend donc à décroître quand la largeur des intervalles spectraux augmente et cette dépendance moins forte de l'absorption vis-à-vis de la température compense en partie les écarts dus à une augmentation de la largeur des intervalles spectraux.

Les tableaux III-12.b et III-14.c présentent deux types de résultats pour le profil de température MLS. Dans le cas A, la dépendance de l'absorption vis-à-vis de la température est prise en compte suivant l'analyse de Rodgers et Walshaw (1966), (cf. I-2.2 ), les fonctions  $\phi(T)$  et  $\psi(T)$  étant définies à partir de la somme des intensités des raies présentes dans les intervalles spectraux. Dans le cas B, nous avons calculé des fonctions  $\bar{\phi}(T)$  et  $\bar{\psi}(T)$  à partir de la moyenne sur les intervalles spectraux considérés des fonctions  $\phi(T)$  et  $\psi(T)$  définies sur les intervalles de  $5 \text{ cm}^{-1}$  de largeur. Bien que l'approche B apparaisse comme une alternative pour limiter en partie l'effet des raies fortes sur la dépendance en température, les résultats obtenus par les deux méthodes restent très proches et entachés des mêmes défauts.

Les tableaux III-13 et III-14 montrent que, par rapport aux cas où  $\text{H}_2\text{O}$  ou  $\text{CO}_2$  absorbe seul, la superposition des absorptions par  $\text{CO}_2$  et  $\text{H}_2\text{O}$  tend à réduire les écarts observés quand la largeur de l'intervalle spectral augmente, fait déjà noté lors de l'étude portant sur les régions d'absorption (cf. III-3.2).



III - 5. CALCUL RAPIDE ET PRECIS DU TRANSFERT RADIATIF AUX GRANDES LONGUEURS D'ONDE DANS UN MODELE DE CIRCULATION GENERALE.

Pour une colonne atmosphérique décrite par une distribution verticale de niveaux de pression, les flux de grandes longueurs d'onde et le profil du taux de refroidissement radiatif peuvent être évalués par un modèle détaillé comme celui présenté dans la première partie si l'on connaît les valeurs des paramètres suivants : la pression sur les niveaux prescrits, la température, le rapport de mélange pour tous les constituants (gaz ou particules) actifs d'un point de vue radiatif, la couverture horizontale et les propriétés optiques des nuages dans les différentes couches, la discontinuité de température entre la surface et l'air la surplombant, l'émissivité de la surface. Dans les modèles de la circulation générale atmosphérique, tous ces paramètres sont soit pronostiqués (pression, température, humidité), prescrits (concentration en gaz carbonique, distribution de l'ozone) ou paramétrisés : les propriétés optiques des nuages peuvent ainsi être reliées à une quantité d'eau liquide diagnostiquée (Geleyn et al., 1982 ; Ramanathan et al., 1983). Dans cette section, nous présentons une nouvelle procédure de calcul du transfert radiatif aux grandes longueurs d'onde destinée aux modèles numériques de la circulation générale atmosphérique. Dans le développement de cette procédure, nous avons retenu les conclusions des sections précédentes de cette troisième partie, dans lesquelles nous avons dégradé notre modèle détaillé pour étudier la sensibilité de ses résultats aux différentes approximations.

III - 5.1. Intégration verticale

Les flux montant et descendant au niveau d'altitude  $z$  sont calculés à partir de l'équation du transfert radiatif développé sous la forme

$$F^+(z) = \{B(\text{surf}) - B(0)\} t(z, 0) + B(z) - \int_0^z \frac{dB}{dT}(z') \frac{dT}{dz'}(z') t(z', z) dz'.$$

$$F^-(z) = \{B(Z) - B(\infty)\} t(z, Z) - B(z) - \int_z^Z \frac{dB}{dT}(z') \frac{dT}{dz'}(z') t(z', z) dz'.$$

où  $B(z)$  est la fonction de Planck en unités de flux ( $\times \pi$ ) à la température du niveau  $z$ ,  $dB/dt$  sa dérivée par rapport à la température,  $t(z, z')$  la fonction de transmission entre les niveaux  $z$  et  $z'$  évaluée pour un trajet  $r|z-z'|$  où  $r$  est le facteur de diffusivité,  $Z$  l'altitude de la limite supérieure de l'atmosphère.  $B(\infty)$ , flux descendant au sommet de l'atmosphère est nul.

Comme le montre l'équation (III-1) pour le flux montant, la formulation prend en compte la discontinuité de température au niveau de la surface. L'effet d'une émissivité de surface différant de l'unité est incorporée dans le terme  $B(\text{surf})$  qui s'écrit alors

$$B(\text{surf}) = \epsilon B(T_{\text{surf}}) + (1 - \epsilon) F^-(0) \quad (\text{III-2})$$

Dans les équations (III-1), le premier terme du membre de droite correspond aux échanges avec la limite de l'atmosphère, le second est local, et l'intégrale prend en compte les échanges avec les autres couches de l'atmosphère.

Le taux de refroidissement radiatif dans une couche s'obtient en différenciant le flux net  $F = F^+ + F^-$  aux limites de la couche

$$\frac{dT}{dt} = \frac{g}{C_p} \frac{\Delta F}{\Delta p} \quad (\text{III-3})$$

où  $g$  est l'accélération de la pesanteur,  $p$  la pression et  $C_p$  la capacité calorifique à pression constante.

De l'étude présentée dans la section III-2-3, il ressort que le TRR dépend fortement des conditions locales de température et de pression, et que l'échange d'énergie s'effectue principalement avec les couches adjacentes. Par conséquent la contribution de ces couches au bilan d'énergie radiative d'une couche donnée doit être évaluée avec soin. Les intégrales de l'équation (III-1) sont calculées numériquement après discrétisation sur la grille verticale du modèle suivant :

$$\int_0^{z_j} \frac{dB}{dT}(z') \frac{dT}{dz'}(z') t(z_j, z') dz' = \sum_{\ell=1}^{NG} \{w_{\ell} \frac{dB}{dT}(z_{\ell}) \frac{dT}{dz}(z_{\ell}) t(z_j, z_{\ell}) (z_{j-1} - z_j) + \sum_{k=1}^{j-2} \frac{dB}{dT}(z_{k+1/2}) \frac{dT}{dz}(z_{k+1/2}) [t(z_j, z_k) + t(z_j, z_{k+1})] (z_k - z_{k+1})^{1/2}\} \quad (\text{III-4})$$

L'équation (III-4) est présentée pour l'intégrale apparaissant dans l'expression du flux montant ; une expression similaire est dérivée pour le flux descendant. Le deuxième terme dans le membre de droite de l'équation (III-4) correspond à la contribution des couches éloignées du niveau  $z_j$ . Elle est simplement calculée avec une intégration par trapèzes, et les indices demi-entiers correspondent au milieu des couches. La contribution de la couche adjacente au niveau  $z_j$  où le flux est évalué apparaît dans le premier terme du membre de droite et est calculée à l'aide d'une quadrature de Gauss à NG points. Dans l'expression entre crochets,  $z_{\ell}$  est l'ordonnée du  $\ell$ ème angle de Gauss et  $w_{\ell}$  est le poids correspondant. Ainsi défini, ce schéma d'intégration verticale permet de prendre en compte l'effet d'une inversion de température dans une couche dans les calculs des flux sur les niveaux limitant cette couche.

D'après les tests de la section III-2.3, l'usage d'une quadrature de Gauss à 2 points pour les couches adjacentes suffit pour obtenir le TRR à 0,06 K/jour près et les flux aux limites de l'atmosphère à  $4 \text{ Wm}^{-2}$  près par rapport à un calcul complet. Il faut noter cependant que ce résultat dépend de la structure verticale du modèle atmosphérique et qu'il doit être vérifié pour tout modèle atmosphérique ayant une résolution verticale moins fine.

### III - 5.2. Intégration spectrale.

Pour prendre en compte l'intégration sur le nombre d'onde nous considérons quatre intervalles spectraux présentés dans le tableau III-17, sur lesquels les flux sont évalués à l'aide de fonctions de type transmittivité de bande (T.T.F : transmittivity type function) définies pour chaque intervalle spectral et chaque absorbant à partir de notre modèle détaillé à

N° intervalle spectral	Limites cm <sup>-1</sup>	Absorbants	Régime d'absorption	Température de référence
1	0 - 500 + 1250 - 2820	H <sub>2</sub> O continuum H <sub>2</sub> O	fort	230 290
2	500 - 800	H <sub>2</sub> O continuum H <sub>2</sub> O CO <sub>2</sub>	fort	250 290 240
3	800 - 1250	H <sub>2</sub> O continuum H <sub>2</sub> O	fort	260 290
4	970 - 1110	O <sub>3</sub>	faible	240

Tableau III-17. Caractéristiques des zones spectrales considérées dans le schéma paramétrisé du transfert radiatif aux grandes longueurs d'onde.

365 intervalles spectraux. La transmission totale est obtenue comme le produit des T.T.F de tous les gaz absorbant dans un intervalle spectral donné.

Deux T.T.F sont utilisées pour chaque absorbant dans un intervalle spectral donné ; la première correspond à la convolution de la fonction de transmission par la fonction de Planck

$$t_1 = t_B(u, T, p) = \frac{\int_{\nu_1}^{\nu_2} B_\nu(T) t_\nu(u, T, p) d\nu}{\int_{\nu_1}^{\nu_2} B_\nu(T) d\nu} \quad (\text{III-5})$$

et sert à évaluer le terme d'échange avec les limites de l'atmosphère.

La seconde T.T.F. correspond à la convolution de la fonction de transmission par  $dB/dT$

$$t_2 = t_{dB/dT}(u, T, p) = \frac{\int_{\nu_1}^{\nu_2} \frac{dB_\nu(T)}{dT} t_\nu(u, T, p) d\nu}{\int_{\nu_1}^{\nu_2} \frac{dB_\nu(T)}{dT} d\nu} \quad (\text{III-6})$$

et sert à évaluer le terme d'échange avec les autres couches de l'atmosphère. Conformément aux résultats de la section III-3.2, l'absorption par la vapeur d'eau et le gaz carbonique peut être traitée en faisant l'hypothèse d'un régime d'absorption forte, tandis que le régime de raie faible est une bonne approximation pour l'absorption par l'ozone. On peut donc évaluer les T.F.F. correspondantes en fonction de deux paramètres uniquement : la température d'une part et soit la quantité d'absorbant pondérée par la pression pour  $H_2O$  et  $CO_2$ , soit la quantité d'absorbant pour  $O_3$  d'autre part. Ainsi définies, les T.T.F. dépendent encore de la température par l'intermédiaire du déplacement du maximum des fonctions de Planck avec la température (loi de Wien) d'une part, et par la variation des coefficients d'absorption avec la température d'autre part.

Nous avons développé les T.T.F. sous forme d'approximants de Padé (Brézinski, 1973) d'ordre N

$$t(u, T) = \frac{\sum_{i=0}^{N-1} a_i u_e^i}{\sum_{j=0}^N b_j u_e^j} , \quad (\text{III-7})$$

où  $u_e = uf(T)$  est une quantité efficace d'absorbant qui prend en compte la dépendance en température des coefficients d'absorption suivant l'analyse de Rodgers et Walshaw (1966) (cf. I-2.2.3) :

$$f(T) = \exp \{ a(T-250) + b(T - 250)^2 \} \quad (\text{III-8})$$

La première dépendance en température est partiellement négligée dans la mesure où nous n'avons pas considéré de variation explicite des coefficients  $a_i$  et  $b_j$  avec la température. Cependant elle est indirectement prise en compte car ces coefficients sont calculés pour une température de référence qui correspond à la température de l'atmosphère standard US au maximum de la fonction poids  $\partial t_{\Delta\nu}(Z, z) / \partial p$  pour l'intervalle spectral considéré. Les fonctions de Planck  $B(T)$  et  $dB(T)/dT$  intégrées sur chaque intervalle spectral sont développées sous la forme de polynômes d'ordre 5 de la variable  $x = (T-250)/250$ .

$$B_j(T) = \sum_{i=0}^5 g_{ji} x^i \quad (\text{III-9})$$

$$\frac{dB_j(T)}{dT} = \sum_{i=0}^5 g'_{ji} x^i$$

On trouvera dans le tableau III-18, l'ensemble des coefficients des différents développements polynomiaux utilisés dans le schéma radiatif.

Intervalle 1 : [0 - 500] + [1250 - 2820]  $\text{cm}^{-1}$

B(T)	.95898E+02	.31291E+03	.50468E+03	.67563E+03	.48965E+03	-.21564E+02
dB(T)/dT	.12516E+01	.40308E+01	.81214E+01	.81617E+01	-.65758E+00	-.30193E+01
$t_1(\text{H}_2\text{O})$	.81764E-11 .81764E-11	.58036E-06 .62125E-06	.13317E-02 .17408E-02	.21712E+00 .42175E+00	.23799E+01 .93330E+01	.10827E+01 .17256E+02
$t_2(\text{H}_2\text{O})$	.13652E-10 .13652E-10	.96547E-06 .10175E-05	.21823E-02 .27034E-02	.33724E+00 .60159E+00	.37496E+01 .12880E+02	.17840E+01 .21916E+02
$\psi_{\text{H}_2\text{O}}(\text{T})$	.145E-02	-.308E-05				
$t_1(\text{cont})$	.16025E-10 .16025E-10	.22776E-05 .29924E-06	.33446E-03 .66532E-03	.17701E-01 .17820E+00		
$t_2(\text{cont})$	.17545E-09 .17545E-09	.21774E-05 .24883E-05	.21248E-02 .31843E-02	.62512E-01 .38037E+00		

Tableau III-18-a. Coefficients des développements polynomiaux utilisés dans les 4 intervalles spectraux du schéma radiatif pour décrire la fonction de Planck B(T) et sa dérivée dB(T)/dT (eq. III-9), les transmittivités des différents absorbants,  $t_1$  et  $t_2$  (eq. III-5, III-6, III-7) et la dépendance en température des quantités efficaces d'absorbant f(T) (eq. III-8) - coefficients pour l'intervalle 1.



Intervalle 2 : [500 - 800]  $\text{cm}^{-1}$

B(T)	.73604E+02	.27889E+03	.27084E+03	-.57701E+02	-.65774E+02	.90829E+02
dB(T)/dT	.11155E+01	.21645E+01	-.68448E+00	-.93810E+00	.16975E+01	-.10816E+01
$t_1(\text{H}_2\text{O})$	.13872E-04	.78457E-01	.15908E+02	.25498E+03	.36376E+03	.33480E+02
	.13872E-04	.79504E-01	.16825E+02	.30449E+03	.58968E+03	.10731E+03
$t_2(\text{H}_2\text{O})$	.15476E-04	.87552E-01	.17765E+02	.28529E+03	.40838E+03	.57272E+02
	.15476E-04	.88622E-01	.18792E+02	.33586E+03	.63866E+03	.11256E+03
$\psi_{\text{H}_2\text{O}}(\text{T})$	.924E-02	-.245E-04				
$t_1(\text{cont})$	.34525E-04	.10959E+03	.34347E-03	-.19745E-03		
	.34525E-04	.21593E-02	.23862E-01	.74017E-01		
$t_2(\text{cont})$	.56031E-04	.32726E-03	.63402E-03	-.38315E-03		
	.56031E-04	.32040E-02	.28848E-01	.13982E+00		
$t_1(\text{CO}_2)$	.95127E-13	.12175E-07	.64624E-04	.29109E-01	.13505E+01	.38181E+01
	.95127E-13	.12748E-07	.74941E-04	.41471E-01	.24894E+01	.11531E+02
$t_2(\text{CO}_2)$	.85400E-13	.10914E-07	.57726E-04	.25784E-01	.11858E+01	.32657E+01
	.85400E-13	.11447E-07	.67331E-04	.37305E-01	.22522E+01	.10553E+02
$\psi_{\text{CO}_2}(\text{T})$	.380E-02	-.167E-06				

Tableau III-18.b. Comme sur le tableau III-18.a, pour l'intervalle 2.

Fenêtre atmosphérique : intervalle 3 : [800 - 970] + [1110 - 1250] cm<sup>-1</sup> + intervalle 4 : [970 - 1110] cm<sup>-1</sup>

B(T)	.37051E+02	.20498E+03	.37554E+03	.17421E+03	-.13286E+03	-.39471E+02
dB(T)/dT	.62002E+00	.30097E+01	.20774E+01	-.23944E+01	-.58136E+00	.24936E+01
B(T)	.14931E+02	.89154E+02	.17785E+03	.93798E+02	-.69531E+02	-.29794E+02
dB(T)/dT	.35667E+00	.14263E+01	.11169E+01	-.12854E+01	-.45859E+00	.16073E+01
t <sub>1</sub> (H <sub>2</sub> O)	.37972E-02	.78621E+01	.65137E+03	.49290E+04	.38202E+04	.22178E+03
	.37972E-02	.78846E+01	.65898E+03	.51118E+04	.42645E+04	.32203E+03
t <sub>2</sub> (H <sub>2</sub> O)	.35693E-02	.73903E+01	.61233E+03	.46346E+04	.35946E+04	.20935E+03
	.35693E-02	.74130E+01	.62000E+03	.48189E+04	.40424E+04	.31035E+03
ψ <sub>H<sub>2</sub>O</sub> (T)	.198E-01	-.510E-04				
t <sub>1</sub> (cont)	.39816E-01	-.54561E-01	.26283E-01	-.44202E-02		
	.39816E-01	.31019E+00	.84267E+00	.21216E+00		
t <sub>2</sub> (cont)	.48337E-01	-.66358E-01	.32022E-01	-.53941E-02		
	.48337E-01	.35389E+00	.84155E+00	.28980E+00		
t <sub>1</sub> (O <sub>3</sub> )	.79435E-16	.45938E-13	.77978E-10	.14842E-07	.27226E-04	.86130E-02
	.79435E-16	.14502E-12	.10484E-09	.56315E-07	.44393E-04	.23065E-01
t <sub>2</sub> (O <sub>3</sub> )	.73596E-16	.40139E-13	.71411E-10	.12553E-07	.26321E-04	.86058E-02
	.73596E-16	.13224E-12	.93091E-10	.50409E-07	.42544E-04	.22732E-01
φ <sub>O<sub>3</sub></sub> (T)	.131E-02	-.383E-05				

Tableau III-18.c. Comme sur le tableau III-18.a, pour les intervalles 3 et 4 ; les transmittivités pour H<sub>2</sub>O et le continuum s'appliquent à l'ensemble de l'intervalle 800-1250 cm<sup>-1</sup> ; celles pour O<sub>3</sub> à l'intervalle 4 uniquement.

### III - 5.3. Effets de la nébulosité.

Dans ce schéma radiatif, l'effet de la nébulosité suit l'approche déjà utilisée pour le modèle détaillé (cf. I-2.5). Quelque soit l'état de nébulosité de l'atmosphère, le schéma calcule d'abord les flux radiatifs correspondant à l'atmosphère claire et stocke les termes d'échange d'énergie entre les couches. Pour chaque couche nuageuse, le schéma évalue ensuite les flux en ne considérant qu'une couche unique infiniment étendue et d'émissivité unité. Les flux pour l'atmosphère réelle (comprenant plusieurs couches nuageuses, semi-transparentes, de couverture fractionnaire) sont obtenus à partir d'une combinaison linéaire des flux calculés aux étapes précédentes en faisant l'hypothèse d'un recouvrement aléatoire des couches nuageuses.

Ce schéma néglige la diffusion du rayonnement et ne prend pas en compte la réflectivité des nuages. Compte tenu des paramétrisations assez grossières utilisées dans les modèles de circulation générale pour générer la nébulosité, et des incertitudes sur les propriétés optiques des nuages, l'absence d'un tel raffinement n'apparaît pas comme une restriction sérieuse pour l'utilisation du schéma dans un modèle de circulation générale. Par ailleurs, il est possible d'incorporer indirectement cet effet en considérant comme l'a suggéré Cox (1976) différentes émissivités suivant que l'on considère le rayonnement montant ou descendant.

### III-5.4. Résultats.

Le tableau III-19 présente, pour chacun des absorbants  $H_2O$ ,  $CO_2$  et  $O_3$  pris séparément ou ensemble, une comparaison des TRR et des flux aux limites calculés par le modèle détaillé (NBM : narrow band model) et par le schéma paramétrisé (WBM : wide band model) pour les atmosphères TRO et SAW. Pour le modèle détaillé, les résultats correspondent à un calcul complet considérant une quadrature de Gauss à 8 points dans toutes les couches pour l'intégration verticale, incorporant la paramétrisation de Fels (1979) pour le profil Voigt des raies. Dans l'ensemble des calculs, la température et le

	H <sub>2</sub> O		CO <sub>2</sub> (500-800 cm <sup>-1</sup> )		O <sub>3</sub> (970-1110 cm <sup>-1</sup> )		H <sub>2</sub> O + CO <sub>2</sub> + O <sub>3</sub>	
	NBM	WBM	NBM	WBM	NBM	WBM	NBM	WBM
TRO								
1	- 3.85	- 3.70	- 0.41	- 0.34	- 0.03	- 0.03	- 3.42	- 3.27
2	- 3.60	- 3.47	- 0.33	- 0.27	- 0.03	- 0.02	- 3.08	- 2.92
3	- 3.57	- 3.48	- 0.28	- 0.24	- 0.03	- 0.02	- 2.79	- 2.75
4	- 3.74	- 3.67	- 0.26	- 0.23	- 0.02	- 0.02	- 2.44	- 2.58
5	- 3.11	- 3.19	- 0.28	- 0.24	- 0.02	- 0.01	- 2.11	- 2.18
6	- 2.05	- 1.97	- 0.28	- 0.24	- 0.01	- 0.00	- 1.89	- 1.91
7	- 1.81	- 1.99	- 0.25	- 0.22	- 0.01	- 0.01	- 1.93	- 1.95
8	- 2.01	- 1.98	- 0.20	- 0.19	- 0.03	- 0.04	- 2.17	- 2.09
9	- 0.56	- 0.54	- 0.05	- 0.09	- 0.08	- 0.09	- 0.54	- 0.55
10	- 0.36	- 0.32	- 0.25	- 0.30	- 0.45	- 0.59	- 0.20	- 0.12
11	- 0.41	- 0.37	- 1.22	- 1.29	- 0.80	- 1.03	- 0.92	- 0.88
Wm <sup>-2</sup>								
F <sup>+</sup>	323.5	321.7	91.3	89.7	122.8	119.7	280.5	278.7
F <sup>-</sup>	399.8	403.9	81.7	81.4	3.9	4.5	403.4	405.2
K/jour								
1	- 0.44	- 0.43	- 0.09	- 0.10	- 0.01	- 0.01	- 0.35	- 0.35
2	- 0.56	- 0.55	- 0.12	- 0.13	- 0.01	- 0.01	- 0.49	- 0.48
3	- 0.81	- 0.76	- 0.19	- 0.18	- 0.01	- 0.01	- 0.77	- 0.69
4	- 0.97	- 0.91	- 0.21	- 0.19	- 0.01	- 0.01	- 0.95	- 0.84
5	- 1.10	- 1.06	- 0.21	- 0.19	- 0.01	- 0.01	- 1.12	- 1.03
6	- 1.18	- 1.29	- 0.19	- 0.18	- 0.00	- 0.00	- 1.28	- 1.32
7	- 1.08	- 1.17	- 0.09	- 0.11	- 0.01	- 0.01	- 1.14	- 1.22
8	- 0.85	- 0.76	- 0.07	- 0.10	- 0.06	- 0.06	- 0.86	- 0.78
9	- 0.57	- 0.43	- 0.22	- 0.26	- 0.13	- 0.16	- 0.66	- 0.53
10	- 0.49	- 0.44	- 0.51	- 0.57	- 0.02	- 0.13	- 0.98	- 0.90
11	- 0.37	- 0.32	- 1.06	- 1.11	- 0.07	- 0.26	- 1.50	- 1.73
Wm <sup>-2</sup>								
F <sup>+</sup>	219.3	219.9	63.1	61.7	55.4	54.7	196.3	195.2
F <sup>-</sup>	135.1	132.0	44.6	47.3	3.3	3.7	170.5	167.6

Tableau III-19. Comparaison des TRR et des flux aux limites de l'atmosphère calculés par le modèle complet (NBM : narrow band model) et le schéma radiatif paramétrisé (WBM : wide band model).

rapport de mélange de la vapeur d'eau prennent des valeurs constantes dans chacune des couches du modèle ; l'absorption par le  $\text{CO}_2$  est limitée à l'intervalle  $500 - 800 \text{ cm}^{-1}$ , celle par l'ozone à l'intervalle  $970 - 1110 \text{ cm}^{-1}$ . D'après les résultats du tableau III-19, le schéma paramétrisé restitue correctement les TRR et les flux aux limites de l'atmosphère, particulièrement dans les cas où l'absorption n'est due qu'à un seul composant (cas du  $\text{CO}_2$  ou de  $\text{O}_3$ , cas de  $\text{H}_2\text{O}$  dans l'atmosphère SAW où l'absorption par le continuum de  $\text{H}_2\text{O}$  reste faible). L'écart observé dans les couches supérieures du modèle pour l'absorption par l'ozone provient de l'hypothèse de raie faible faite pour décrire cette absorption (cf. III-3.2). Pour l'atmosphère TRO, la majeure partie des différences que l'on constate entre les résultats des deux modèles pour l'absorption par  $\text{H}_2\text{O}$  trouve son origine dans la superposition des effets des raies et du continuum de  $\text{H}_2\text{O}$  qui n'est qu'imparfaitement rendu

On fait figurer dans le tableau III-20 les refroidissements calculés par les deux modèles pour l'ensemble des deux couches supérieures et pour l'ensemble des neuf autres couches du modèle. Ces quantités correspondent sensiblement aux refroidissements dans la couche  $10 - 100 \text{ mb}$  pour la première, dans la couche  $100 - 1000 \text{ mb}$  pour la seconde. Elles peuvent donc être, comme telles, confrontées au niveau d'erreurs systématiques admissibles pour la modélisation du climat, soit  $0,05 \text{ K/jour}$  par échelle de hauteur (cf. tableau de l'Introduction, d'après ICSU - WMO, 1974). Le tableau III-20 montre que ce critère sur le niveau d'erreurs systématiques est vérifié par le schéma radiatif paramétrisé.

Par comparaison au temps requis par le modèle détaillé pour fournir un profil de flux radiatifs, le temps requis par le schéma paramétrisé pour un résultat analogue est inférieur d'au moins trois ordres de grandeur. Ce gain de temps est lié essentiellement à la réduction du nombre d'intervalles spectraux considérés (4 au lieu de 365), à la quadrature verticale simplifiée et à l'expression employée pour décrire les fonctions de transmission (sous forme de polynômes au lieu d'exponentielles). Si  $N$  est le nombre de couches atmosphériques,  $NG$  le nombre de points de Gauss utilisés pour la quadrature verticale et  $NINT$  le nombre d'intervalles spectraux, le modèle détaillé effectue  $(N+1)N \times NG_1 \times NINT_1$  calculs de fonctions de transmission tandis que le schéma paramétrisé n'en effectue que  $(2N \times NG_2 + N^2) NINT_2$ . Ainsi le profil de flux

	TRO		MLS		MLW		SAS		SAW	
	NBM	WBM	NBM	WBM	NBM	WBM	NBM	WBM	NBM	WBM
Abs 1000-100 mb	218.83	219.35	187.58	190.55	122.50	118.83	154.87	158.51	104.04	99.16
Ref.	- 2.04	- 2.04	- 1.75	- 1.78	- 1.14	- 1.10	- 1.45	- 1.48	- 0.97	- 0.92
Abs 100-0 mb	5.90	4.86	13.89	13.76	13.78	13.76	16.36	16.26	14.98	15.22
Ref	- 0.46	- 0.38	- 1.09	- 1.08	- 1.08	- 1.08	- 1.29	- 1.28	- 1.18	- 1.20

Tableau III-20. Comparaison des absorptions, Abs, (en  $Wm^{-2}$ ) et des refroidissements, Ref, (en K/jour) calculés par le modèle détaillé (NBM) et le schéma radiatif paramétrisé (WBM) pour la couche 1000 - 100 mb et la couche 100 - 0 mb.

radiatif pour l'atmosphère décrite par 11 couches est obtenu en 0,3 s sur le calculateur IRIS 80 du Centre de Calcul de Lille, en 0,03 s sur le CDC 6600 du CNES. Lors d'une comparaison de schémas radiatifs effectuée sur le CRAY 1 du Centre Européen de Prévision Météorologique à Moyen Terme (cf. chapitre IV), les temps relevés pour le calcul d'un profil de flux radiatifs sur 15 couches étaient de 14,5 ms pour le schéma développé à l'Université de Cologne par Hense et al. (1982), de 15 ms pour le schéma de Geleyn et Hollingsworth (1979), et de 18,3 ms pour l'ensemble des schémas (de courtes et de grandes longueurs d'onde) de Lille.

### III - 6. Tests dans un modèle unidimensionnel radiatif convectif.

Pour tester la validité de schémas radiatifs destinés à être incorporés dans un modèle de circulation générale atmosphérique, il est important d'étudier non seulement le bilan radiatif à la surface et au sommet de l'atmosphère et le profil du refroidissement radiatif résultant, mais aussi le profil de température atmosphérique obtenu sous l'effet de ce forçage radiatif après le retour à l'équilibre d'une atmosphère initialement isotherme. L'outil le plus simple et le plus communément employé pour une telle étude du comportement à long terme des schémas radiatifs est le modèle unidimensionnel radiatif convectif qui représente le climat en moyenne globale annuelle à partir de l'équilibre du bilan radiatif au sommet de l'atmosphère et d'un profil de température troposphérique astreint à vérifier un gradient critique spécifié.

On trouvera chez Smith (1983) une description détaillée du modèle radiatif convectif développé du laboratoire (qui incorpore le schéma radiatif décrit en III-5 et le schéma de courtes longueurs d'onde de Fouquart et Bonnel (1980) ) et les résultats d'études de la réponse du profil de température atmosphérique à différents forçages tels que le doublement de la teneur atmosphérique en gaz carbonique ou la variation de la constante solaire pour différentes versions du modèle radiatif convectif (à humidité absolue ou relative constante, pour un gradient critique spécifié à 6,5 K/km ou suivant l'adiabatique humide, pour une nébulosité fixe ou interactive).



Sur la figure III-3, on compare le profil de température US Standard 1976 au profil obtenu après retour à l'équilibre du modèle pour des conditions standards d'ensoleillement, de nébulosité et d'albédo de surface. On obtient un accord tout à fait satisfaisant entre ces profils indiquant l'absence de biais systématiques dans les schémas radiatifs. A titre de comparaison, la figure III-3 présente aussi le profil de température obtenu par Ramanathan (1976) lors d'une étude similaire.

On présente aussi dans les tableaux III-21 et III-22 une comparaison des sensibilités obtenues par différents auteurs pour un certain nombre de forçages externes ou internes appliqués sur des modèles radiatifs à humidité relative et nébulosité fixées, ne différant essentiellement que par leurs schémas radiatifs. On pourra se reporter à Smith (1983) pour une discussion détaillée de ces résultats ; néanmoins, l'ensemble de ces comparaisons montre un comportement très satisfaisant de nos schémas radiatifs de courtes et de grandes longueurs d'onde. On obtient en effet un bon accord sur les sensibilités de la température de surface,  $x \frac{\delta T_s}{\delta x}$ , et du flux infrarouge au sommet de l'atmosphère,  $x \frac{\delta F^+}{\delta x}$ , obtenues pour des variations de la constante solaire,  $S_0$ , de l'albédo de la surface,  $A_s$ , du gradient critique,  $\Gamma$ , de l'humidité relative à la surface,  $H$ , de l'altitude du sommet du nuage, de la couverture nuageuse et de la réflectivité du nuage. Si pour une variation de la concentration en  $CO_2$ , les sensibilités sont plus faibles que celles obtenues par d'autres auteurs, ces résultats s'expliquent par l'absence de l'absorption par les bandes faibles du  $CO_2$  dans le schéma radiatif de grandes longueurs d'onde.

### III-7. CONCLUSION.

Les tests présentés dans cette troisième partie concernaient la sensibilité des flux radiatifs et des taux de refroidissement radiatif à diverses hypothèses simplificatrices généralement faites lors du développement d'un schéma radiatif paramétrisé. Nous avons montré le rôle essentiel joué

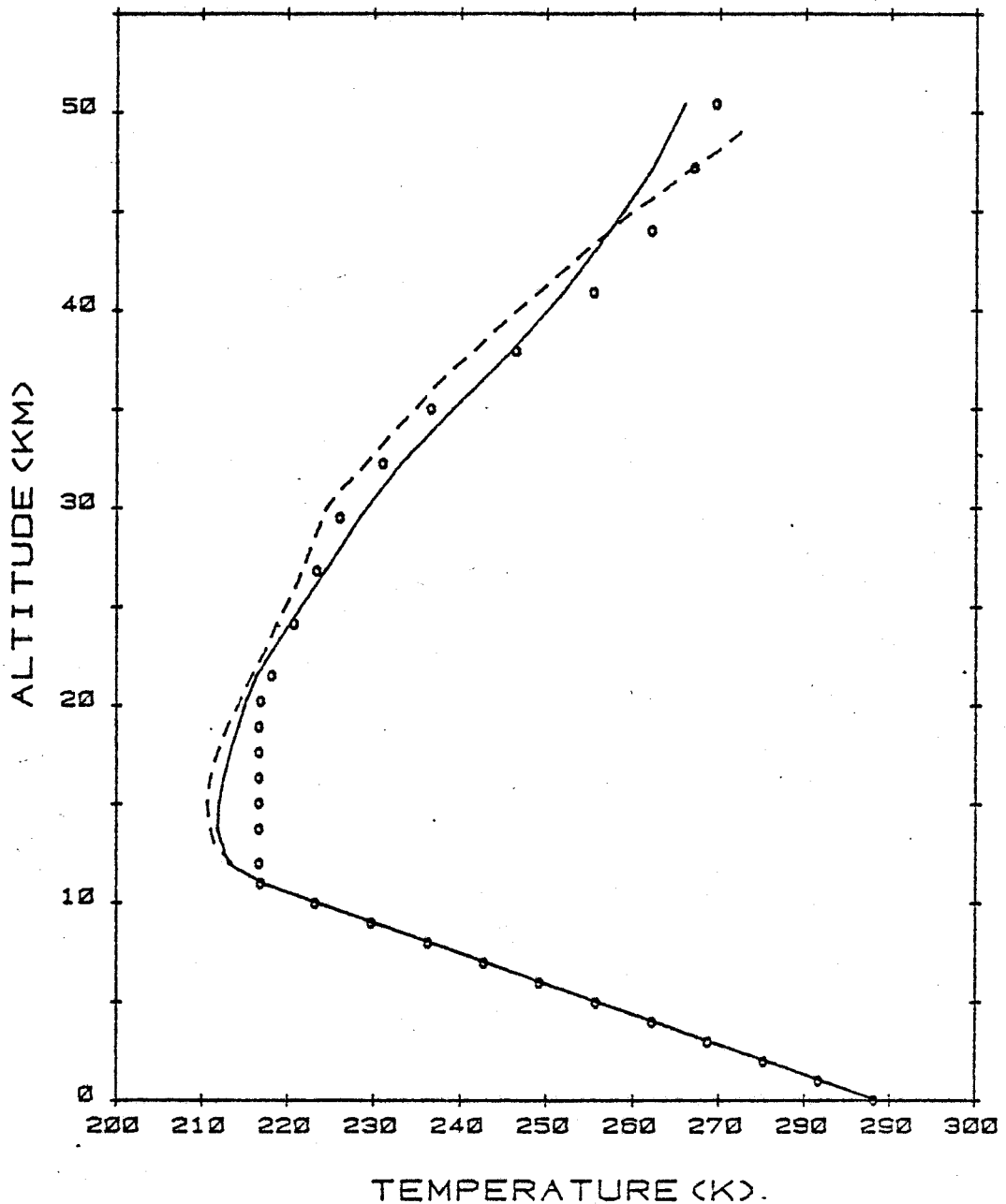


Figure III-3. Profils de température atmosphérique.

La courbe indiquée par les cercles correspond à l'atmosphère standard US 1976 ; les deux autres courbes sont les profils obtenus à l'équilibre par le modèle radiatif convectif de Ramanathan (1976) (en tirets) et celui du LOA (Smith, 1983 ; en trait plein). Ces résultats correspondent aux conditions suivantes :

albedo de la surface = 0,1 ; émissivité de la surface = 1 ;  
constante solaire  $1360 \text{ Wm}^{-2}$  ; durée d'ensoleillement = 12 h ;  
angle zénithal  $\theta$  avec  $\cos \theta = 0,5$  ; gradient critique =  $- 6,5 \text{ K/km}$  ;  
humidité relative à la surface = 77 % ; concentration volumique de  $\text{CO}_2 = 330 \text{ ppm}$  ;  
quantité totale d'ozone = 0,35 cm atm ;  
couverture nuageuse = 0,5 ; altitude du sommet du nuage = 6 km ;  
épaisseur optique du nuage = 6.

$x \frac{\delta T_s}{\delta x}$	Ramanathan	Coakley	Manabe Wetherald	Wang	LOA	$\Delta(x \frac{\delta T_s}{\delta x})$
$S_o$	108.9	103.5	100.0	102.6	108.1	1.0
$CO_2$	2.4	2.3	2.2	2.2	1.7	0.02
$A_s$	- 4.9	- 7.9	- 14.0	*	- 7.9	0.2
$\Gamma_c$	23.8	22.4	32.5	21.3	22.3	0.3
H	6.1	5.6	6.7	10.3	5.5	0.2
$Z_n$	11.0	15.1	17.5	4.2 ; 70.9	16.1	0.1
CN	- 10.2	- 11.2	*	-1.2;-15.6	- 12.3	0.2
$Re_N$	- 38.4	- 32.3	- 7.3	*	- 28.4	0.1

$x \frac{\delta T_s}{\delta x}$  est en K ;  $\Delta(x \frac{\delta T_s}{\delta x})$  est l'erreur commise sur  $x \frac{\delta T_s}{\delta x}$

\* correspond à des valeurs numériques non disponibles.

Tableau III-21. Sensibilité de la température de surface calculée pour divers forçages à l'aide de modèles radiatifs convectifs par différents auteurs. Les valeurs reportées dans ce tableau à l'exception de celles du modèle LOA sont extraites de Chylek et Kiehl (1981). Les valeurs correspondent à des perturbations de 1 % des paramètres suivants :  $S_o$  constante solaire ;  $CO_2$  concentration en gaz carbonique ;  $A_s$  albedo de la surface ;  $\Gamma_c$  gradient critique ; H humidité relative à la surface ;  $Z_n$  altitude du sommet du nuage ; CN couverture nuageuse ;  $Re_N$  réflectivité du nuage. D'après Smith (1983).

par les couches adjacentes au niveau de calcul lors de l'intégration verticale et la nécessité d'une prise en compte précise de leurs contributions. Nous avons vu que, pour la troposphère et la basse stratosphère, l'hypothèse de raie forte permet une bonne description de l'absorption par  $H_2O$  et  $CO_2$ . Nous avons montré l'impact important d'une variation de la largeur des intervalles spectraux employés pour calculer les fonctions de transmission et le rôle des raies fortes dans cet impact sur les flux.

Nous avons développé un schéma paramétrisé du transfert radiatif aux grandes longueurs d'onde à partir des conclusions de l'étude précédente. Ce schéma permet d'évaluer le refroidissement radiatif de la troposphère et de la stratosphère avec des écarts systématiques inférieurs à 0,05 K/jour sur une échelle de hauteur par rapport à un calcul complet et ce avec un gain sur le temps de calcul d'au moins trois ordres de grandeur. Ce schéma testé en parallèle avec un schéma radiatif de courtes longueurs d'onde dans un modèle unidimensionnel radiatif convectif donne des profils de température réalistes et répond de façon satisfaisante à un ensemble de forçages atmosphériques.

$x \frac{\delta F^+}{\delta x}$	Ramanathan	Coakley	Wang	LOA	$\Delta(x \frac{\delta F^+}{\delta x})$
$S_o$	257.3	255.0	247.1	251.1	10.0
$CO_2$	0.91	0.75	0.53	0.26	0.2
$A_s$	- 11.5	- 18.4	*	- 17.9	2.0
$r_c$	- 1.3	- 3.1	- 0.15	- 2.7	2.6
H	4.8	2.3	6.1	2.5	1.5
$Z_N$	- 4.5	+ 1.6	*	- 3.3	1.1
CN	- 51.3	- 58.2	-46.5;-10.0	- 66.0	2.0
$Re_N$	- 89.7	- 76.7	*	- 63.6	1.3

$x \frac{\delta F^+}{\delta x}$  est en  $Wm^{-2}$  ;  $\Delta(x \frac{\delta F^+}{\delta x})$  est l'erreur commise sur  $x \frac{\delta F^+}{\delta x}$

\* correspond à des valeurs numériques non disponibles.

Tableau III-22 : Sensibilité du flux de grandes longueurs d'onde sortant au sommet de l'atmosphère pour les situations décrites dans le tableau III-21. D'après Smith (1983).

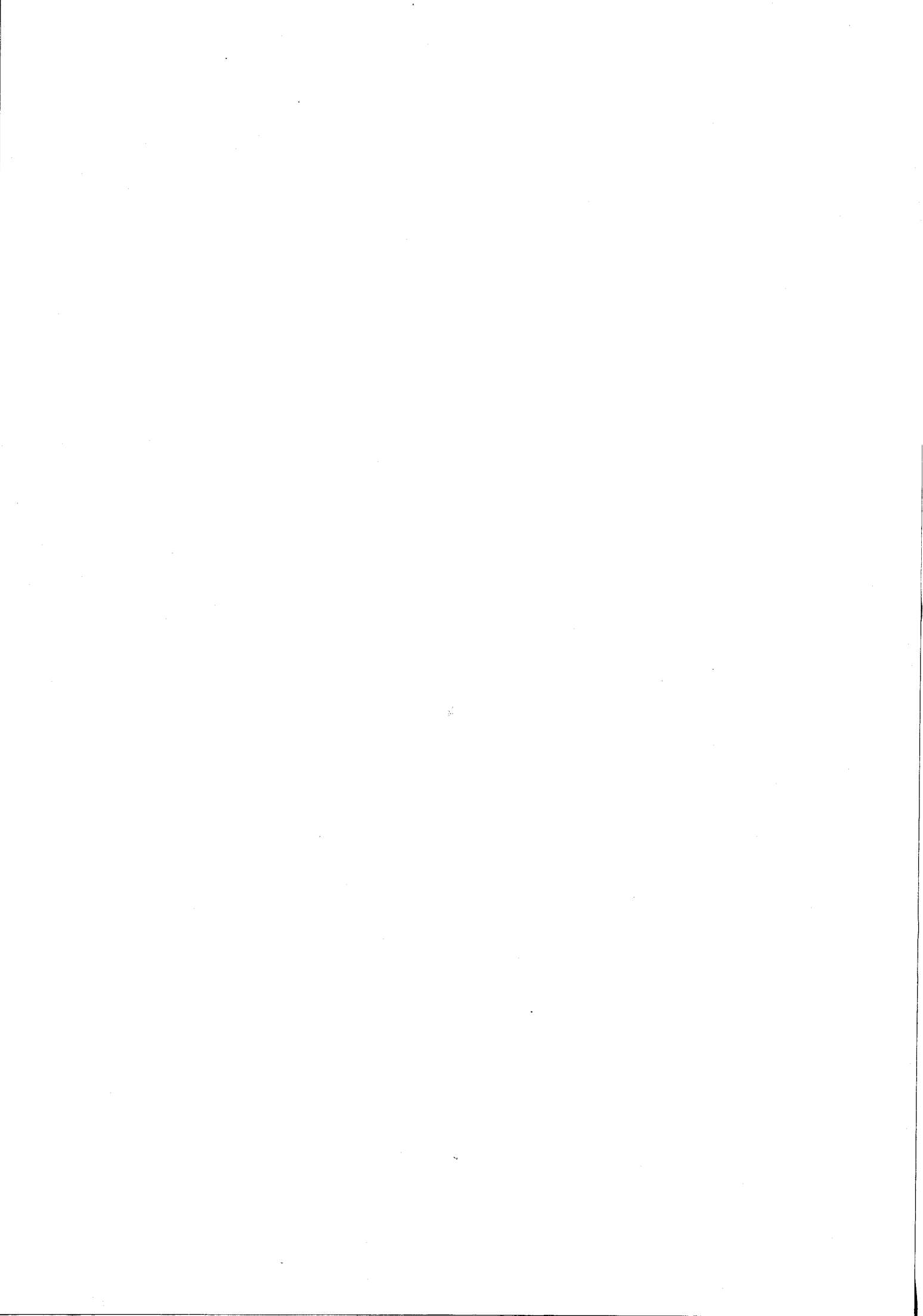






## CHAPITRE IV

IMPACT DE DIFFÉRENTES PARAMÉTRISATIONS DU RAYONNEMENT SUR  
LES CHAMPS RADIATIFS GÉNÉRÉS PAR UN MODÈLE DE PRÉVISION



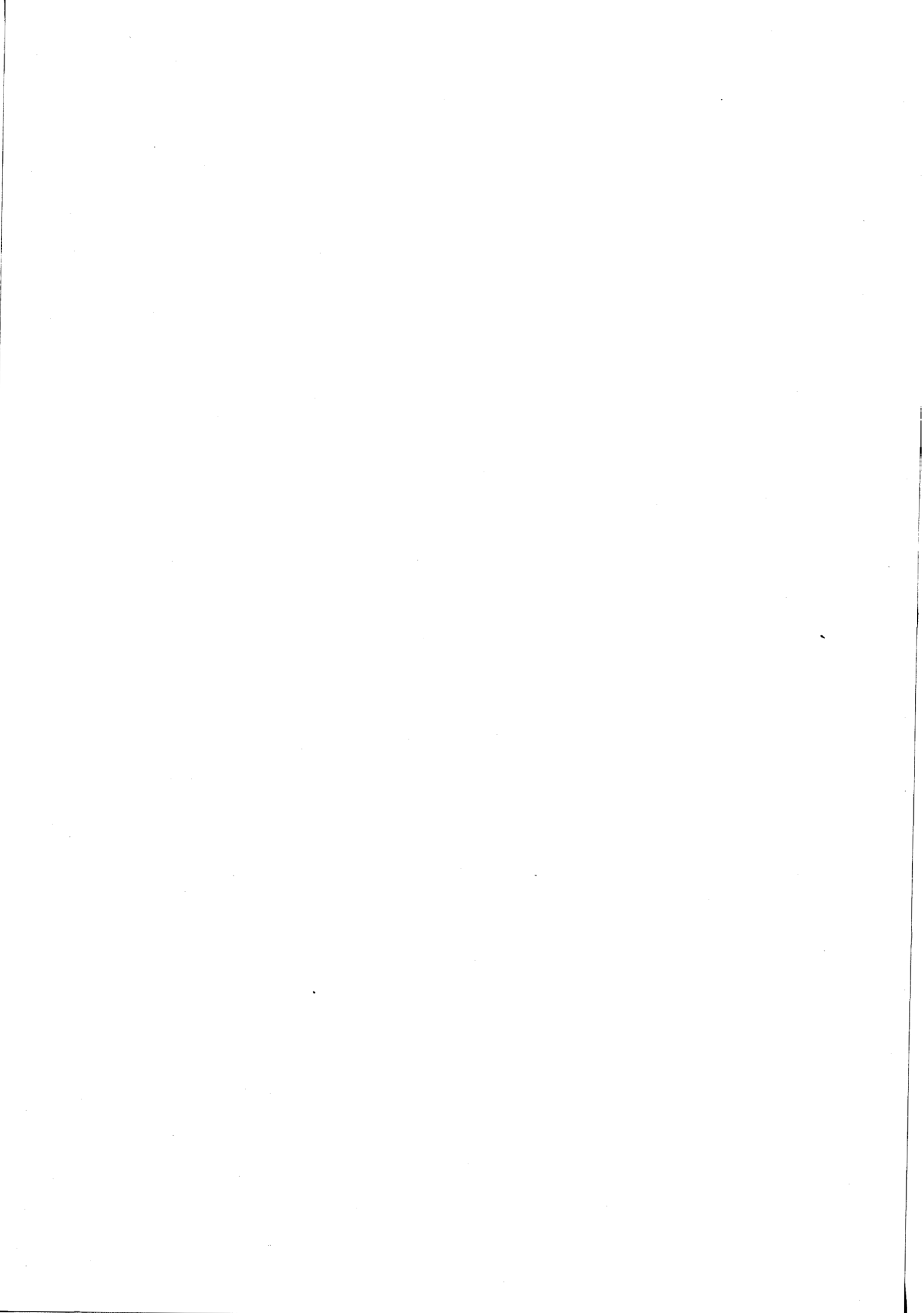
ON THE INFLUENCE OF DIFFERENT RADIATION PARAMETERIZATIONS  
ON MODEL GENERATED RADIATION FIELDS

Jean Jacques MORCRETTE  
Laboratoire d'Optique Atmosphérique  
59655 Villeneuve d'Ascq Cedex, France

and

Jean François GELEYN<sup>(\*)</sup>  
European Center for Medium Range Weather Forecasts  
Reading, United Kingdom

(\*) Present affiliation : EERM/CRMD Direction de la Météorologie,  
Paris, France.



ABSTRACT.

Radiation fields for 10 day forecasts with the operational ECMWF model using three different radiation schemes are presented. Simultaneous measurements of the radiation budget at the top of the atmosphere derived from TIROS-N AVHRR data are compared with the computed budgets. Initial values of the radiation fields computed by the three schemes are compared and large intrinsic differences are found. Discrepancies in the heating rate profiles are located in the stratosphere and in the tropical lower layers. Land-sea contrasts in the maps of outgoing longwave fluxes, related to differences in cloudiness, vary from one scheme to another, and are usually smaller than those derived from satellite measurements. Over the 10 day period of integration, all three schemes lead to similar changes in the cloud fields, with a decrease over the ITCZ and an increase at high latitudes. This effect can be related to deficiencies in the hydrological cycle of the global model. Despite relatively large differences between the initial values of the radiation fields, compensating mechanisms are such that the computed fields, averaged over the 10 days, show smaller deviations from the observed fields.

## I - INTRODUCTION.

New efficient radiation schemes have been recently designed to be incorporated in large-scale atmospheric models. These schemes, albeit very simplified compared to the high complexity of the full treatment of the radiation transfer in the atmosphere, are particularly efficient because they maintain a good level of accuracy while keeping their share of the computational burden as small as possible. Direct comparisons of the performances of such schemes can be considered from two points of view. From a "static" point of view, radiative fluxes and flux divergences computed by different schemes for the same set of standard atmospheres will indicate the differences between the schemes. However, though necessary, such an approach is not sufficient as it does not provide any insight on the influence of these systematic differences on the general circulation model (GCM)'s results. To reach this goal, the "interactive" or "dynamic" point of view must be taken, i.e., results from integrations of the same GCM including the different radiation schemes are analyzed. Such an approach has been retained in the intercomparison programme for radiation codes used in climate models (given the acronym "ICRCCM") launched under the auspices of the WMO/ICSU Joint Scientific Committee and the IAMAP Radiation Commission. The adopted three step strategy includes : (i) the comparison of radiation codes in "stand alone" mode with each other and reference calculations of the basis of a small number of defined atmospheric profiles, to provide an "absolute error calibration", (ii) the inter comparison of global fields of radiative fluxes and parameters generated instantaneously by radiation codes acting on a field of atmospheric profiles from a selected FGGE data set, to get a "relative error calibration" on a statistical basis, (iii) some sensitivity tests, using different radiation codes in the same GCM to assess the evolution of radiative fields as the integration proceeds, and the sensitivity of climate simulations to different radiation codes. As a contribution to this programme, this paper deals (at least partly) with

the second and third folds of the ICRCM strategy. It proposes a discussion of some comparisons of radiation fields generated by different radiation codes within the same GCM, and of their sensitivity to the cloudiness and temperature.

The operational ECMWF model is run for three 10 day forecasts (21-31 January 1979, during the first Special Observation Period of FGGE) using three different radiation schemes : either the original radiation scheme (Geleyn and Hollingsworth, 1979 ; hereafter EC) or the scheme designed by the University of Koeln (Hense et al., 1982 ; hereafter KO) for the GCM of the German Weather Service, or the scheme developed for the GCM of the Laboratoire de Météorologie Dynamique (Fouquart and Bonnel, 1980 ; Morcrette et al., 1984 ; hereafter LI). The radiation schemes are briefly described in section 2. "Static" comparisons are presented in section 3, that make use of the initial values of the radiation fields (i.e., computed at the first step of the different integrations). Comparison are carried out for the latitude height cross section of the zonal averages of the shortwave heating and longwave cooling, and of the covariance between these radiative heating/cooling rates, and the cloudiness or the temperature which can be related to eddy available potential energy. The components of the radiation budget at the top of the atmosphere are derived for the same time period from TIROS-N AVHRR measurements, and are used to qualitatively infer some defaults in the parameterizations. In section 4, the "interactive" response of the GCM to the different radiation schemes is analyzed, with emphasis on the interaction between the radiation fields and the cloudiness.

## II - RADIATION SCHEMES.

A complete description of the ECMWF model can be found in Burridge and Haseler (1977) and Tiedtke et al., (1979), and some details



concerning its radiation interface are given in Geleyn et al. (1982). The radiation parameterizations are fully documented in Geleyn and Hollingsworth (1979) for the EC-scheme, in Hense et al. (1982) for the KO-scheme and in Fouquart and Bonnel (1980) and Morcrette et al. (1984) for the LI-scheme. The main features of the three schemes are summarized in Table 1.

### III - INITIAL RADIATION FIELDS.

The this section, the radiation schemes are compared from what we call a "static" point of view. At the initial stage (21 January 1979, 00Z), the radiation fields are computed for the same distributions of temperature, cloudiness and absorbers, so that the GCM offers the opportunity of  $192 \times 97$  column comparisons sampling over all latitudes. Thus we can expect the comparison of the radiation fields computed from the same input data by the three radiation schemes to give an exact idea of the systematic differences between the schemes.

#### III-1. Latitudinal distribution of the zonal averages of the radiative heating rates.

Figure 1 presents the zonally averaged vertical distribution of cloudiness. While the temperature field is directly analyzed from the synoptic network data, the cloud field is computed from a diagnostic relationship developed by Geleyn (1981) that has been tuned to fit the satellite observed profiles of total cloudiness and net radiation as a function of latitude (Hoyt, 1976), and to reproduce as well as possible the estimated globally averaged vertical distributions of cloud cover and radiative cooling (London, 1957 ; Dopplick, 1972, combined with Cox

and Griffith, 1979). For each of the fifteen layers of the model, the cloud cover  $C$  is evaluated whenever the relative humidity  $RH$  exceeds the critical relative humidity  $RH_C$  :

$$C = \left\{ \max \left( 0, \frac{RH - RH_C}{1 - RH_C} \right) \right\}^2$$

where  $RH_C$  is a function of the vertical coordinate  $\sigma$  ( $\sigma = \text{pressure}/\text{surface pressure}$ )

$$RH_C = 1 - \alpha\sigma (1 - \sigma) (1 + \beta (\sigma - 1/2)) .$$

Furthermore, no cloud is assumed in the well mixed boundary layer where potential temperature is lower than that at the surface for the layer in question and all layers underneath. When a cloud is diagnosed in a layer, its liquid water content is taken as a certain fraction  $R_{l/v}$  of the saturation water vapour content of the layer.

From a tuning carried out with the EC - radiation scheme, the choice of parameters was  $\alpha = 2$ ,  $\beta = \sqrt{3}$ ,  $R_{l/v} = 0.002$ . Though the diagnostic relationship gives a zonal distribution of total cloud cover consistent with the more recent cloud climatologies (Hoyt, 1976, Berlyand and Strokina, 1975), it does not provide sufficient amounts of the stratiform low clouds that usually top the marine planetary boundary layer, and of high clouds in the ITCZ. Such high clouds are often remnants of anvils of cumulo-nimbus clouds travelling away from their sources and have only a weak dependence on the convective activity (Webster and Stephens, 1980).

The latitudinal distribution of the zonal means of the cooling by longwave radiation, heating by solar radiation and net radiative

heating/cooling is shown in Figures 2, 3 and 4 respectively. In these figures, a refers to the EC-scheme, b to the KO-scheme and c to the LI-scheme. From these figures, we can notice the overall agreement between the gross features of the fields computed by the EC- and LI-schemes. Both schemes produce large longwave cooling and solar heating in the summer stratosphere, that partly compensate each other to give a net heating of weaker amplitude. However, the values at a given point are different, for example in the stratosphere where absorption by  $\text{CO}_2$  and  $\text{O}_3$  predominates: at the South Pole, in the highest layer, shortwave and longwave heating rates from EC-scheme are + 5.8 K/day and - 4.4 K/day respectively, while LI-scheme gives + 5.0 K/day and - 4.0 K/day respectively. At the North Pole, the longwave cooling is - 1.3 K/day for EC-scheme and - 0.8 K/day for LI-scheme. From Ramanathan et al. (1983), it appears that a correct treatment of the  $\text{CO}_2$  and  $\text{O}_3$  longwave cooling is necessary to ensure the proper shape, position and intensity of the polar night jet (PNJ). Given the specified distributions for  $\text{CO}_2$  and  $\text{O}_3$  in the model, EC-scheme will tend to increase the equator-pole temperature difference, thus increasing the PNJ. The LI-scheme, with a smaller contrast between equatorial and polar stratosphere temperatures, should maintain a PNJ with lower intensity than the EC-scheme.

In the troposphere, solar heating rates from EC-scheme average 0.25 K/day higher than those from LI-scheme. The maximum heating rate is observed around 15°S and 500 mb for both schemes, but is 1.4 K/day for EC-scheme and 1.1 K/day for LI-scheme. The lower layers at the equator are less warmed by solar radiation absorption, due to the presence of thick cloudiness around 800 mb. Heating rates are 0.7 K/day for EC-scheme and 0.35 K/day for LI-scheme. Above the Antarctica, heating rate larger than 1 K/day is seen with EC-scheme, that does not show up with LI-scheme. Such discrepancies have been analyzed and correspond in the EC-scheme to too large a value for the  $\text{H}_2\text{O}$  absorptivity within the solar spectrum. The EC-scheme uses values derived from Yamamoto (1952), which have been shown (Fouquart, 1984, private communication) to overestimate the  $\text{H}_2\text{O}$  absorption

compared to values computed from the more recent compilation of spectroscopic parameters (Mc Clatchey et al., 1973).

Differences also appear in the troposphere for the longwave part of the spectrum (figs. 2a and 2c). The tropical lower layers are cooled less by longwave radiation transfer with the EC-scheme than with the LI-scheme, particularly the maximum cooling rates near the surface at 15°N and 30°S (-2.75 K/day with the LI-scheme) are absent due to the absence of e-type H<sub>2</sub>O window absorption in the EC-scheme. The EC-scheme produces a maximum cooling rate of - 3.1 K/day at 10°S and 450 mb, and two other regions of cooling larger than - 2.5 K/day are located around 45°N and 45°S at 500 mb. The LI-scheme gives two maxima of about - 2.8 K/day at the equator and 650 mb and 350 mb respectively, and the cooling rates at 45° and 500 mb are - 2.1 K/day and - 2.3 K/day in the Northern and Southern hemisphere respectively.

The net radiative heating/cooling rate obviously displays features related to the individual shortwave and longwave components. Their addition gives a difference varying from 0.25 to 1.00 K/day in the net radiative tendency in the layers below 850 mb, with the LI-scheme giving the largest cooling tendency. The whole troposphere is cooled by the LI-scheme, whereas some areas in the lower layers at the equator and southward of 45°S show a net heating by the EC-scheme. In the tropics, the LI-scheme cools more and at higher levels than the EC-scheme does (at the equator, the maximum cooling is - 2.2 K/day at 330 mb for LI, and - 2.0 K/day at 500 mb for EC). But the contrary holds at higher latitudes in the Northern hemisphere (at the North Pole, the maximum cooling is (-1.2 K/day at 680 mb for LI, and (-1.4 K/day at 590 mb for EC). Thus, if we look at the height of the maximum cooling as a function of the latitude, the LI-scheme gives a steeper slope than the EC-scheme does, leading to different vertical stability. Moreover, this feature is likely to induce a difference in the tropopause height as a function of latitude as soon as we proceed in the time integration of the model.



Comparison with results from the KO-scheme is more difficult as we suspect some errors in the KO-code. The solar heating field (fig. 3b) is very different from the other calculations since the KO-scheme does not have any stratospheric heating by ozone. For the long-wave radiation (fig. 2b), the expected cooling by carbon dioxide does not show up in the stratosphere. Due to the absence of the shielding effect of an absorption in the upper layers, the lower layers are made more efficient for absorption and we can observe large heating (up to 2.6 K/day) and large longwave cooling (up to -3.6 K/day) in the mid layers of the tropical atmosphere (around 750 mb for the shortwave heating and around 500 mb for the longwave cooling). For the same reason near the surface, the cooling to space of the warmer layers by e-type  $H_2O$  absorption is also overestimated (up to -5 K/day in the tropics). Moreover large radiative effects are also observed over the Antarctica that could be related to an error in the vertical distribution of aerosols in the KO-scheme (Geleyn et al., 1982).

### III-2. Covariances between heating rates and temperature or cloud cover.

Available potential energy (APE) is created by the differential heating or cooling of the atmosphere and thus its generation is related to the correlation of temperature and the diabatic heating. Together with latent heat release and sensible heat transfer, radiation, both through the absorption of solar radiation and the emission of longwave radiation, produces differential heating and thus generates available potential energy. In Figure 5 we show for both EC and LI the latitude height cross section of the zonal averages of the covariance between radiative heating rates and the cloud cover on sigma surfaces along latitude circles, while Figure 6 shows an equivalent distribution of the cova-

riance between radiative heating rates and the temperature. As already discussed by Geleyn (1981), the effect of temperature fluctuations taken alone is clearly one of damping (negative covariance) because Planck's emission law indicates that warmer parts of the atmosphere will have a stronger cooling than colder ones, all other things being equal. On the other hand, the moisture and cloud fluctuations should have an opposite effect, at least over a certain depth of the atmosphere. Clouds generally indicate warm air and their relative radiative effect is a warming within and below the cloud with a strong but localized cooling at the top. Thus if we consider the covariance of temperature and radiative heating to be closely related to eddy available potential energy (EAPE), we can expect generation (positive covariances) in the lower part of the atmosphere, and dissipation in the higher regions. We also expect the dissipation to be strong where temperature waves have large amplitudes and where clouds are present in both warm and cold parts of the wave (baroclinically active regions) and the generation to be strong where clouds are an important heating factor for the atmosphere (tropics).

First of all, the large covariances between heating rates and the temperature (fig. 6) observed over Antarctica are unrealistic and due to the orography which is not filtered out in our covariances computed on sigma surfaces.

The first noticeable feature in Figures 5 and 6 is the small covariance between the shortwave heating and either the cloud cover or the temperature. While this latter result is not a surprise as the only temperature dependence of the solar absorption is through the temperature effect applied to the effective amount of absorber, the former is more questionable. We would expect a small generation of APE by solar radiation absorption as the solar absorption in warm, moist air is greater than in cooler, drier air, and as the presence of clouds in the warm, moist air increases the solar absorption. We get such a result from the LI-scheme (fig. 5c) but only a small negative covariance between heating rate and

cloud cover with the EC-scheme (fig. 5a). From the EC results, it appears that, for an increase in the cloud cover, the depletion of the incident solar radiation by an increase of the local albedo outweighs the increase of absorption in the cloudy part of the layer. As in the EC-scheme, the cloud reflectivity, transmittivity and absorptivity are parameterized as a function of the cloud LWP from the relationships of Zdunkowski et al. (1974), whereas, in the LI-scheme, the cloud optical properties are explicitly computed with the help of the Delta-Eddington method, explanation for this effect in the EC-scheme must be sought for in an overestimation of the cloud reflectivity for the low values of LWP linked to  $R_{\lambda/v} = 0.002$ .

Examining the covariances between the longwave cooling rates and either the cloud cover (fig. 5b, 5d) or the temperature (fig. 6b, 6d), we first notice the differences in the distribution of the APE generation and dissipation areas between the two schemes. The positive covariances extend over a zone which is wider with EC than with LI. Moreover, EC gives larger values (positive or negative) than LI particularly between 300 and 500 mb. Although this effect can be related to the larger values obtained by the EC-scheme for the cooling rates (see section 3-1, fig. 2a) the latitudinal extension of the positive covariance area at high latitudes is puzzling and casts doubt over the EC-scheme results. A thorough examination of the EC-scheme has shown that, in the determination of the layer exchange term (Geleyn and Hollingsworth, 1979), the absorption by small optical depths is overestimated. Thus corresponding to the small cloud LWP's (and optical depths) given by the ratio  $R_{\lambda/v}$ , the transmissions between the top and levels in the atmosphere are underestimated, yielding too large cooling rates at too high altitudes. Given this screening effect of the higher layers, the layers underneath undergo a kind of greenhouse regime which explains in Figure 6b the large dissipation of EAPE in the regions of strong cooling (around 400 mb poleward of 30° latitude) and the generation of EAPE in the layers underneath.

To sum up, the covariances between radiative heating/cooling rates and any of their controlling parameters (temperature, cloudiness, humidity) are shown to be useful tools to get insight into the behaviour of the radiative schemes and their sensitivity to these parameters. Thus, these second-order moments of the radiative heating/cooling rates may be of great help for analyzing the results of Phase 2 of the ICRCM programme.

### III - 3. Geographical distributions of the radiation fields at the top of the atmosphere.

Given the scarcity of the measurements of the radiative divergence and the consequent little knowledge we have of the actual tridimensional distribution of the shortwave heating and longwave cooling (all existing climatologies by London (1957), Rodgers (1967), Dopplack (1972, 1979) are results of calculations), the measurements of the directional radiances at the top of the atmosphere carried out by radiometers on board satellites are at present the only available data against which one can compare results from calculations. However radiative fields, either derived from satellite measurements or simulated by model calculations, depend on so many parameters and include so many uncertainties that "such a comparison actually fails to provide information on whether discrepancies (or even agreement) are due to inadequate simulations of synoptic structures, poor estimates of the clouds associated with these structures, improper radiation associated with those clouds, or a combination of all of these" (Research Plan for FIRE, 1983). Nevertheless, a comparison of the radiative fields at the top of the atmosphere computed at the initial step of the integration from the three radiation schemes remains interesting in so far as it can give hints of the usefulness of these radiation fields as diagnostics of proper radiative calculations within the atmosphere underneath. In that context, the radiative fields derived from satellite measurements must be seen not as a reference for the calculations, but merely as qualitative indicators of some large



scale atmospheric features such as the pole - equator gradient or the land-ocean contrast that should appear in the computed fields. In this section, we present maps of the outgoing longwave flux (fig. 8), planetary albedo (fig. 9), and net radiative budget (fig. 10) at the top of the atmosphere computed from the three radiation schemes at the initial step of the integration and we compare them with the maps of the same quantities derived from measurements from the AVHRR on board TIROS-N satellite (fig. 7) (Gruber and Winston, 1978).

III-3.1. Radiation fields at the top of the atmosphere derived from  
TIROS - N data.

The total outgoing longwave flux is estimated from the infrared radiances measured in channel 4 (infrared window region between 10.5 and 11.5 microns) by a non-linear regression model, based on radiation calculations for a set of 99 different atmospheres (Gruber and Winston, 1978). The shortwave reflected flux is determined directly from the radiances measured in channel 1 (solar spectrum between 0.58 and 0.68 microns) without any correction for anisotropy or diurnal variations. From those assumptions, the radiative fields derived from satellite data may contain errors of yet unknown magnitude, and the albedo, especially over snow and clouds may be overestimated (Slingo, 1982). Qualitatively speaking, lows and highs in the fields are directly related to the cloudiness fields. Smaller amounts of cloudiness give smaller albedo and higher values for the outgoing longwave flux. From that point of view, in the latitude zone between 0 and 20°S, we can note the strong contrast between oceanic and continental areas. Over South America and South Africa, cloud fields give albedo higher than 40 percent and outgoing longwave flux smaller than 200  $Wm^{-2}$  whereas albedo smaller than 15 percent and outgoing longwave flux larger than 280  $Wm^{-2}$  correspond to clear areas over Pacific, Atlantic and Indian oceans.

III-3.2. Computed radiation fields at the top of the atmosphere.

From qualitative comparisons of the computed and "observed" radiative fields it appears that a lot of differences can be related to an intricate mixture of inadequate simulation of the synoptic structures and poor estimate of the cloudiness associated with these structures. For example, in the 20°N - 20°S latitude zone, the model simulates more cloudiness than actually observed over Pacific Ocean (0°N, 100°-120°W), Atlantic Ocean (0°N, 20°N), South of India (0°N, 80°E), but less cloudiness over South America and South Africa, so that the computed contrast between continental and oceanic areas is smaller than observed in all cases.

As the radiation schemes use the same diagnosed cloudiness, intercomparison of the computed radiative fields should show intrinsic deficiencies of the schemes. From a qualitative point of view, one can observe similarities between KO and LI maps of planetary albedo (figs. 9a and 9c). The KO-scheme provides a field of albedo with small contrast between clear and cloudy areas. The field does not display any value of albedo less than 15 percent over oceanic areas which have a cloudiness lower than 20 percent. Poleward of 50°N, and over the cloudy areas of the equatorial zone, the LI-scheme gives a higher albedo than the EC-scheme does. This problem in the LI-scheme has been analyzed and found to be related to a somewhat deficient parameterization of the Rayleigh scattering and of the multiple scattering for high values of the surface albedo.

Land-ocean contrast is lacking or even reversed in the map of the outgoing longwave radiation computed by the EC-scheme, while it is present in the maps given by the two other schemes, albeit weaker than observed (cf. fig. 7a). For the EC-scheme, the screening effect of the higher layers discussed in section 3-2 provides an explanation for the poorly contrasted field of outgoing longwave flux. The outgoing flux can be related to some effective temperature  $T_e$  corresponding to the peak

of the weighting function  $\partial\tau/\partial\ln p$  where  $\tau$  is the transmission evaluated from the top of the atmosphere and  $p$  is the pressure. An overestimation of the absorption for small optical depths tends to set the maximum of the weighting function to higher altitudes than normal, effectively to a level above the mean cloud top level, thus giving a colder effective temperature. This decreases the potentially large temperature contrast between clear and cloudy fractions of the atmosphere. A close agreement between the LI- and KO-schemes is observed for the outgoing longwave flux at the top of the atmosphere, as the two computed fields are within  $10 \text{ Wm}^{-2}$  over most of the globe. A similar comparison between the KO - and LI - schemes for the net longwave flux at the surface level shows that the agreement between the two schemes is within  $10 \text{ Wm}^{-2}$ , except poleward of  $60^\circ\text{N}$ . Given the large discrepancies between the cooling rate profiles computed by the two schemes (see. fig. 2b and 2c), especially in the intertropical zone, the agreement between the fluxes at both the boundaries of the atmosphere may appear inconsistent. In fact, the fluxes at the boundaries are mainly related to the tropospheric absorption and it appears from the comparison that this quantity does not differ too much between the two schemes.

The comparisons that we have presented in sections 2 and 3 have allowed us to pinpoint some defaults in the three radiation schemes, among others the large  $\text{H}_2\text{O}$  shortwave absorptivity and the overestimation of longwave absorption at short pathlengths in the EC-scheme, the poor description of  $\text{CO}_2$  and  $\text{O}_3$  absorption in the KO-scheme, and a deficient parameterization of Rayleigh and multiple scattering in the LI-scheme. We have also shown the over-all weak sensitivity of the radiation fields at the top of the atmosphere to those deficiencies in the clear - sky radiative parameterizations, and therefore the little use of those radiative fields as diagnostics of proper radiative calculations.

Despite all the problems that we have just discussed for the different schemes, we will now consider the results of the 10 day integra-

tions as they can shed some light on how the ECMWF model adjusts to different horizontal and vertical radiative forcings.

#### IV - TIME EVOLUTION OF THE RADIATION FIELDS.

Due to the relatively long time scale of radiative dynamical interactions, the 10 days period of integration probably leads to incomplete results in the radiative feedback phenomena. However this period should be long enough to show the direct impact of the different radiation schemes on the evolution of the radiative fields through the evolution of their controlling parameters : the cloudiness, temperature and humidity. Figure 11a, 11b, 11c show the time evolution of the global means of, respectively, the outgoing longwave flux, the planetary albedo and the net absorption at the top of the atmosphere, as computed by the three radiation schemes, together with the same radiative parameters derived from the satellite measurements (except for days 2 and 3 where data were lacking).

Compared to the results of Geleyn et al. (1982) (their figure 1), the present results show a shorter period of adjustment between the dynamics and the physics of the system (1 day instead of 3) due to the better quality of the initial state in this experiment : a well defined initial state for 21 January 1979 derived from FGGE observations. As already noticed in section 3-3-2, the LI-scheme gives too large a value for the planetary albedo which leads to a large negative net radiation imbalance. It is worthwhile to notice, that during the integration, the outgoing longwave flux remains within  $3 \text{ Wm}^{-2}$  of its initial value, while the planetary albedo exhibits a drastic decrease from 0.37 to 0.31, corresponding to a  $20 \text{ Wm}^{-2}$  increase in the solar absorption. As it will be discussed in the next paragraph, an explanation of this behaviour is connected with the time evolution of the atmospheric temperature shown in Figure 12. The three integra-



tions present similar trends over the period of integration : the atmospheric temperature is decreasing, and the larger the net radiative imbalance at the top of the atmosphere in Figure 11c, the steeper is the slope of this decrease. It can be noticed that, from the satellite measurements, the Earth atmosphere system appears to be gaining energy, in conformity with what is expected from the annual cycle of the insolation.

While the atmospheric temperature is decreasing, so is the cloudiness. The total cloud cover as seen from the top of the atmosphere assuming a random overlapping of the cloudy layers is shown in Figure 13 for global means over land and over the oceans. First of all, we can notice the larger amount of cloudiness over land than over ocean, consistent with the observed distribution which shows more convective clouds over land. During the period of integration, a sharp decrease in oceanic cloudiness (from 0.58 to 0.47) and a decrease in continental cloudiness (from 0.61 to 0.57) have occurred and this effect is independent of the radiative scheme. From the diagnostic relationships giving the cloud cover and LWP as functions of the relative humidity and the saturation mixing ratio respectively, the decrease in cloudiness is linked to a decrease in the relative humidity, and the temperature decrease leads to smaller LWP's for cloud. As the optical properties of clouds (reflectivity, transmittivity, absorptivity, emissivity) depend on the LWP in the three radiation schemes, a decrease in the LWP gives more transparent clouds. As the cloud longwave emissivity is saturated for smaller LWP's than the cloud shortwave albedo, the albedo effect of clouds is more efficient than their infrared effect in compensating for the net radiative imbalance at the top of the atmosphere, as shown in Figure 11 where the outgoing longwave flux remains almost constant during the integration, whereas the planetary albedo is rapidly decreasing.

Figures 14a and b present the time evolution of the globally averaged heating by solar radiation absorption and cooling by longwave radiation

emission respectively. The fine (but wrong) tuning of the original radiation scheme for the ECMWF model clearly appears in these figures, as both the heating and cooling rates given by EC keep steady values along the period of integration. By comparison, the other two schemes show decreases in the heating and cooling rates. However, given the fall of the temperature and cloudiness observed in Figures 12 and 13, two remarks can be made. First, the small sensitivity of the EC radiative results to temperature and cloudiness gives another hint of the deficiency already mentioned in sections 3-2 and 3-3-2 (overestimation of the absorption at short pathlengths). Secondly, the stability of the EC-results demonstrates that the temperature decrease of the model does not originate solely from the radiative calculations, and suggests that other heating processes are involved in the cooling of the model. The same conclusion can be drawn from Figures 11 and 12 as the temperatures do not start to increase when the net absorption becomes positive. Tiedtke (1981) has reported on the systematic errors present in the version of the ECMWF operational model that is used in this study, and he has related the net cooling of the model's atmosphere with an imbalance between the global radiative cooling and the global heating by surface fluxes, by large-scale condensation processes and by convection.

When looking at the time evolution of the globally averaged vertical profiles of the shortwave heating, longwave cooling and cloudiness, we notice that the decrease in the cloud amount is accompanied by a lowering of the level of the cloudiness maximum (from 750 mb at day 0 to 850 mb at day 10), which causes a similar lowering of the mid-tropospheric peak of the longwave cooling. Figure 15 presents the zonal means of the total cloud cover for land and oceanic areas of the model at the beginning (fig. 15a and 15c) and at the end (fig. 15b and 15d) of the integration. An increase in the cloudiness at high latitudes, a stable value for ITCZ cloudiness over the oceans are the features common to the three inte-



grations, thus corroborating a deficiency in hydrological cycle of the ECMWF model. Geleyn et al. (1983) report that noticeable improvements have been obtained in the ITCZ circulation after three important changes concerning the hydrological cycle were introduced while recoding the physical parameterization for the new spectral version of the ECMWF operational model, thus we can expect more insight into the problem of radiation/convection coupling in future similar experiments carried out with revised versions of the radiation schemes.

#### V - TEN DAY MEANS OF THE RADIATION FIELDS AT THE TOP OF THE ATMOSPHERE.

It is common among climate modellers to judge the adequacy of a new parameterization introduced in a GCM by studying the modifications occurring in the model's outputs and by comparing the results to the available observations. For the radiative computations, the budget at the top of the atmosphere and its longwave and shortwave components can be derived globally from satellite measurements with little processing of the data and thus have long been used as the reference against which to test the radiative parameterizations. However the usual way of proceeding is to compare time-averaged values of the radiation budget components provided by the GCM to monthly means derived from satellite measurements, such as those compiled by Campbell and Vonder Haar (1980). The validity of such comparisons can be questioned, as comparison on shorter time scales appear to be more representative of the usual accuracy of the cloud/radiation parameterizations.

When comparing the maps of the differences between the observed and computed radiative fields at the top of the atmosphere at the initial stage of the integration, and averaged over the 10-day period, it appears that smaller differences are obtained with the averaged fields, as many

local features have been obviously smoothed out in the time averaging of the fields. Moreover, due to various compensating mechanisms, among them the temperature decrease and the global redistribution of the cloudiness, the radiation fields have adapted themselves to the different internal forcings of the model during the integration. This adaptation is clearly seen in Table 2 which presents the globally averaged values of the differences between the observed and computed radiative fields at the top of the atmosphere for the three radiation schemes, at the beginning and at the end of the integration, and averaged over the period of integration.

Consequently, even without addressing the problem of the usefulness of the net radiation balance of the atmosphere as a diagnostics of the climate variability (Shukla and Sud, 1981), comparisons between time-averaged computed and observed radiative fields at the top of the atmosphere, for the purpose of validating radiation or cloud generation schemes suitable for use in GCM's, are not guaranteed to provide an exact measure of the adequacy of the tested scheme.

As the observations from satellites will still remain for a long time the best way to monitor the atmosphere and to derive parameters that can be directly compared with GCM's outputs, emphasis must be put on obtaining measurements with finer time, space and spectral scales from the next generation of satellites. Another alternative is to use the large scale fields of temperature, pressure, humidity and winds analyzed by the forecast models together with the cloud and radiation parameters derived from the existing satellite system. Large scale fields can be taken as inputs for GCM-type cloud generation and radiation schemes, and the computed cloudiness and consequent radiation fields are compared with the satellite measurements (Bonnell et al., 1983).



SUMMARY.

Three 10-day integrations of the ECMWF operational model have been carried out using three different radiation schemes. Deficiencies in each of the radiation schemes came to light from the differing three dimensional distribution of the radiative fields at the initial stage of the integrations. Despite the discrepancies in the individual radiative forcings, the three integrations of the ECMWF model have shown similar trends in the temperature and cloudiness fields. This behaviour originates in a poor description of the hydrological cycle in the ITCZ. Second-order moments of the heating/cooling rates, temperature and cloudiness are shown to be useful tools for analyzing the results of the radiation schemes. For validating GCM-type cloud radiation schemes, the usefulness of time averaged radiative fields at the top of the atmosphere is questioned.

EC	KO	LI
<p>All schemes compute the radiative fluxes in a fully interactive mode with the large-scale atmospheric model (temperature, humidity, cloud cover and cloud liquid water path)</p>		
<p>Number of short-wave (SW) and longwave (LW) intervals</p>	<p>2/3</p>	<p>1/3</p>
<p>Solution of the Radiative Transfer Equation</p>	<p>Two-stream method with the Eddington approximation. Scattering in the LW</p>	<p>Delta-Eddington approximation in the SW. Emissivity-type method in the LW.</p>
<p>Cloud overlapping</p>	<p>Maximum overlapping (special boundary conditions at interface between layers)</p>	<p>Random overlapping. Linear combination of fluxes calculated for both clear and cloudy areas.</p>
<p>Absorption/Scattering</p>	<p>Path-length method for line-type absorption by gases.</p>	<p>Path-length method in the SW. All gaseous transmission functions fitted with Pade approximations.</p>
<p>Cloud optical properties as a function of liquid water path Stephens (1978)</p>	<p>After Zdunkowski et al. (1974)</p>	<p>Explicitly computed</p>

Table 1 - Main features of the radiation schemes

		0	$\Delta(0)$	5	$\Delta(5)$	10	$\Delta(10)$	$\overline{10}$	$\Delta(\overline{10})$
$\alpha$	NOAA	0.3028		0.3044		0.2976		0.2989	
	EC	0.3239	+ 0.0211	0.3009	- 0.0035	0.2863	- 0.0113	0.3050	+ 0.0061
	KO	0.3310	+ 0.0282	0.3025	- 0.0019	0.2946	- 0.0030	0.3072	+ 0.0083
	LI	0.3687	+ 0.0658	0.3268	+ 0.0224	0.3093	+ 0.0117	0.3345	+ 0.0356
IR ( $Wm^{-2}$ )	NOAA	240.4		240.2		239.7		239.8	
	EC	243.8	+ 3.4	242.6	+ 2.4	242.4	+ 2.7	242.3	+ 2.5
	KO	247.2	+ 6.8	246.2	+ 6.0	244.8	+ 5.1	245.7	+ 5.9
	LI	246.7	+ 6.3	246.3	+ 6.1	246.8	+ 7.1	246.2	+ 6.4
NET ( $Wm^{-2}$ )	NOAA	4.5		7.3		6.9		7.1	
	EC	- 5.1	-9.6	6.2	- 1.1	13.8	6.9	5.4	- 1.7
	KO	- 12.5	- 17.0	- 0.6	- 7.9	5.6	- 1.3	- 0.9	- 8.0
	LI	- 23.9	- 28.4	- 7.4	- 14.7	1.0	- 5.9	- 9.5	- 16.6

**Table 2 - Components of the radiative balance at the top of the atmosphere (global means).**

Differences with observations.

All parameters are given at day 0, 5 and 10, or averaged over the 10 days ( $\overline{10}$ ).

For ' $\alpha$ ', read planetary albedo, for 'IR', outgoing longwave flux, and for 'NET', net radiative budget.

REFERENCES.

BERLYAND T.G. and STROKINA L.A., 1975 , Cloudiness regimes over the globe. Physical climatology, MGO Trudy, 338, 3 - 20.

BONNEL B., BURIEZ J.C., FOUQUART Y., GONZALEZ L., MORCRETTE J.J., 1983, Using the NEPHOS file for validating cloud-radiation parameterizations for GCM's. Preprints, AMS Fifth Conference on Atmospheric Radiation, 291-294.

BURRIDGE D.M. and HASELER J., 1977, A model for medium range weather forecasts - adiabatic formulation -. Tech. Report n°4, ECMWF, Bracknell, England.

CAMPBELL, G.G., and VONDER HAAR T.H., 1980, Climatology of radiation budget measurements from satellites. Atmos. Sci. Pap. 322, Colo. State Univ. Fort Collins, Colo.

COX S.K. and GRIFFITH K.T., 1979, Estimates of radiative divergence during Phase III of the GARP Tropical Experiment. J. Atmos. Sci., 36, 1831-1843.

DOPPLICK T.G., 1972, Radiative heating of the global atmosphere. J. Atmos. Sci., 29, 1278 - 1294.

DOPPLICK T.G., 1979, Radiative heating of the global atmosphere: corrigendum. J. Atmos. Sci., 36, 1812-1817.

FOUQUART Y., and BONNEL B., 1980, Computations of solar heating of the earth's atmosphere : a new parameterization, Beitr. Phys. Atmosph., 53, 35 - 62.

GELEYN J.F. and HOLLINGSWORTH A., 1979, An economical analytical method for the computation of the interaction between scattering and line absorption of radiation. Beitr. Phys. Atmosph., 52, 1 - 16.

GELEYN J.F., 1981, Some diagnostics of the cloud radiation interaction in ECMWF forecasting model, in Workshop on Radiation and Cloud - Radiation Interaction in Numerical Modelling, ECMWF, 15 - 17 October 1980, 135 - 162.

GELEYN J.F., HENSE A. and PREUSS H.J., 1982, A comparison of model generated radiation fields with satellite measurements. Beitr. Phys. Atmosph., 55, 253 - 286.

GELEYN J.F., TIEDTKE M. and JARRAUD M., 1983, Intensity and structure of the I.T.C.Z. in the ECMWF new forecasting model. Working Group on Numerical Experiments, Report n° 3 - World Meteorological Organization, Geneva.

GRUBER A. and WINSTON J.S., 1978, Earth - Atmosphere radiative heating based on NOAA Scanning Radiometer Measurements. Bull. Amer. Meteor. Soc., 59, 1570 - 1573.

HENSE A., KERSCHGENS M. and RASCHKE E., 1982, An economical method for computing radiative energy transfer in circulation models. Quart. J. Roy. Met. Soc., 108, 231 - 252.

HOYT D.V., 1976, The radiation and energy budgets of the earth using both ground based and satellite derived values of total cloud cover. NOAA Techn. Report ERL 362 - ARL4.

LONDON J., 1957, A study of the atmospheric heat balance. Final Rep. AFC-TR-57-287, OTS PB 129551, Dept. Meteor. Oceanogr., New York University, 99p.

MORCRETTE J.J., SMITH L. and FOUQUART Y., 1984, Testing a new longwave radiation scheme for use in climate models. Submitted for publication in Quart. J. Roy. Met. Soc.

RAMANATHAN V., PITCHER E.J., MALONE R.C. and BLACKMON M.L., 1983, The response of a spectral general circulation model to refinements in radiative processes. J. Atmos. Sci., 40, 605 - 630.

RODGERS C.D., 1967, The radiative heat budget of the troposphere and lower stratosphere. Rep. A2, Planetary Circulations Project, Dept. Meteor., MIT, 99 p.

SHUKLA J. and SUD Y., 1981, Effect of cloud - radiation feedback on the climate of a general circulation model. J. Atmos. Sci., 38, 2337 - 2353.

SLINGO J., 1982 . A study of the earth's radiation budget using a general circulation model. Quart. J. Roy. Met. Soc., 108, 379 - 405.

TIEDTKE M., GELEYN J.F., HOLLINGSWORTH A. and LOUIS J.F., 1979, ECMWF model parameterization of subgrid processes. ECMWF Techn. Report. n° 10.

TIEDTKE M., 1981, Diagnostics of diabatic processes in global numerical experiments at ECMWF, in Workshop on Diagnostics of Diabatic Processes. ECMWF, 23 - 25 April 1980, 125 - 152.

WEBSTER P.J. and STEPHENS G.L., 1980, Tropical upper-tropospheric extended clouds : Inferences from winter MONEX. J. Atmos. Sci., 37, 1521 - 1541.

ZDUNKOWSKI W.G., KORB G.J. and DAVIS C.T., 1974 Radiative transfer in model clouds of variable and height constant liquid water content as computed by approximate and exact methods. Beitr. Phys. Atmosph., 47, 157-186.

Figure 1 : Latitude height cross section of the zonal average of the cloudiness diagnosed at the initial step of the integration.

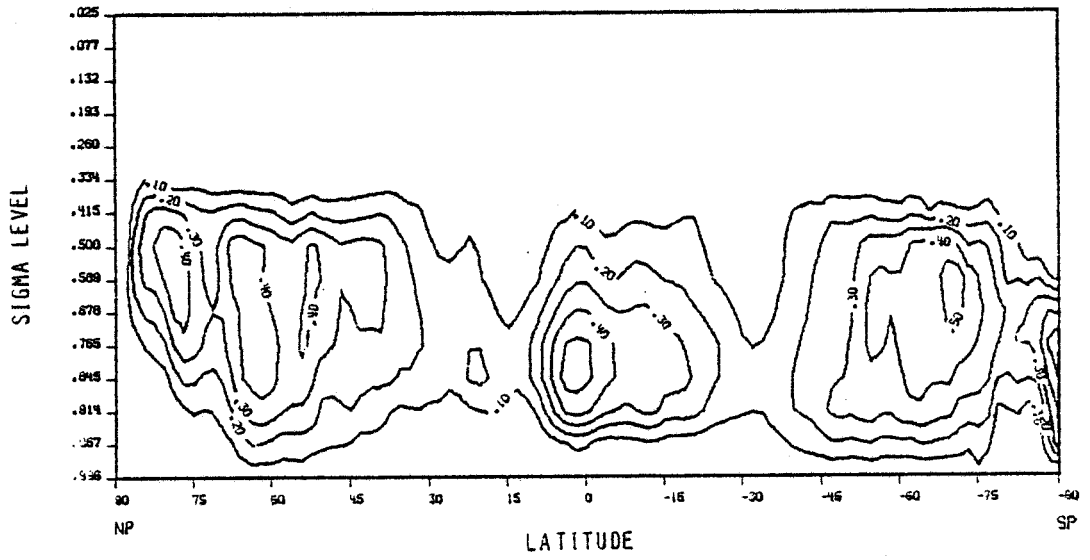
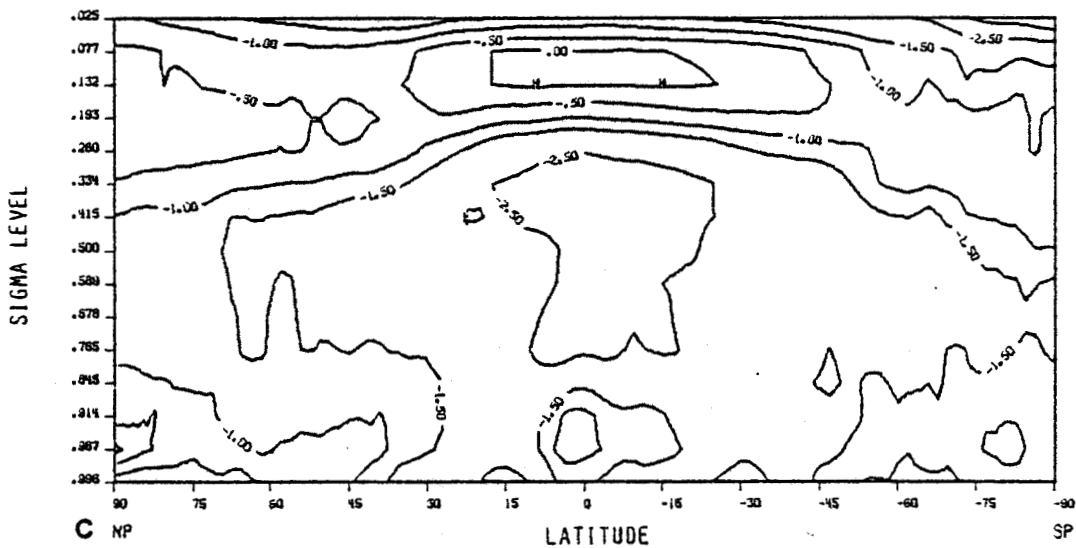
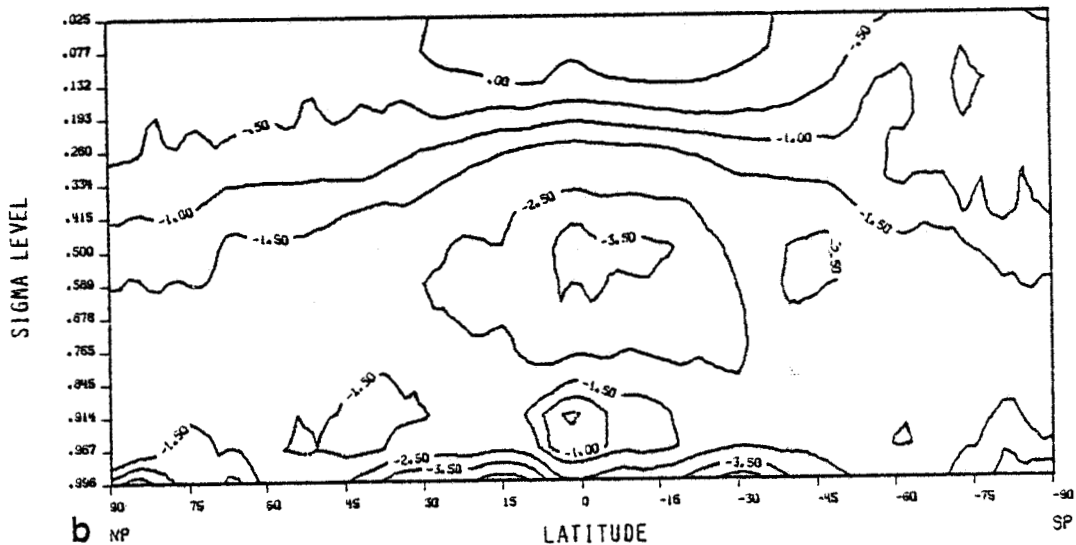
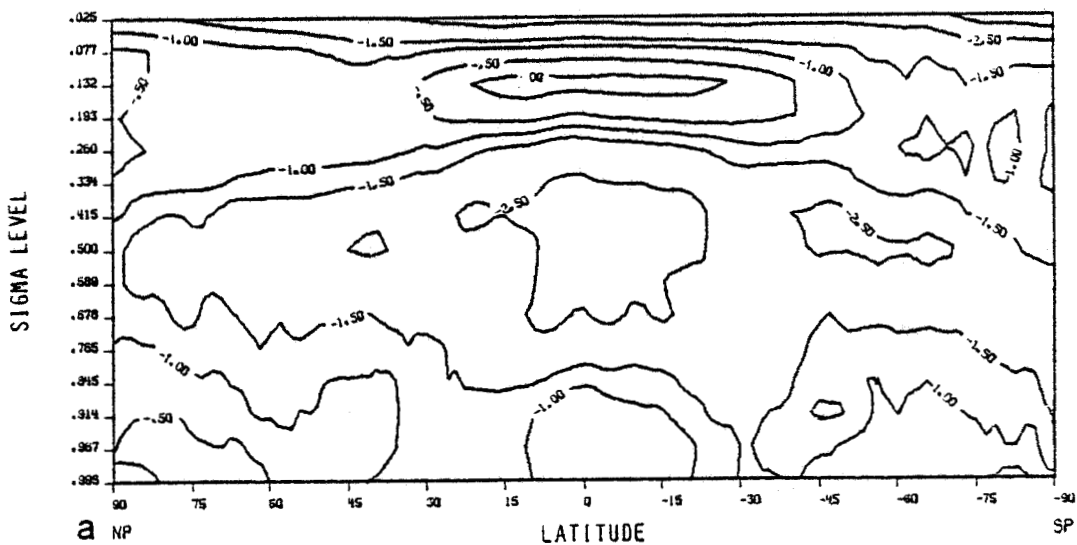




Figure 2 : Latitude height cross sections of the zonal average of the cooling by longwave radiation (in  $\text{K day}^{-1}$ ) calculated at the initial step of the integration by EC (fig. 2a), KO (fig. 2b) and LI (fig. 2c).



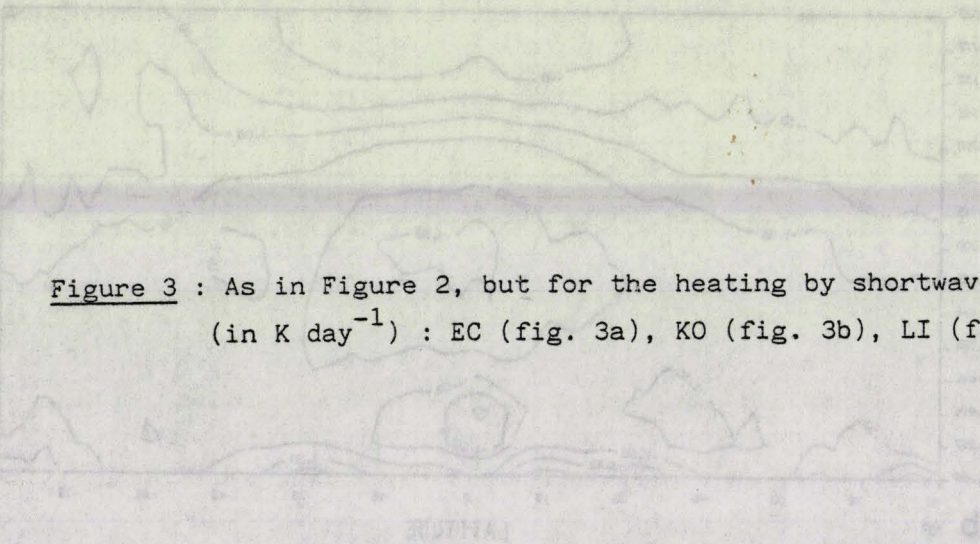
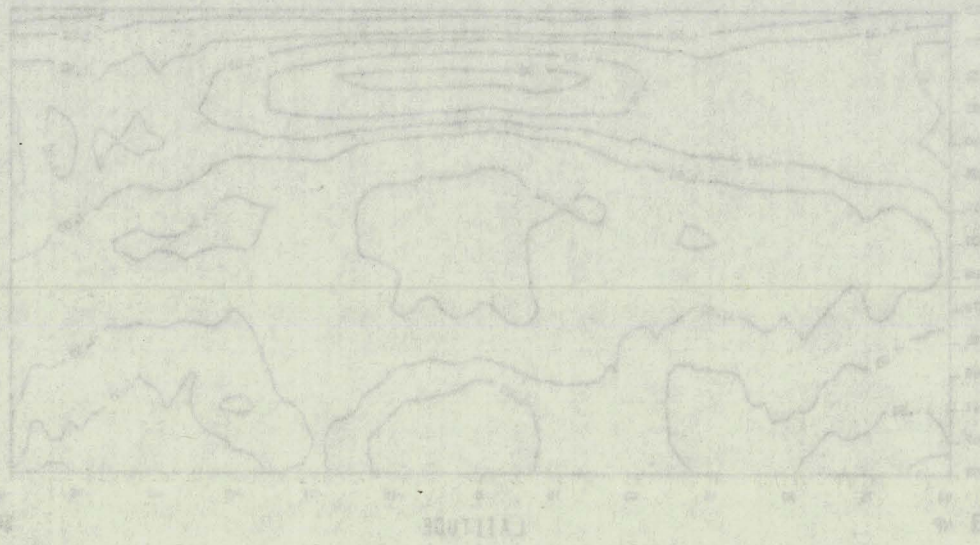
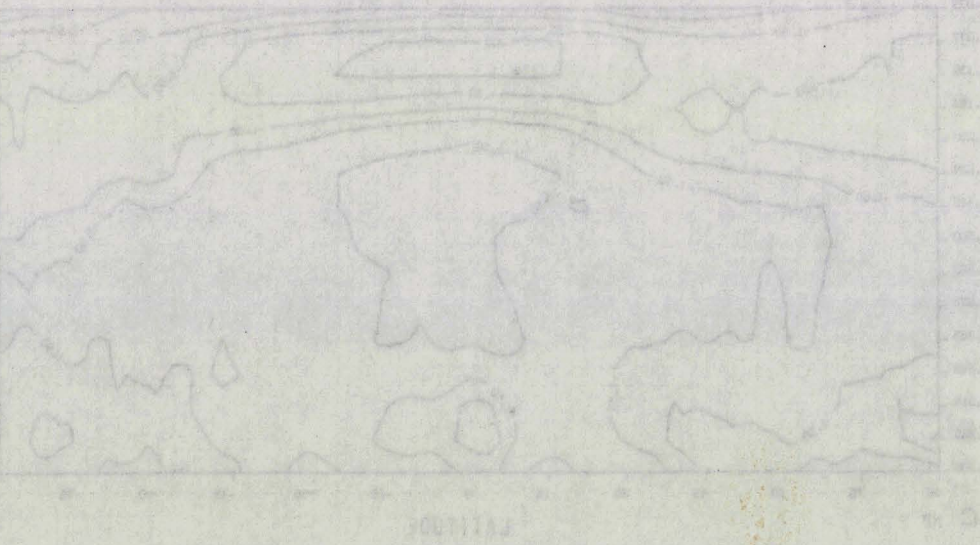
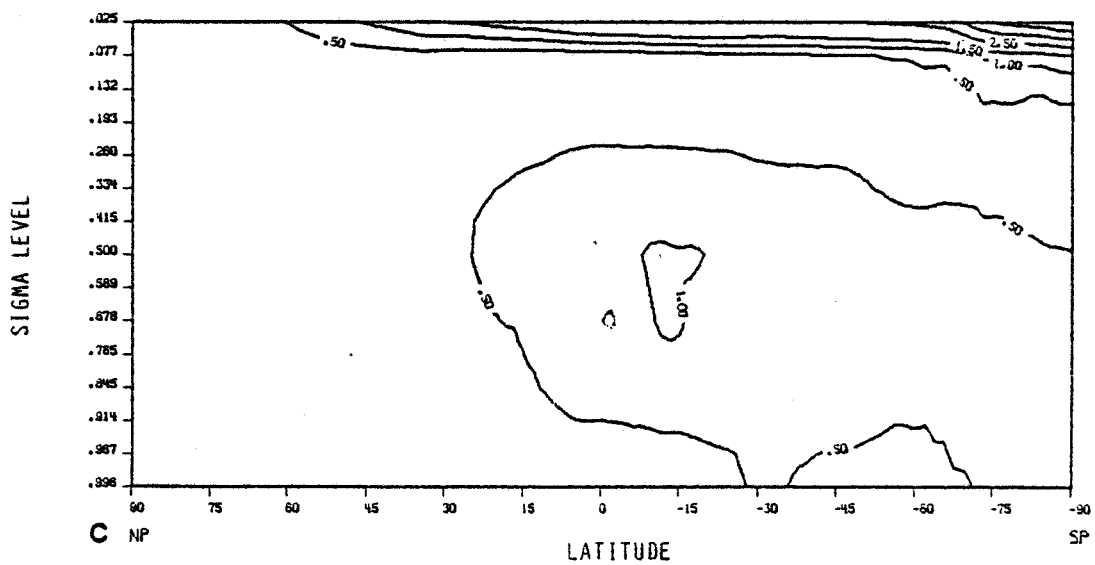
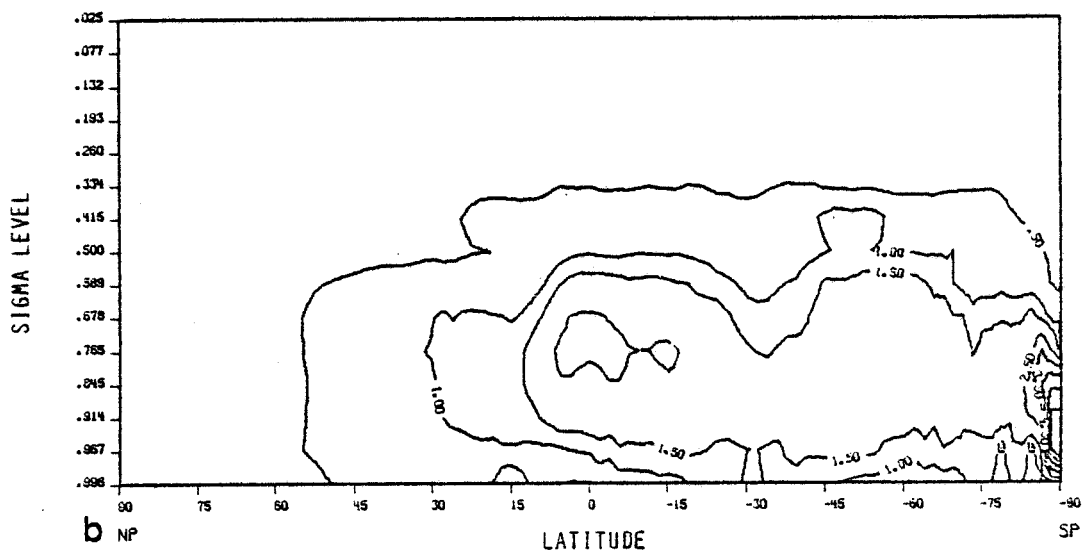
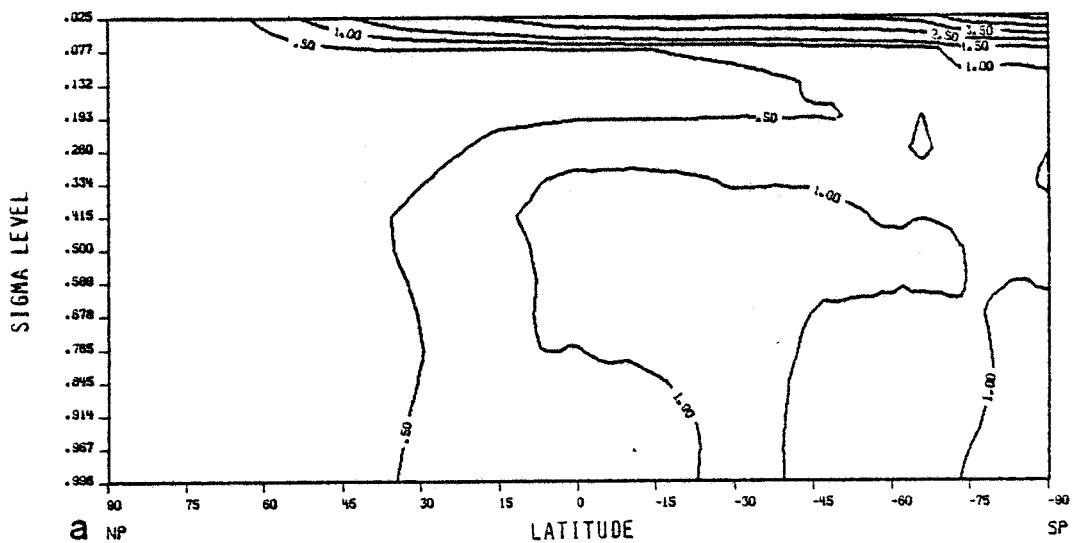


Figure 3 : As in Figure 2, but for the heating by shortwave radiation (in  $K \text{ day}^{-1}$ ) : EC (fig. 3a), KO (fig. 3b), LI (fig. 3c).







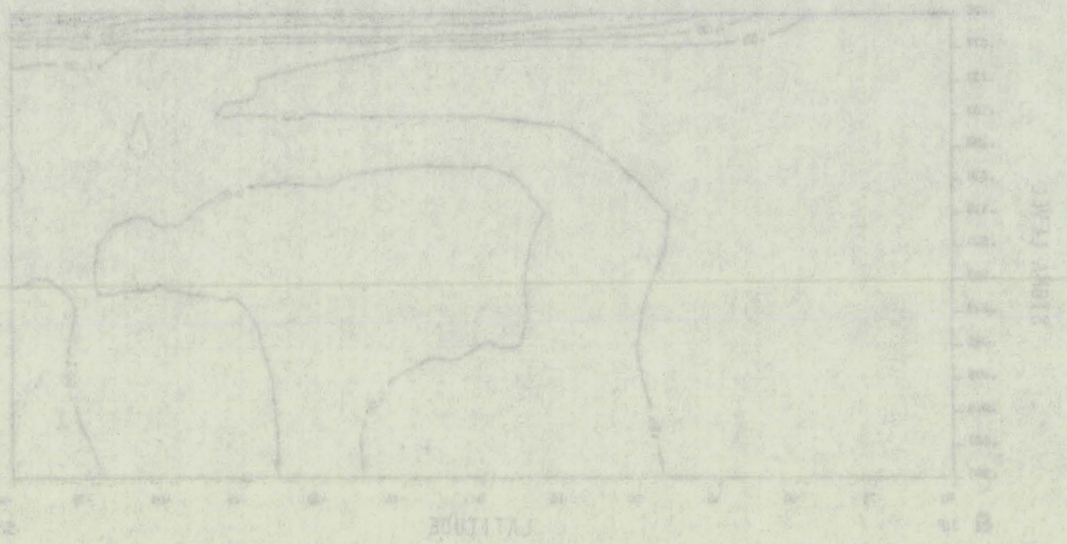
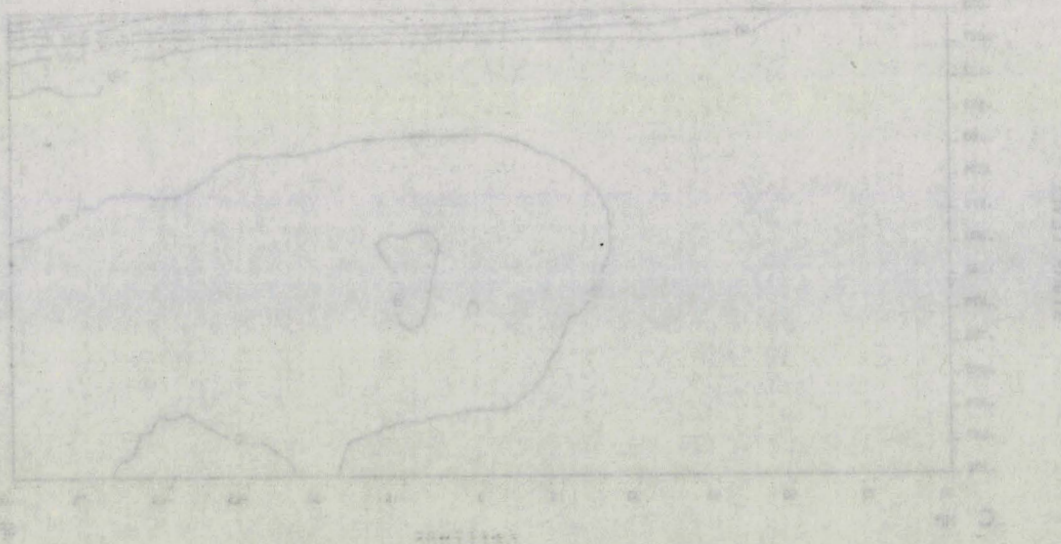
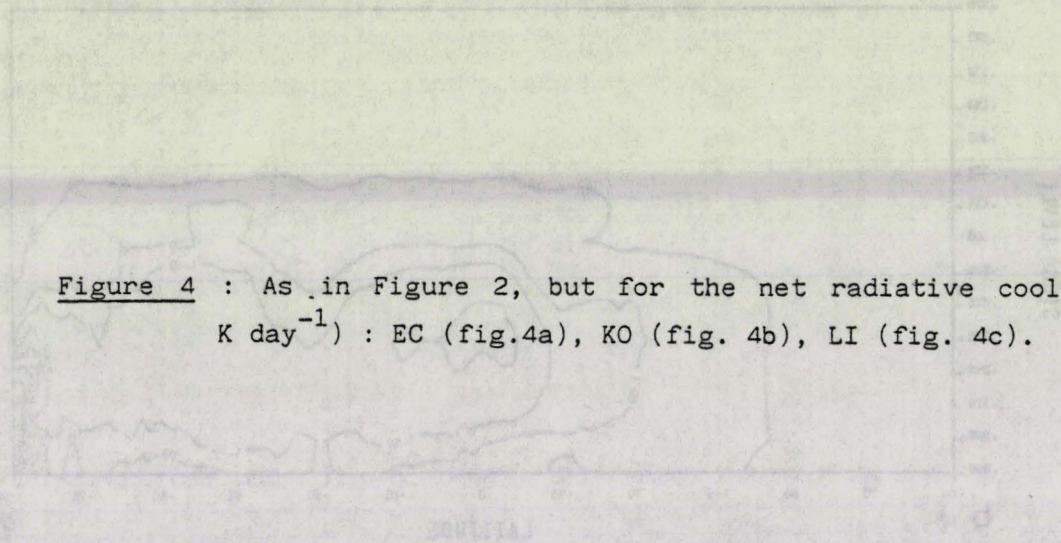


Figure 4 : As in Figure 2, but for the net radiative cooling (in  $K \text{ day}^{-1}$ ) : EC (fig.4a), KO (fig. 4b), LI (fig. 4c).



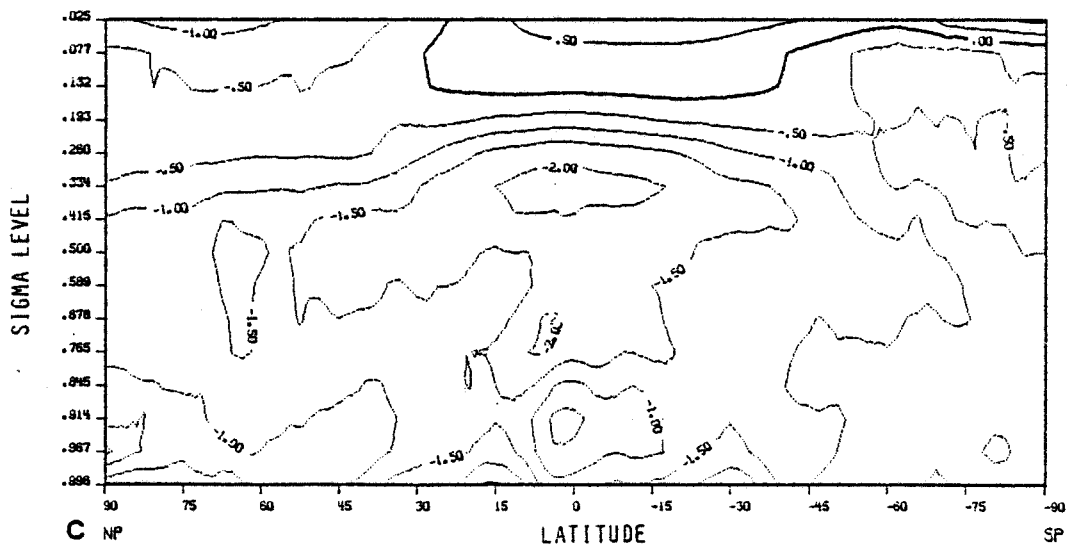
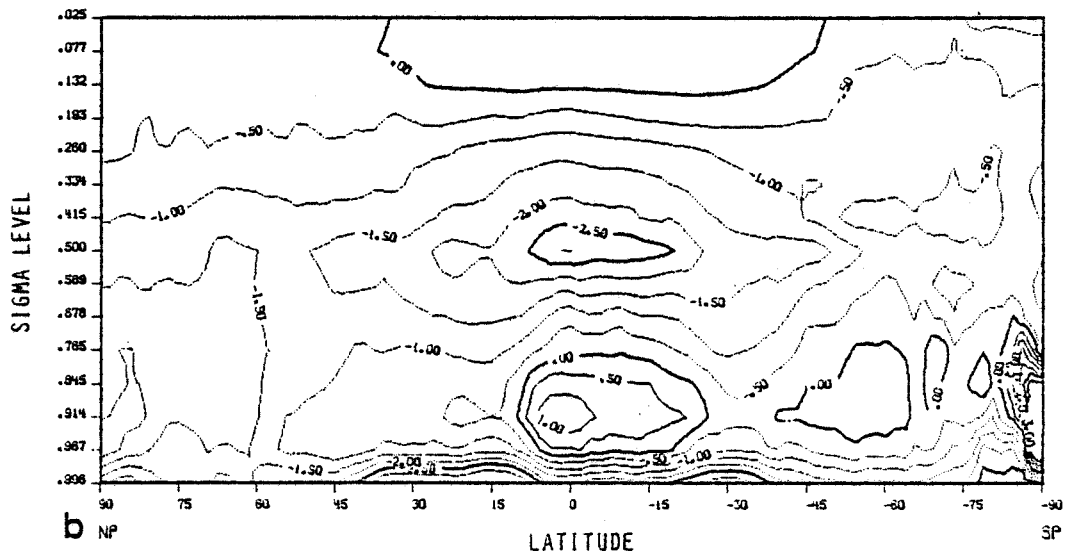
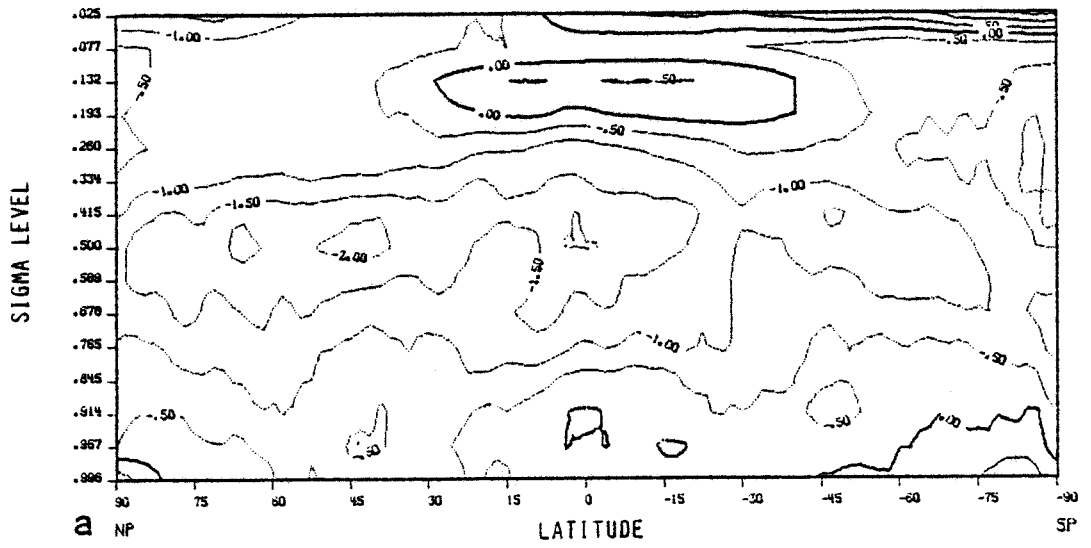


Figure 5 : Latitude height cross sections of the covariance between radiative heating rates and cloud cover on sigma surfaces along latitudes circles (in  $K \text{ day}^{-1}$ ) :

5a - covariance between shortwave heating and cloud cover for EC,

5b - covariance between longwave cooling and cloud cover for EC,

5c - covariance between shortwave heating and cloud cover for LI,

5d - covariance between longwave cooling and cloud cover for LI.

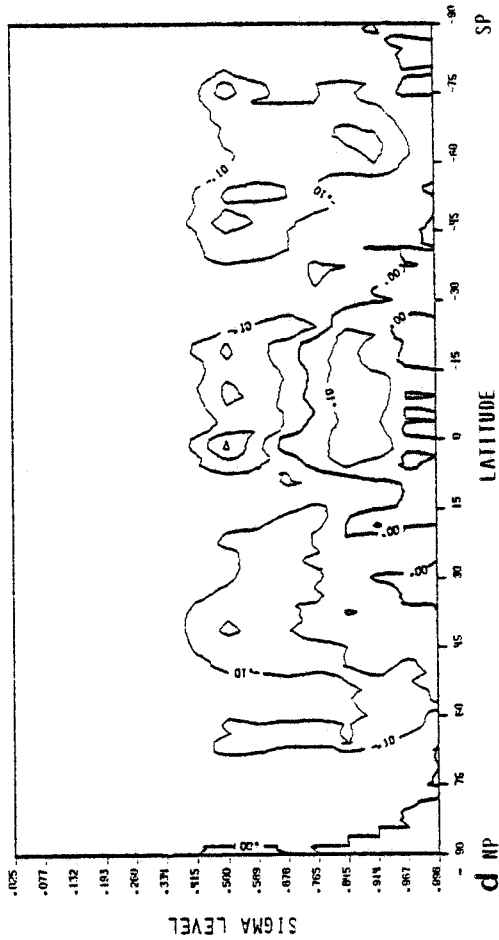
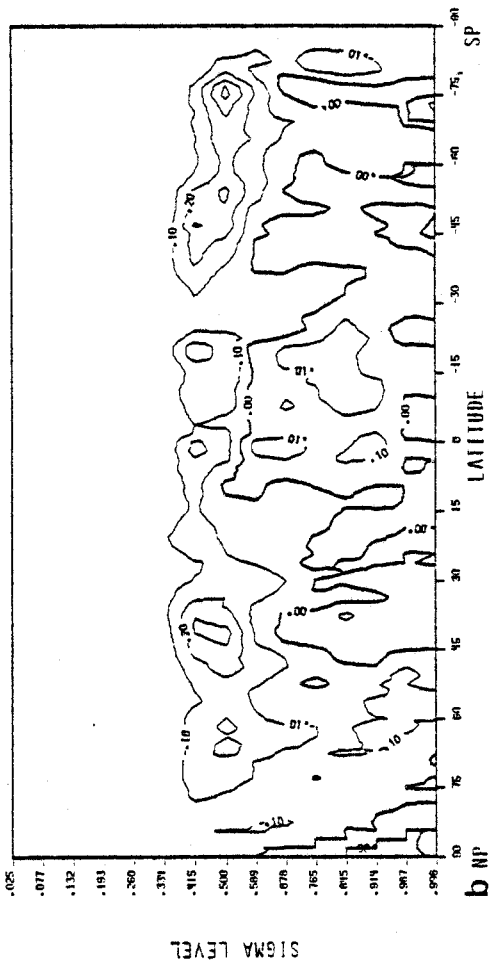
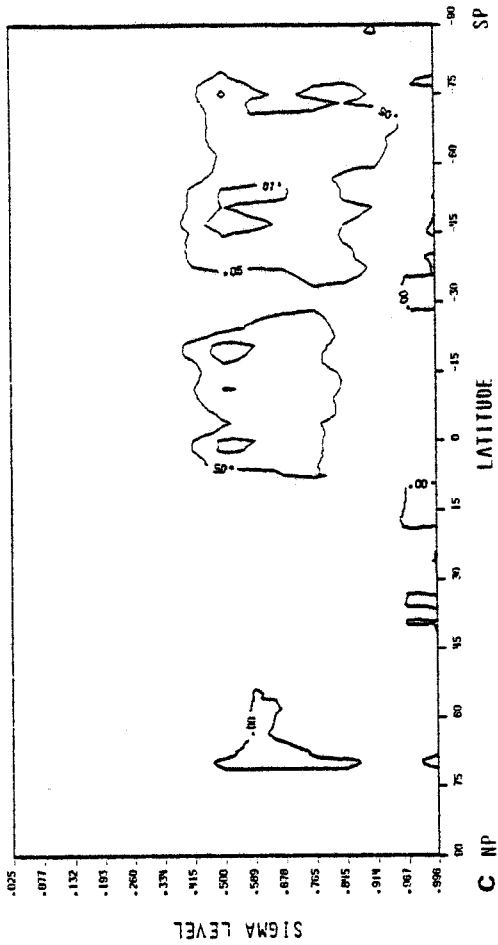
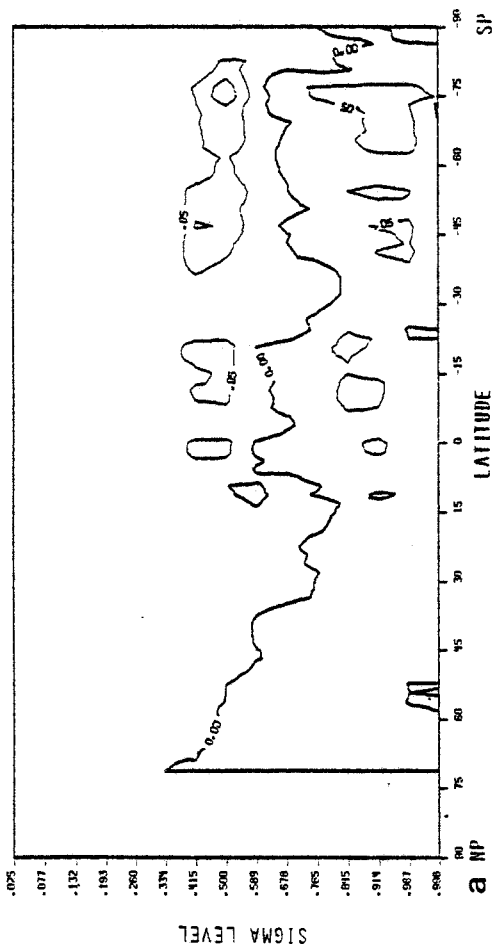




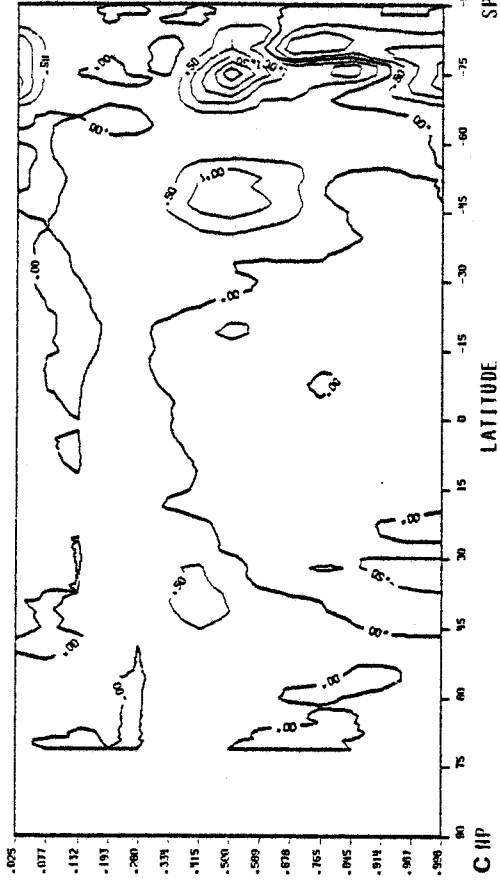
Figure 6 : Latitude height cross sections of the covariance between radiative heating rates and temperature on sigma surfaces along latitude circles (in  $K^2 day^{-1}$ ) :

6a - covariance between shortwave heating and temperature for EC,

6b - covariance between longwave cooling and temperature for EC,

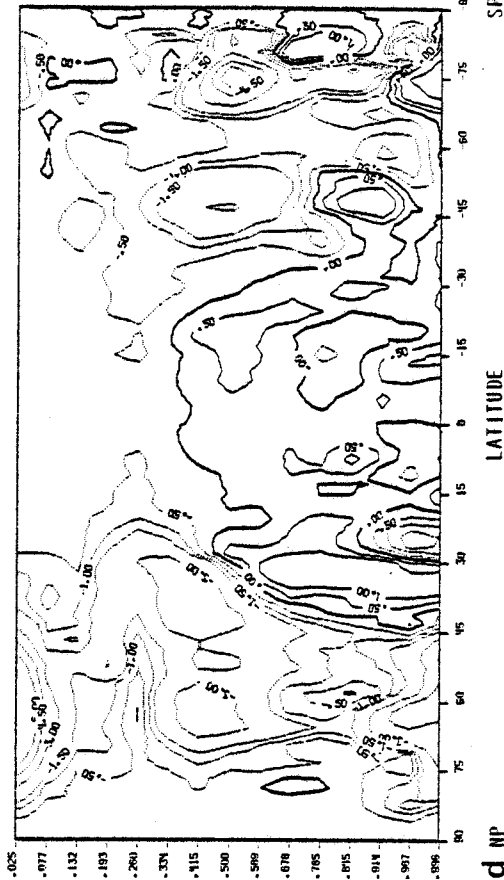
6c - covariance between shortwave heating and temperature for LI,

6d - covariance between longwave cooling and temperature for LI.



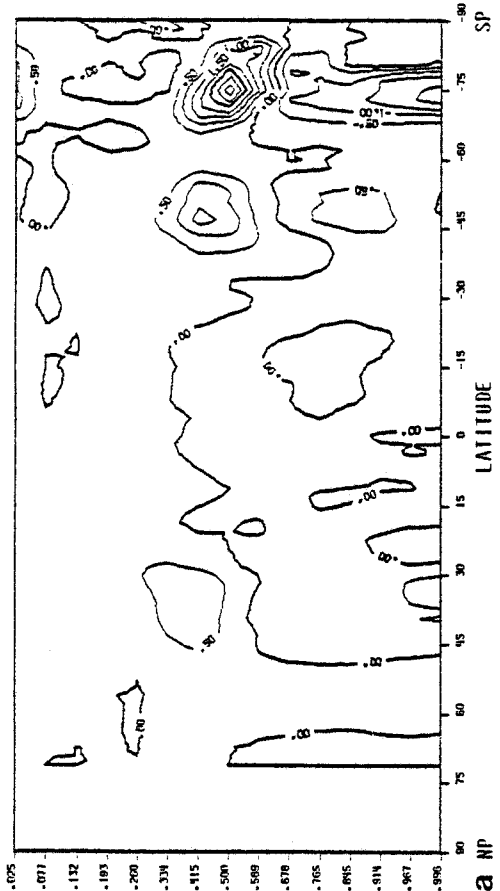
SIGMA LEVEL

C NP



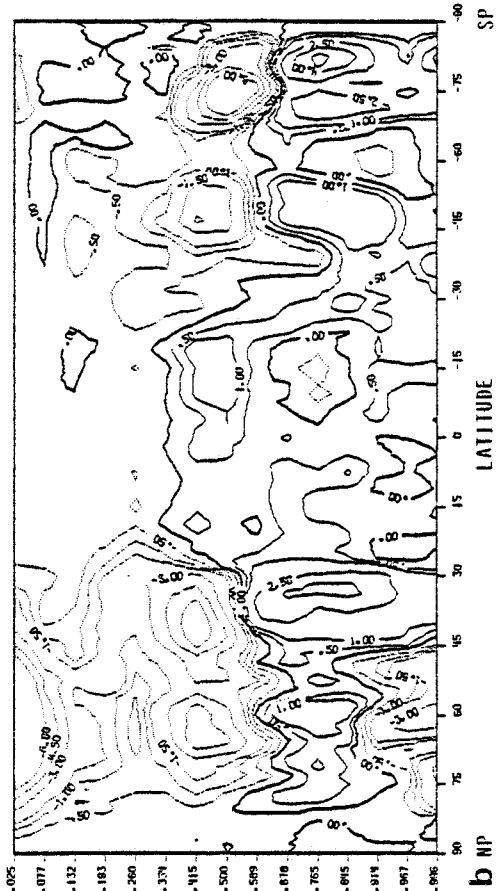
SIGMA LEVEL

d NP



SIGMA LEVEL

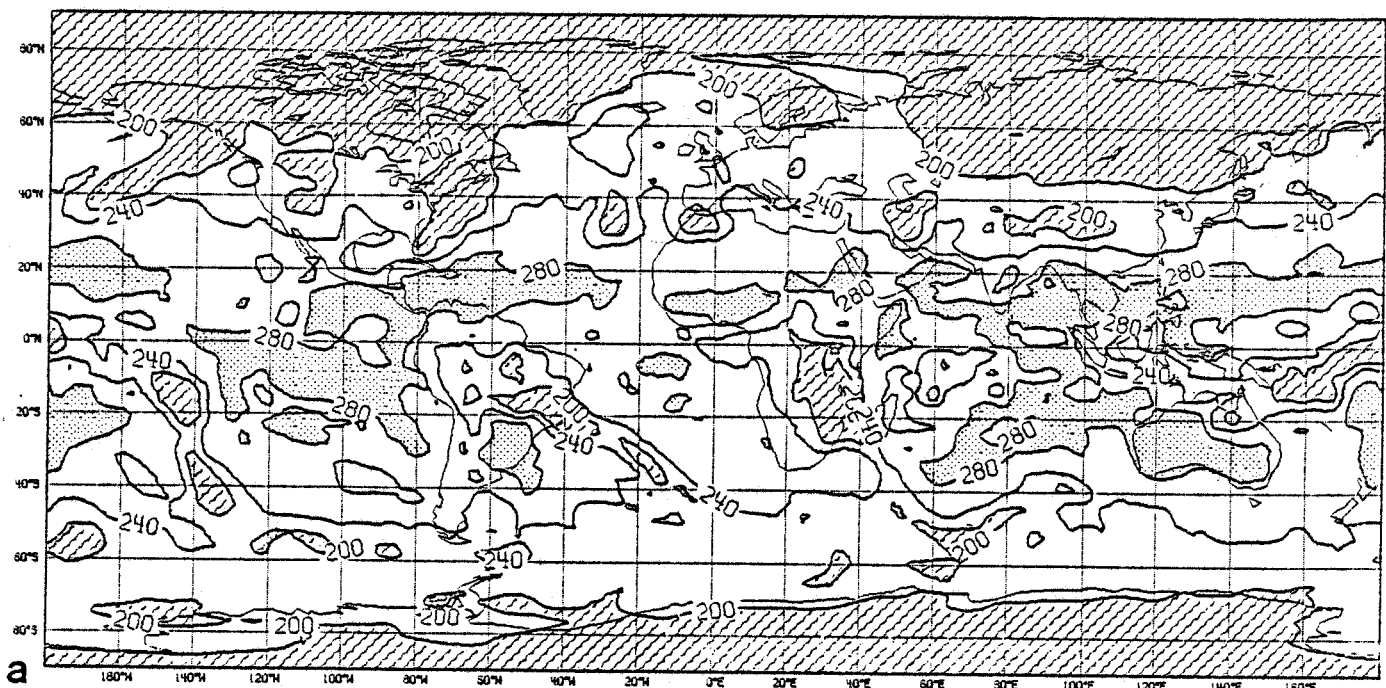
a NP



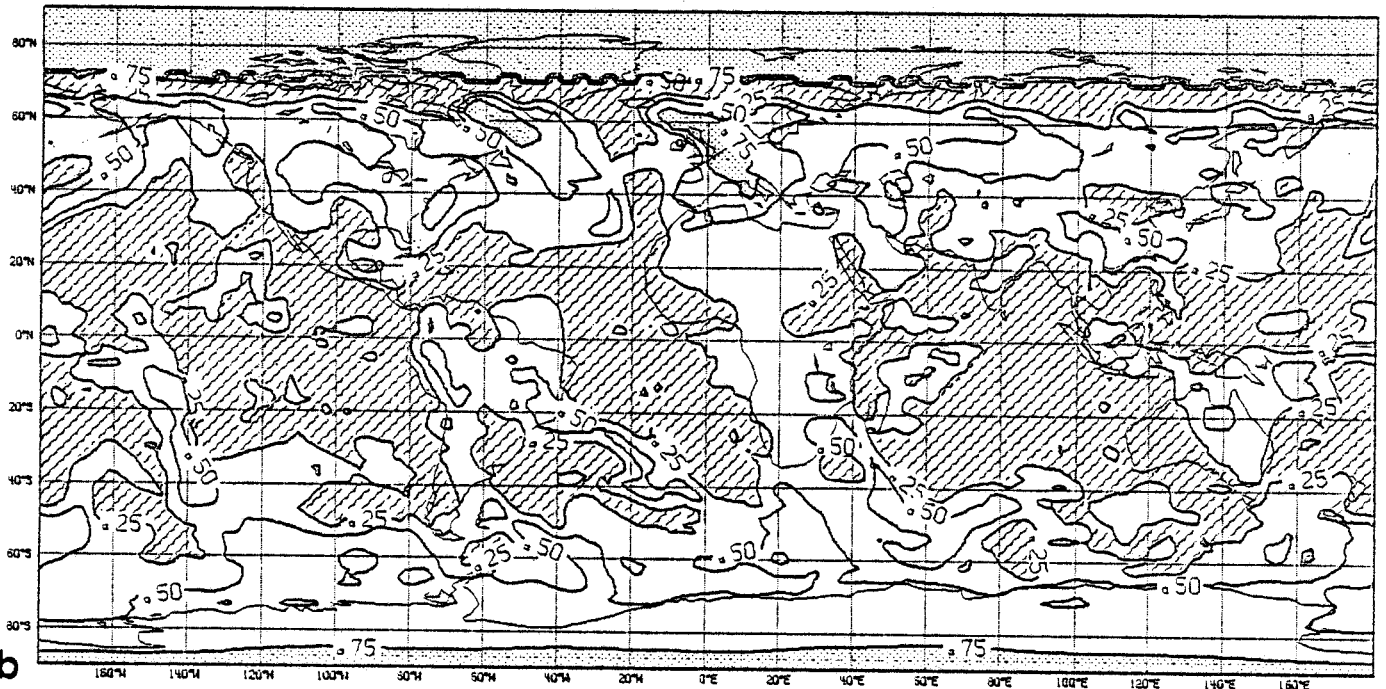
SIGMA LEVEL

b NP

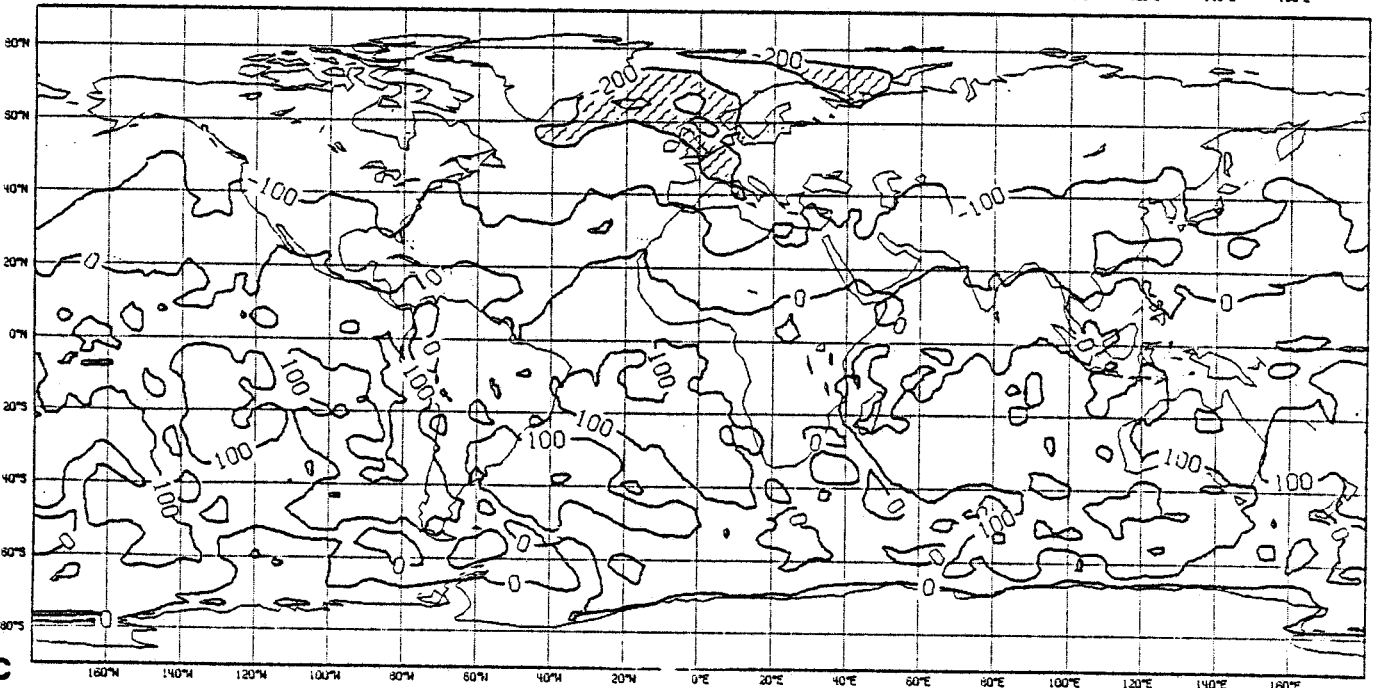
Figure 7 : Planetary radiation balance components derived from TIROS-N  
satellite observations for 21 January 1979 :  
7a - outgoing longwave radiation (in  $\text{Wm}^{-2}$ ),  
7b - planetary albedo,  
7c - net radiation balance (in  $\text{Wm}^{-2}$ )



a



b



c

Figure 8 : Outgoing longwave radiation (in  $Wm^{-2}$ ) computed at the initial step (21 January 1979, 00 H) by EC (fig. 8a), KO (fig. 8b) and LI (fig. 8c).



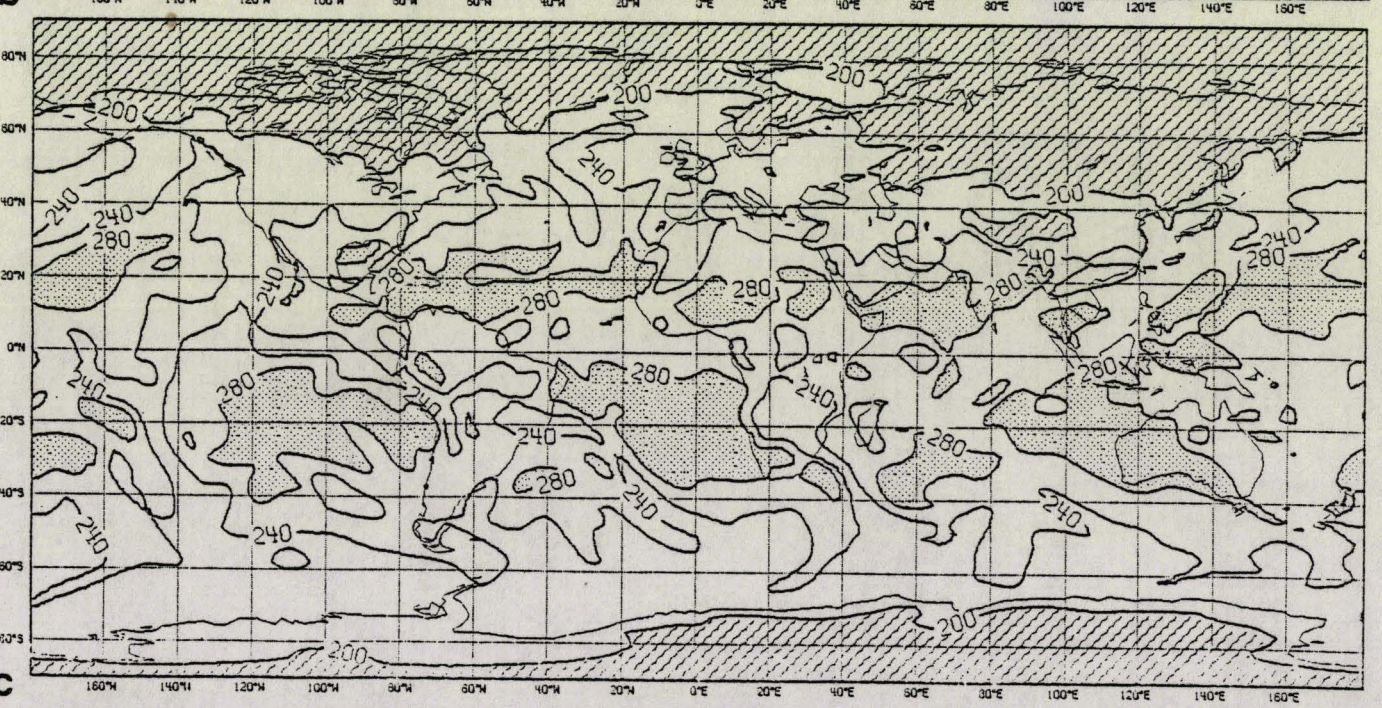
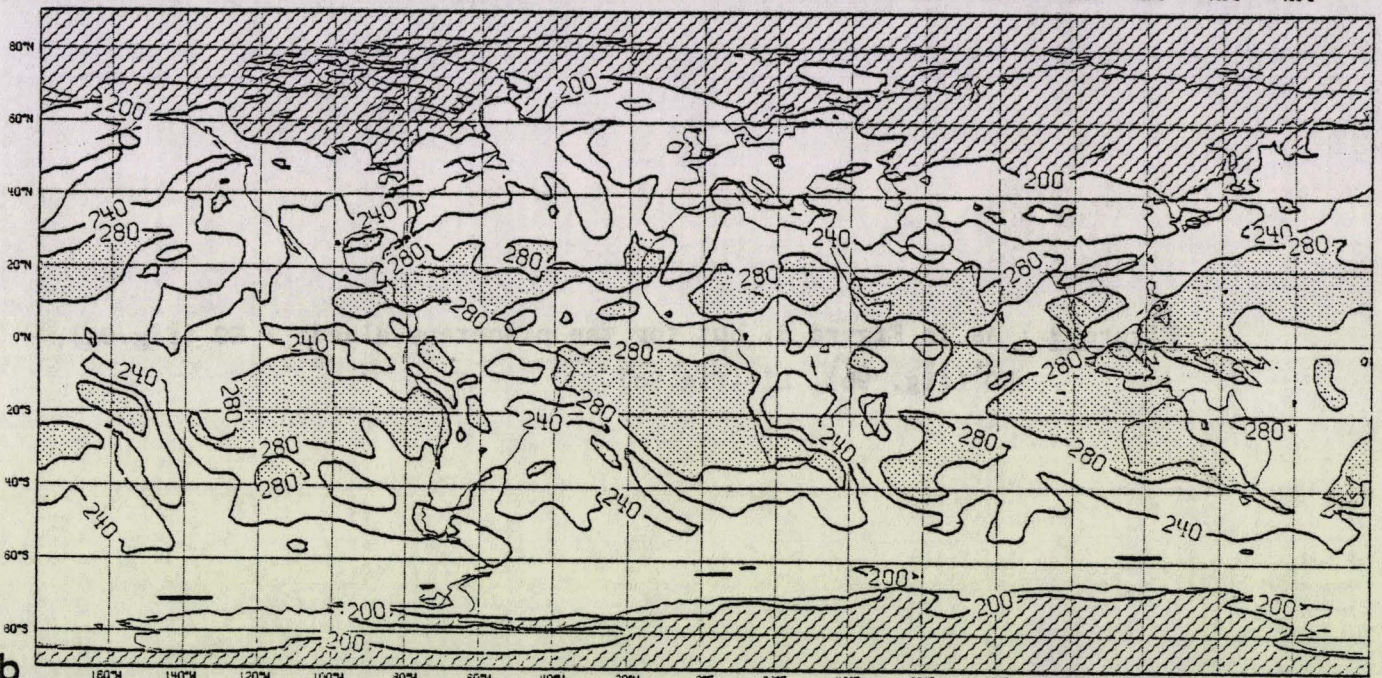
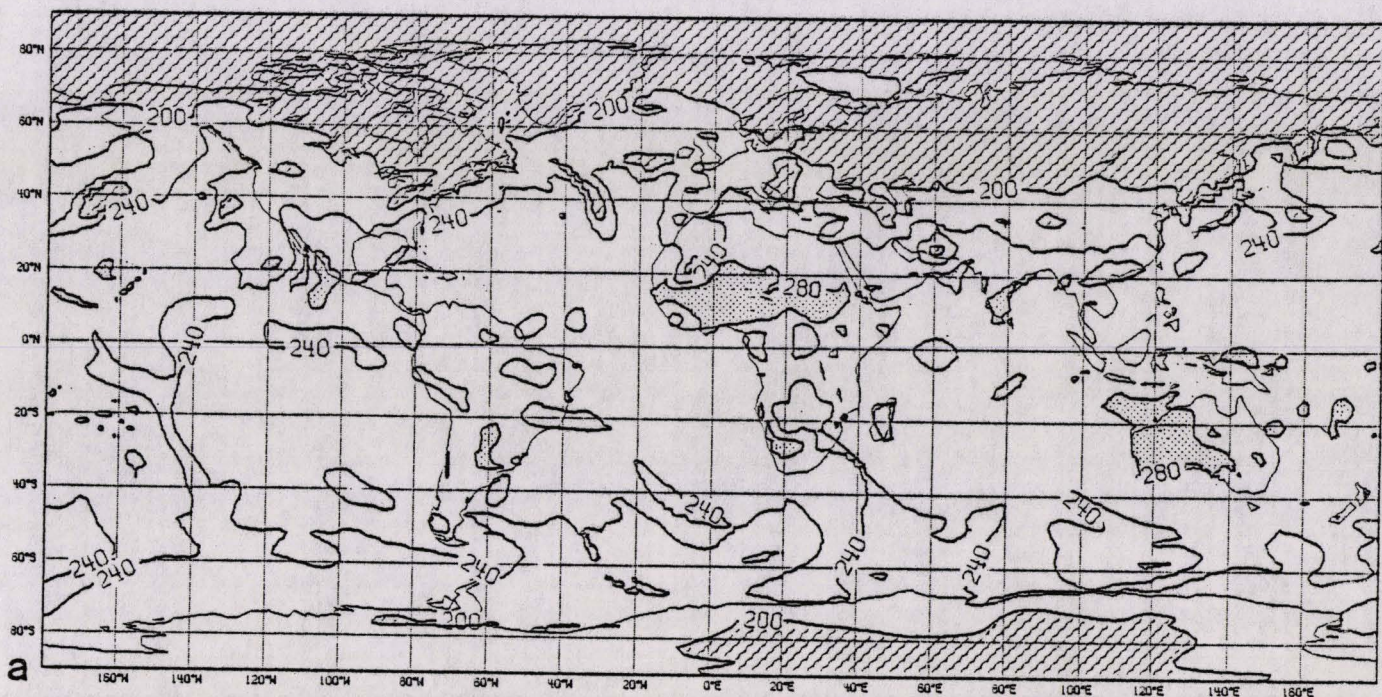




Figure 9 : As in Figure 8, but for the planetary albedo : EC (fig.9a),  
KO (fig. 9b), LI (fig.9c).



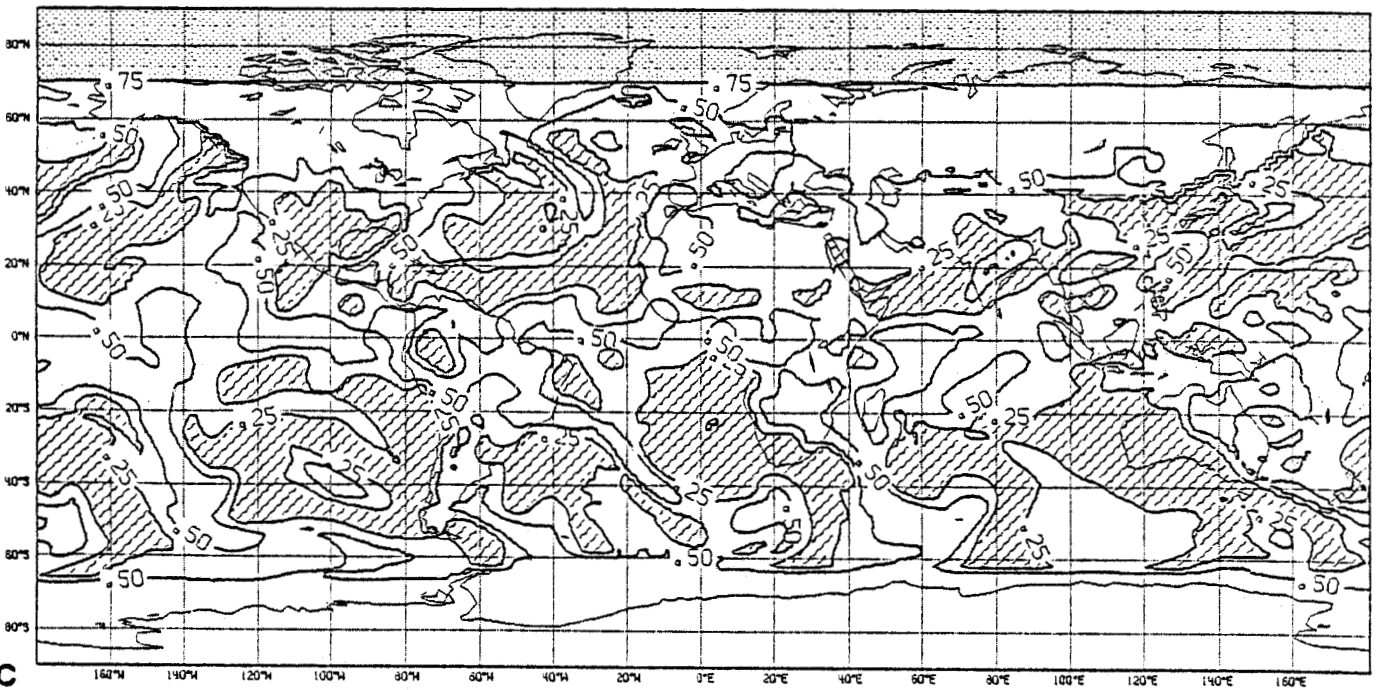
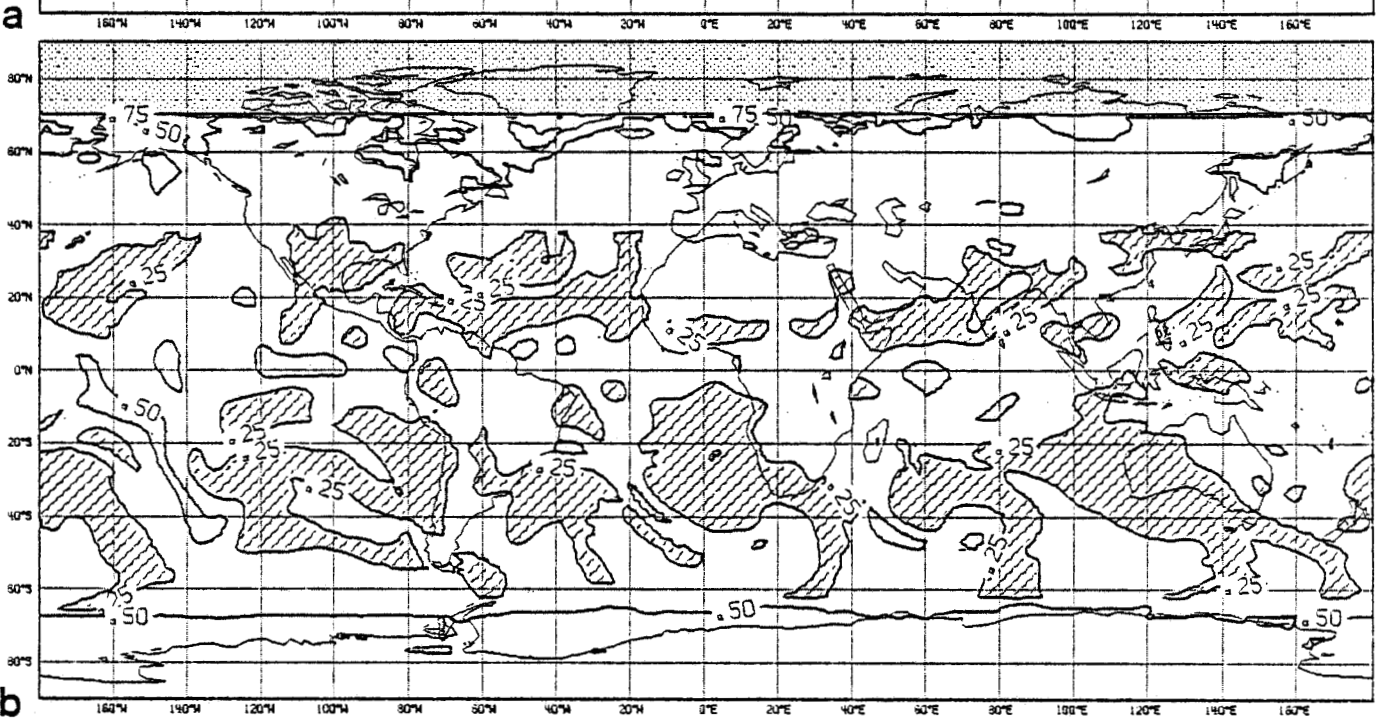
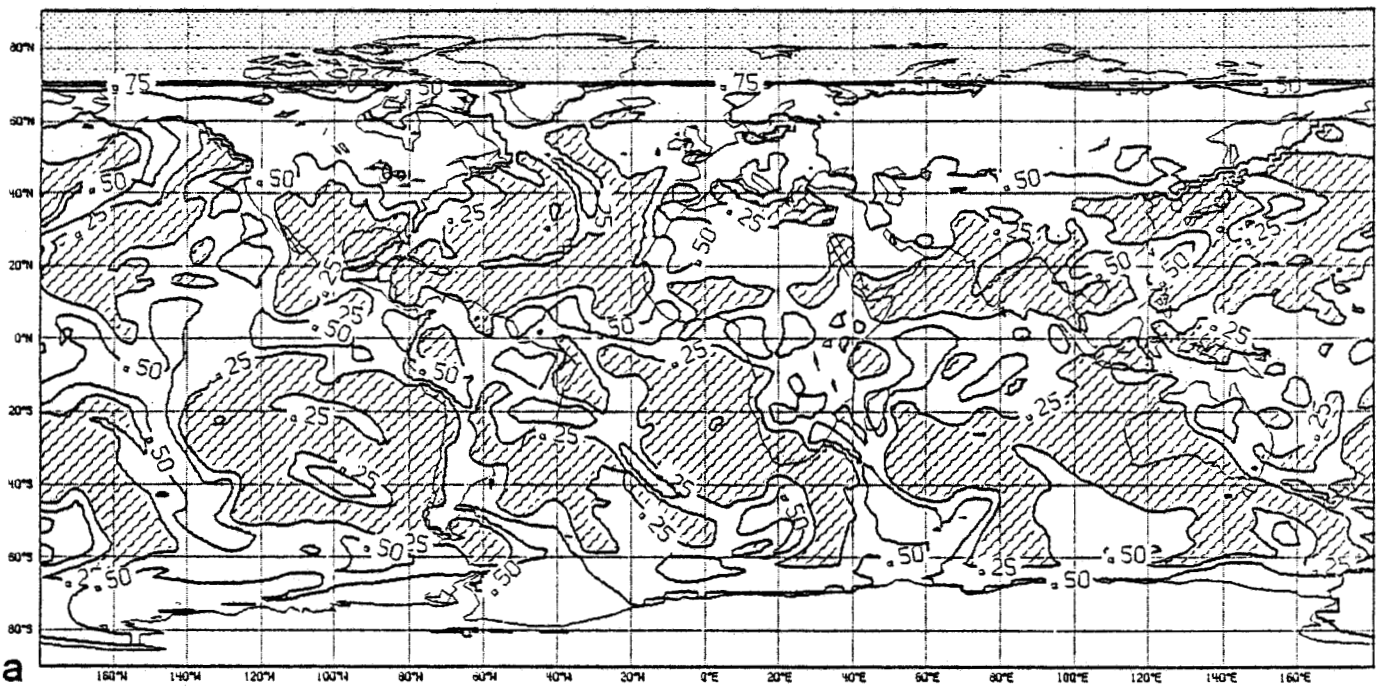




Figure 10 : As in Figure 8, but for the net radiation balance (in  $Wm^{-2}$ ) : EC (fig. 10a), KO (fig. 10b), LI (fig. 10c).

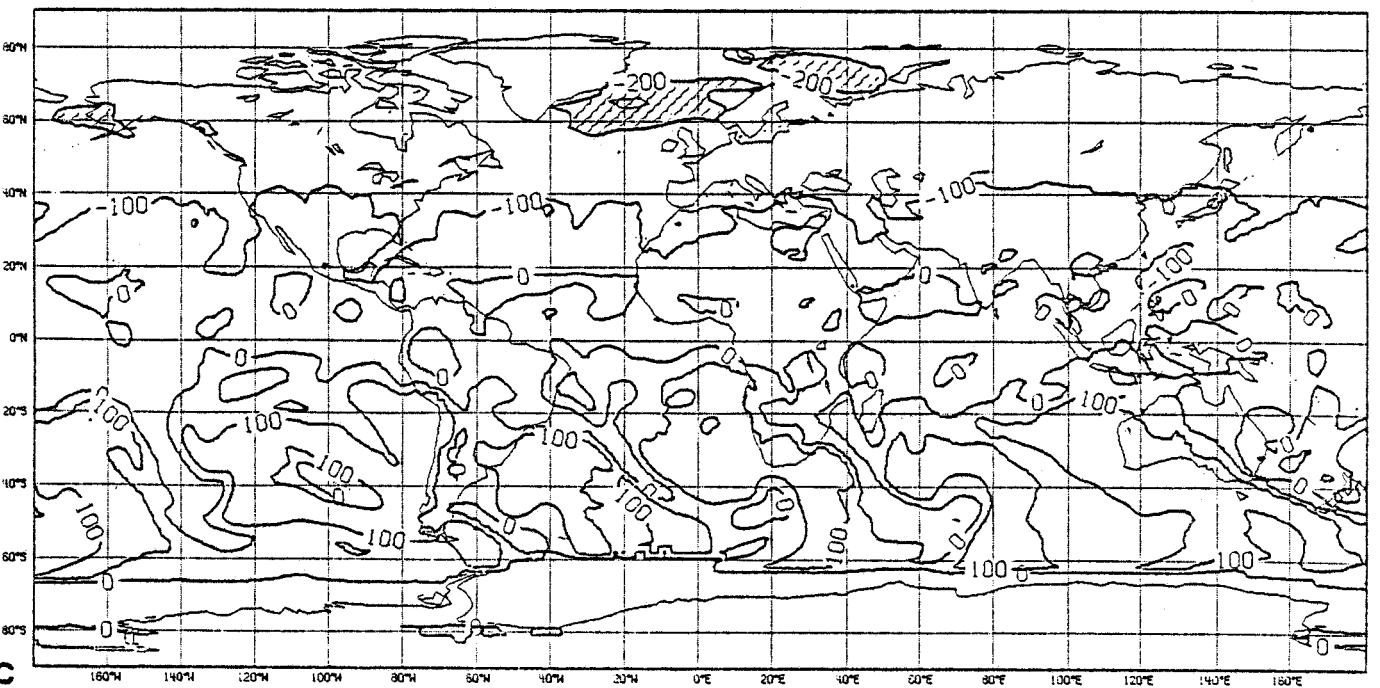
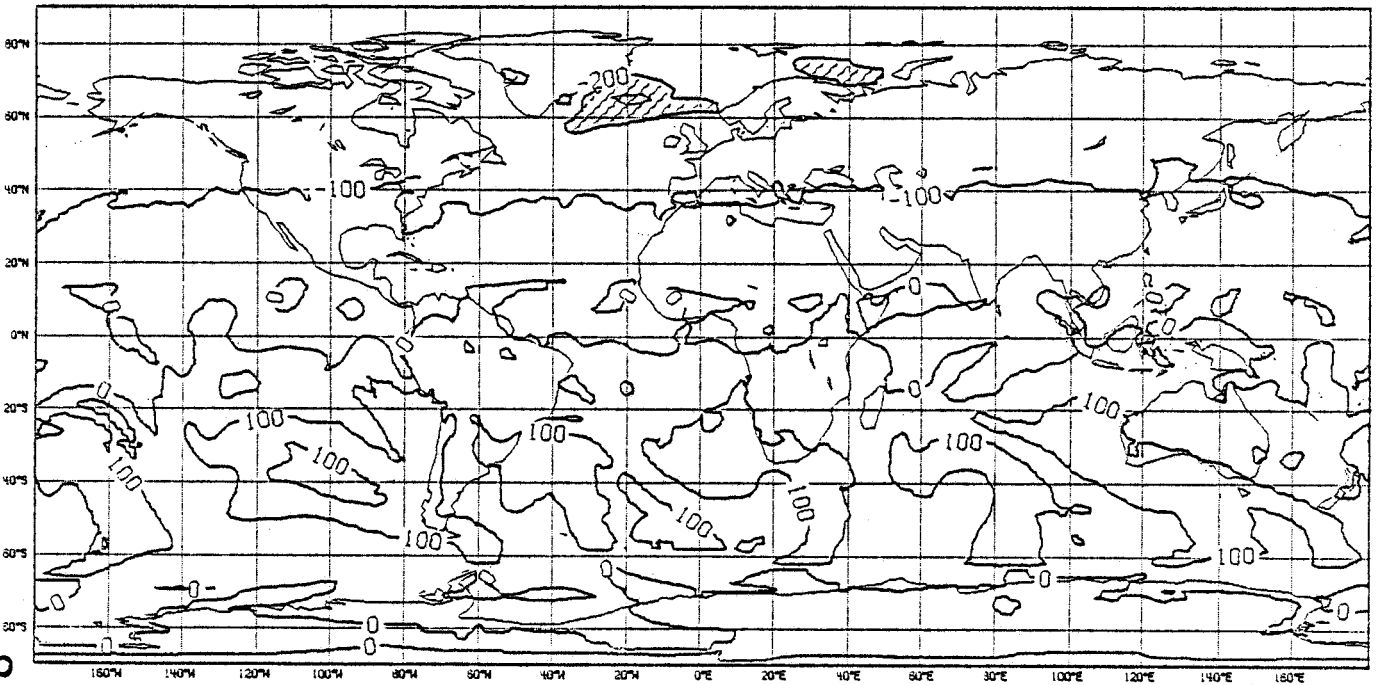
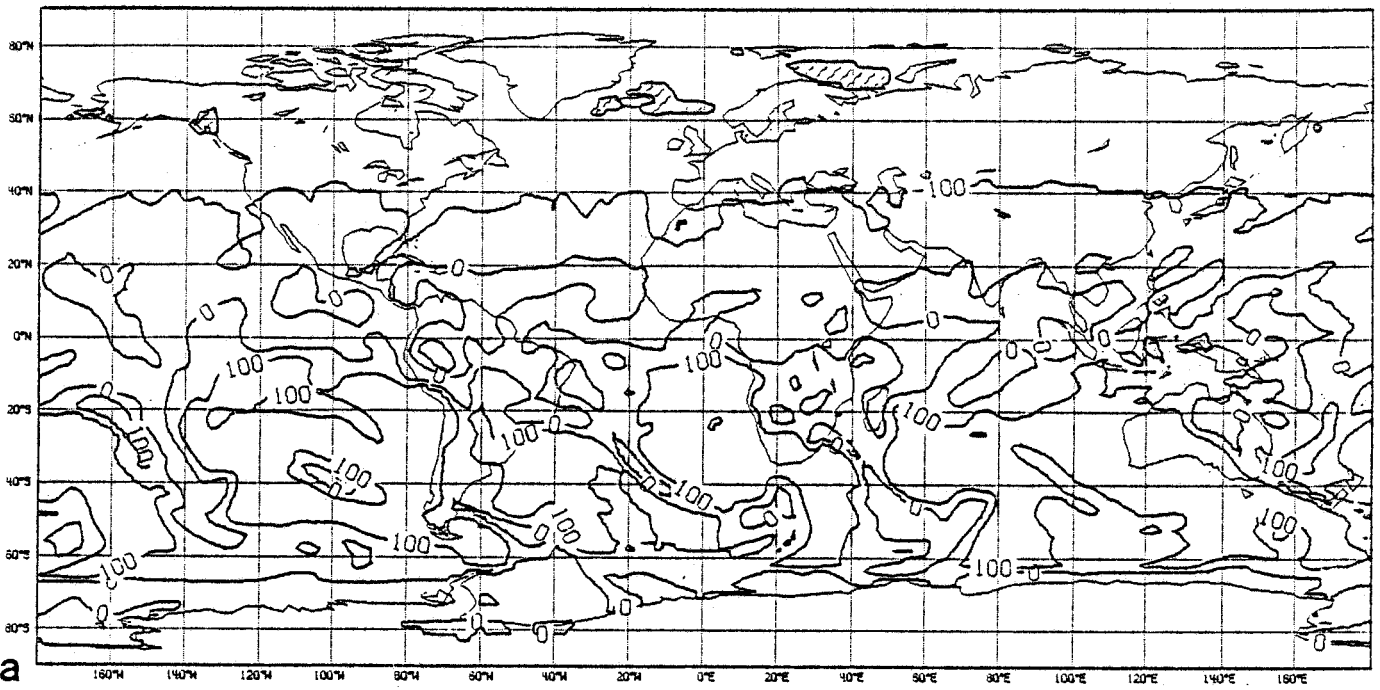




Figure 11 : Time evolution of the components of the planetary radiation balance (global means) :

11a - outgoing longwave radiation (in  $\text{Wm}^{-2}$ ),

11b - planetary albedo,

11c - net radiation balance (in  $\text{Wm}^{-2}$ ).

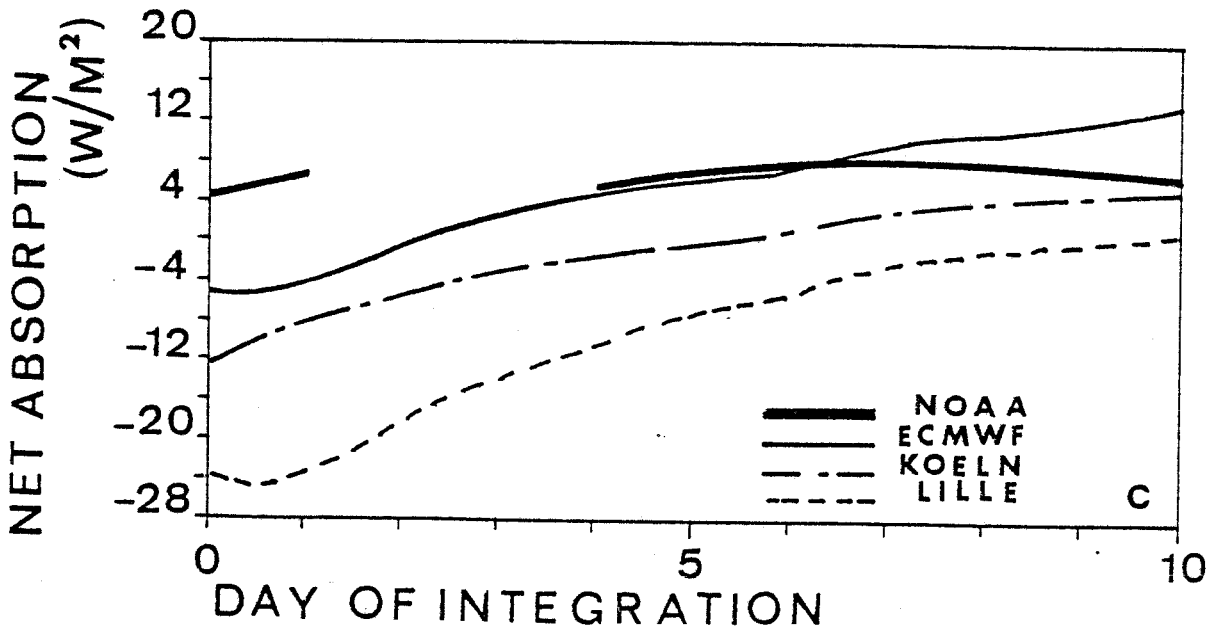
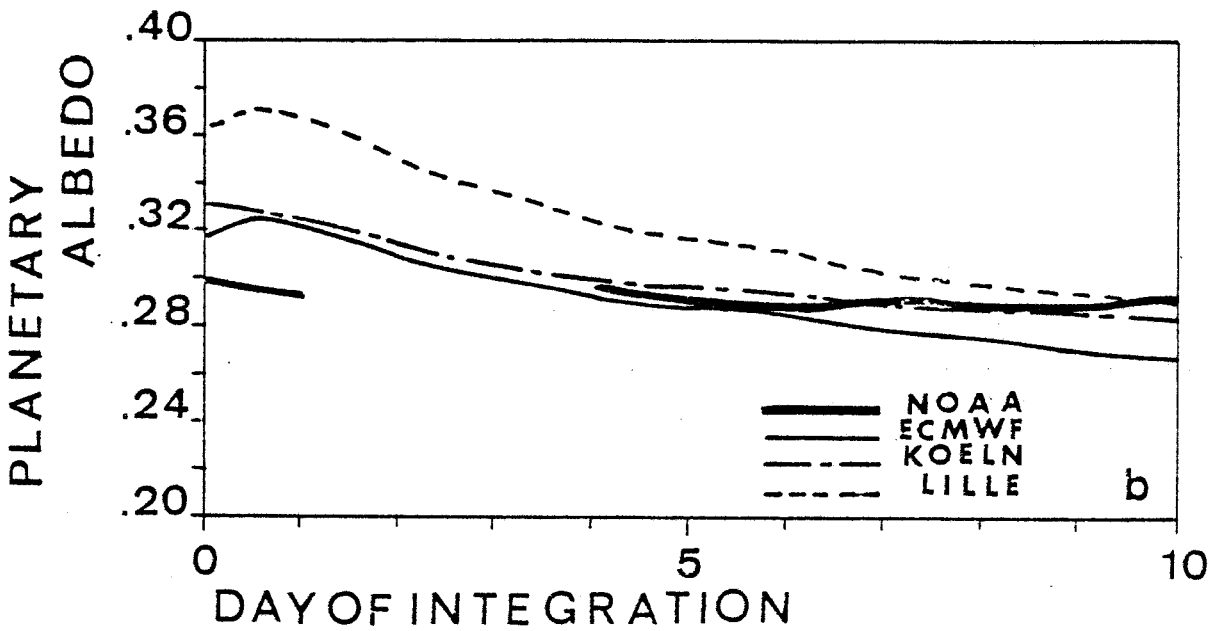
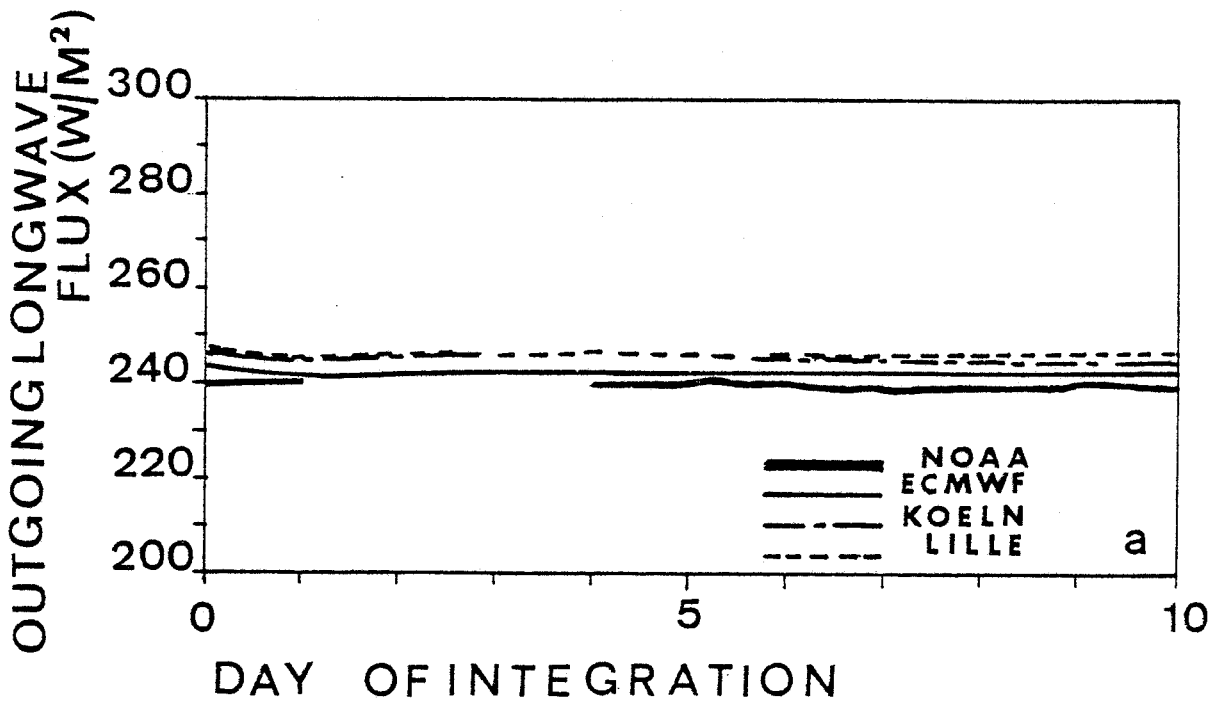


Figure 12 : Time evolution of the temperature (globally averaged and vertically integrated) (in deg. K).

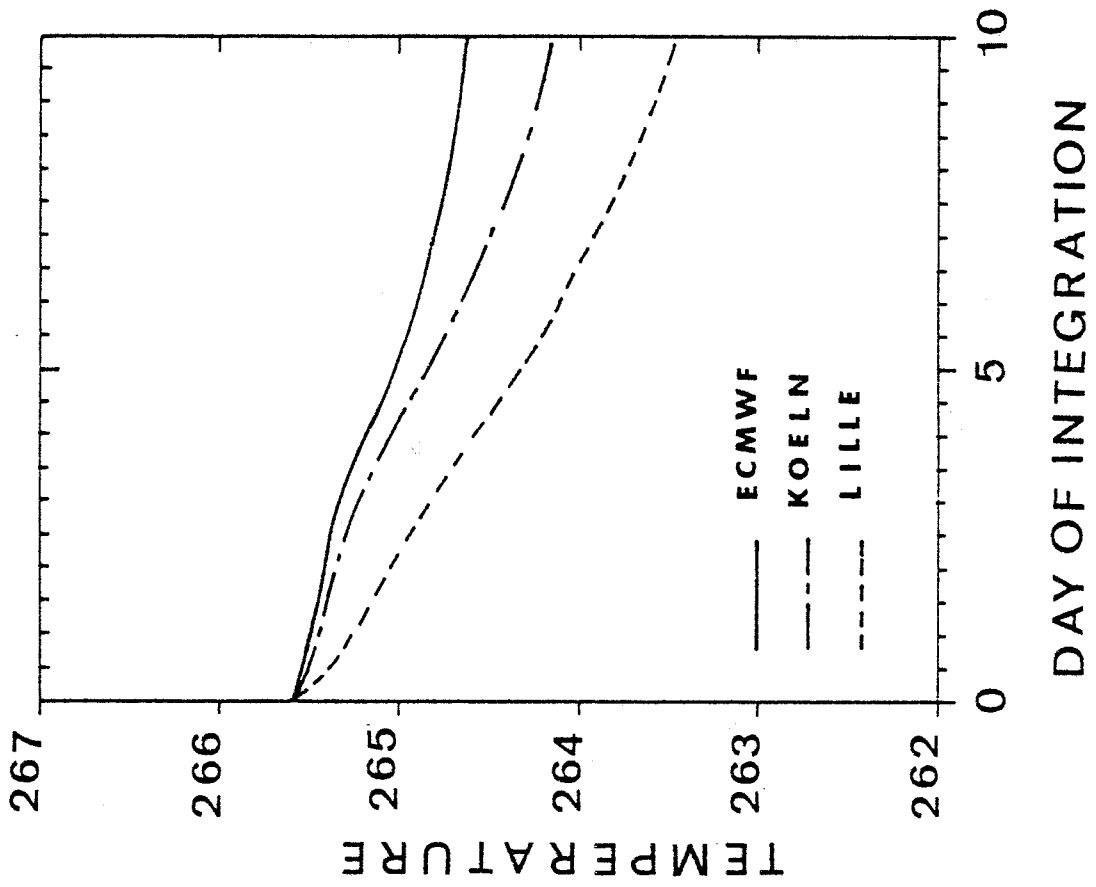


Figure 13 : Time evolution of the total cloudiness averaged over oceanic and continental areas separately.



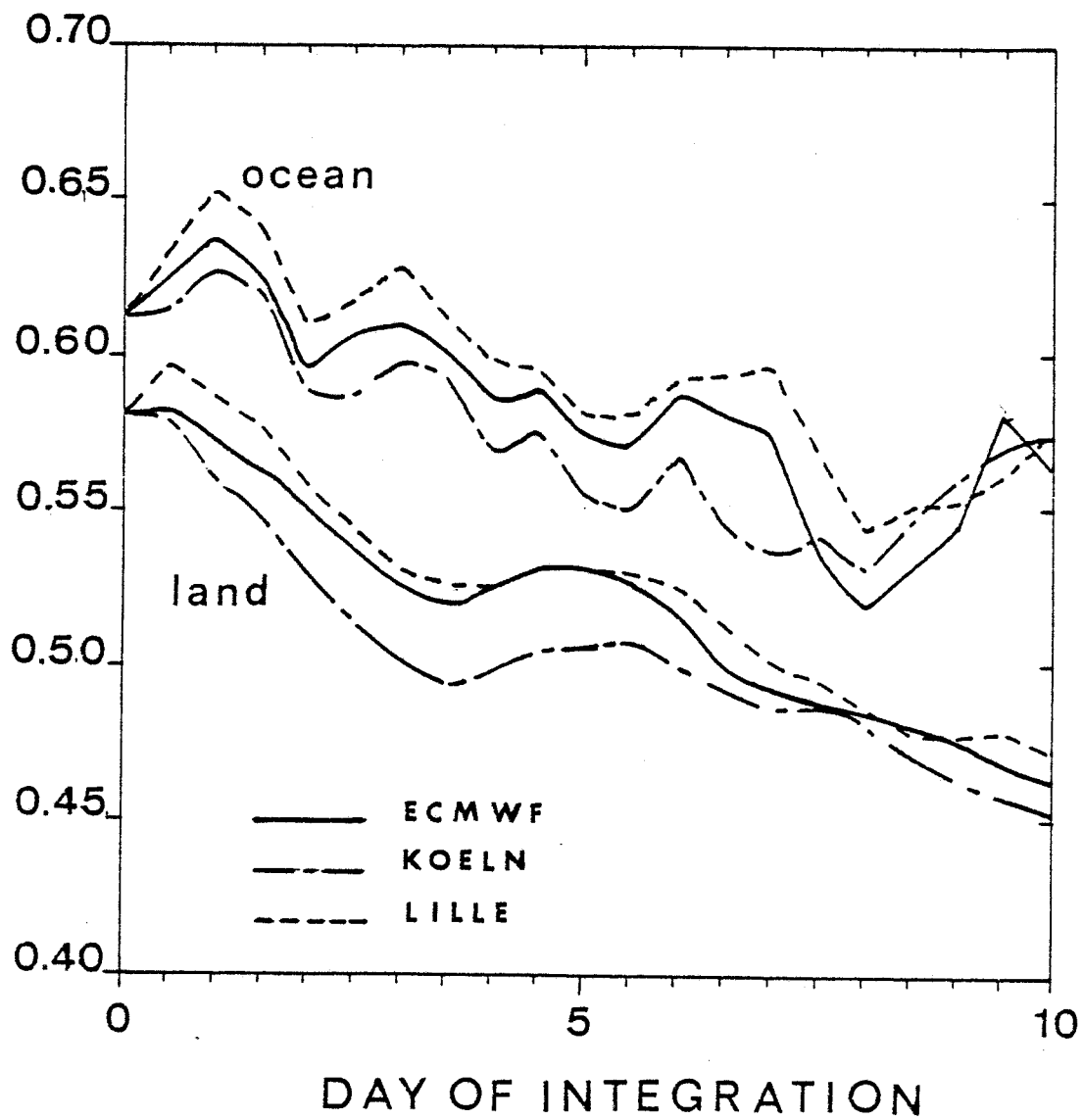


Figure 14 : Time evolution of the components of the net radiative heating (in  $\text{K day}^{-1}$ ) : shortwave heating (fig. 14a), longwave cooling (fig. 14b).

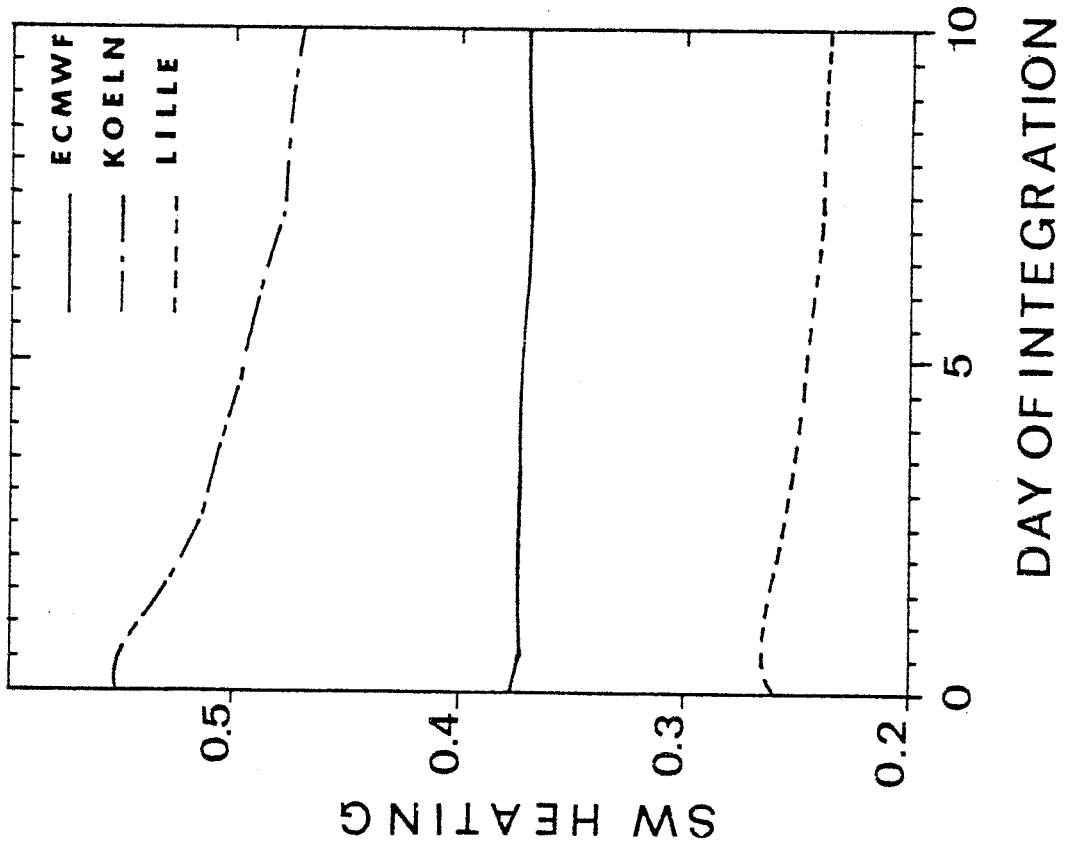
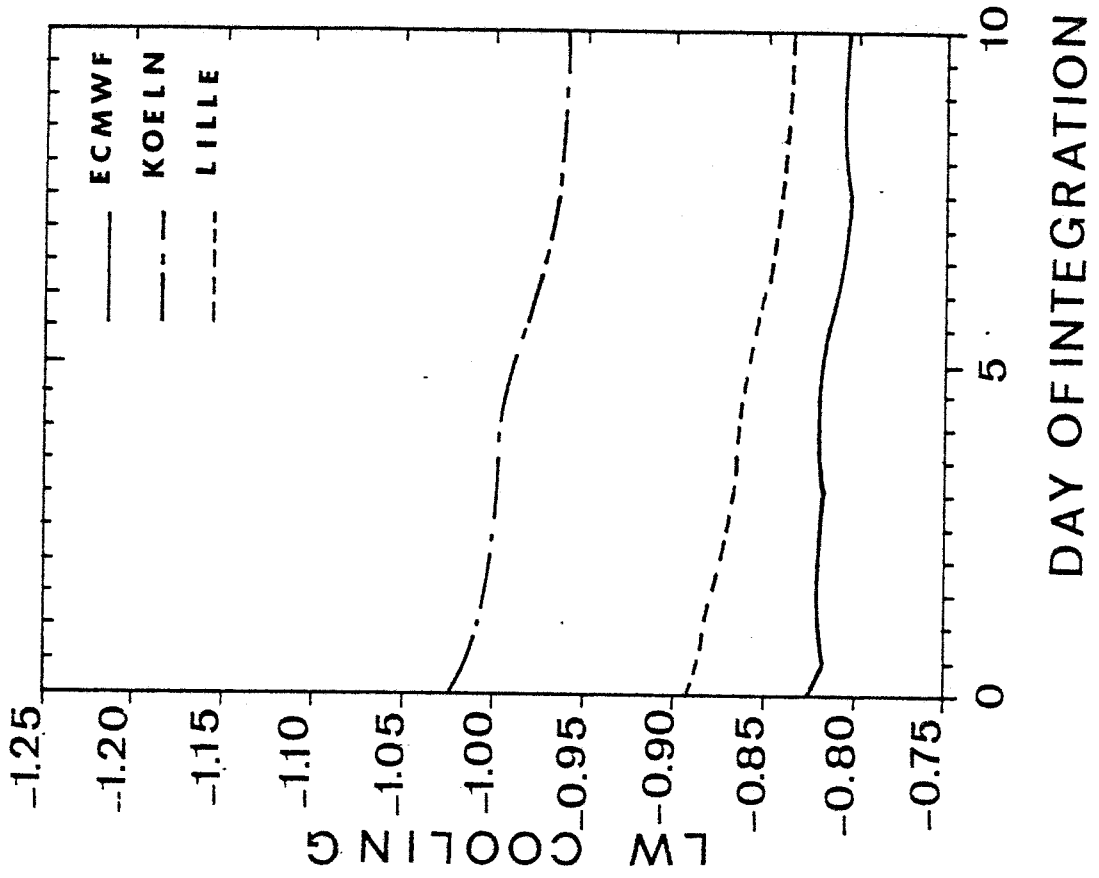


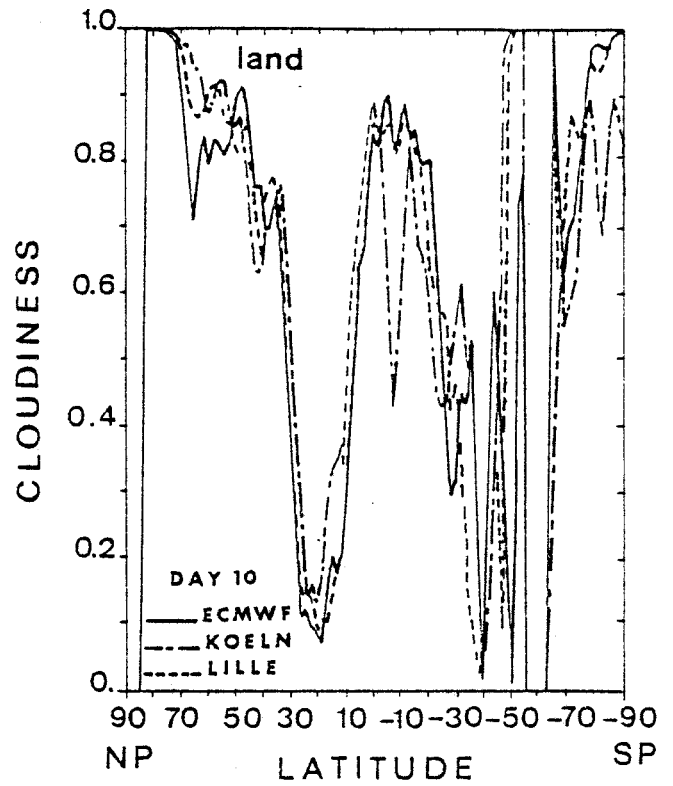
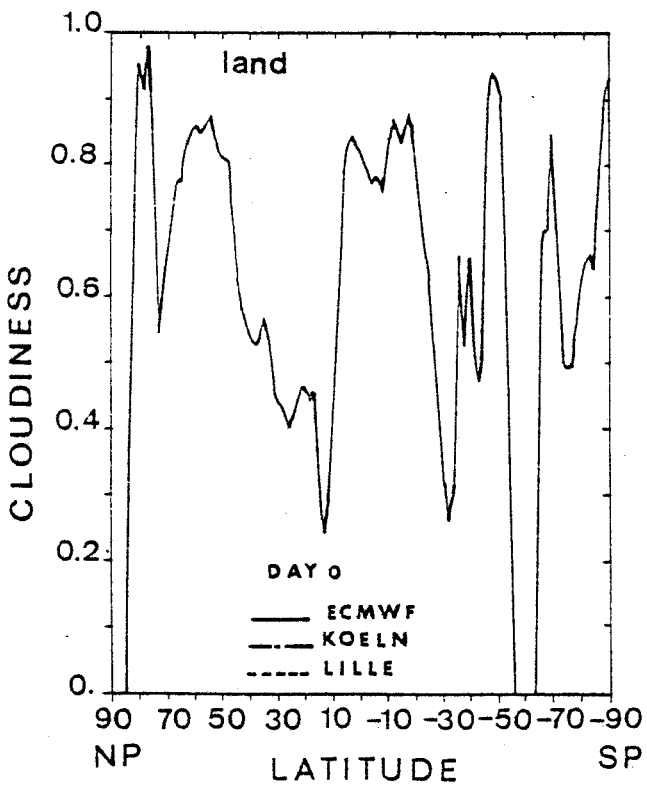
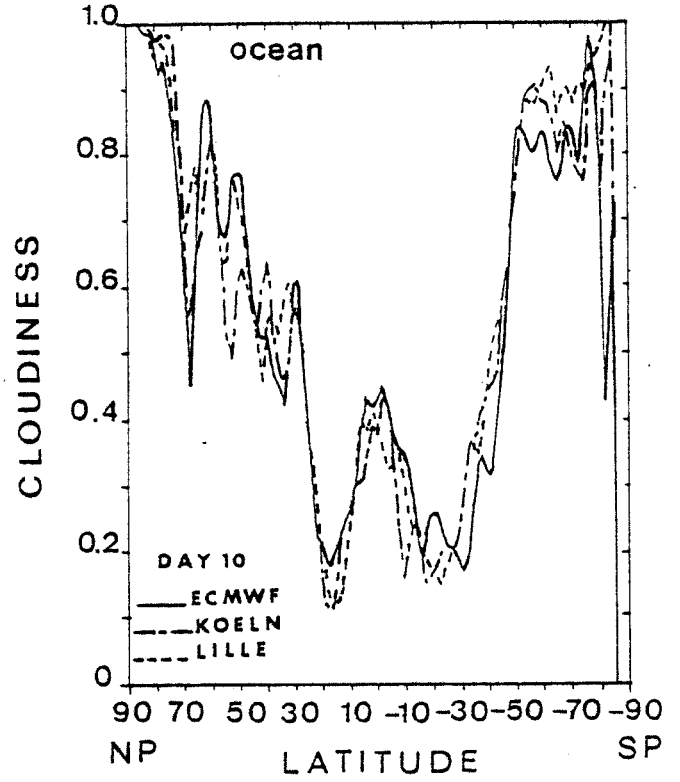
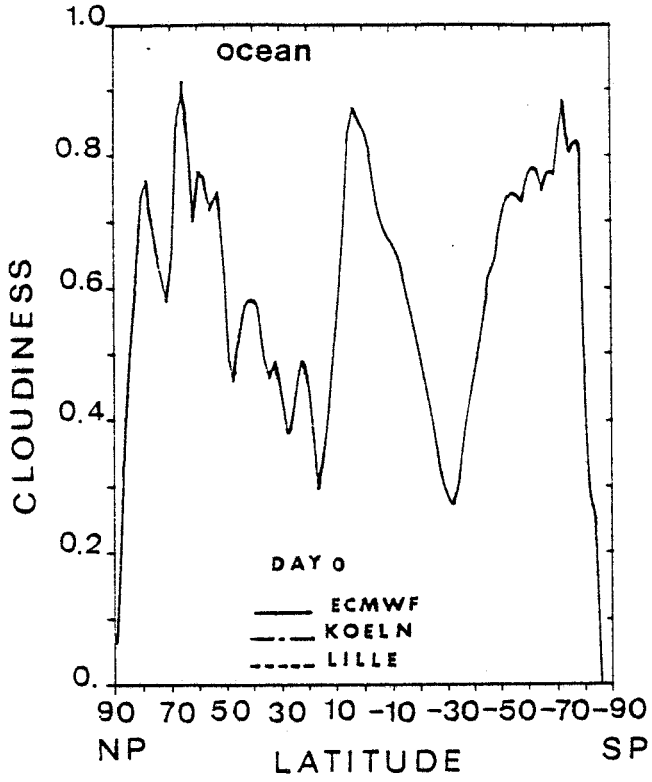
Figure 15 : Zonal distribution of the total cloudiness :

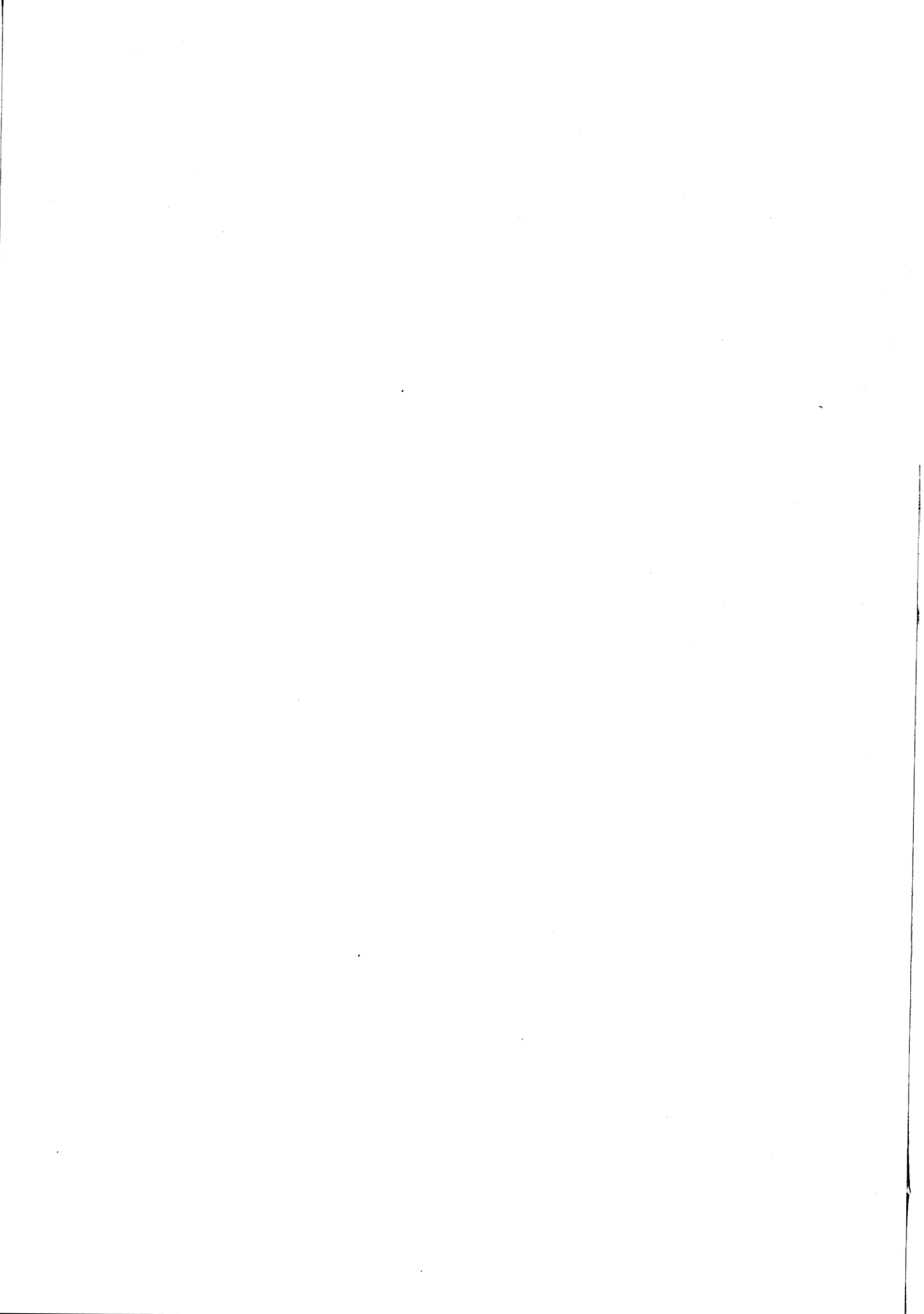
15a - averaged over land, initial step,

15b - averaged over land, final step,

15c - averaged over ocean, initial step,

15d - averaged over ocean, final step.

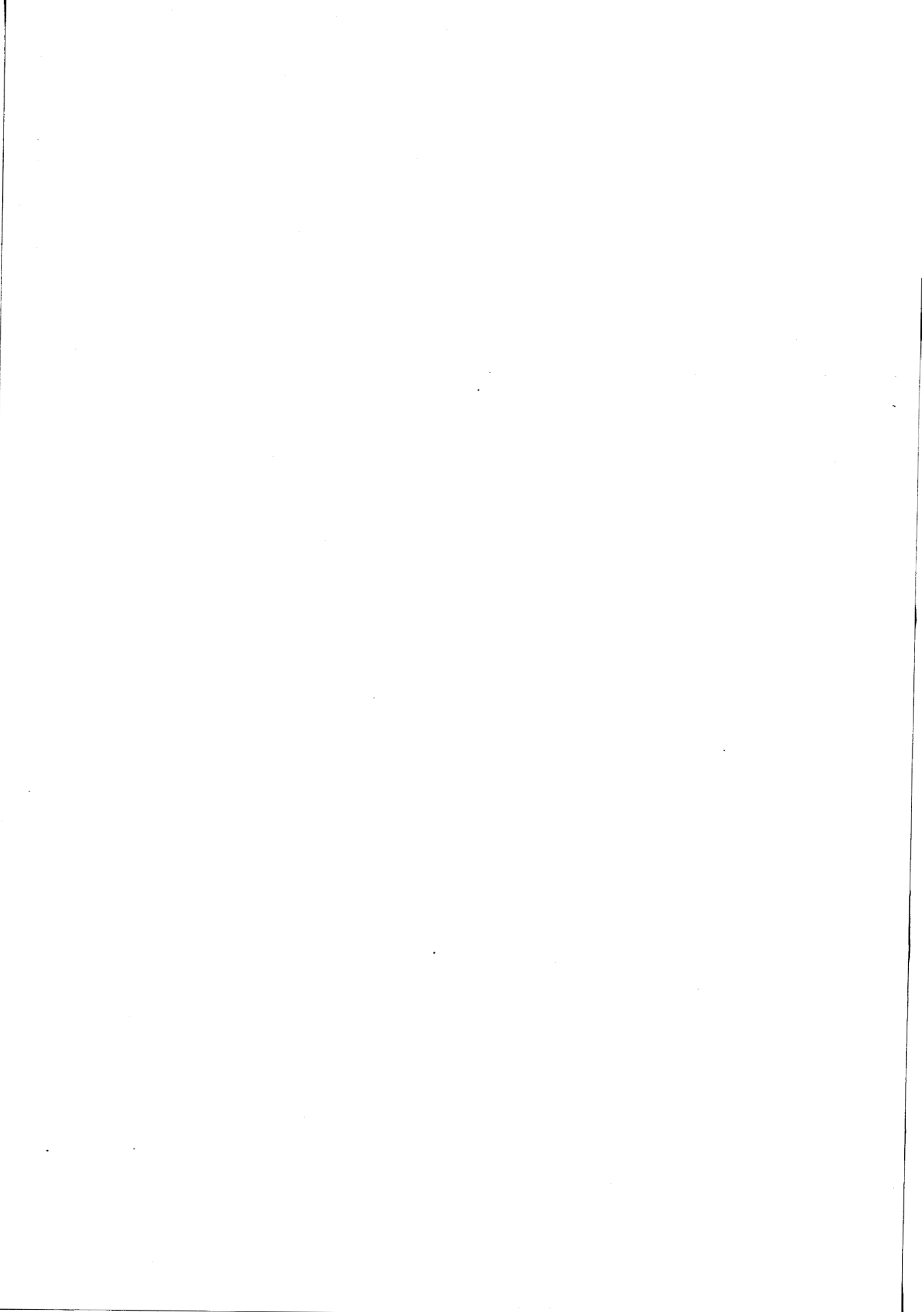




## CHAPITRE V

RÉPONSE D'UN MODÈLE SIMPLIFIÉ DE LA CIRCULATION GÉNÉRALE  
ATMOSPHÉRIQUE À UN CHANGEMENT DU TRANSFERT RADIATIF  
AUX GRANDES LONGUEURS D'ONDE





CHAPITRE V : RÉPONSE D'UN MODÈLE SIMPLIFIÉ DE LA CIRCULATION GÉNÉRALE  
ATMOSPHÉRIQUE À UN CHANGEMENT DU TRANSFERT RADIATIF AUX  
GRANDES LONGUEURS D'ONDE.

V - 1. INTRODUCTION.

Les précédentes études sur le rôle du transfert radiatif aux grandes longueurs d'onde dans la circulation générale atmosphérique étaient principalement centrées sur les conséquences dynamiques de changements systématiques dans le calcul du transfert radiatif aux grandes longueurs d'onde. Fels et Kaplan (1975), utilisant le modèle de circulation générale (MCG) à six couches du NCAR (Oliger et al., 1970), ont observé des différences significatives dans la circulation méridienne moyenne et le champ de température, en particulier aux basses latitudes et ont noté une légère augmentation de l'énergie cinétique totale lorsqu'ils substituèrent un schéma radiatif détaillé (utilisant 19 intervalles spectraux et l'approximation de Curtis - Godson) à une méthode d'émissivité à un seul intervalle spectral. Wu et al. (1978) dans une étude similaire avec le MCG du GLAS (Somerville et al., 1974), ont comparé les climats générés pour deux schémas radiatifs différant dans leur traitement de l'absorption par la bande à 15 microns du  $\text{CO}_2$  et par l'absence dans l'un, la présence dans l'autre, du continuum d'absorption de la vapeur d'eau. Les auteurs notèrent que cette dernière absorption tend à destabiliser la basse atmosphère aux basses et moyennes latitudes, que la chaleur latente supplémentaire dégagée en réponse aux modifications de la stabilité verticale agit comme une nouvelle source d'énergie pour la dynamique à ces latitudes et que le climat généré avec le schéma radiatif incorporant le continuum d'absorption est en meilleur accord avec les observations pour les champs de pression et de précipitation. Récemment, Ramanathan et al. (1983) ont effectué une série d'expériences numériques avec le MCG spectral du NCAR (Mc Avaney et al., 1978 ; Pitcher et al., 1983) montrant l'importance des processus liant le rayonnement et la nébulosité sur la circulation générale de la troposphère et de la stratosphère. Le MCG utilisant un modèle amélioré pour les nuages et le rayonnement est capable de reproduire correctement un certain nombre de phénomènes

	Schéma radiatif de Katayama	Nouveau schéma radiatif	Les champs radiatifs interagissent avec :
Nébulosité et humidité spécifiées	FCK	FCN	la température
Nébulosité spécifiée, humidité interactive	FCHK	FCHN	la température, l'humidité
Nébulosité et humidité interactives	VCK	VCN	la température, l'humidité et la nébulosité.

Tableau V-1. Caractéristiques des différentes intégrations.

Les champs spécifiés pour les calculs radiatifs sont fixés à leurs moyennes climatologiques zonales.

observés dans l'atmosphère mais généralement mal simulés par les MCG, à savoir une séparation nette entre le jet troposphérique hivernal et le jet de la nuit polaire, des températures stratosphériques de l'ordre de 200 K pendant la nuit polaire et les assymétries interhémisphériques et saisonnières des vents zonaux.

Le travail, rapporté dans cette cinquième partie, a été effectué au Laboratoire de Météorologie Dynamique (LMD) sur le MCG dans sa version sectorielle (Laval et al., 1981) ; il représente une contribution à l'étude de l'impact sur le climat des erreurs systématiques dans les champs radiatifs, en considérant de plus le rôle spécifique des interactions avec la nébulosité et le cycle hydrologique. Dans ce travail, nous avons cherché à définir si, pour un modèle climatique donné (avec ses limitations éventuelles) l'introduction d'un nouveau schéma radiatif de grandes longueurs d'onde, physiquement plus réaliste que le schéma radiatif habituellement utilisé, permet d'améliorer la représentation du climat que donne le modèle. Pour ce faire, trois séries d'intégration du modèle d'une durée de 50 jours ont été effectuées et leurs caractéristiques sont résumées dans le tableau V-1. Chaque série comporte deux intégrations du modèle ; dans la première, le transfert radiatif aux grandes longueurs d'onde est calculé suivant le schéma habituellement utilisé qui est dérivé du schéma de Katayama (1972) ; dans la seconde intégration, le modèle incorpore le schéma radiatif présenté dans la troisième partie de ce rapport. Le tableau V-2. compare les caractéristiques des deux schémas radiatifs de grandes longueurs d'onde et présente l'ordre de grandeur des erreurs systématiques associées aux différences entre ces deux schémas.

Dans la première série d'intégrations étiquetée FC -, les champs radiatifs sont calculés pour des distributions de nébulosité et d'humidité absolue fixées en moyenne zonale à leurs valeurs climatologiques. Les schémas radiatifs ne peuvent donc interagir avec le reste du modèle que par l'intermédiaire de la température ; le reste de la physique et la dynamique du modèle peuvent interagir sans contrainte particulière. Dans la deuxième série d'intégrations étiquetée FCH -, la contrainte sur l'humidité est levée, mais la nébulosité est maintenue fixée aux valeurs climatologiques. Les champs de rayonnement sont donc interactifs avec la température et l'humidité. Dans la troisième série étiquetée VC -, la nébulosité est diagnostiquée à partir d'un

	Schéma radiatif de Katayama	Nouveau schéma radiatif	Impact sur le taux de refroidissement radiatif
Absorbants considérés	H <sub>2</sub> O  CO <sub>2</sub>	H <sub>2</sub> O (type e inclus)  CO <sub>2</sub>  O <sub>3</sub>	- 0,5 K/jour dans les basses couches des basses latitudes.    + 0,5 K/jour dans la stratosphère
Nombre d'intervalles spectraux	1	4	
Origine des données spectroscopiques	Yamamoto (1952)	Mc Clatchey et al.(1973)	
Traitement particulier pour les couches adjacentes	Intégration analytique	quadrature d'ordre plus élevé	
Effet de température sur l'absorption	non	oui	- 0,3 K/jour entre 200 et 500 mb suivant la latitude

Tableau V-2. Comparaison des caractéristiques des deux schémas radiatifs de grandes longueurs d'onde.

schéma de génération de nuages mis au point par H. Le Treut et les nuages de propriétés optiques fixées sont libres d'évoluer tant spatialement que temporellement. Les schémas radiatifs prennent alors en compte la variabilité tri-dimensionnelle des champs de nébulosité, d'humidité et de température.

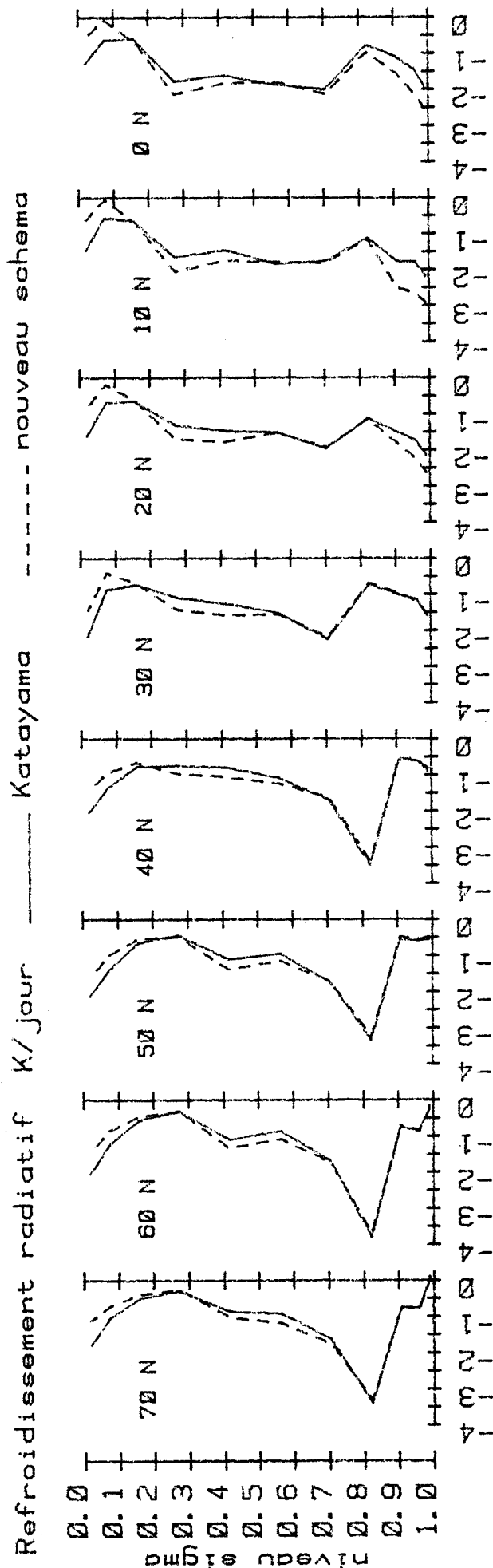
Pour prétendre à l'exhaustivité, un dernier volet de ce travail pourrait/devrait présenter des intégrations du modèle incorporant des nuages dont les propriétés optiques seraient variables spatialement et temporellement. Ce travail n'a pas été effectué étant donné les incertitudes existant encore sur les propriétés optiques des nuages (en particulier ceux des étages moyen et élevé de l'atmosphère) sur la variabilité de ces propriétés et leurs relations aux champs synoptiques et la paramétrisation somme toute relativement grossière de la nébulosité dans le modèle de circulation générale ; en particulier le modèle ne possède encore aucun moyen de diagnostiquer la nébulosité basse de type stratiforme surmontant la couche limite planétaire océanique, qui joue un rôle radiatif important du fait de sa large extension spatiale et de sa forte persistance temporelle.

De même la nébulosité haute de type cirriforme n'est que partiellement prise en compte. Au vu des biais existant sur la détermination de la quantité de nuages, il nous est apparu prématuré d'essayer de tenir compte des variations des propriétés optiques des nuages. Ce travail restera néanmoins à faire dès lors que les conditions de formation, de maintien et de dissipation des différents types de nuages seront bien connues et que sera disponible une paramétrisation de ces différents mécanismes compatible avec les contraintes qu'impose un modèle de circulation générale.

On trouvera en appendice une description rapide des éléments du modèle de circulation générale qui interagissent avec les termes de rayonnement et auxquels nous aurons à nous référer dans la discussion des résultats.

Dans la deuxième section, nous comparons les résultats de calculs statiques pour préciser les effets directs du changement de schéma radiatif de grandes longueurs d'onde.

Figure V-1. Refroidissement radiatif en moyennes zonales à l'instant initial des intégrations





Nous présentons dans la suite les résultats de nos trois séries d'intégrations sous deux points de vue. Pour une même série, nous étudions en détail dans la troisième section, les modifications apportées aux différents champs de variables par un changement de schéma radiatif. Par ailleurs, dans le cadre plus général des interactions entre rayonnement, nébulosité et circulation générale, nous étudions de façon plus synthétique dans la quatrième section, les réponses du modèle de circulation générale au relâchement successif des contraintes sur l'humidité et la nébulosité.

## V - 2. CALCULS STATIQUES A L'INSTANT INITIAL.

Nous tenterons de distinguer entre effets directs et indirects de changement de schéma radiatif infrarouge sur les résultats du modèle en présentant tout d'abord une comparaison des champs radiatifs aux grandes longueurs d'onde calculés par les deux schémas sur le fichier représentant l'état initial des intégrations.

La figure V-1 présente pour 8 latitudes (correspondant sensiblement à 0°, 10°, 20°, 30°, 40°, 50°, 60° et 70° hémisphère Nord) les moyennes zonales des profils du refroidissement atmosphérique :

- aux basses latitudes, on peut noter un refroidissement plus important dans les basses couches dû à la prise en compte de l'absorption par le continuum de la vapeur d'eau dans la fenêtre atmosphérique. Cette absorption étant fonction de la pression partielle de vapeur d'eau est donc limitée aux basses couches et aux atmosphères chaudes riches en vapeur d'eau,

- à toutes les latitudes, on remarque un refroidissement plus important dans la couche située entre 500 et 200 mb aux basses latitudes et dont l'altitude décroît quelque peu quand on va vers les pôles. Cet effet doit son origine à la prise en compte dans le nouveau schéma de la dépendance en température de l'absorption par la vapeur d'eau et le gaz carbonique, qui est négligée dans le schéma de Katayama (1972),

### IR sortant sommet (W/m<sup>2</sup>)

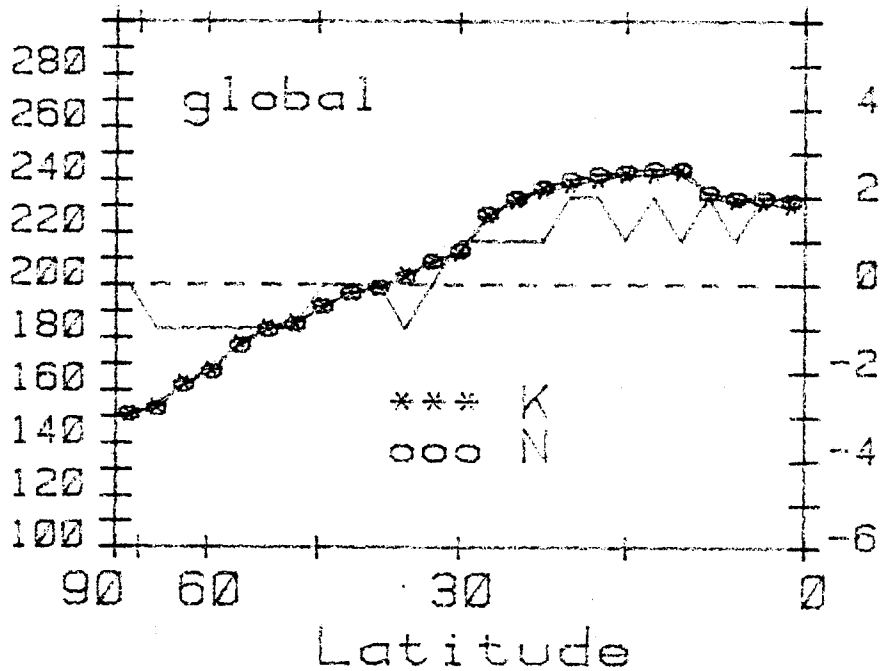
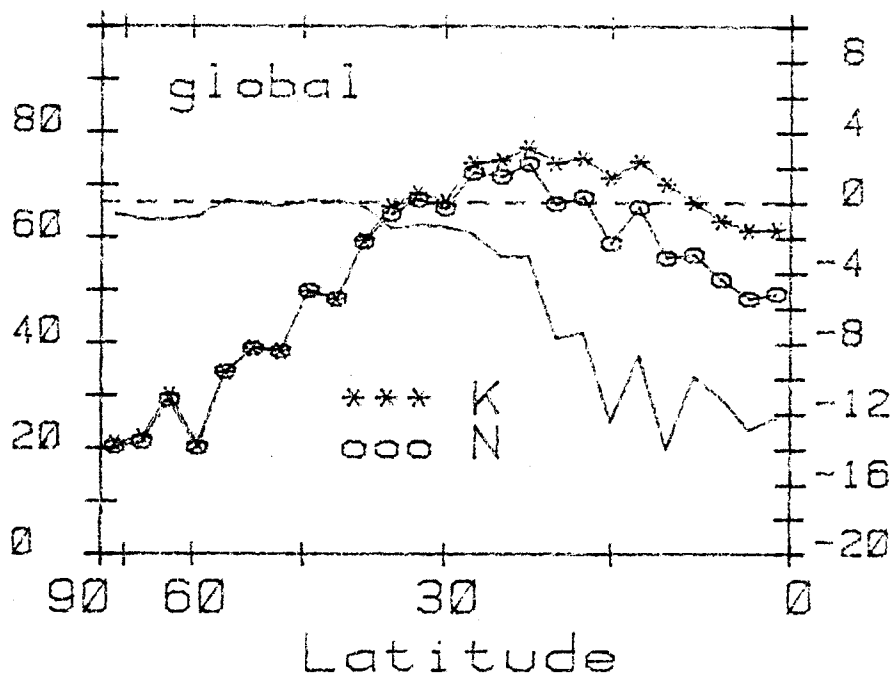


Figure V-2. Moyennes zonales du flux infrarouge sortant au sommet de l'atmosphère (en Wm<sup>-2</sup>) à l'instant initial des intégrations.

Figure V-3. Moyennes zonales du flux net infrarouge à la surface (en Wm<sup>-2</sup>) à l'instant initial des intégrations.

### IR net surface (W/m<sup>2</sup>)



- à toutes les latitudes, on observe un échauffement relatif de la stratosphère dû essentiellement à la présence de l'absorption par l'ozone dans le nouveau schéma. Compte tenu du profil de la distribution verticale de l'ozone, avec un maximum situé au dessus de 100 mb, les bandes intenses de l'ozone, situées dans une fenêtre de transmission des autres gaz, absorbent de l'énergie provenant directement de la surface. Elles réémettent vers l'espace à une température beaucoup plus froide, d'où cet échauffement localisé sous le maximum de la distribution de l'ozone et correspondant à la différence entre l'énergie reçue de la surface et celle perdue vers l'espace.

Les figures V-2 et V-3 présentent respectivement les moyennes zonales des flux de grandes longueurs d'onde sortant au sommet de l'atmosphère et net à la surface. On remarque pour le nouveau schéma un flux sortant légèrement plus important (+ 1 à 2  $\text{Wm}^{-2}$ ) aux basses latitudes et légèrement plus faible au delà de 30°N. En deçà de 20°N, le flux net en surface est plus faible (jusqu'à - 11  $\text{Wm}^{-2}$ ). Cet effet est imputable au continuum d'absorption de la vapeur d'eau. Sa prise en compte dans le nouveau schéma augmente le flux descendant à la surface. L'atmosphère perd plus d'énergie en zone intertropicale et moins aux plus hautes latitudes, ce qui devrait conduire, toutes choses étant égales par ailleurs, pour la zone tropicale à un échauffement de la surface et à un refroidissement radiatif des basses couches troposphériques.

Sur les figures V-1, V-2 et V-3, les différences entre les résultats des deux calculs représentent le forçage radiatif initial lié au changement de schéma radiatif de grandes longueurs d'onde.

### V - 3. COMPARAISON DES INTEGRATIONS DE 50 JOURS DU MODELE SECTORIEL.

Nous comparons les résultats obtenus lors de trois séries d'intégrations de 50 jours du modèle sectoriel notées respectivement FC-, FCH- et FC-. Le transfert radiatif aux grandes longueurs d'onde est traité suivant Katayama (1972) dans FCK, FCHK et VCK et à l'aide du nouveau schéma dans FCN, FCHN et VCN.

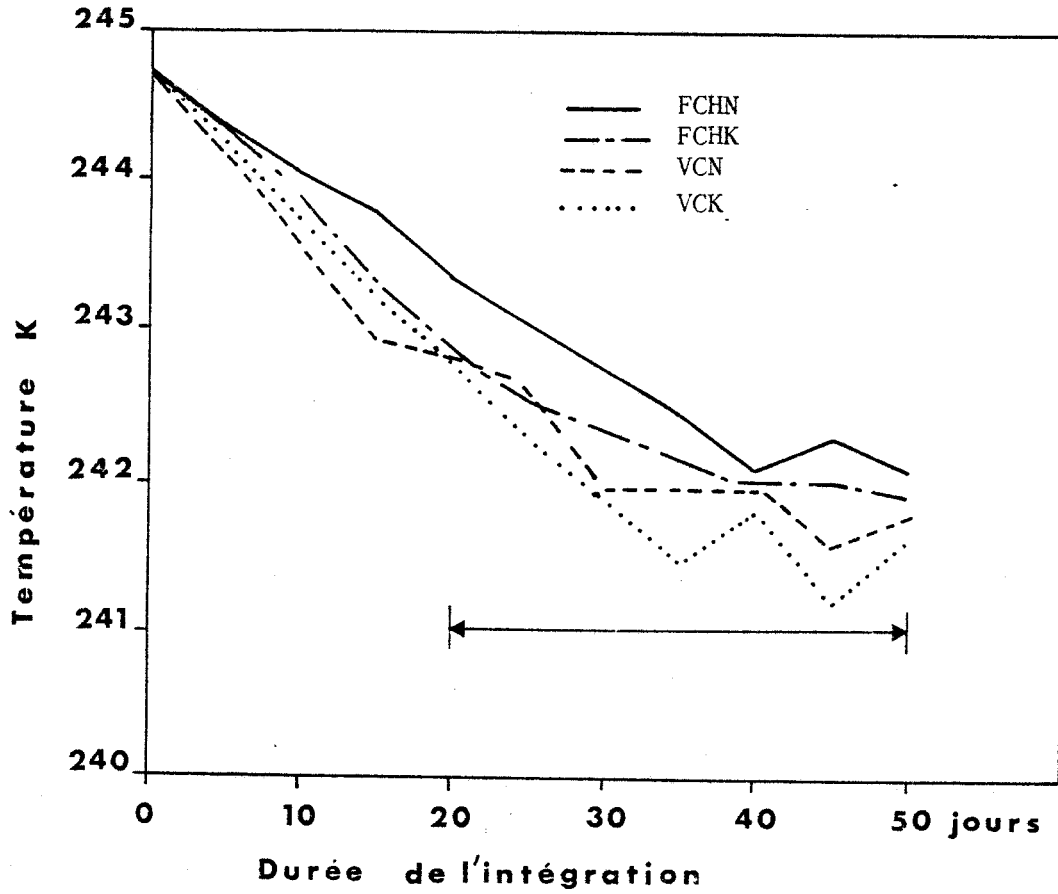


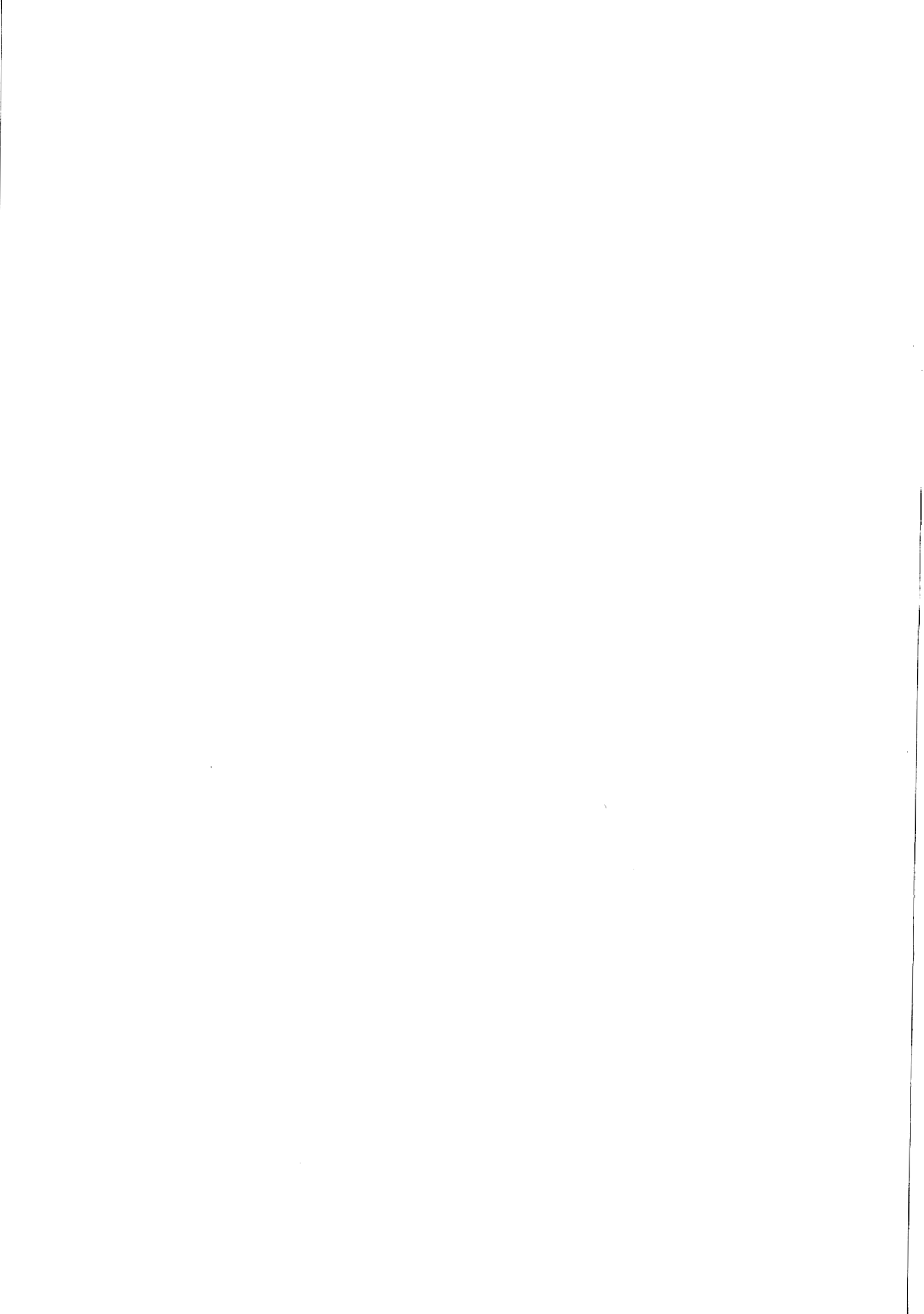
Figure V-4. Evolution de la moyenne globale de la température du modèle au cours des intégrations.

Nos tests portant essentiellement sur l'impact d'un changement de schéma radiatif sur les résultats du modèle, la durée d'intégration limitée à cinquante jours pour des raisons d'économie de temps de calcul, permet cependant de mettre en évidence la réponse modifiée du modèle dans la mesure où la plupart des processus physiques dans la troposphère, ont un temps de relaxation très inférieur à 50 jours. Il faut cependant noter que cette durée d'intégration reste courte par rapport au temps de relaxation moyen des phénomènes purement radiatifs dans la stratosphère qui selon l'étude de Ramanathan et al. (1983) varie de 25-30 jours dans la stratosphère polaire d'été à une centaine de jours dans la stratosphère polaire d'hiver. On peut néanmoins attendre de ces intégrations une information sur la tendance de l'impact qu'a dans la stratosphère ce changement de schéma radiatif.

Il est à noter que, de par sa structure qui ne considère qu'un seul hémisphère, le modèle sectoriel ne peut pas donner un état d'équilibre réaliste. Pour une simulation climatique dans les conditions de janvier, la tendance sera à un refroidissement du modèle du fait du bilan radiatif négatif au sommet de l'atmosphère.

Les résultats sont généralement présentés en valeurs moyennes sur les 30 derniers jours des intégrations (de  $J = 21$  à  $J = 50$ ). Comme le montre la figure V-4 qui présente pour les intégrations FCH- et VC- l'évolution de la moyenne globale de la température du système Terre - atmosphère, le modèle ne subit plus les variations rapides de la période transitoire des premiers jours et est alors dans un "régime de croisière" où le refroidissement est beaucoup plus lent.

Pour les six intégrations, le tableau V-3 présente, en moyenne sur les 30 derniers jours et intégrés sur le domaine spatial du modèle, les températures  $\langle T \rangle$  intégrée sur toute l'atmosphère,  $T(1)$  au niveau le plus bas du modèle,  $T_s$  de la surface, l'humidité  $\langle Q \rangle$  intégrée sur toute l'atmosphère, l'humidité relative  $RH(1)$  au niveau le plus bas du modèle et le vent zonal  $\langle U \rangle$ , ainsi qu'un ensemble de paramètres du bilan radiatif, du cycle hydrologique et de la nébulosité.



		FCK	FCN	FCIK	FCHN	VCK	VCN
$F_S^{net}(\text{top})$	$Wm^{-2}$	142,6	142,6	142,4	142,6	151,1	149,2
$F_S^{net}(\text{surf})$	$Wm^{-2}$	189,5	189,5	189,5	189,4	197,0	194,8
$F_T^+(\text{top})$	$Wm^{-2}$	216,6	216,7	213,8	215,9	233,1	237,3
$F_T^{net}(\text{surf})$	$Wm^{-2}$	62,1	58,3	60,4	55,8	65,2	60,3
$F_T^{net}(\text{top})$	$Wm^{-2}$	- 27,0	- 27,1	- 24,3	- 26,7	- 36,1	- 42,2
$F_T^{net}(\text{surf})$	$Wm^{-2}$	80,5	84,3	81,9	86,8	85,9	88,9
albedo		0,271	0,271	0,271	0,272	0,245	0,248
< T >	K	243,46	243,71	242,08	242,54	241,71	242,07
T(1)	K	278,36	277,56	277,99	277,16	275,80	275,23
T <sub>Surf</sub>	K	280,44	279,84	279,87	279,22	278,17	277,89
Précipitation	cm/jour	0,303	0,309	0,283	0,306	0,314	0,339
Evaporation	cm/jour	0,307	0,308	0,282	0,304	0,310	0,337
Humidité du sol	cm	1,002	1,068	0,905	1,008	1,070	0,965
Humidité relative (1)	%	85,9	86,7	87,1	88,6	89,5	89,3
< Q >	g/kg	2,33	2,23	2,07	1,94	1,97	1,81
< U >	ms <sup>-1</sup>	12,28	11,54	12,46	11,81	11,59	11,19
Nébulosité totale		0,478		0,478		0,378	0,384
Nébulosité basse		0,323		0,323		0,253	0,274
Nébulosité moyenne		0,082		0,082		0,063	0,062
Nébulosité haute		0,166		0,166		0,130	0,109
Facteur de nébulosité						- 0,097	- 0,078

Tableau V-3. Moyennes sur l'ensemble du domaine sectoriel et sur les 30 derniers jours des intégrations (J = 21 + 50) de paramètres du bilan radiatif, du cycle hydrologique et de la nébulosité.  $F_S$  et  $F_T$  représentent respectivement les flux radiatifs de courtes et de grandes longueurs d'onde (solaire et tellurique) ; "top" et "surf" indiquent respectivement le sommet et la surface du modèle.

< > indique un paramètre moyenné sur l'ensemble de l'atmosphère,

(1) indique un paramètre au premier niveau du modèle.

T est la température, Q l'humidité spécifique et U le vent zonal.



Pour les trois séries d'intégrations, le changement de schéma radiatif entraîne une augmentation de  $F^{\text{net}}$  (surf), bilan radiatif à la surface et de  $F^{\text{net}}(\text{top})$ , déficit radiatif au sommet de l'atmosphère, correspondant respectivement à une diminution de  $F_{\text{T}}^{\text{net}}$  (surf), flux net de grandes longueurs d'onde à la surface et à une augmentation de  $F_{\text{T}}^+$  (top), flux de grandes longueurs d'onde sortant au sommet de l'atmosphère. L'augmentation du bilan radiatif à la surface entraîne une augmentation de l'évaporation. Le refroidissement accru par le continuum d'absorption de la vapeur d'eau tend à refroidir les basses couches. On note aussi une augmentation de la précipitation et une diminution de l'humidité  $\langle Q \rangle$  et du vent zonal  $\langle U \rangle$ .

Pris en moyennes globales, ces résultats ne sont indicatifs que des tendances générales de l'impact du changement de schéma radiatif. Pour rendre compte plus finement de cet impact et expliquer les résultats variant suivant les intégrations, nous détaillons dans la suite l'étude des différents paramètres, en moyenne zonale et à l'échelle régionale. Nous comparons les résultats obtenus pour les paires d'intégrations du modèle ne différant que par le schéma radiatif et l'impact de paramétrisations de plus en plus réalistes des intégrations entre température, humidité, nébulosité et rayonnement est étudié par comparaison des séries d'intégrations entre elles. Compte tenu du nombre d'intégrations effectuées et de la multiplicité des champs disponibles, nous nous limiterons dans la présentation des résultats aux cas les plus significatifs.

### V - 3.1. Champ de température.

Les figures V-5 présentent les champs de température en moyenne zonale pour FCK (fig. V-5.a) et FCN (fig. V-5.b) tandis que les figures V-6 font apparaître les différences de température FCN - FCK (fig. V-6.a), FCHN - FCHK (fig. V-6.b) et VCN - VCK (fig. V-6.c).

L'impact le plus évident du changement de schéma radiatif se situe dans la stratosphère. L'incorporation de l'absorption par l'ozone et le meilleur traitement de l'absorption par le gaz carbonique dans le nouveau schéma contribuent à produire un échauffement de plus de 10 K vers 20 km par rapport aux températures obtenues avec l'ancien schéma. Cet échauffement des couches

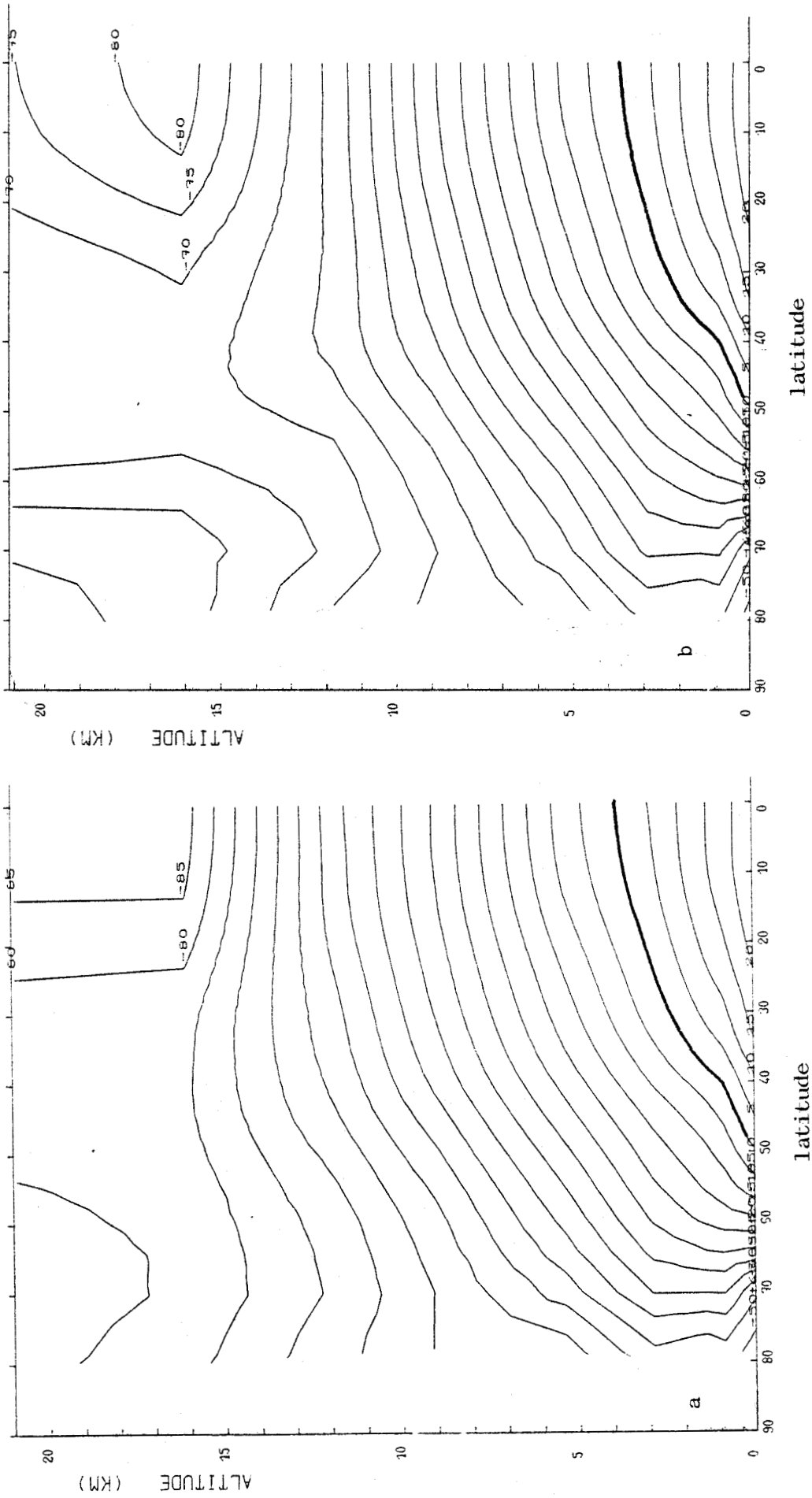


Figure V-5. Distribution en altitude et latitude des moyennes zonales de la température pour FCK (fig. V-5.a) et FCN (fig. V-5.b) (en °C).

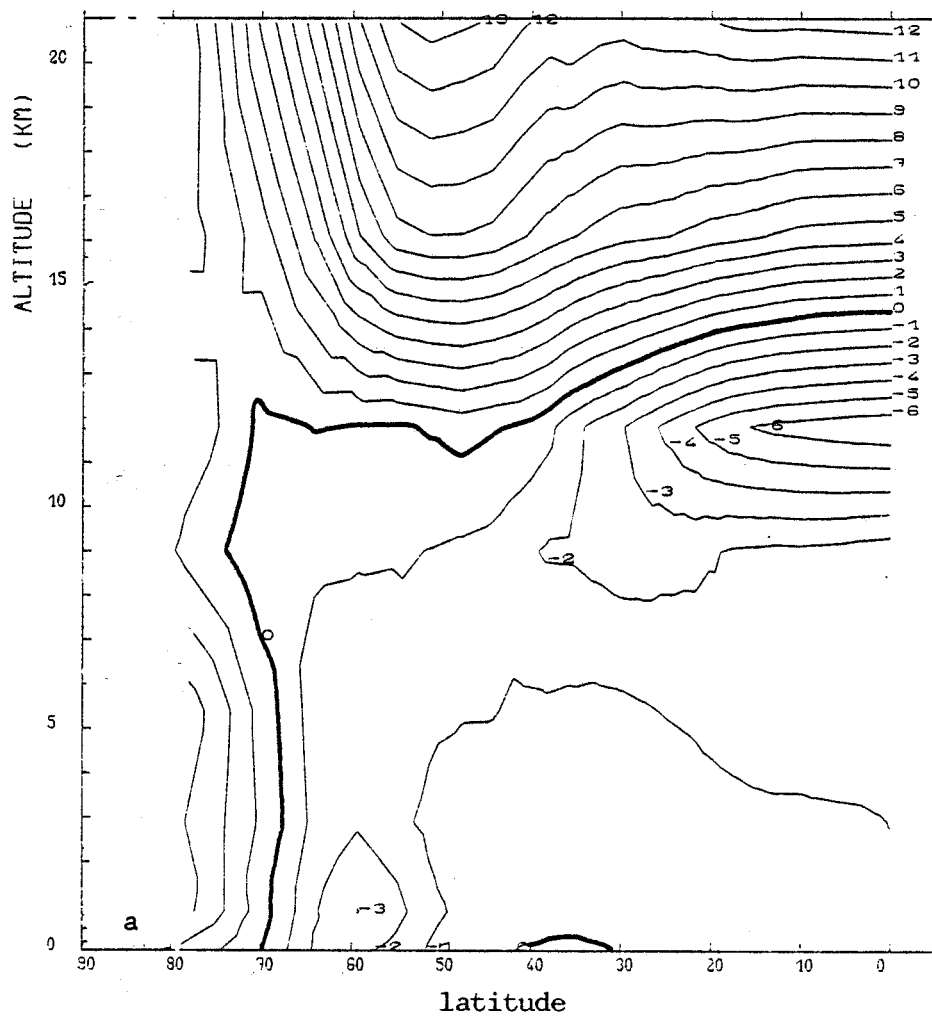
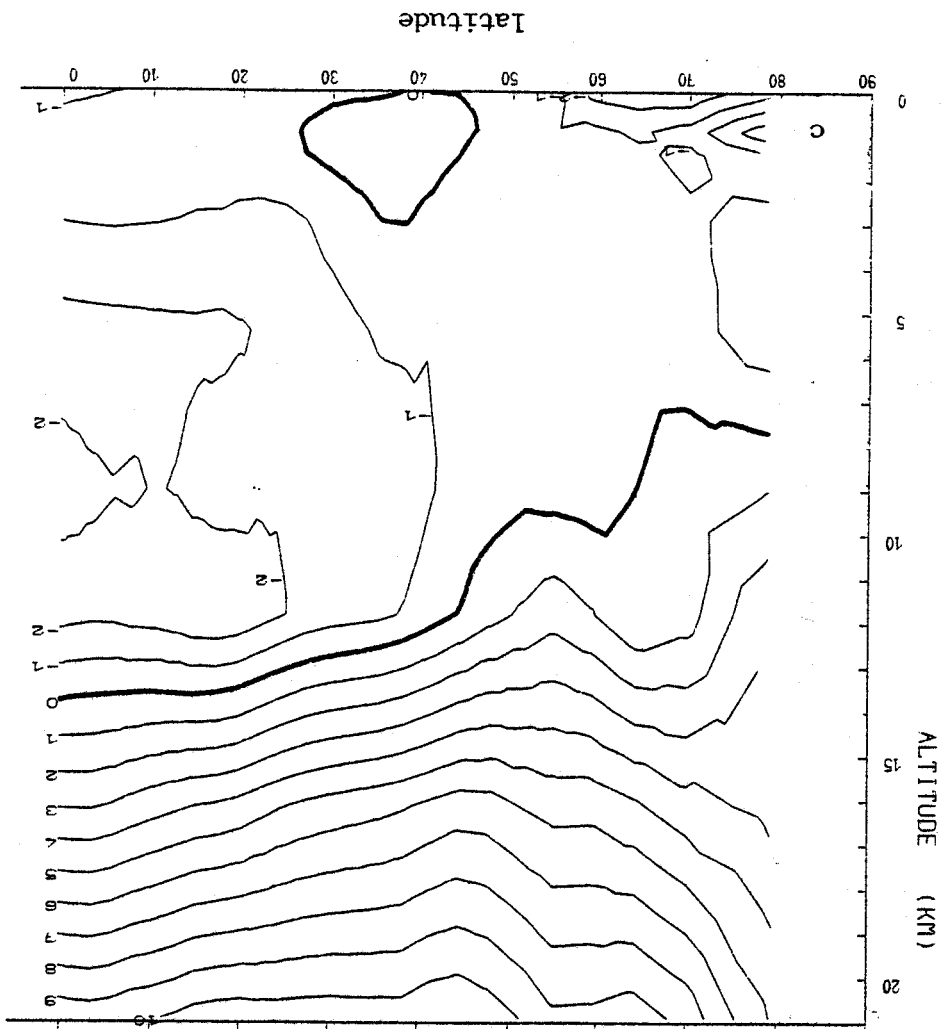


Figure V-6.a. Distribution en altitude et latitude des moyennes zonales de la différence de température entre FCN et FCK (en °C).



Figure V-6.c. Distribution en altitude et latitude des moyennes zonales de la différence de température entre VCN et VCK (en °C).



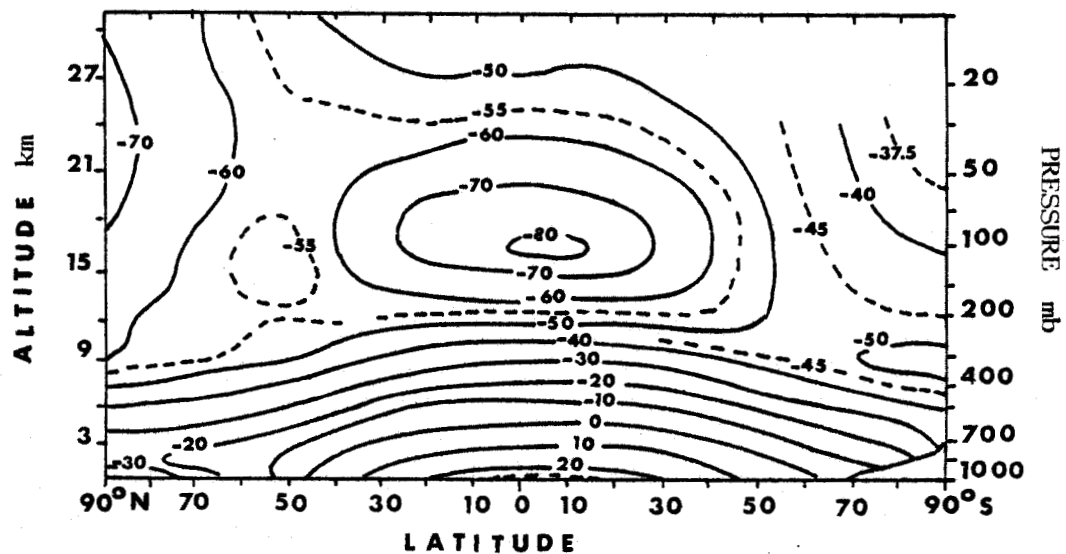


Figure V-7. Distribution en altitude et latitude des moyennes zonales de la température (en degré Celsius) suivant Dopplick (1972) ; d'après Newell et al. (1972).



supérieures permet dans les intégrations xxN de fermer la zone du minimum tropical vers 17 km qui restait ouverte dans les intégrations xxK, et de rétablir ainsi la tropopause en zone tropicale à une altitude plus conforme à la climatologie de Dopplick présentée sur la figure V-7.. Cette amélioration est à noter car elle corrige un défaut systématique commun à la plupart des modèles numériques de l'atmosphère (Ramanathan et al., 1983).

Dans la troposphère, on observe généralement des températures plus basses avec le nouveau schéma qu'avec l'ancien (fig. V-6).

Si l'effet observé dans les hautes couches (qui sont proches de l'équilibre radiatif) peut être aisément interprété à partir des caractéristiques d'absorption des schémas radiatifs utilisés, le refroidissement des basses couches semble plus difficile à expliquer du fait de l'importance des termes dynamiques pour l'établissement de ces températures.

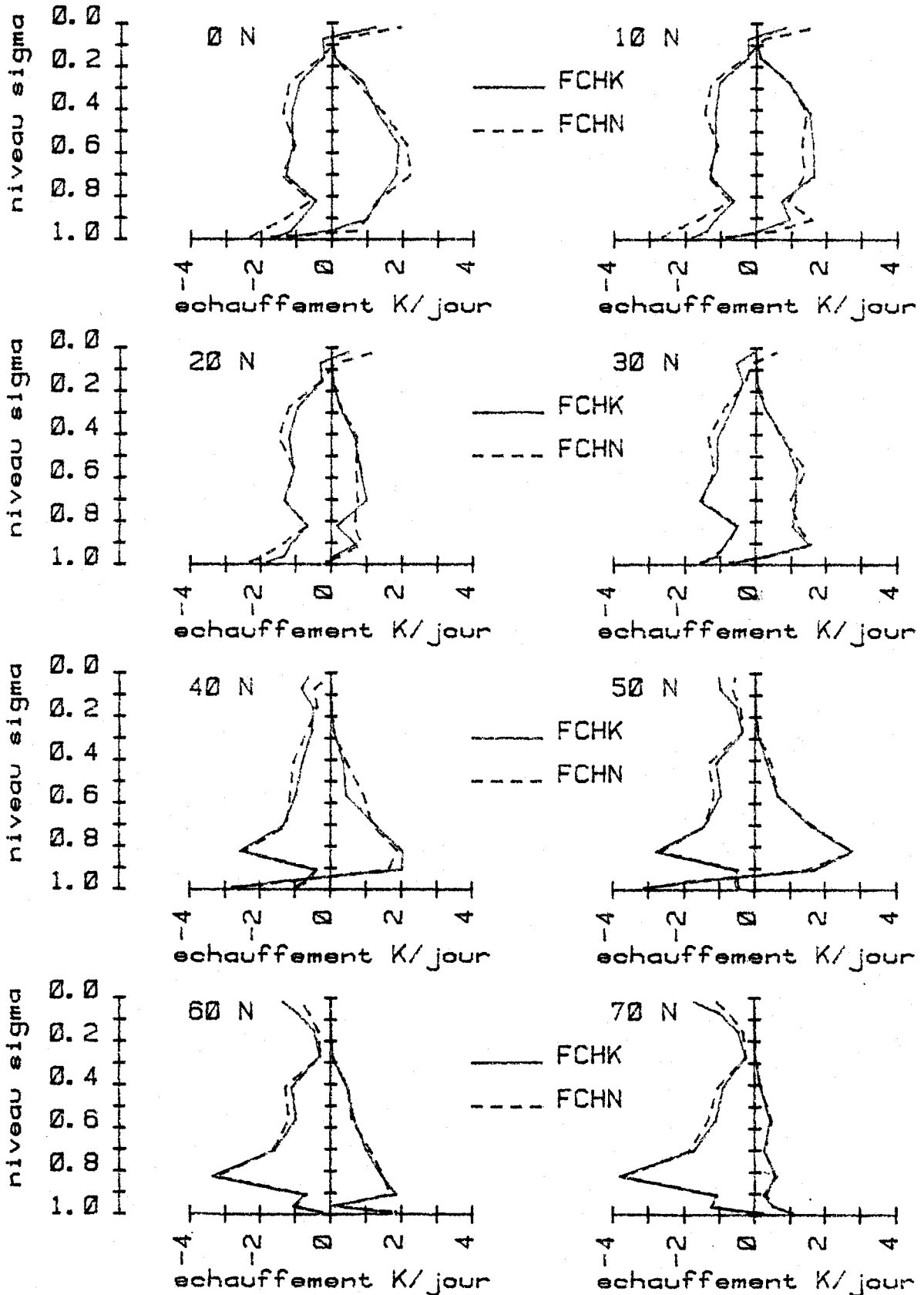
En première approximation, les températures troposphériques plus froides sont dues à un refroidissement accru avec le nouveau schéma (fig. V-1). Aux basses latitudes, la baisse de la température vers 11 km peut être reliée au refroidissement plus fort lié à une meilleure prise en compte des effets de température dans l'absorption par la vapeur d'eau et le gaz carbonique. On remarque que ce refroidissement diminue quand on passe de FC - à FCH -, à VC - du fait du rôle régulateur de l'humidité et de la nébulosité qui tendent à s'ajuster pour diminuer l'effet premier du changement de schéma radiatif.

Une interprétation plus fine est possible suivant l'analyse proposée par Fels et Kaplan (1975). Ces auteurs imaginent une atmosphère arrivée à l'équilibre pour un certain schéma radiatif donné. Dans cette situation, le taux d'échauffement total moyenné sur un temps suffisamment long est nul pour n'importe quel élément de volume, et peut être considéré comme la somme d'un échauffement purement radiatif et d'un échauffement purement dynamique. Un nouveau schéma radiatif est alors introduit et le modèle est intégré jusqu'à un nouvel état d'équilibre, qui peut être obtenu à partir de deux comportements extrêmes :



Figure V-8.

Profils verticaux de l'échauffement par convection (à droite des axes) et du refroidissement radiatif net (à gauche des axes) (en K/jour) en moyenne sur les 5 premiers jours des intégrations. Le refroidissement radiatif net est la somme de l'échauffement radiatif par absorption de rayonnement solaire et du refroidissement par émission de rayonnement tellurique. L'échauffement par convection est la somme des échauffements résultant de l'ajustement convectif sec, de l'ajustement convectif humide et du schéma de convection des cumulus en air non saturé.



- un ajustement de type radiatif pour lequel l'atmosphère soumise au forçage radiatif du nouveau schéma, maintient constant son échauffement d'origine dynamique, mais modifie le champ de température de façon à restaurer un champ d'échauffement radiatif calculé par le nouveau schéma, égal à celui calculé par l'ancien schéma sur l'ancien champ de température ;

- un ajustement de type dynamique pour lequel les champs de température et d'humidité demeurent constants (donc l'échauffement radiatif garde la nouvelle valeur donnée par le nouveau schéma radiatif) pendant que la dynamique évolue et modifie l'échauffement dynamique de façon à compenser le nouvel échauffement radiatif et à retrouver l'équilibre initial.

Il est clair que l'atmosphère telle qu'elle est simulée par le modèle ne se comporte pas suivant l'un ou l'autre des ajustements précités, mais l'analyse de Fels et Kaplan permet de caractériser des comportements limites.

Afin de voir qualitativement quelles sont les tendances au début des intégrations, la figure V-8 présente pour FCHK et FCHN les profils du refroidissement radiatif net (refroidissement de grandes longueurs d'onde plus échauffement de courtes longueurs d'onde) et de l'échauffement par convection aux 8 latitudes déjà considérées sur la figure V-1 moyennés sur les 5 premiers jours des intégrations (les résultats à l'instant initial étant très bruités, une moyenne sur les premiers jours s'avère nécessaire pour mettre en évidence les tendances). Au delà de 50°N, la similitude entre les profils de l'échauffement par convection, indique que l'atmosphère subit un ajustement de type radiatif. Aux plus basses latitudes, on observe des écarts plus importants entre les profils mettant en évidence un ajustement à la fois radiatif et dynamique.

A titre d'illustration, la distribution horizontale de la température  $T_S$  de la surface du modèle produite pour VCK est présentée sur la figure V.9a.

Les températures océaniques sont fixées à leurs valeurs climatologiques en moyenne zonale. On observe un maximum de température localisé à la limite sud de la zone aride de type désertique que simule le modèle. Plus au sud, malgré un ensoleillement plus fort, la température diminue en raison des fortes précipitations équatoriales et de l'évaporation intense

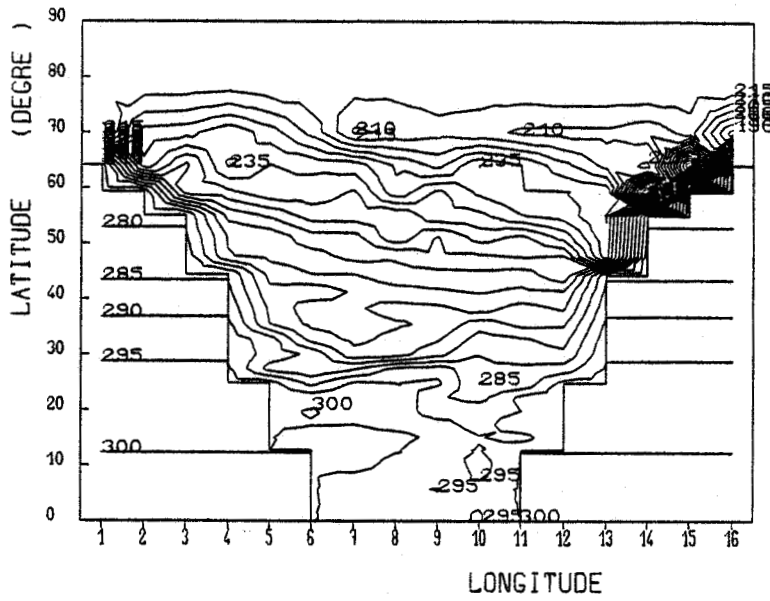


Figure V-9.a. Distribution horizontale de la température à la surface du modèle pour VCK (en degrés K).

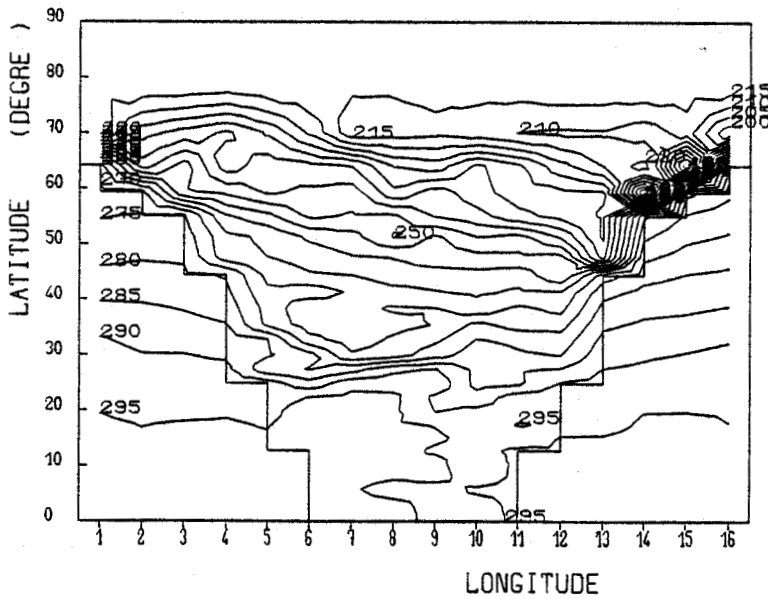


Figure V-9.b. Distribution horizontale de la température de l'air au premier niveau du modèle ( $\sigma = 0.997$ ) pour VCK (en degrés K).

qui leur sont associées (cf. section V-3.5). Vers 30°N, les isothermes suivent étroitement le relief et le minimum relatif à 35°N est lié à l'existence de la montagne définie dans cette zone du modèle. Au delà, la décroissance des températures est à relier à la diminution du rayonnement solaire disponible à la surface. Par ailleurs, la surface du modèle est couverte de neige au nord de 40°N et le fort albedo associé à la neige renforce le refroidissement. Au delà de 65°N, les très faibles températures sont liées aux zones de glace permanentes spécifiées dans le modèle. Les basses couches polaires doivent leurs températures trop froides d'environ 20K (par rapport à la climatologie de Dopplack (1972) ) aux conditions de surface du modèle. La trop faible superficie de l'océan aux hautes latitudes, ne permet pas à celui-ci de jouer pleinement son rôle de réservoir de chaleur et ce défaut est encore accentué par la présence de la source froide que constitue la zone de banquise et de glace imposée au nord de 70° dans le modèle.

Comme le présente la figure V.9b, la température atmosphérique  $T(1)$  au niveau le plus bas du modèle dépend fortement de la température de la surface sous-jacente. A l'exception des plus hautes latitudes du modèle, l'air est plus froid que la surface conformément à la situation observée en hiver.

Lors du changement de schéma radiatif, la température de la surface du continent se modifie en réponse au forçage radiatif directement lié au changement de schéma radiatif et aux différentes interactions liant les différents termes (flux radiatifs et turbulents) du bilan énergétique de la surface. La figure V-10 présente la température de surface  $T_S$  en moyenne zonale sur le continent pour les trois séries d'intégrations. Alors que les moyennes globales du tableau V-3 font toutes apparaître un refroidissement de la surface avec le nouveau schéma radiatif les moyennes zonales présentent un comportement différent : à nébulosité fixée (intégrations FC - et FCH -), on observe une diminution de la température intéressant généralement toutes les latitudes, alors qu'à nébulosité interactive (intégrations VC-)  $T_S$  augmente entre 15° et 45°N.

La figure V-11 présente les moyennes zonales de  $T(1)$  sur l'ensemble du modèle et séparément pour les océans et le continent pour les différen-

# Temperature du sol (K)

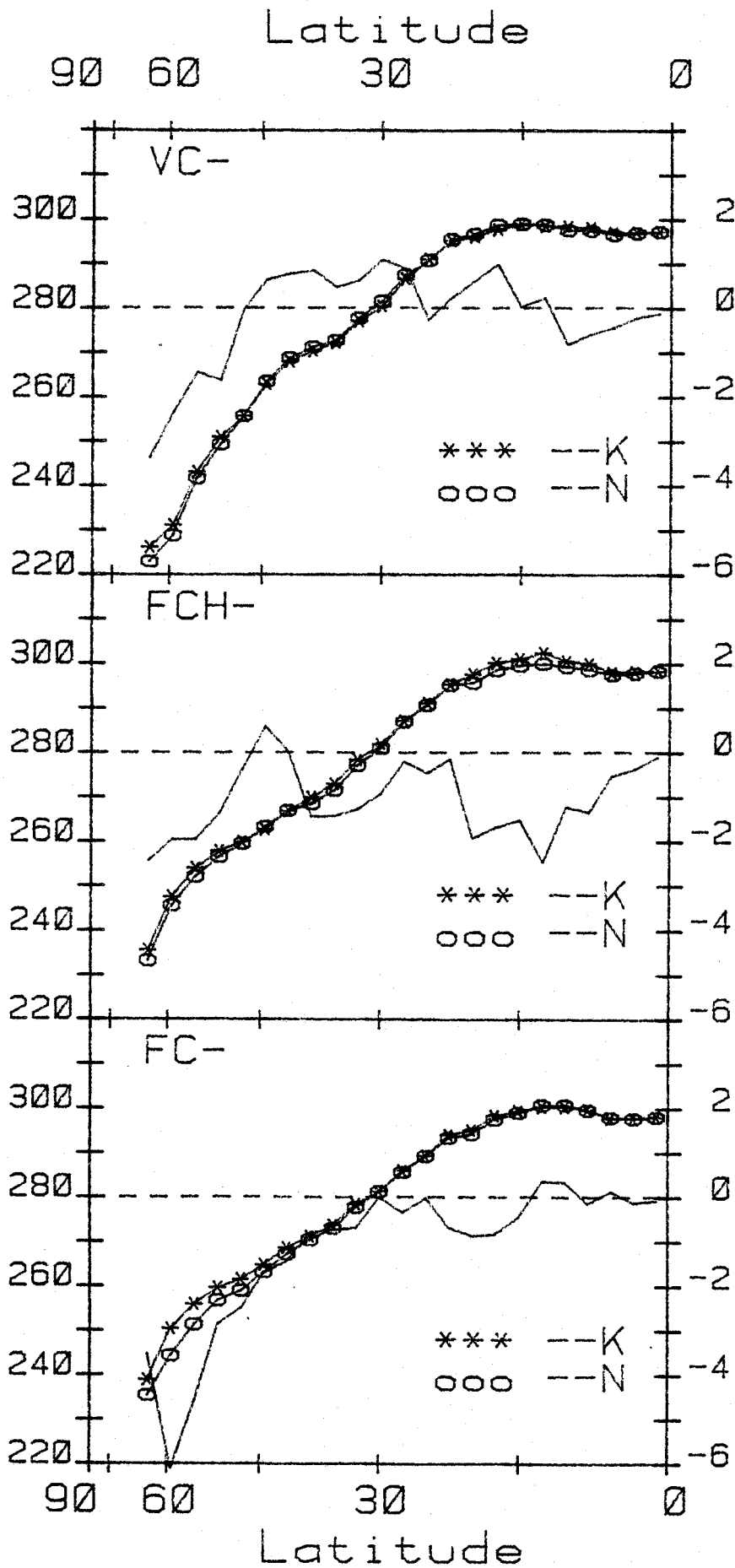


Figure V-10. Température de surface du continent (en K) en moyenne zonale sur le continent pour les trois séries d'intégrations (FC-, FCH-, VC-) suivant le schéma radiatif employé (---K : Katayama ; ---N : nouveau schéma).

Temperature air 1er niveau (K)

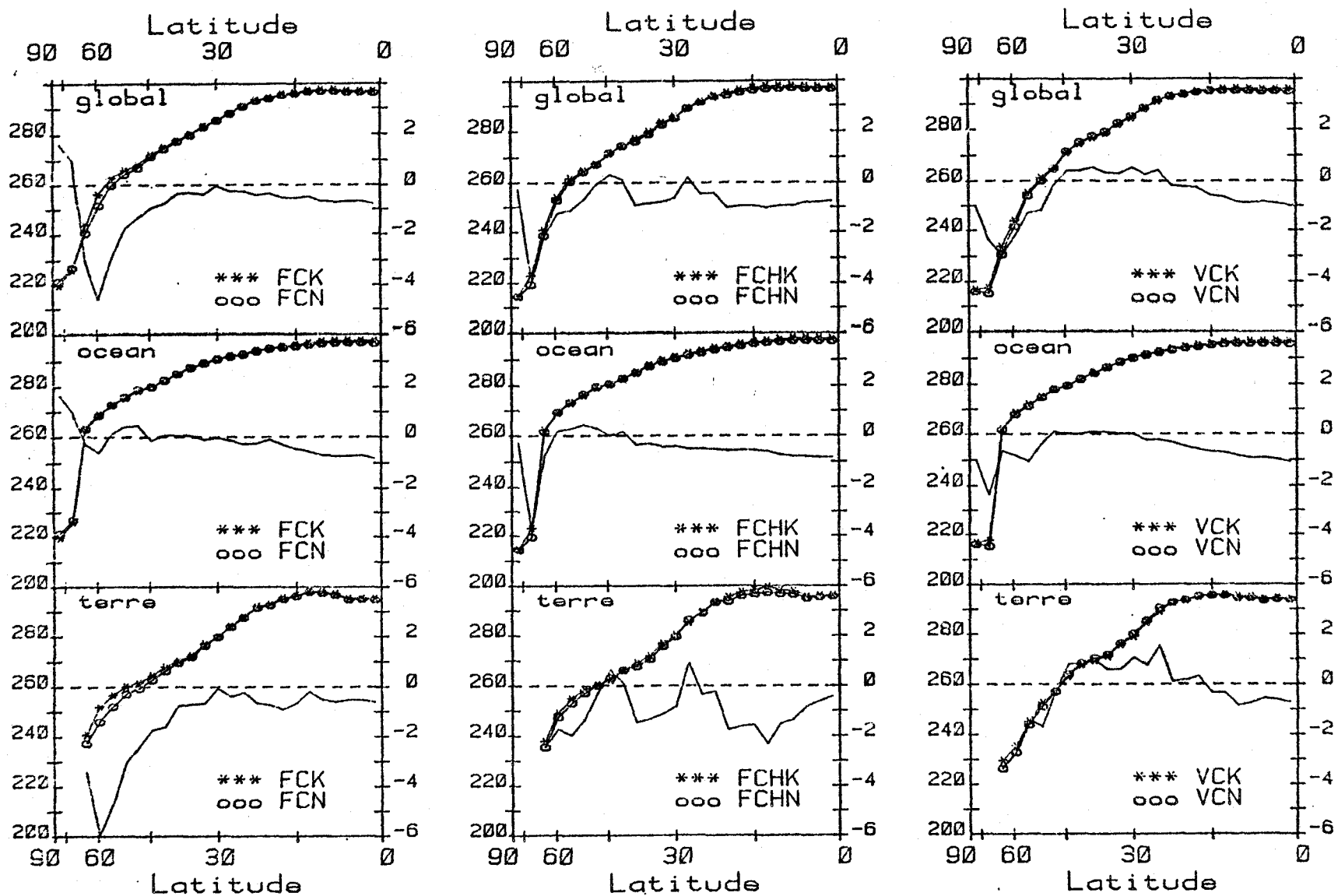


Figure V-11. Température de l'air au premier niveau du modèle ( $\sigma = 0,997$ ) en moyenne zonale sur l'ensemble du modèle (global) et séparément au-dessus des océans (océan) et et du continent (terre) (en K).





tes intégrations. La température de l'air au premier niveau du modèle, plus froide dans la zone comprise entre l'équateur et 25°N, est due au refroidissement plus intense des basses couches des basses latitudes par le nouveau schéma (fig. V-1), puisque cet effet apparaît sur l'océan et sur le continent indépendamment de variations éventuelles de la température de la surface. Au delà de 25°N, les variations de  $T(1)$  sur le continent suivent essentiellement celles de  $T_S$ . On observe aussi localement, sur l'océan comme sur le continent des températures  $T(1)$  plus chaudes avec le nouveau schéma correspondant à des zones où le refroidissement radiatif calculé dans la première couche est plus faible avec le nouveau schéma qu'avec l'ancien. A ces variations de température correspondent des variations d'humidité. Dans les trois séries d'intégration (cf. tableau V-3), le refroidissement général de la troposphère va de pair avec une diminution de l'humidité du modèle. A titre d'illustration, la figure V-12 présente la moyenne zonale de la différence entre les rapports de mélange obtenus pour les intégrations FCHN et FCHK. On observe un assèchement relatif de la troposphère particulièrement important à l'équateur et s'étendant jusqu'à 45°N. Au delà vers 50°N, une étude locale montre une augmentation de l'humidité dans les zones de la figure V-12 où les températures de l'air obtenues avec le nouveau schéma sont supérieures à celles obtenues avec l'ancien. Cet effet d'interaction est tout à fait cohérent avec le feedback positif entre température et humidité. Une preuve a contrario de l'existence de ce feedback est fournie par la comparaison de FCK et FCN où les mêmes effets apparaissent, mais avec une intensité moindre.

### V - 3.2. Champs de vent.

Ramanathan et al. (1983) expliquent de meilleurs résultats concernant la position, la forme et l'intensité des jets troposphérique et de la nuit polaire par des modifications du champ de température obtenues grâce à des améliorations apportées à leur schéma radiatif. En particulier, aux grandes longueurs d'onde, un traitement plus précis de l'effet de température sur

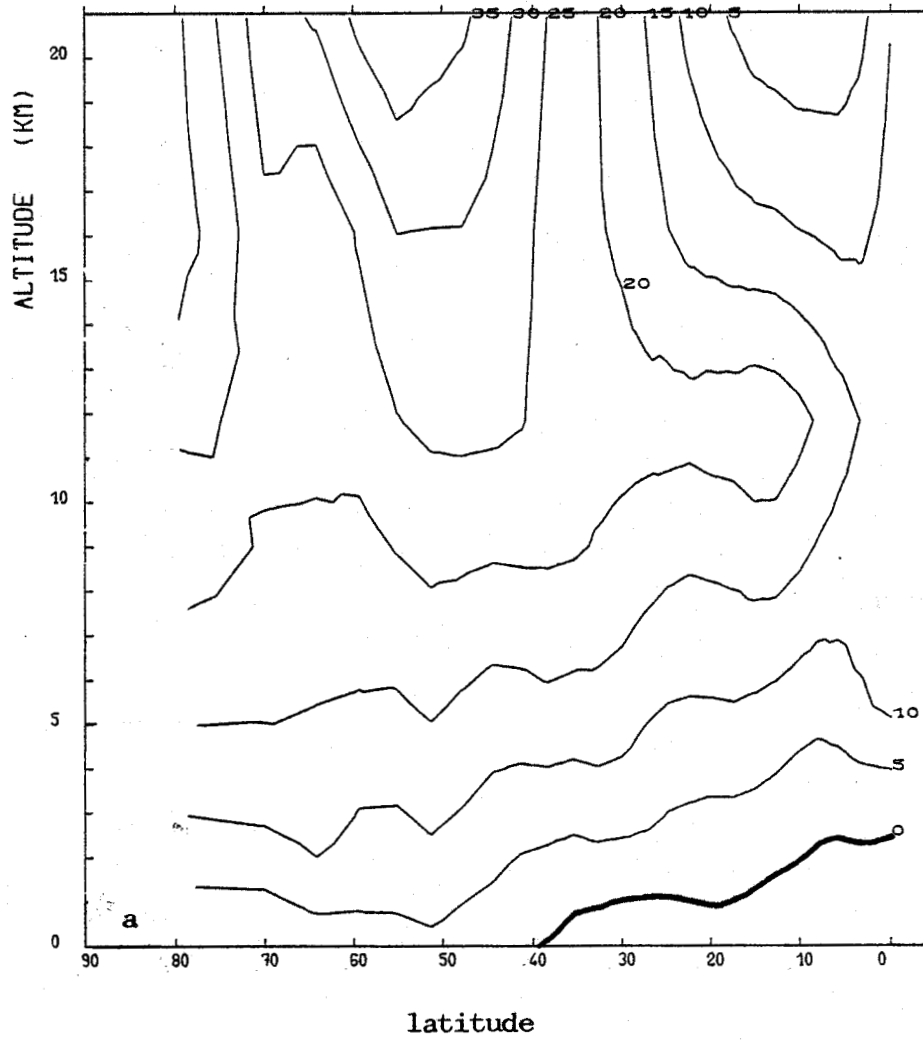


Figure V-13.a. Distribution en altitude et latitude des moyennes zonales de la composante zonale du vent pour VCK (en  $\text{ms}^{-1}$ ).

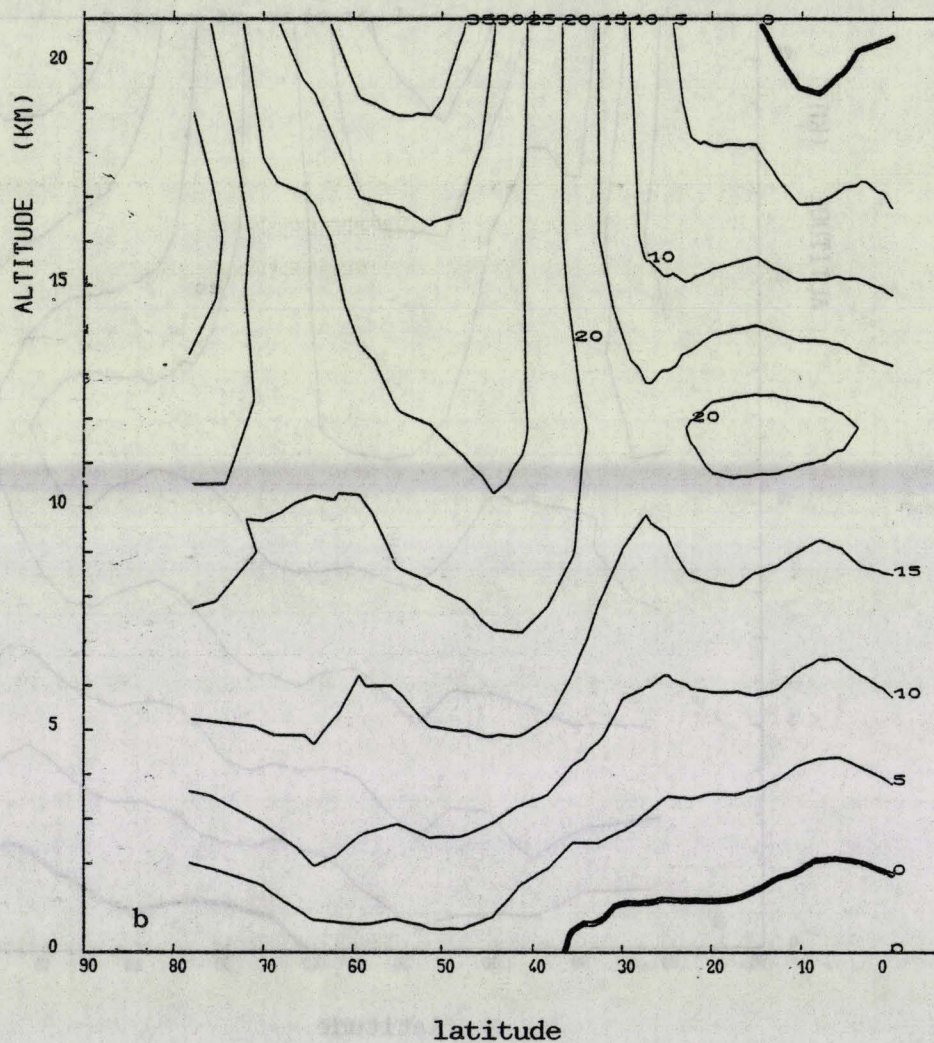


Figure V-13.b. Distribution en altitude et latitude des moyennes zonales de la composante zonale du vent pour VCN (en  $\text{ms}^{-1}$ )

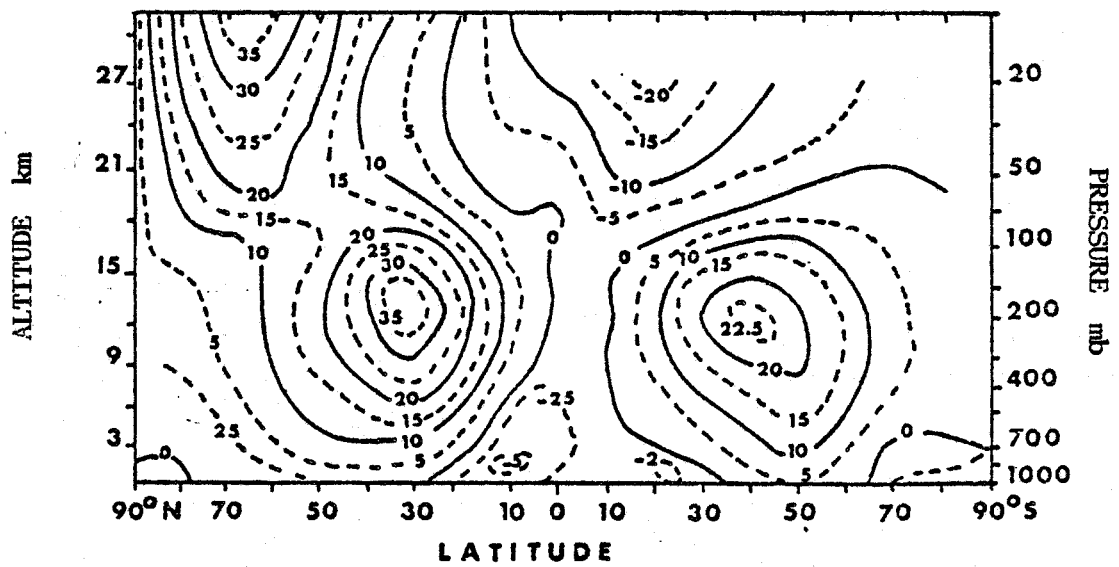


Figure V-14. Distribution en altitude et latitude des moyennes zonales de la composante zonale du vent en hiver (en  $\text{ms}^{-1}$ ) ; d'après Newell et al. (1972).



l'absorption par le gaz carbonique, et pour les nuages hauts, une émissivité variable avec leur contenu en eau liquide permettaient à ces auteurs d'obtenir des températures stratosphériques au pôle Nord en hiver beaucoup plus proches des valeurs climatologiques, alors que le défaut commun à la plupart des modèles de circulation générale est d'avoir des températures stratosphériques aux hautes latitudes trop basses pendant la nuit polaire. Les figures V-13 a, V-13 b présentent la moyenne zonale de la composante zonale du vent  $\langle \bar{U} \rangle$  pour les intégrations VCK et VCN. Par comparaison aux valeurs climatologiques de Newell et al. (1972) présentées sur la figure V-14, nous obtenons des jets situés trop au Sud d'environ 10 à 15° et le jet troposphérique situé vers 12 km est généralement trop faible (environ 20 ms<sup>-1</sup> au lieu de 35 ms<sup>-1</sup>).

D'une manière générale, pour les trois séries d'intégrations, le changement radiatif ayant diminué les gradients de température entre le pôle et l'équateur, la relation du vent thermique explique les jets moins intenses avec le nouveau schéma qu'avec l'ancien. Le passage d'une nébulosité fixe à une nébulosité interactive conduisant au même effet sur les températures, nous observons un affaiblissement des jets de même nature.

Le champ de vent méridien  $\langle \bar{V} \rangle$  n'apporte qu'une information limitée quand il est obtenu par moyenne sur des cercles de latitude. En effet il représente un résidu statistique de la moyenne de grandes valeurs de signe opposé. Néanmoins la figure V-15 qui présente  $\langle \bar{V} \rangle$  pour l'intégration FCHK fait apparaître :

- une région s'étendant de l'équateur à 45°N où les vents sont du Nord à basse altitude et du Sud à haute altitude.

- et une région au delà de 45°N où les vents sont du Nord à haute altitude et du Sud plus bas (sauf très près de la surface).

On observe donc une circulation à deux cellules : une cellule directe aux basses latitudes qui est la cellule de Hadley et une cellule inverse plus au Nord qui est la cellule de Ferrel. La troisième cellule polaire, n'apparaît pas dans le modèle du fait de la faible résolution du modèle aux hautes latitudes.

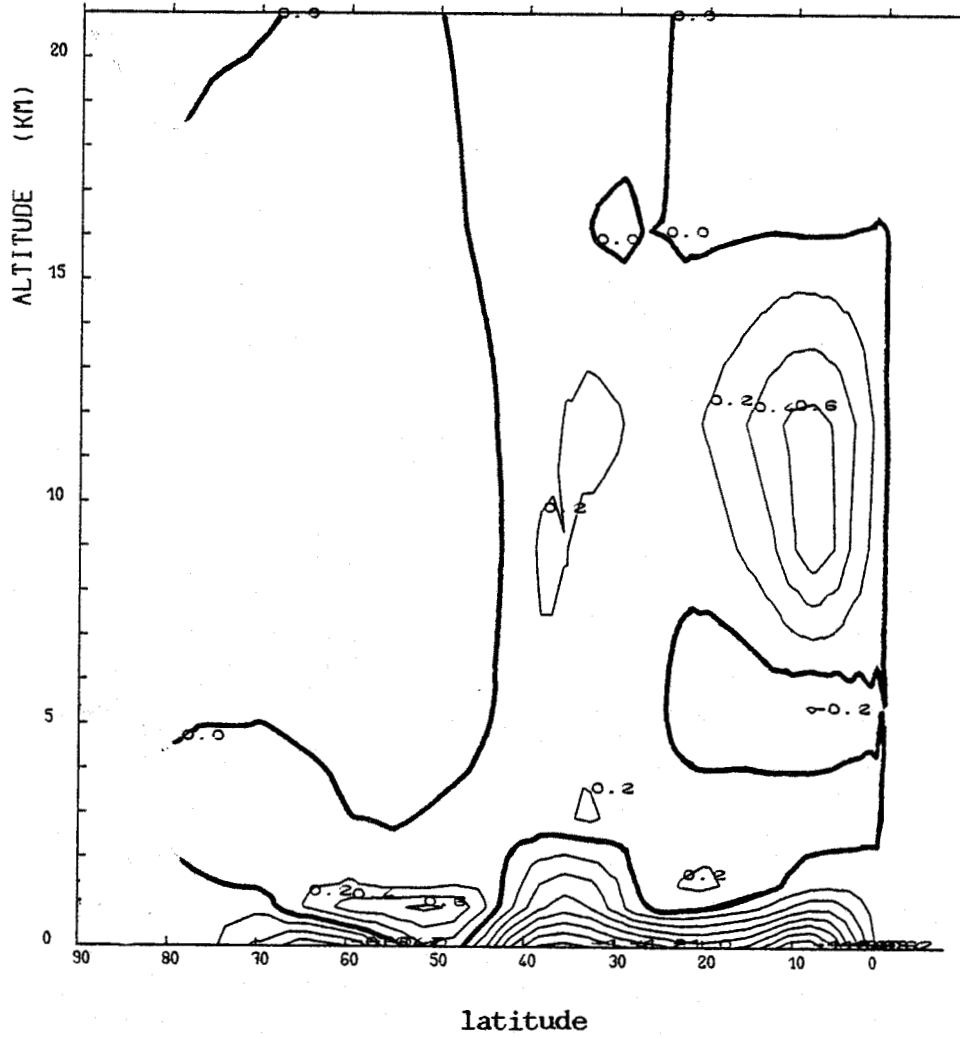


Figure V-15. Distribution en altitude et latitude des moyennes zonales de la composante méridienne du vent pour FCHK (en  $\text{ms}^{-1}$ ).



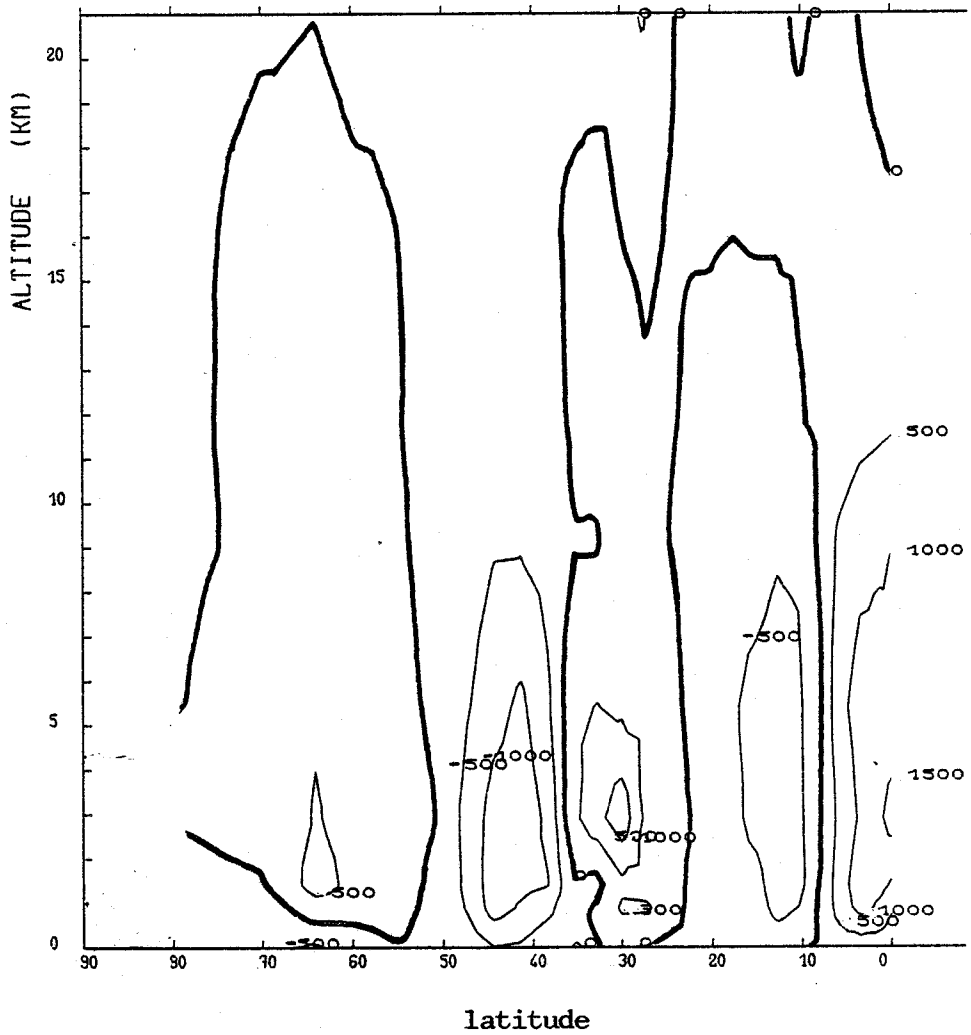


Figure V-16. Distribution en altitude et latitude des moyennes zonales de la composante verticale du vent pour FCHK (unité arbitraire). Les ascendances correspondent aux zones positives.



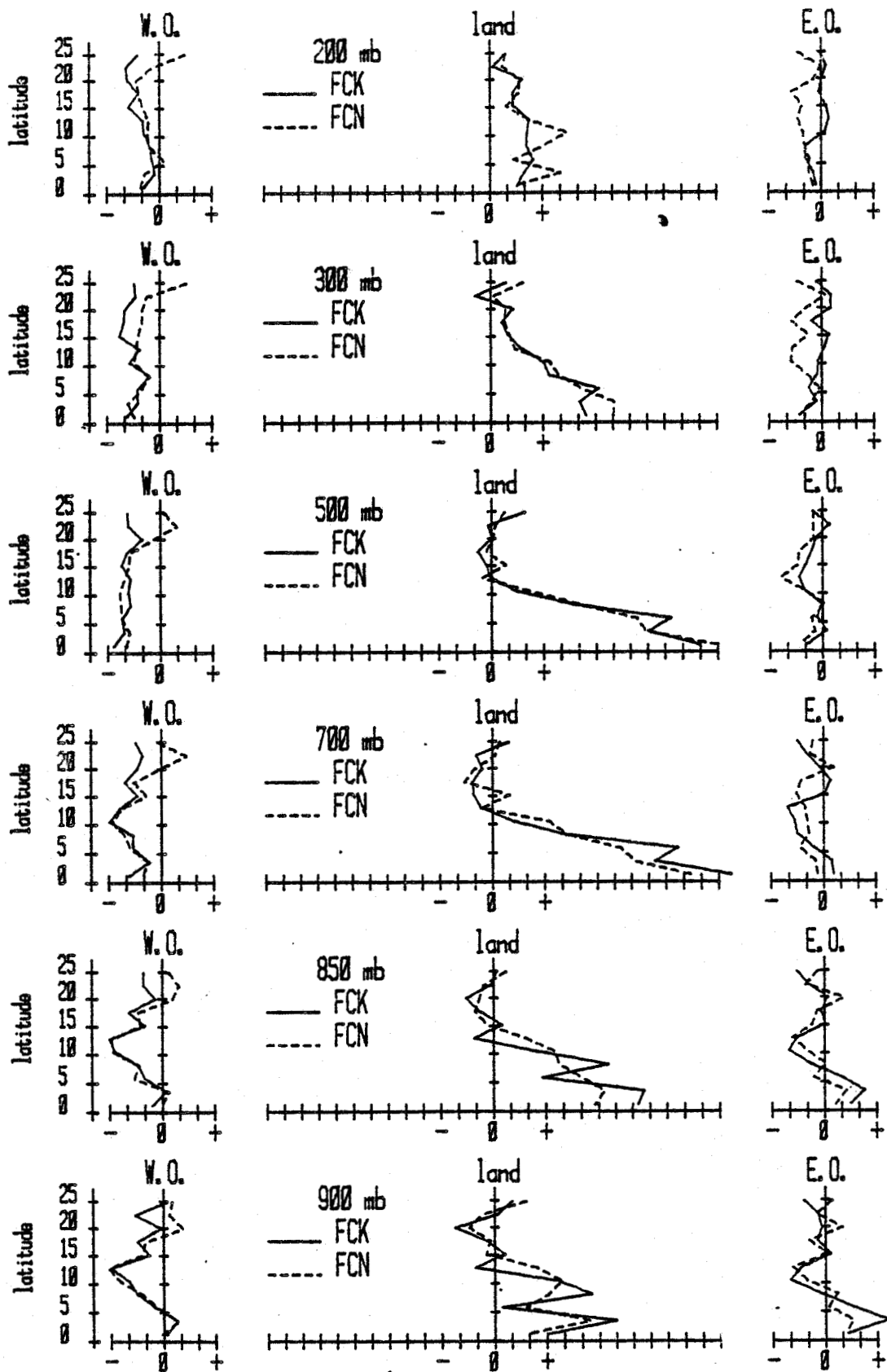


Figure V-17.a. Distribution en latitude entre l'équateur et 25°N de la composante verticale du vent à différents niveaux de pression pour les intégrations FC- ; moyennes zonales sur les régions océanique, occidentale (W;O), continentale (land) et océanique orientale (E.O) ; les mouvements ascendants sont notés positivement ; l'unité est arbitraire.

Le champ de vent vertical est présenté pour la même intégration sur la figure V-16. Si l'on note clairement la branche ascendante de la cellule de Hadley entre l'équateur et  $10^{\circ}\text{N}$ , la branche descendante est mal définie. On observe en effet une forte ascendance vers  $30^{\circ}\text{N}$  directement liée à l'orographie et qui divise en deux parties la branche descendante de la cellule de Hadley, l'une située entre  $10$  et  $20^{\circ}\text{N}$ , qui tend d'ailleurs à comprimer la branche ascendante équatoriale, l'autre au delà de  $40^{\circ}\text{N}$ . Au delà de  $50^{\circ}\text{N}$ , on retrouve un vent vertical ascendant correspondant à la branche ascendante de la cellule de Ferrel. Cette circulation reste néanmoins assez éloignée des champs observés. L'ensemble des défauts apparaissant dans le champ de vent peut être imputé à la description simplifiée de la circulation générale que constitue le modèle sectoriel. L'hypothèse de symétrie entre les deux hémisphères tend pour une simulation du climat en hiver à ramener trop au Nord la circulation de Hadley. Par ailleurs, la périodicité longitudinale d'ordre trois et la distribution choisie pour l'élévation du terrain surévaluent le forçage de la circulation par l'orographie. Il reste néanmoins intéressant de voir quel est l'impact du changement de schéma radiatif sur cette circulation verticale.

Représentées en moyenne zonale comme sur la figure V-16, les modifications apportées au champ de vent vertical par un changement de schéma radiatif sont difficilement interprétables. En particulier, dans les régions tropicales où l'impact d'un tel changement devrait être le plus fort, le vent vertical présente à la même latitude de fortes ascendances sur la zone de convergence que constitue le continent et des mouvements descendants sur les zones de divergence océanique. Sur les figures V-17a, V-17b et V-17c correspondant aux différentes séries d'intégrations, nos résultats sont donc présentés à différents niveaux de pression, en fonction de la latitude entre l'équateur et  $25^{\circ}\text{N}$ , en moyenne pour les trois zones, respectivement océanique occidentale (WO), continentale (land) et océanique orientale (EO). Les résultats ne sont pas présentés au delà de  $25^{\circ}\text{N}$ , car ils apparaissent trop marqués par les effets orographiques et ne reflètent que de manière indirecte les modifications subies par les champs radiatifs.

En l'absence de sorties diagnostiques concernant les flux de masse dans cette version du modèle de circulation générale, les modifications du

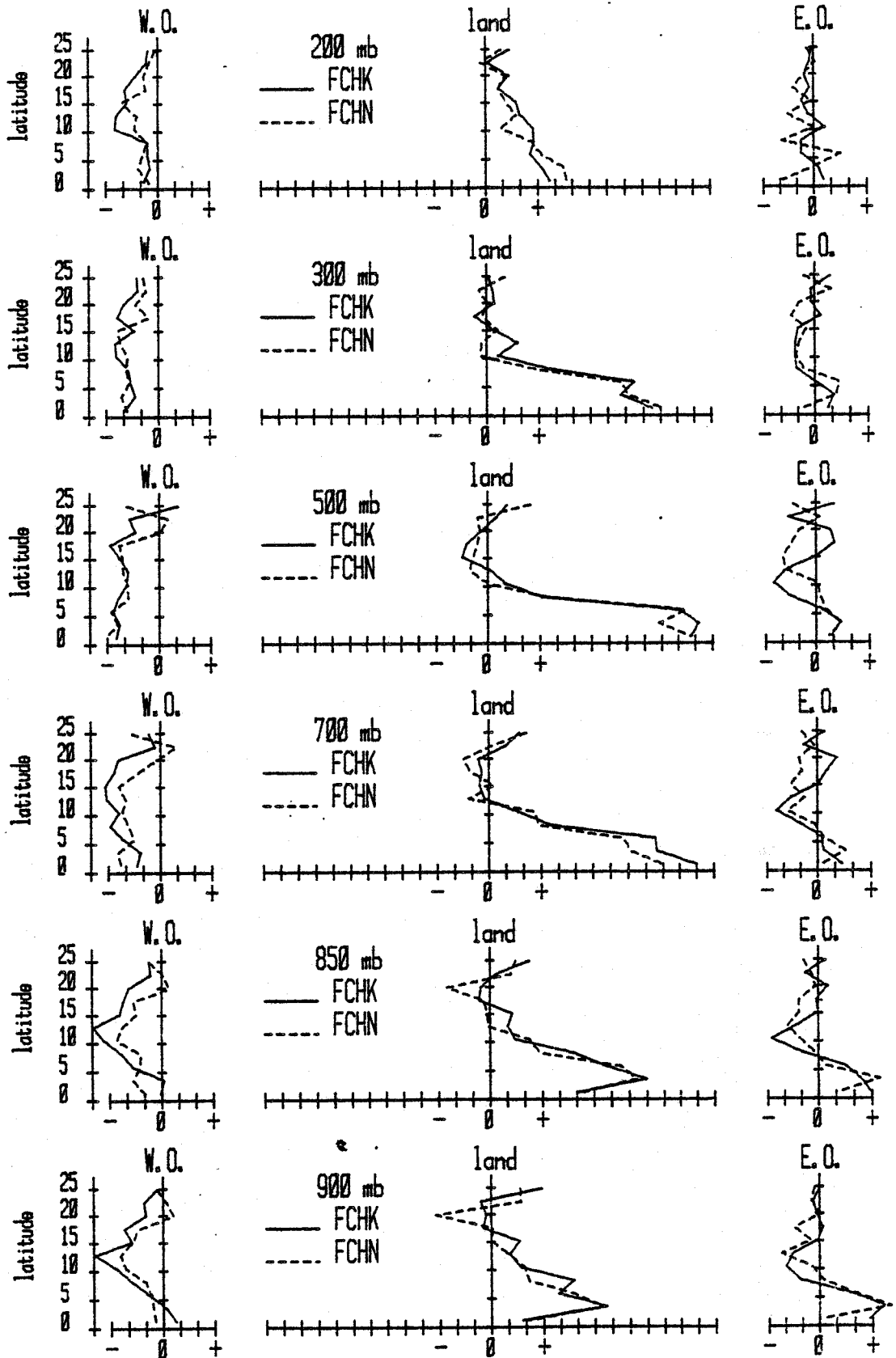


Figure V-17.b. Comme sur la fig. V-17.a., pour les intégrations FCH-.

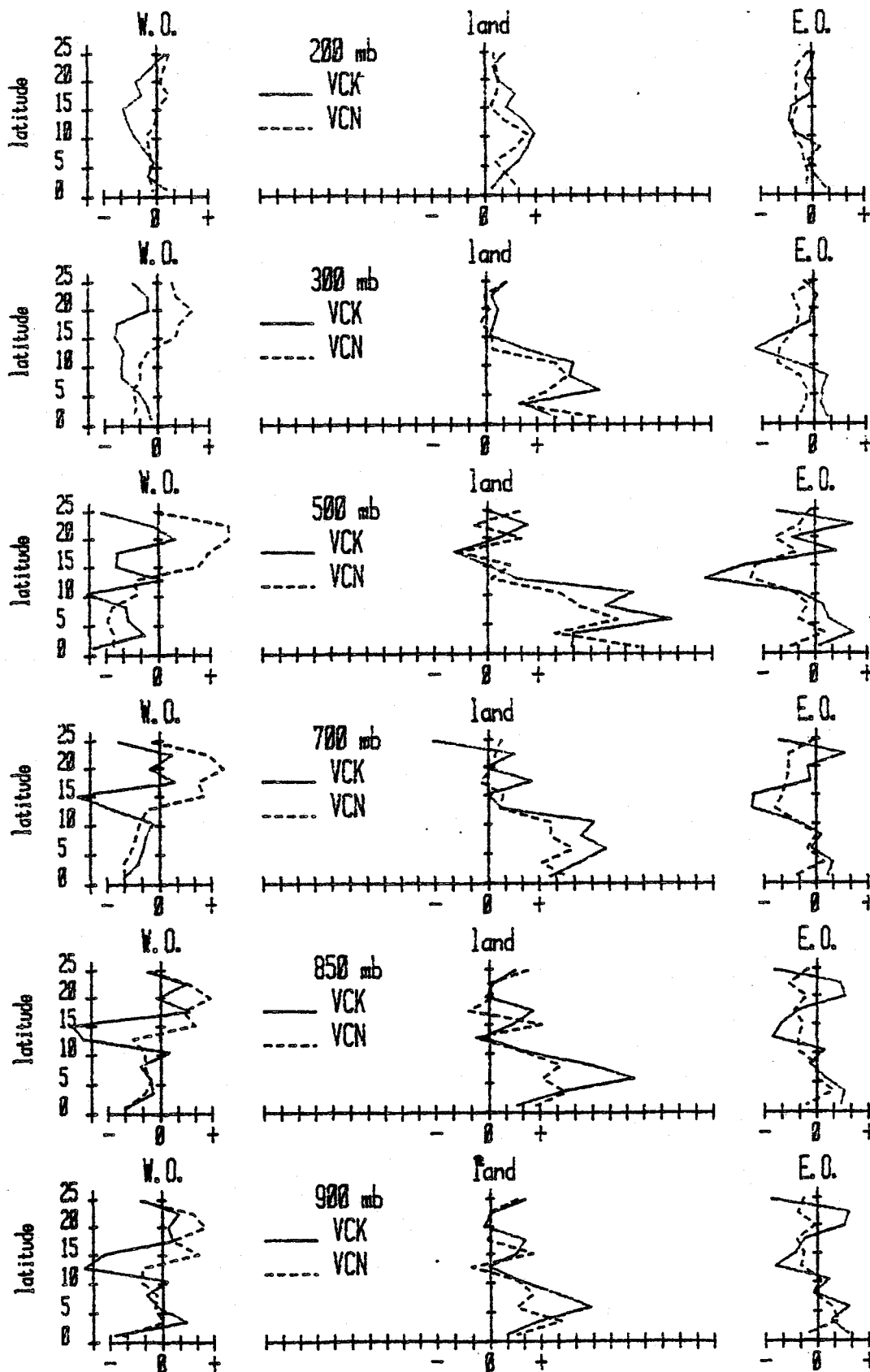


Figure V-17.c. Comme sur la fig. V-17.a, pour les intégrations VC-

champ de vitesse verticale et de la stabilité verticale, présentée en moyenne zonale pour les différentes intégrations sur la figure V-18, sont indirectement représentatives des modifications de la circulation.

Pour les intégrations à nébulosité fixée (FC -, fig. V-17a, et V-18a); FCH -, fig. V-17b et V-18b) une diminution des mouvements ascendants apparaît au dessus du continent entre l'équateur et une latitude située entre 5 et 7°N suivant les intégrations et ce à tous les niveaux entre 900 mb et un niveau situé vers 600 mb (FCN) ou 500 mb (FCHN). Au dessus de ce niveau de pression, on observe à ces latitudes un accroissement de l'intensité des mouvements ascendants. Dans la zone continentale située plus au Nord, les intégrations diffèrent de façon moins systématique.

Pour les intégrations VC -, on observe sur le continent (fig. V-17c) une augmentation des mouvements ascendants à tous les niveaux entre l'équateur et 3°N et une diminution des mouvements ascendants entre cette dernière latitude et 15°N. On observe par ailleurs sur la figure V-18c une diminution de la stabilité verticale à partir de 800 mb, soit un niveau beaucoup plus bas que dans les intégrations à nébulosité fixée. Ce niveau plus bas donne à cette destabilisation, en zone équatoriale, plus d'impact pour un éventuel accroissement de l'intensité de la branche ascendante de la cellule de Hadley.

Sur les zones océaniques apparaissent aussi des effets importants : sur l'océan occidental, le fait le plus marquant concerne la diminution relative des mouvements descendants entre 15 et 25°N, intéressant l'ensemble des niveaux de pression étudiés. Pour VCN, cet effet correspond même à la création d'une zone de forts mouvements ascendants. Sur l'océan oriental, on retrouve la contre partie des effets précédemment signalés : pour VCN, on observe une augmentation relative des mouvements descendants entre 0 et 10° et entre 17 et 25°, une diminution relative entre 10 et 17°N. Des effets similaires apparaissent pour FC - et FCH -.

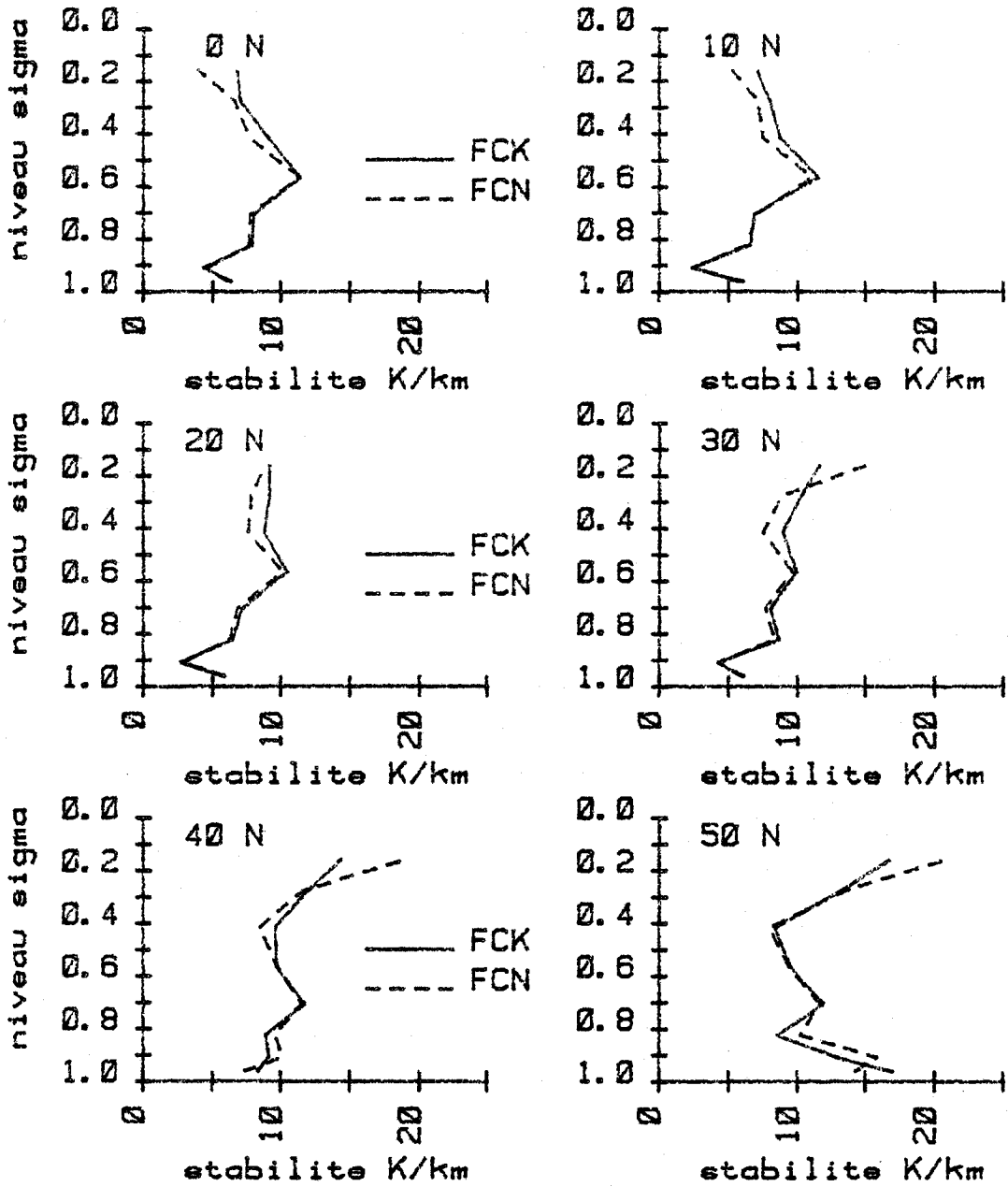


Figure V-18.a. Profils verticaux de la stabilité verticale (en K/km) pour les intégrations FC- .

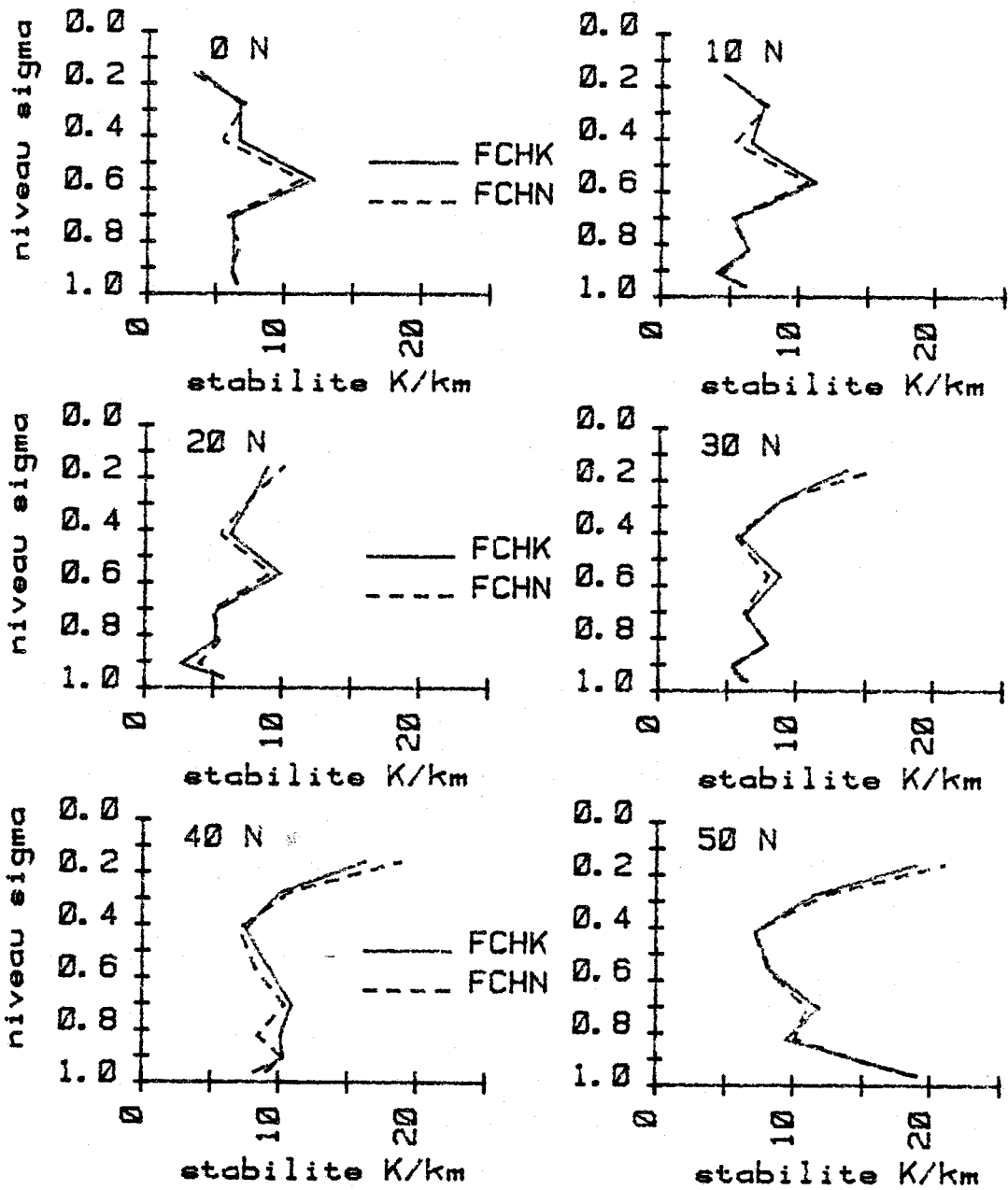


Figure V-18.b. Comme sur la figure V-18.a, pour les intégrations FCH- .



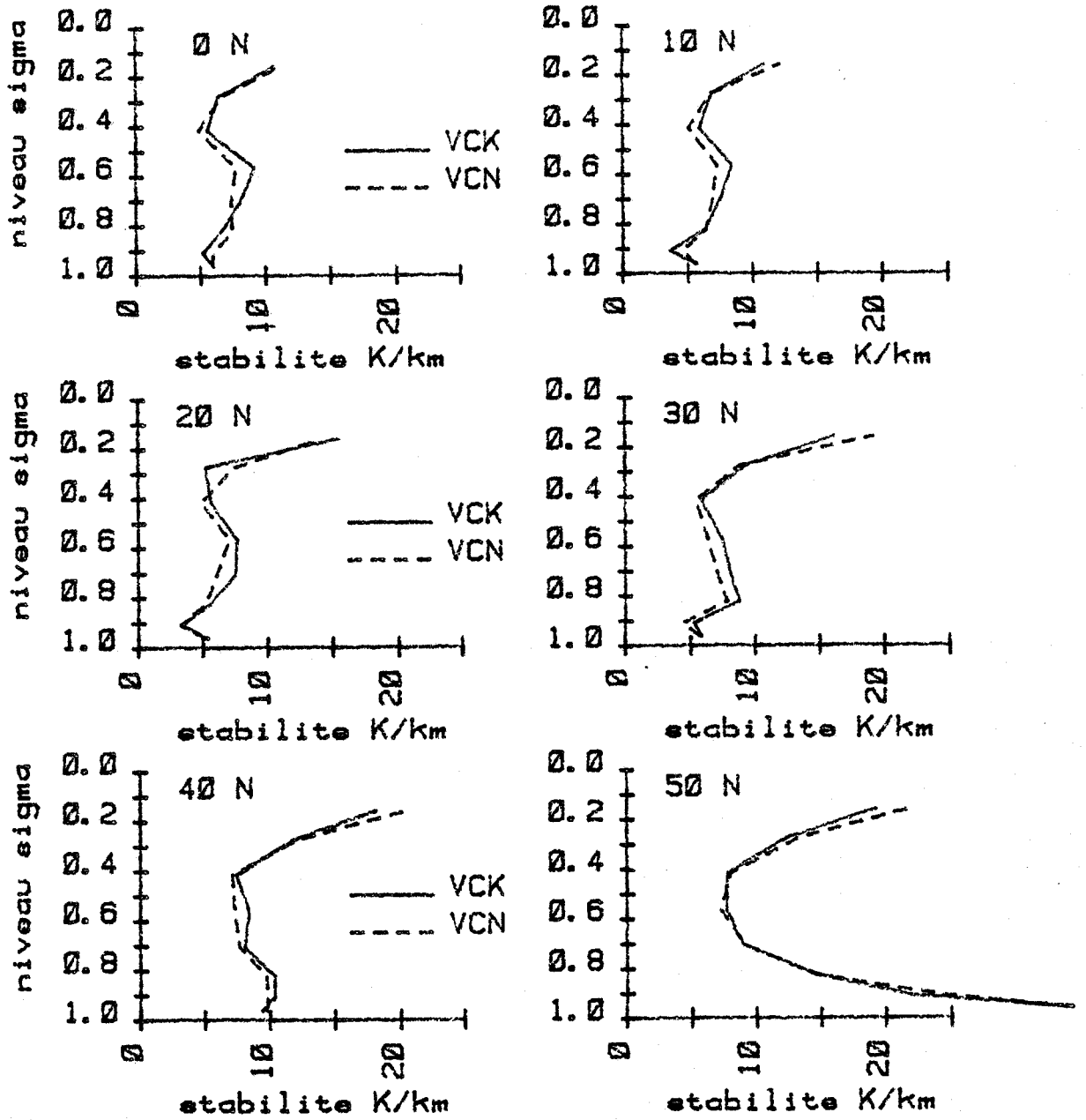


Figure V-18.c. Comme sur la figure V-18.a, pour les intégrations VC- .

L'effet du changement de schéma radiatif de grandes longueurs d'onde sur la circulation n'apparaît qu'indirectement dans ces modifications. Pour les intégrations à nébulosité fixée, il semble que contrairement aux expériences de Wu et al. (1978), la prise en compte de l'absorption par le continuum de la vapeur d'eau dans la fenêtre atmosphérique ne contribue pas à destabiliser l'atmosphère en zone équatoriale et à renforcer par là même la circulation de Hadley. Une explication possible à ce phénomène est le rôle d'écran joué par la nébulosité basse. Aux basses latitudes, le refroidissement supplémentaire qu'introduit le continuum d'absorption de la vapeur d'eau, reste essentiellement confiné sous la couche nuageuse basse, dont l'altitude et l'extension horizontale sont spécifiées, si bien qu'une éventuelle destabilisation due à ce refroidissement accru reste limitée à la couche limite planétaire. Par ailleurs, l'absence de refroidissement supplémentaire dans la couche entre 800 et 600 mb tend à stabiliser cette couche vis-à-vis de la couche limite. Due au refroidissement radiatif accru du nouveau schéma entre 600 et 300 mb, on observe à ces niveaux une diminution de la stabilité verticale entre l'équateur et 40°N. Mais l'assèchement relatif de la troposphère résultant du refroidissement de celle-ci tend à limiter l'effet du dégagement de chaleur latente par convection et donc le renforcement de la branche ascendante de la cellule de Hadley. Dans les intégrations à nébulosité fixée, la destabilisation semble apparaître plus au Nord, ce qui n'est pas sans conséquence pour le cycle hydrologique et le bilan hydrologique de la surface dans l'ensemble de la zone tropicale (cf. V-3.4).

Seules les intégrations à nébulosité interactive semblent réagir suivant l'analyse proposée par Wu et al. (1978), car la nébulosité basse des intégrations VC - (calculée plus faible et dans des couches plus basses (cf. V-3.3.1) que les valeurs climatologiques utilisées dans FC - et FCH -) permet au continuum d'absorption de destabiliser l'atmosphère à partir de 800 mb.

### V - 3.3. Nébulosité et champs radiatifs.

Pour analyser les champs radiatifs correspondant aux intégrations VC -, il est nécessaire de présenter le champ de nébulosité simulé par le

modèle, tant les variations des flux radiatifs sont liées à celles des nuages présents aux différents niveaux du modèle.

#### V - 3.3.1. Nébulosité simulée par le modèle.

Les figures V-19a, b, et c présentent la distribution moyenne de la nébulosité totale en janvier dérivée à partir d'observation satellitaires par différents auteurs. Les particularités régionales sont bien présentes sur ces trois cartes. On retrouve les zones de faible nébulosité sur les zones arides du Sahara, d'Australie, du Kalahari, de Mongolie et les zones fortement nuageuses sur l'Amazonie, l'Indonésie et sur les océans Atlantique et Pacifique vers 50°N. Cependant l'incertitude sur la couverture observée atteint généralement 10 %, ce qui n'est pas négligeable du point de vue de la sensibilité du bilan radiatif à la couverture nuageuse. Si pour Cess (1976) une variation de la couverture nuageuse laisse inchangé le bilan radiatif de la planète, de nombreux auteurs après Schneider (1972) ont montré qu'une augmentation de la couverture nuageuse tendait à diminuer l'énergie absorbée par le système Terre-atmosphère. Ainsi Schneider (1972) indique t'il que globalement une variation de 10 % de la nébulosité totale entraînerait un changement de  $9 \text{ Wm}^{-2}$  sur le bilan radiatif de la planète, qui, toutes choses étant égales par ailleurs, conduirait à une variation de la température à la surface de l'ordre de 2 K suivant Schneider, de 5 K suivant Budyko (1975) ou Cess (1976).

Cette incertitude sur la nébulosité observée permet cependant de donner un ordre de grandeur aux incertitudes acceptables sur la nébulosité simulée dans les modèles.

Les figures V-20, V-21 et V-22 présentent pour VCK la répartition géographique des nuages hauts, moyens et bas respectivement, ainsi que les différences de nébulosité entre VCN et VCK.

En zone équatoriale, la nébulosité haute résulte du transport vertical de vapeur d'eau dans la branche ascendante de la circulation de Hadley. Le maximum vers 35°N correspond aux mouvements ascendants forcés par l'orogra-

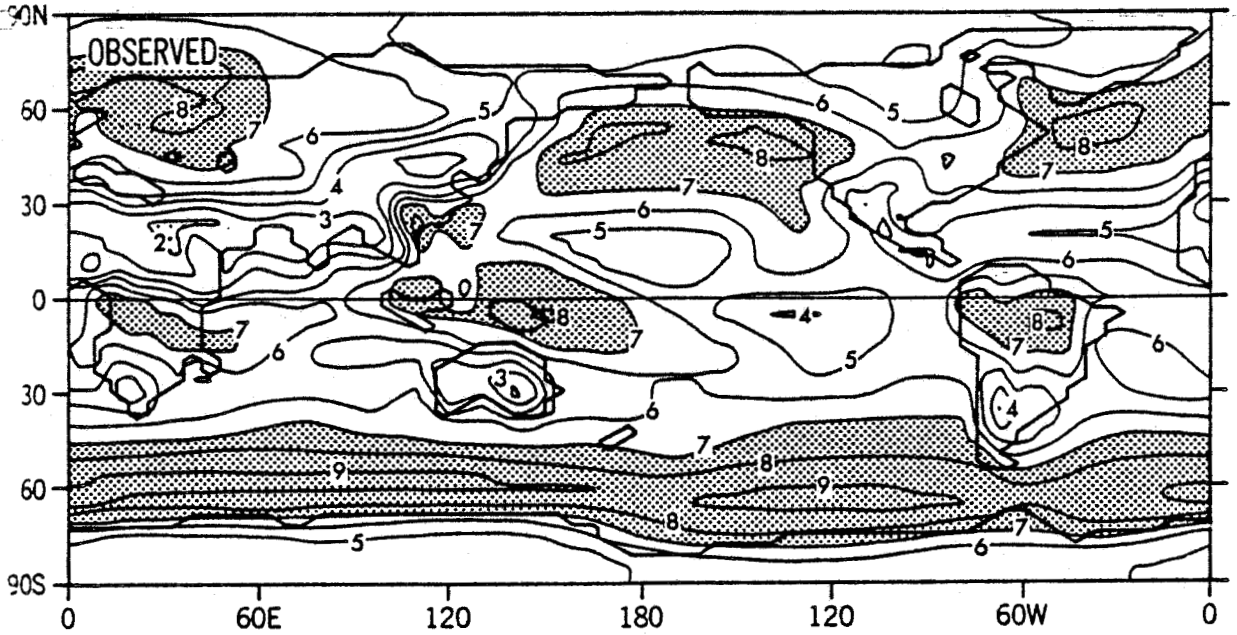


Figure V-19.a.

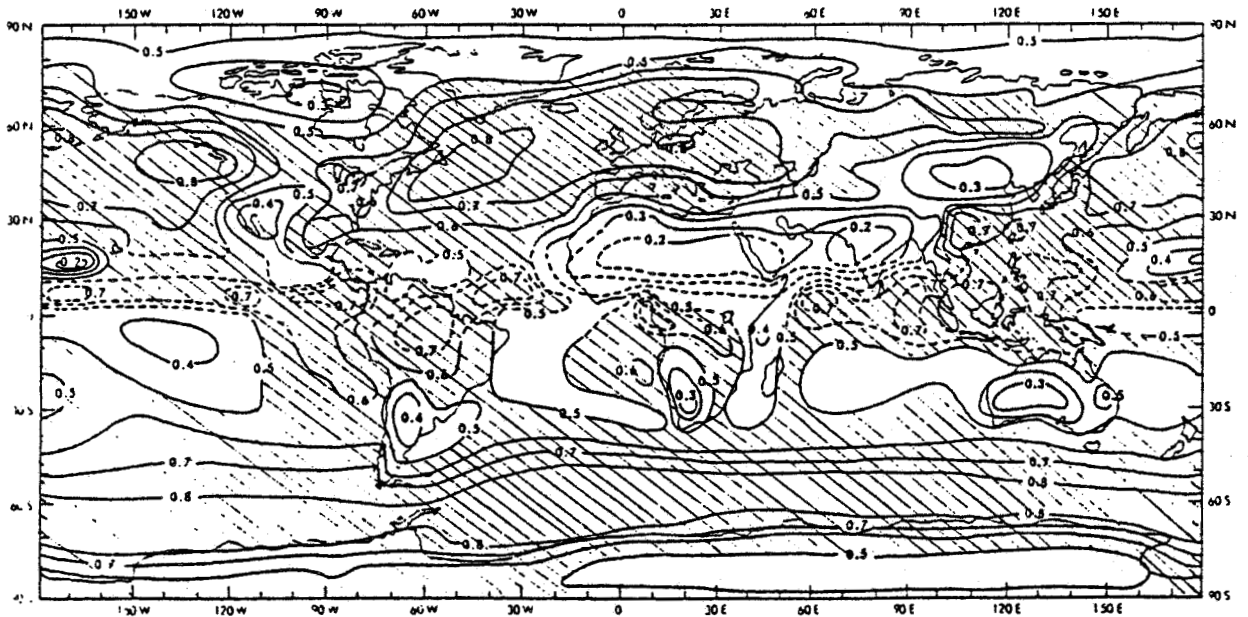


Figure V-19.b.

Figure V-19.

Distribution de la moyenne pour janvier de la nébulosité totale dérivée d'observations satellitaires.

a - distribution globale d'après Berlyand et Srokina (1975) (unité 10 %).

b - distribution globale d'après "Understanding Climatic Change a program for action", US National Academy of Sciences (1974) (unité 0,1).

c - distribution dans la zone 30°N - 30°S d'après Atkinson et Sadler (1969) (unité 1/8).

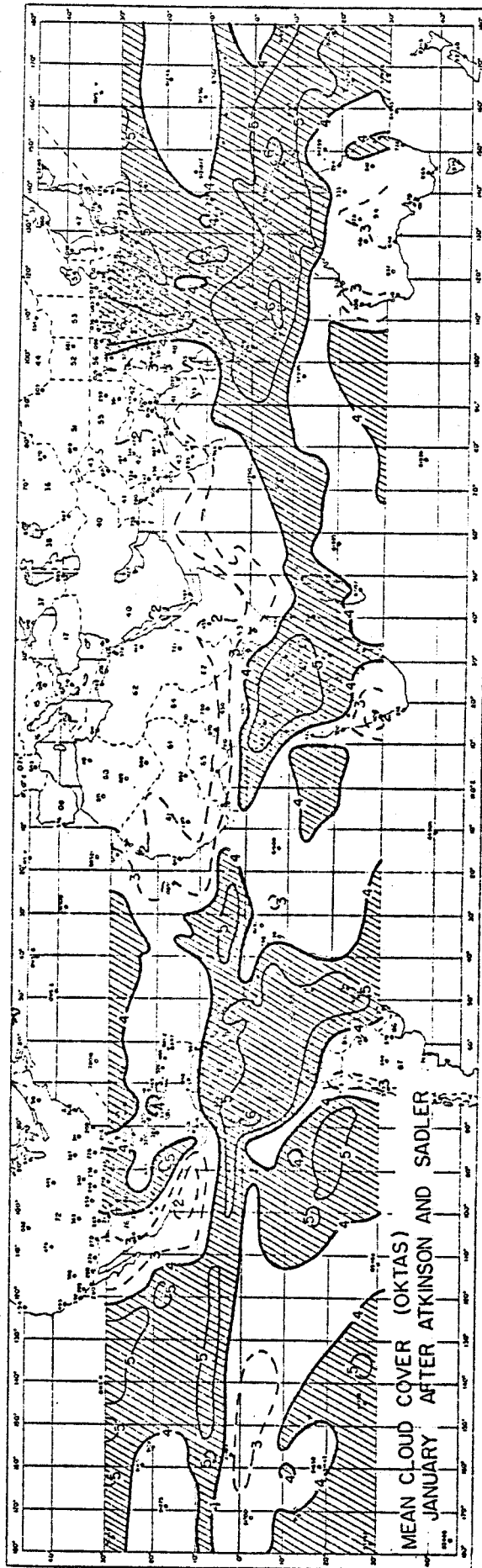


Figure V-19.c. Distribution dans la zone 30°N - 30°S d'après Atkinson et Sadler (1966) (unité 1/8).

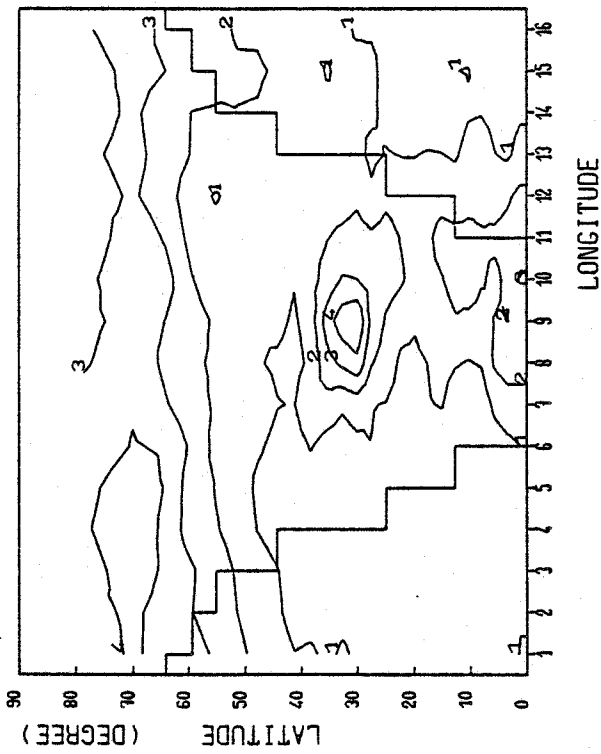


Figure V-20.a. Distribution horizontale de la nébulosité haute pour VCK (unité 10 %)

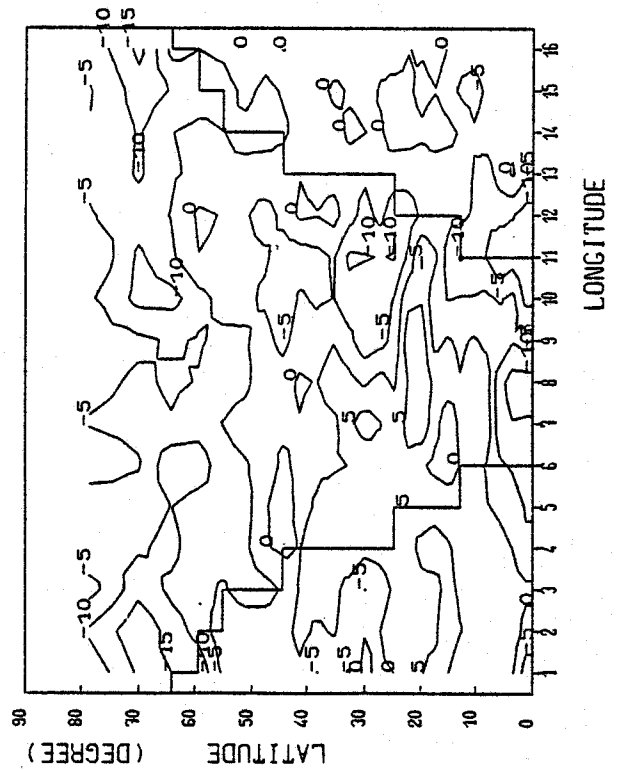


Figure V-20.b. Distribution horizontale de la différence de nébulosité haute entre VCN et VCK (unité 1 %).

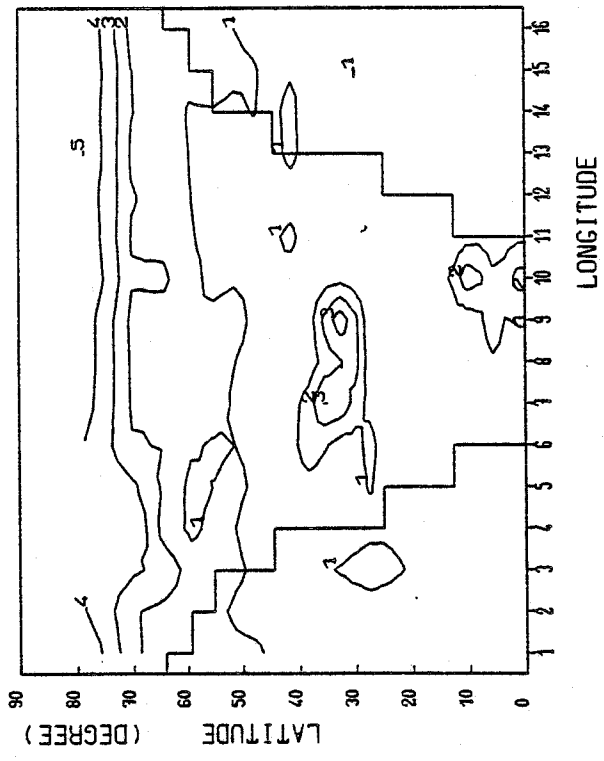


Figure V-21.a. Distribution horizontale de la nébulosité moyenne pour VCK (unité 10 %)

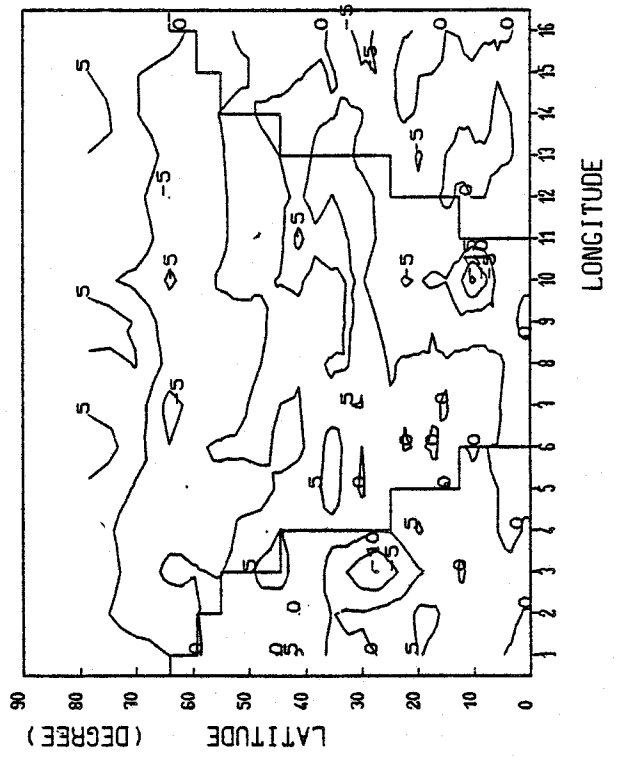


Figure V-21.b. Distribution horizontale de la différence de nébulosité moyenne entre VCN et VCK (unité 1 %).



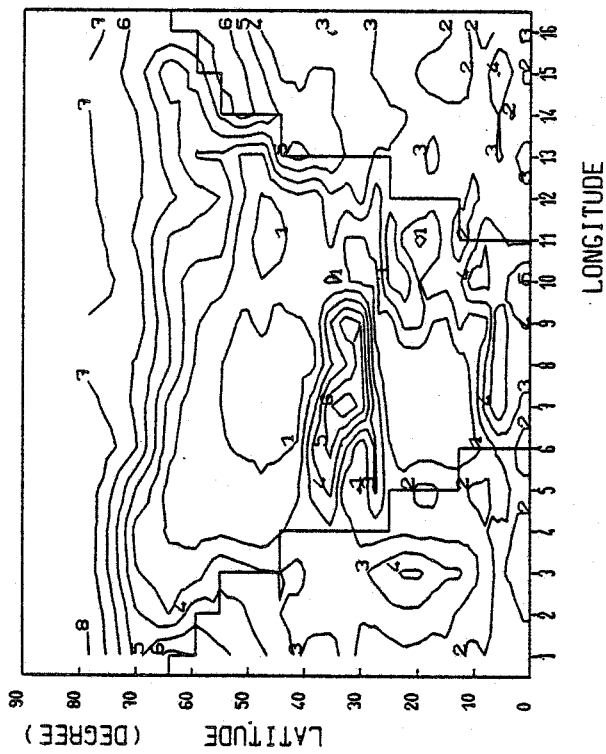


Figure V-22.a. Distribution horizontale de la nébulosité basse pour VCK (unité 10 %).

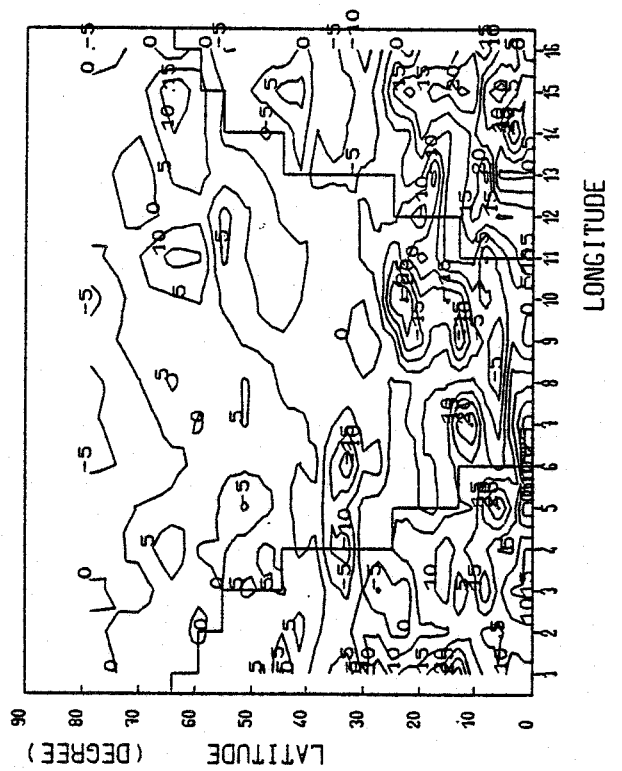


Figure V-22.b. Distribution horizontale de la différence de nébulosité basse entre VCN et VCK (unité 1 %).

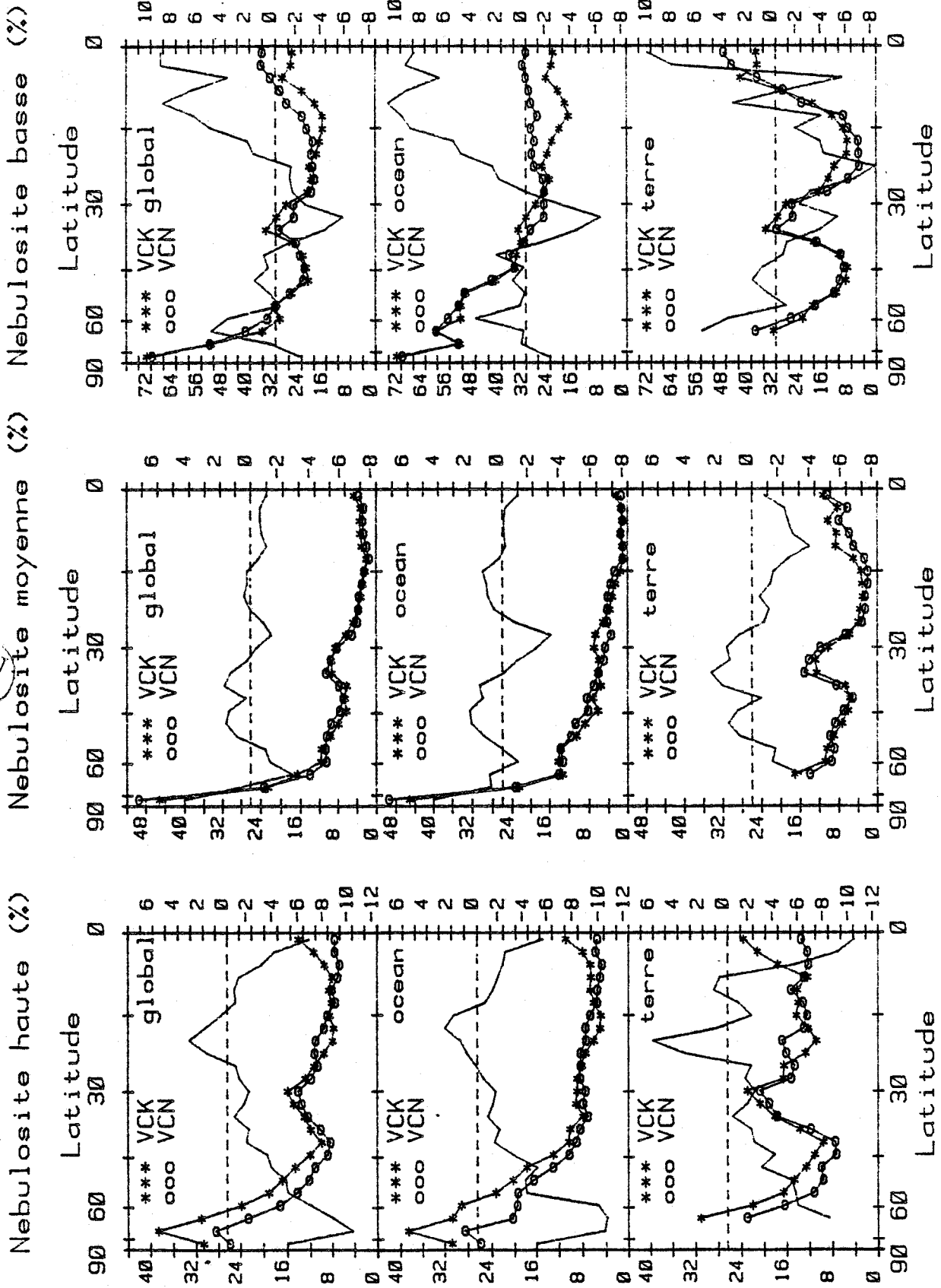


Figure V-23. Moyennes zonales des nébulosités haute, moyenne et basse dans les intégrations à nébulosité interactive (en %).

phie tandis que la supersaturation est à l'origine de la nébulosité haute observée au Nord de 50°N. La nébulosité moyenne a deux origines. Dans la région polaire, elle correspond à des nuages non convectifs. Dans la zone de convergence intertropicale, ce sont des nuages de convection profonde qui se forment en particulier au-dessus des continents. La nébulosité basse suit une répartition similaire. On peut noter sur les figures V-22a et V-21a les faibles nébulosités basse et moyenne dans les zones de mouvements descendants notées sur les figures V-17.

La comparaison des nébulosités de VCN et VCK, présentées en moyennes zonales sur la figure V-23 sur l'ensemble du modèle et séparément au dessus de l'océan et du continent, permet de détailler les effets déjà notés sur les moyennes globales du tableau V-3, à savoir une diminution quasi-générale de la nébulosité haute, plus marquée aux hautes latitudes, des variations peu significatives de la nébulosité moyenne et des variations marquées de la nébulosité basse : augmentation sur le continent en zone équatoriale et sur les océans jusqu'à 25°N, diminution sur le continent entre 10 et 40°N.

Un examen détaillé des champs de température et d'humidité montre que les variations de la nébulosité sont essentiellement liées aux variations de l'humidité relative aux différents niveaux atmosphériques (cf. section V-3.4.3).

Telle qu'elle est calculée par les divers schémas de génération de nuages, la nébulosité peut apparaître dans n'importe quelle couche du modèle ; cependant un regroupement en trois couches, haute, moyenne et basse, est opéré pour des raisons d'économie de temps calcul. Aucun niveau particulier n'étant affecté pour ces trois couches, elles sont susceptibles d'évoluer en altitude en fonction de la géographie, ou en réponse au forçage radiatif différent. Cependant ce degré de liberté sur l'altitude des couches nuageuses ne permet que des interactions limitées dans la mesure où ce regroupement en trois couches localise fortement les effets radiatifs dans leur extension verticale et tend ainsi à bloquer les évolutions possibles. Un examen des nébulosités générées dans toutes les couches (avant regroupement) montre qu'au cours de l'intégration très peu de changements interviennent sur la position des nuages. Pour une couche de nébulosité haute et

# Nébulosité totale (%)

Latitude

90 60 30 0

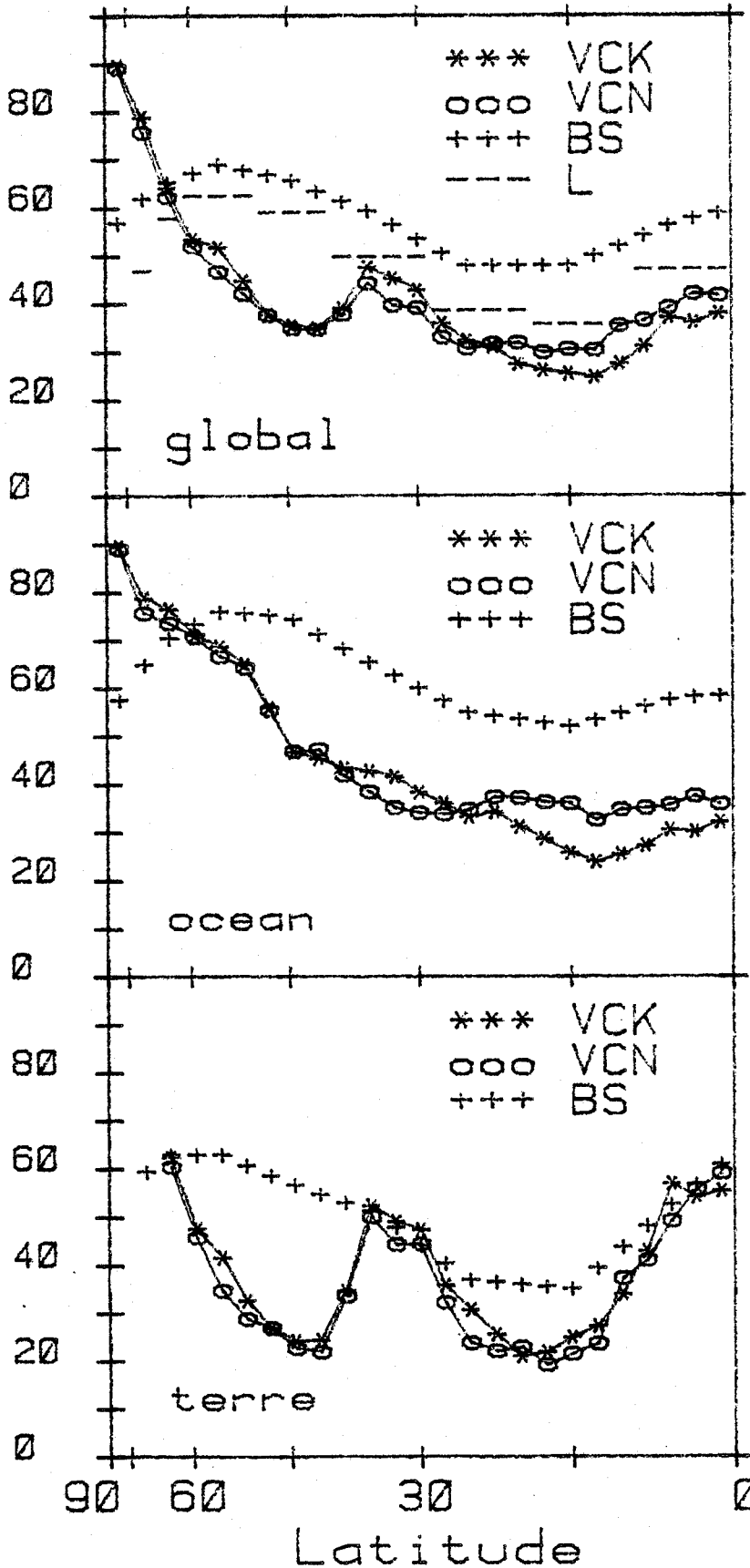


Figure V-24. Moyennes zonales de la nébulosité totale vue du sommet de l'atmosphère (en %). Pour les intégrations VC-, cette nébulosité est calculée en supposant un recouvrement aléatoire des couches nuageuses haute, moyenne et basse. La nébulosité BS correspond aux valeurs dérivées d'observations satellitaires par Berlyand et Strokina (1975). La nébulosité L est celle spécifiée pour les intégrations FC- et FCH- à nébulosité fixée, à partir de la climatologie de London (1957), dérivée d'observations au sol.

moyenne, calculée en moyenne sur 30 jours, on observe peu de variations longitudinales. Dans les mêmes conditions la nébulosité basse présente une plus grande variabilité, qui apparaît liée à l'intensité des ascendances. Cependant prise en moyenne zonale, la distribution verticale de la nébulosité ne varie pas entre VCN et VCK. En revanche, celle-ci diffère assez fortement de la distribution climatologique, la nébulosité basse se situant en moyenne dans des couches situées deux niveaux plus bas que la climatologie employée ( $\sigma = 0.975$  au lieu de  $\sigma = 0.906$  ; cf. fig. V-A7). Par ailleurs les nébulosités obtenues à tous les niveaux sont beaucoup plus faibles (cf. tableau V-3).

Les nébulosités totales obtenues par VCK et VCN (vues du sommet de l'atmosphère en supposant un recouvrement aléatoire des couches nuageuses) en moyenne zonale au dessus du continent et des océans du modèle sont comparées sur la figure V-24 à la nébulosité climatologique employée dans les intégrations FC - et FCH - et aux distributions climatologiques compilées par Berlyand et Strokinina (1975). Ces comparaisons montrent tout d'abord que la nébulosité utilisée pour les intégrations FC - et FCH - dérivée de la climatologie de London (1957) apparaît faible par rapport aux évaluations de Berlyand et Strokinina. De ce point de vue, il est à remarquer que London n'avait utilisé que des données de surface, tandis que la climatologie plus récente fait usage des données satellitaires qui prennent mieux en compte la nébulosité haute. Il apparaît d'autre part que les simulations VCK et VCN sous évaluent systématiquement la nébulosité totale. Une partie de ce défaut du modèle peut être imputée à l'absence de schéma générant les nuages de type stratiforme qui surmontent généralement la couche limite planétaire sur les façades océaniques occidentales des continents aux moyennes latitudes (au large de la Californie, de la Mauritanie, de la Namibie, du Chili et du Pérou). Par ailleurs, le modèle ne possède aucun moyen de diagnostiquer la nébulosité stratiforme des étages moyen et supérieur qui sont observés dans la zone de convergence intertropicale. D'après Webster et Stephens (1980), ces nuages sont souvent les vestiges des enclumes des cumulonimbus se développant en zone équatoriale et peuvent se déplacer loin de leur région d'origine. Cette nébulosité est alors déconnectée de tout processus convectif sous-jacent et ne peut donc être générée dans le modèle par un schéma de type Kuo.

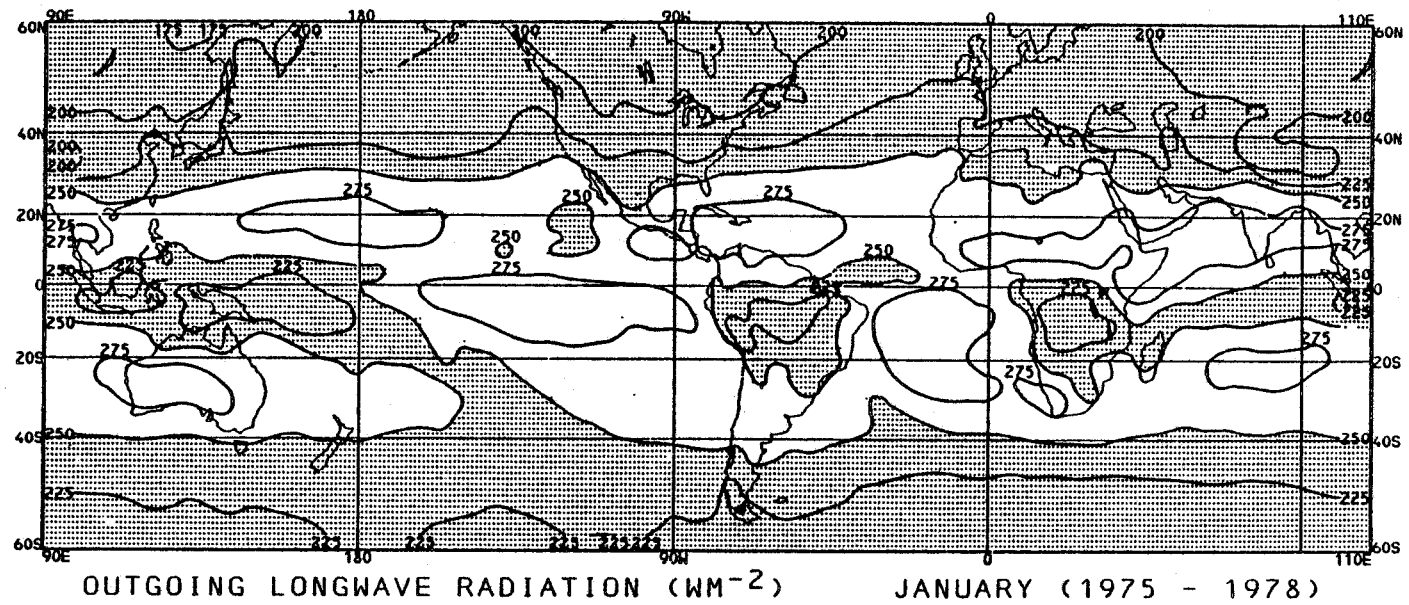


Figure V-25. Distribution de la moyenne pour janvier du flux de grandes longueurs d'onde sortant au sommet de l'atmosphère (en  $Wm^{-2}$ ) dérivée d'observations satellitaires par Winston et al'. (1979)

Figure V-26.a. Distribution horizontale du flux de grandes longueurs d'onde sortant au sommet de l'atmosphère (unité  $10 \text{ Wm}^{-2}$ )

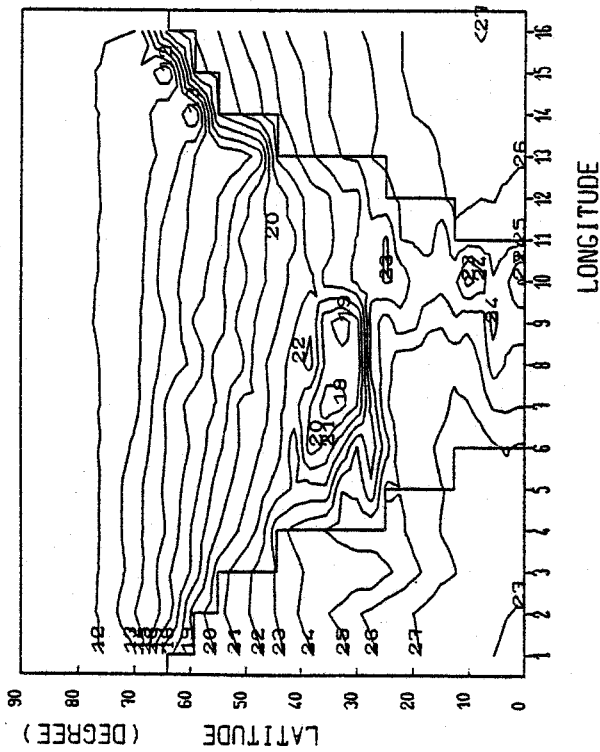
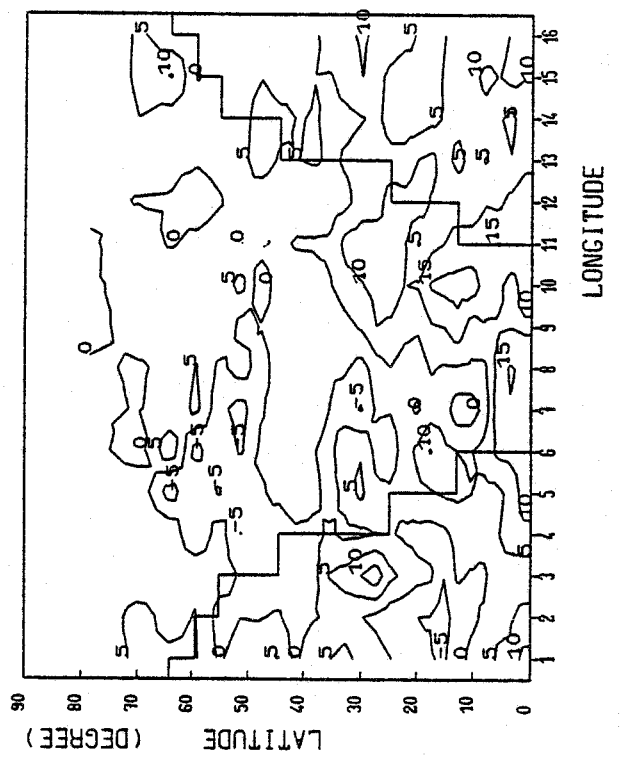


Figure V-26.b. Distribution horizontale de la différence de flux de grandes longueurs d'onde sortant au sommet de l'atmosphère entre VCN et VCK (unité  $1 \text{ Wm}^{-2}$ ).





IR sortant sommet (W/m<sup>2</sup>)

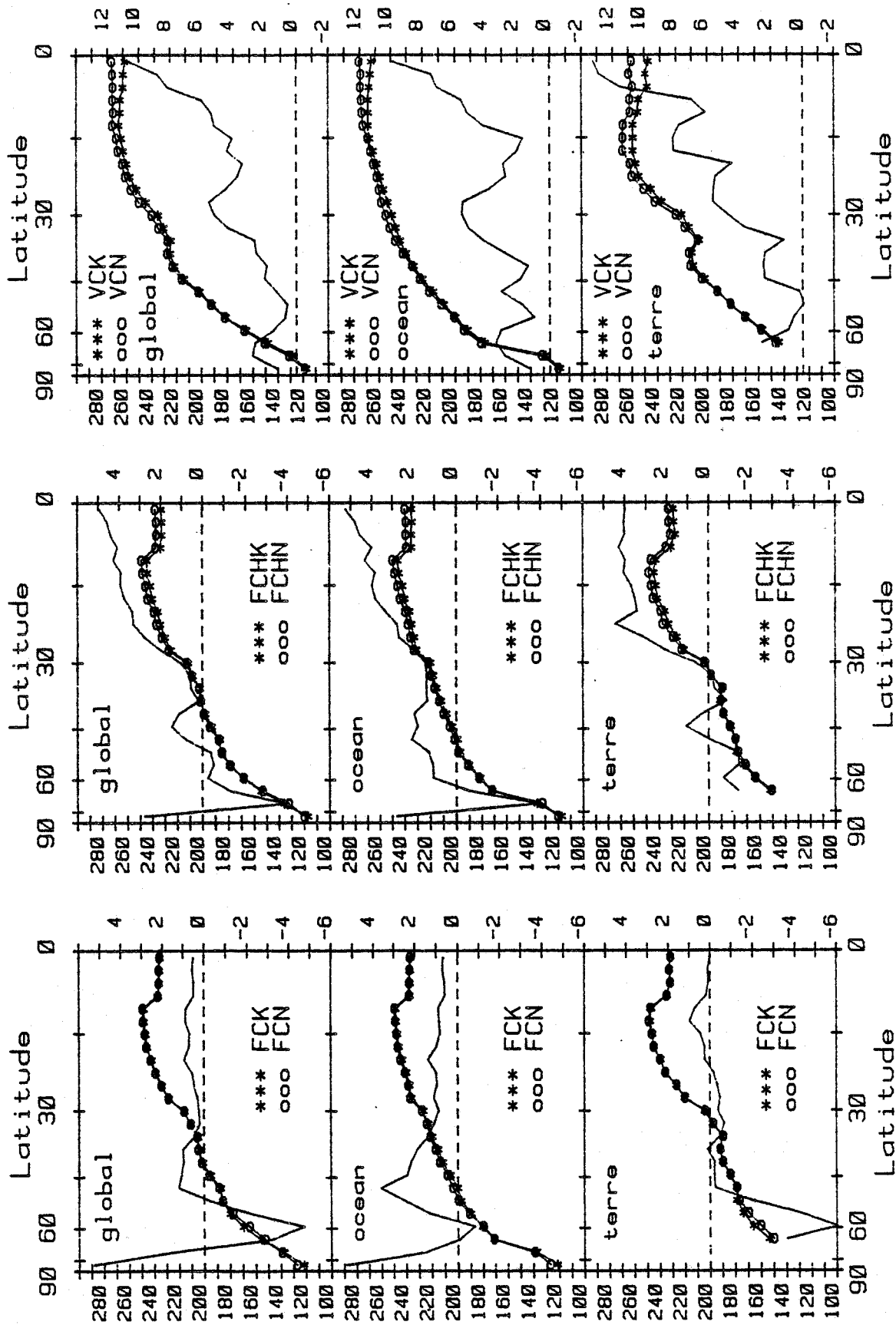


Figure V-27. Moyennes zonales du flux de grandes longueurs d'onde sortant au sommet de l'atmosphère (en Wm<sup>-2</sup>).

V - 3.3.2. Champs radiatifs au sommet de l'atmosphère.

Les figures V-25 et V-27 concernant la distribution de  $F_T^+(\text{top})$ , flux de grandes longueurs d'onde sortant au sommet de l'atmosphère.

La figure V-25 correspond à une climatologie obtenue à partir de mesures satellitaires par Winston et al. (1979). Elle fait clairement apparaître le contraste entre les valeurs faibles obtenues au-dessus des surfaces froides des hautes latitudes et les valeurs plus élevées aux basses latitudes. Régionalement, en zone tropicale on distingue nettement le contraste entre les continents et les océans (jusqu'à  $50 \text{ Wm}^{-2}$ ) lié à une nébulosité plus abondante sur les continents.

La figure V-26a présente  $F_T^+(\text{top})$  pour VCK tandis que la différence VCN - VCK apparait sur la figure V-26b. Sur la figure V-26a, le minimum relatif observé vers  $35^\circ\text{N}$  correspond aux basses températures des régions montagneuses, tandis que le maximum continental situé entre  $10$  et  $20^\circ\text{N}$  est lié à la zone de type désertique aux températures de surface élevées (cf. fig. V-8a). La figure V-27 présente  $F_T^+(\text{top})$  en moyenne zonale pour toutes les intégrations. Les plus fortes valeurs obtenues pour VC- sont à rattacher à la valeur plus faible fixée pour l'émissivité des nuages hauts dans ces intégrations (cf. tableau V-A1). Ces nuages sont donc plus transparents et laissent passer une plus grande partie du flux émis par la troposphère et la surface. D'autre part, ces flux sortants plus forts dans les simulations VC- sont aussi dûs à une couverture nuageuse totale plus faible et à des nuages de l'étage inférieur de l'atmosphère situés plus bas que dans la climatologie adoptée pour FC- et FCH-. Cette différence d'environ 70 mb (entre  $\sigma = 0,975$  au lieu de  $0,906$ ) correspond suivant la latitude, à une variation de 5 à 9 K sur la température du sommet du nuage, soit une modification de 15 à  $30 \text{ Wm}^{-2}$  sur le flux sortant au sommet d'une atmosphère complètement couverte par un nuage bas.

Dans la mesure où le flux de grandes longueurs d'onde sortant au sommet de l'atmosphère dépend très fortement de la nébulosité sous-jacente

FC- et FCH- donnent des distributions similaires de cette quantité, dont le profil suit précisément la nébulosité spécifiée en moyenne zonale (cf. fig. V-A8). Les écarts entre FCK et FCN sont de l'ordre de  $5 \text{ Wm}^{-2}$  et sont liés à des températures de surface différentes (cf. section V-3.1). Entre les intégrations FCHK et FCHN, le flux sortant au sommet de l'atmosphère varie de  $\pm 5 \text{ Wm}^{-2}$ ; l'assèchement relatif des basses couches tropicales augmente les écarts observés dans cette région par rapport aux intégrations FC-. De même, la légère augmentation de l'humidité vers  $60^\circ\text{N}$  dans FCHN contribue à diminuer les écarts entre FCHK et FCHN dans cette zone.

De fait de la variabilité des nuages, l'amplitude des écarts entre VCN et VCK est plus importante (entre  $-7$  et  $+18 \text{ Wm}^{-2}$ ) comme le montre la figure V-26b. Les différences sont directement liées aux variations de la nébulosité (cf. fig. V-20 à V-22) : ainsi, dans la zone continentale entre  $10$  et  $30^\circ\text{N}$ , l'augmentation (la diminution) du flux suit la diminution (l'augmentation) de la couverture nuageuse ; sur l'océan occidental, la diminution du flux vers  $15^\circ\text{N}$  est liée à une augmentation de la nébulosité à tous les niveaux, l'augmentation du flux vers  $30^\circ\text{N}$  à une diminution de la nébulosité aux trois étages considérés.

Dans l'ensemble des simulations (cf. fig. V-27), on peut remarquer une représentation insatisfaisante de deux phénomènes apparaissant nettement dans les observations satellitaires : les contrastes océan - continent déjà notés sur la figure V-25 et le minimum relatif du flux observé en zone équatoriale de  $20$  à  $40 \text{ Wm}^{-2}$  plus faible que les pics subtropicaux (Warren et Thompson, 1983).

Pour les intégrations à nébulosité spécifiée, le faible contraste océan - continent ( $10 \text{ Wm}^{-2}$ ) est dû à la distribution zonale de la nébulosité. Le minimum équatorial (d'environ  $20 \text{ Wm}^{-2}$ ) résulte des valeurs plus fortes spécifiées pour la nébulosité dans cette zone (fig. V-A8). Pour les intégrations à nébulosité interactive, l'émissivité  $0,3$  spécifiée pour les nuages hauts rend ceux-ci moins efficaces pour moduler le flux sortant, si bien que le contraste océan-continent et le minimum équatorial sont mal simulés. Par

ailleurs pour VCN, l'augmentation de la nébulosité basse sur l'océan aux basses latitudes affaiblit le contraste océan-continent ; sur le continent, la diminution de la nébulosité haute en zone équatoriale et la légère augmentation des nuages hauts vers 20°N fait disparaître le minimum équatorial.

La distribution du flux radiatif de courtes longueurs d'onde n'est pas directement affectée par un changement du schéma radiatif de grandes longueurs d'onde. Seules les variations de la nébulosité entraîne une modification de cette distribution, la température n'intervenant qu'au second ordre dans l'absorption du rayonnement solaire par les gaz radiativement actifs de l'atmosphère. On n'observe donc aucun changement notable de l'albédo planétaire entre FCN et FCK, ou entre FCHN et FCHK. La figure V-28 présente l'albédo planétaire en moyenne zonale et séparément au dessus des océans et du continent, pour VCN et VCK et pour FCHN. La faiblesse de l'albédo dans les intégrations VC - est due à la sous estimation de la nébulosité déjà discutée. Les différences d'albédo sont à relier aux variations de la nébulosité, en particulier à celle des étages moyen et inférieur, les épaisseurs optiques fixées pour ces nuages (cf. tableau V-A1) leur permettant de moduler plus efficacement le rayonnement solaire. Les variations d'albédo sont plus prononcées au-dessus des zones océaniques qu'au dessus du continent. Cette différence est due aux valeurs de l'albédo de la surface, plus faible sur l'océan que sur le continent à la même latitude, induisant ainsi un contraste surface-nuage plus fort en régions océaniques qu'en région continentale.

Le bilan radiatif au sommet de l'atmosphère est la différence du flux de courtes longueurs d'onde absorbé par l'atmosphère et du flux de grandes longueurs d'onde sortant au sommet. Pour les intégrations FC - et FCH - , les flux nets solaires varient très peu, le bilan radiatif reflète les variations du flux de grandes longueurs d'onde. La figure V-29 compare les profils du bilan radiatif en fonction de la latitude pour les différentes intégrations.

A titre de comparaison, le bilan radiatif dérivé des observations satellitaires par Winston et al. (1979) est présenté à la figure V-30. Les intégrations FC - et FCH - fournissent un bilan radiatif trop élevé ; les

# Albedo planétaire (%)

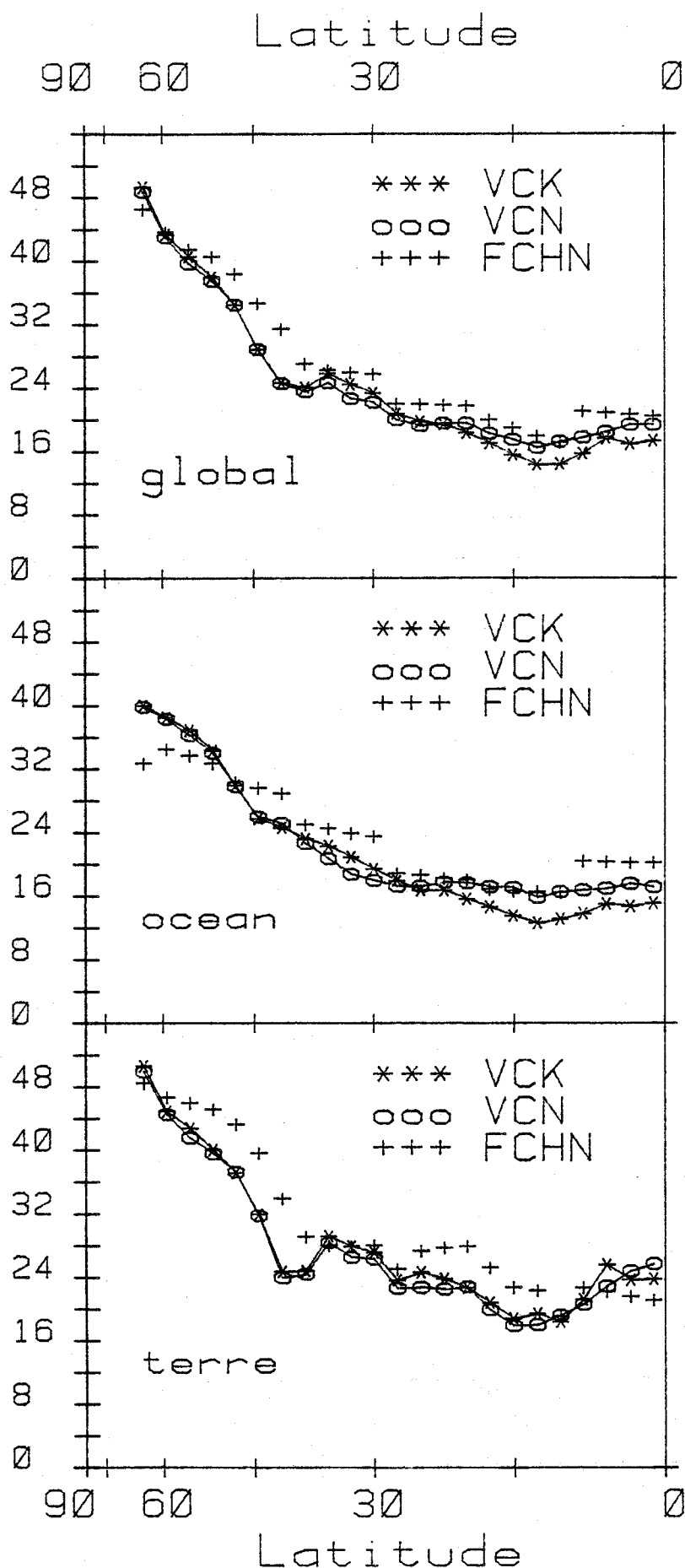


Figure V-28. Moyennes zonales de l'albedo planétaire (en %) pour les deux intégrations à nébulosité interactive, (VCK et VCN) et pour FCHN représentative de toutes les intégrations à nébulosité spécifiée.

Bilan sommet (W/m<sup>2</sup>)

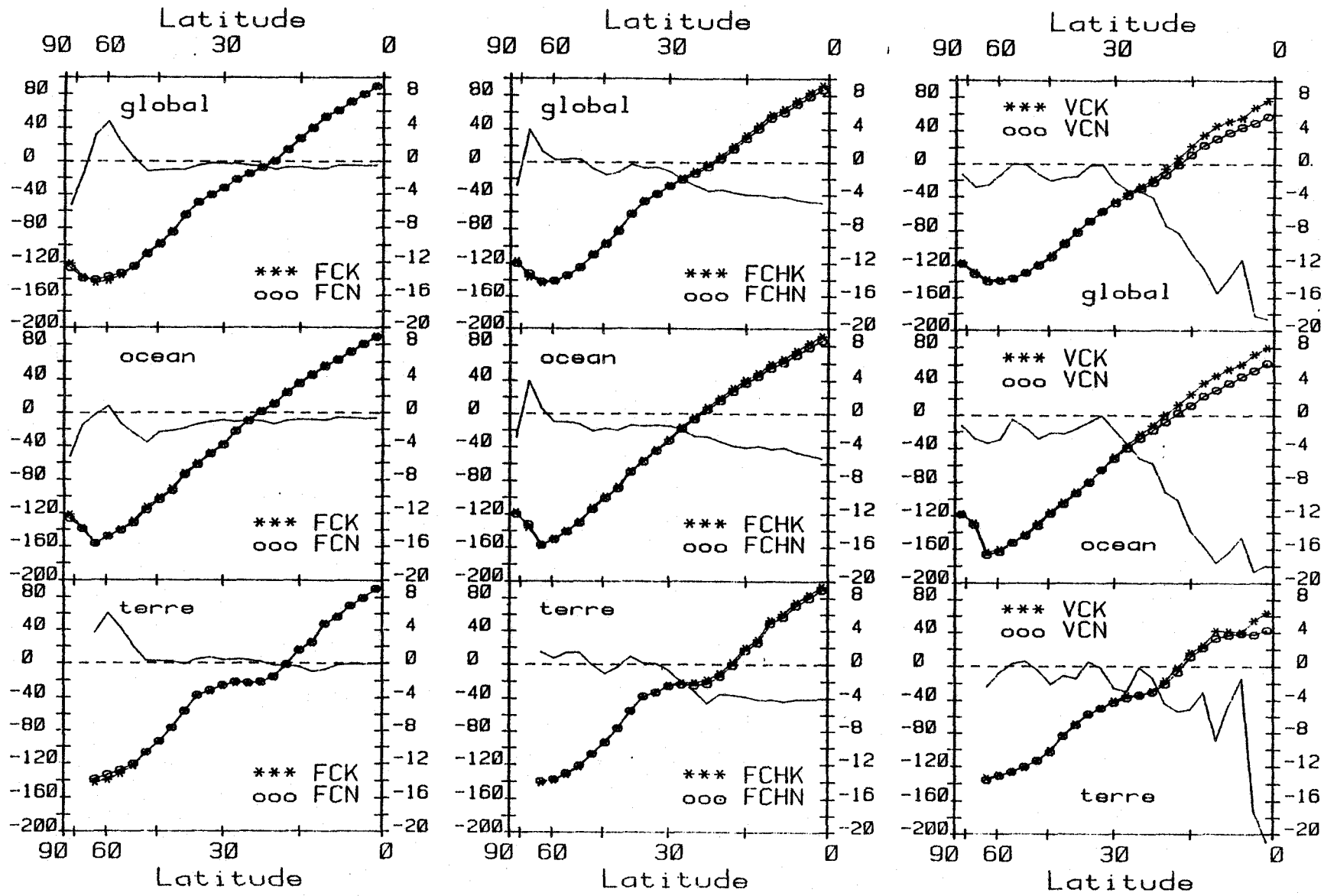


Figure V-29. Moyennes zonales du bilan radiatif au sommet de l'atmosphère (en Wm<sup>-2</sup>).

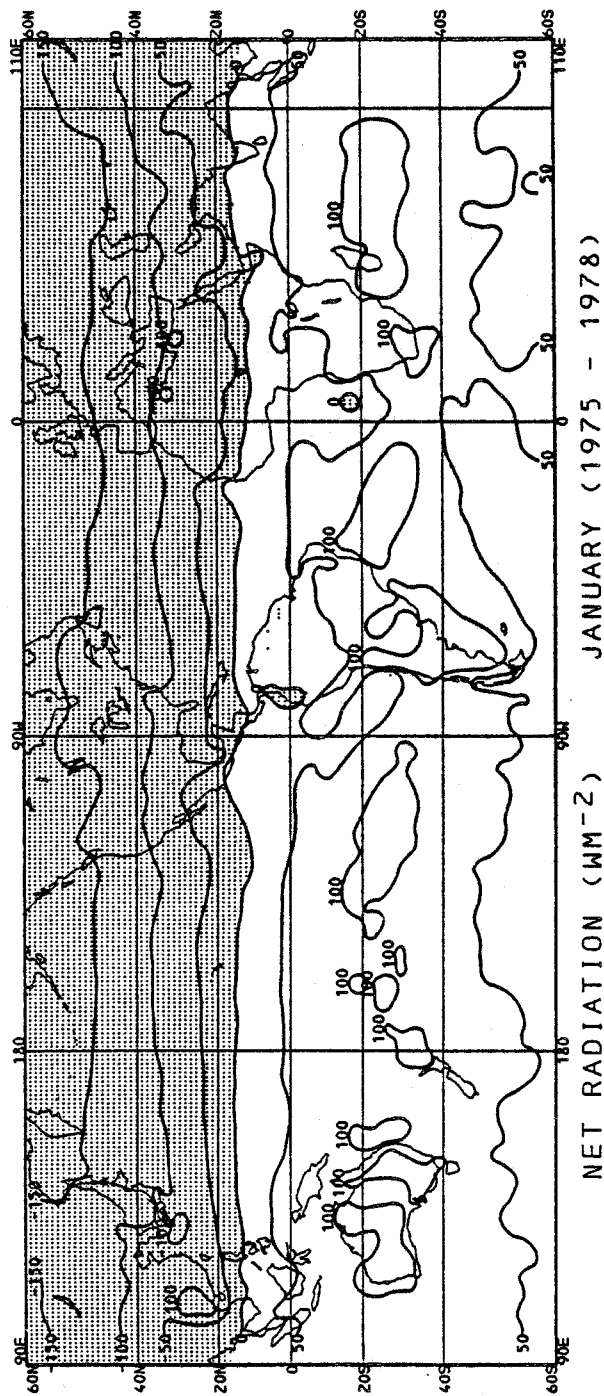


Figure V-30. Distribution de la moyenne pour janvier du bilan radiatif au sommet de l'atmosphère (en  $Wm^{-2}$ ) dérivée d'observations satellitaires par Winston et al. (1979).



# Facteur de nebulosite

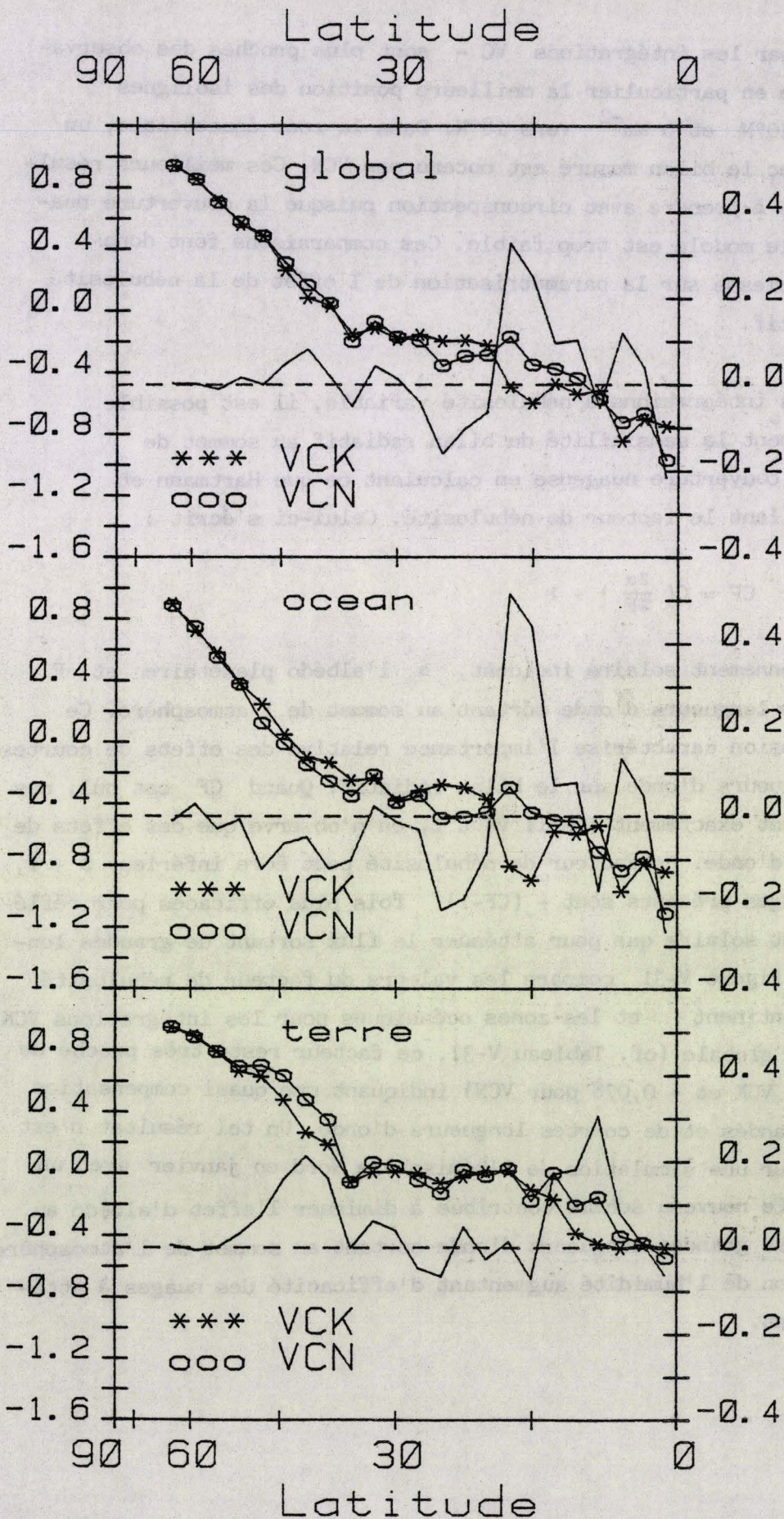


Figure V-31. Moyennes zonales du facteur de nébulosité de Hartmann et Short (1980) ;  $CF = Q (\frac{\partial \alpha}{\partial F}) + 1$  où  $Q$  est le rayonnement solaire incident au sommet de l'atmosphère,  $\alpha$  l'albédo planétaire et  $F$  le flux infrarouge sortant au sommet de l'atmosphère.



résultats fournis par les intégrations VC - sont plus proches des observations : on remarque en particulier la meilleure position des isolignes  $- 100 \text{ Wm}^{-2}$  vers  $40^\circ\text{N}$  et  $0 \text{ Wm}^{-2}$  vers  $18^\circ\text{N}$ . Dans la zone équatoriale, un meilleur accord avec le bilan mesuré est obtenu par VCN. Ces meilleurs résultats sont néanmoins à prendre avec circonspection puisque la couverture nuageuse simulée par le modèle est trop faible. Ces comparaisons font donc apparaître une faiblesse sur la paramétrisation de l'effet de la nébulosité sur le bilan radiatif.

Pour les intégrations à nébulosité variable, il est possible d'étudier directement la sensibilité du bilan radiatif au sommet de l'atmosphère à la couverture nuageuse en calculant ce que Hartmann et Short (1980) appellent le facteur de nébulosité. Celui-ci s'écrit :

$$CF = Q \left( \frac{\partial \alpha}{\partial F} \right) + 1$$

où  $Q$  est le rayonnement solaire incident,  $\alpha$  l'albédo planétaire et  $F$  le flux de grandes longueurs d'onde sortant au sommet de l'atmosphère. Ce facteur sans dimension caractérise l'importance relative des effets de courtes et de grandes longueurs d'onde sur le bilan radiatif. Quand  $CF$  est nul, ces effets se compensent exactement ; s'il vaut 1, on n'observe que des effets de grandes longueurs d'onde. Ce facteur de nébulosité peut être inférieur à - 1, auquel cas les nuages présents sont  $-(CF-1)$  fois plus efficaces pour réfléchir le rayonnement solaire que pour atténuer le flux sortant de grandes longueurs d'onde. La figure V-31 compare les valeurs du facteur de nébulosité obtenues sur le continent et les zones océaniques pour les intégrations VCK et VCN. En moyenne globale (cf. Tableau V-3), ce facteur reste très proche de zéro (- 0,097 pour VCK et - 0,078 pour VCN) indiquant une quasi compensation entre effets de grandes et de courtes longueurs d'onde. Un tel résultat n'est pas surprenant pour une simulation de l'hémisphère Nord en janvier avec un modèle sectoriel. Le nouveau schéma contribue à diminuer l'effet d'albédo au profil de l'effet de grandes longueurs d'onde sortant au sommet de l'atmosphère liée à la diminution de l'humidité augmentant d'efficacité des nuages à atténuer ce flux sortant.



IR net surface (W/m<sup>2</sup>)

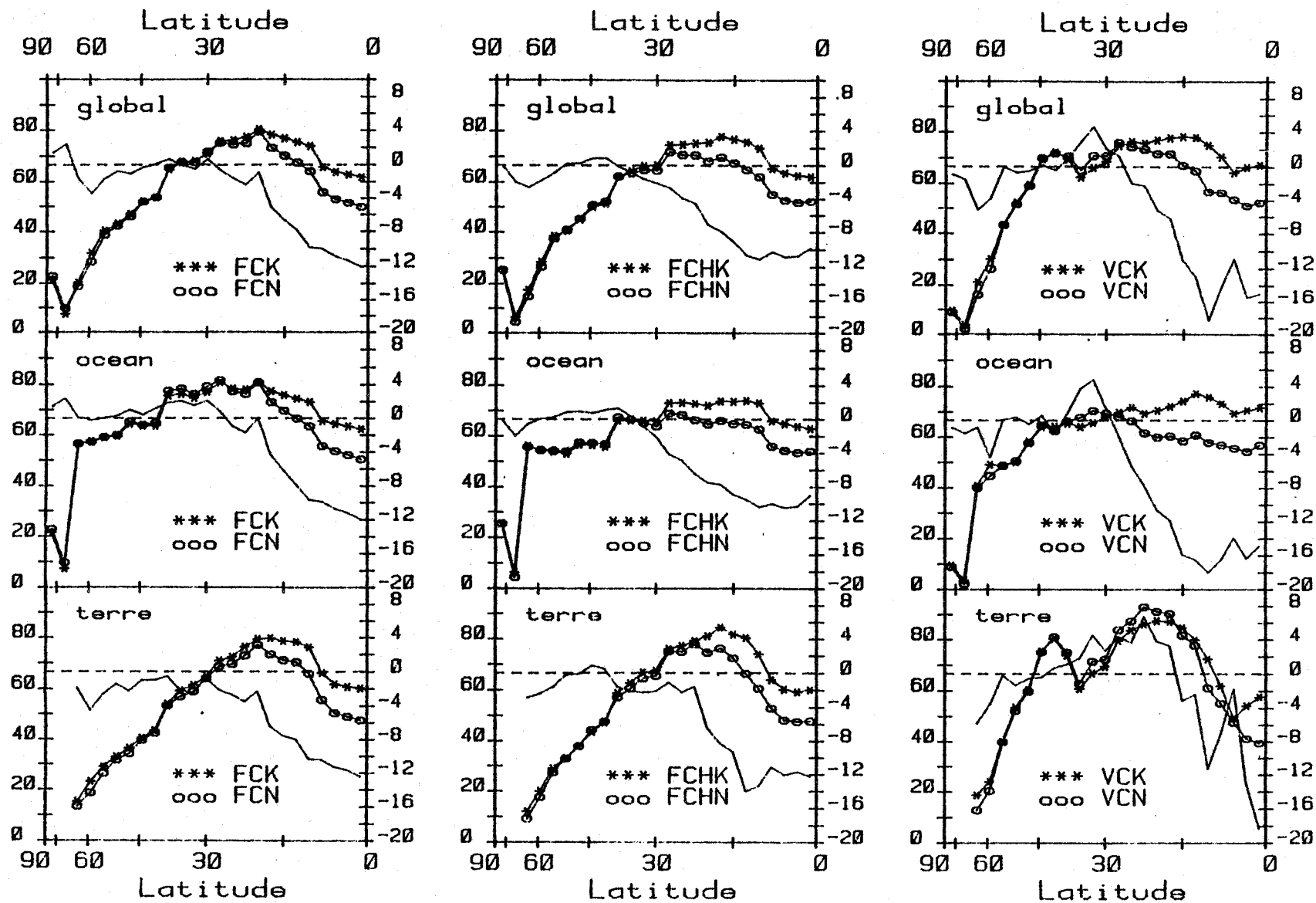


Figure V-32. Moyennes zonales du flux net de grandes longueurs d'onde à la surface (en Wm<sup>-2</sup>)

### V - 3.3.3. Champs radiatifs à la surface du modèle.

La description du transfert radiatif dans le système Terre - Atmosphère, serait incomplète sans l'étude du bilan en surface des diverses contributions radiatives du système. Ce bilan radiatif est un des éléments importants pour le bilan de chaleur et d'humidité de la surface. Actuellement, les observations des flux radiatifs en surface sont relativement peu nombreuses, comparées aux mesures au sommet de l'atmosphère et n'ont pas l'extension globale de celles-ci, limitant ainsi la possibilité de valider les modèles radiatifs à ce niveau.

Le flux net de grandes longueurs d'onde à la surface,  $F_T^{\text{net}}(\text{surf})$ , est la différence entre le flux montant de la surface et le flux descendant de l'atmosphère :  $F_T^{\text{net}}(\text{surf})$  est donc lié autant à la température de la surface qu'à l'état de température, d'humidité et de nébulosité de l'atmosphère surplombant celle-ci.

Le flux  $F_T^{\text{net}}(\text{surf})$  est présenté en moyennes zonales sur l'ensemble du modèle et séparément au-dessus des océans et du continent pour les trois séries d'intégrations sur la figure V-32. Ces moyennes zonales font toutes apparaître une diminution de  $F_T^{\text{net}}(\text{surf})$  dans la zone tropicale par augmentation du flux descendant due à la prise en compte de l'absorption par le continuum de la vapeur d'eau dans la fenêtre atmosphérique.

Pour les intégrations FC- au-dessus des océans, seuls cet effet direct du continuum et le résultat de la variation de la température de l'atmosphère expliquent la variation de  $F_T^{\text{net}}(\text{surf})$  entre FCN et FCK. Au dessus du continent intervient de plus la variation de la température de la surface. Cependant la comparaison avec la figure V-3 ( $F_T^{\text{net}}(\text{surf})$  à l'instant initial des intégrations) montre que le forçage radiatif initial s'est maintenu au cours de l'intégration.

Pour les intégrations FCH-, au-dessus des océans, l'intégration de l'humidité avec les champs radiatifs entraîne une extension jusqu'à 30°N de la zone où l'on note un écart sur  $F_T^{\text{net}}(\text{surf})$ . Sur le continent, la diminution

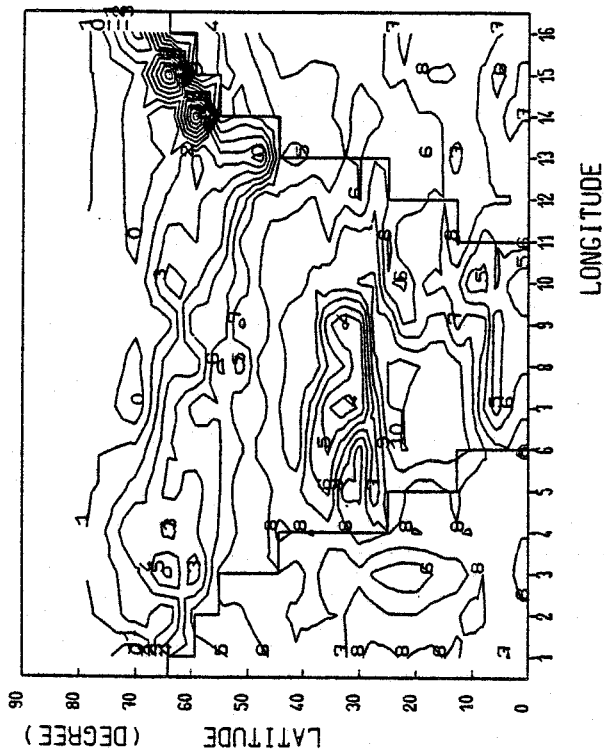


Figure V-33.a. Distribution horizontale du flux net de grandes longueurs d'onde à la surface pour VCK (Unité  $10 \text{ Wm}^{-2}$ ).

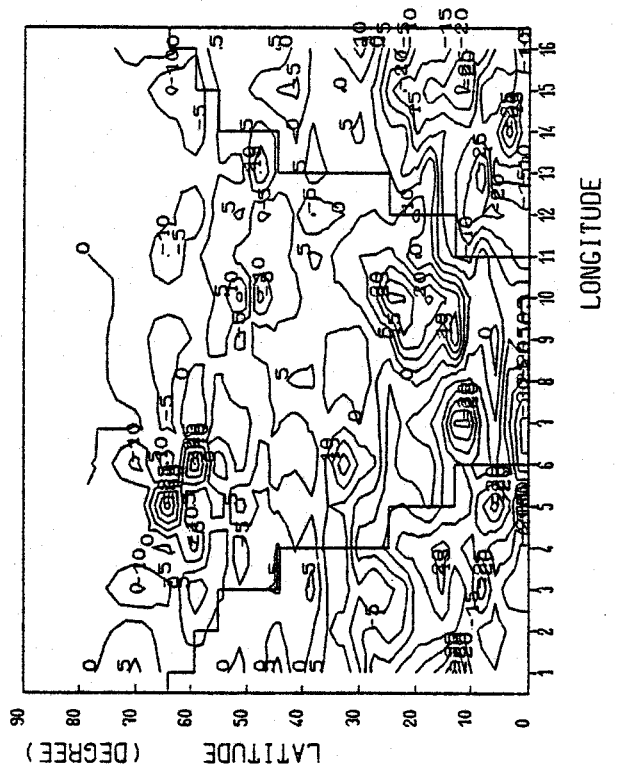


Figure V-33.b. Distribution horizontale de la différence de flux net de grandes longueurs d'onde à la surface entre VCN et VCK (unité  $1 \text{ Wm}^{-2}$ ).

du flux montant due au refroidissement de la surface est compensée par la diminution du flux descendant due au refroidissement et à l'assèchement des basses couches atmosphériques si bien que l'écart entre FCHN et FCHK reste similaire à celui entre FCN et FCK.

Si pour les intégrations à nébulosité spécifiée, on constate un effet équivalent sur le continent et sur les océans, la réponse du modèle sur le continent diffère de celle sur les océans dans les intégrations à nébulosité variable. Sur l'océan, on observe aux basses latitudes une nette diminution de  $F_T^{\text{net}}(\text{surf})$  ( $- 15 \text{ Wm}^{-2}$  entre l'équateur et  $25^\circ\text{N}$  et une légère augmentation ( $+ 5 \text{ Wm}^{-2}$ ) vers  $35^\circ\text{N}$  liées aux variations de la nébulosité basse (fig. V-23 c). Sur le continent, la diminution de  $F_T^{\text{net}}(\text{surf})$  observée dans la zone équatoriale est plus grande ( $- 18 \text{ Wm}^{-2}$ ) que celle observée dans FC- et FCH-. Entre  $5$  et  $15^\circ\text{N}$ , la diminution de  $F_T^{\text{net}}(\text{surf})$  est plus faible que dans les intégrations à nébulosité fixée. Entre  $15$  et  $25^\circ\text{N}$ ,  $F_T^{\text{net}}(\text{surf})$  pour VCN est supérieur à la valeur correspondante pour VCK. Les figures V-33a et V-33b présentent les distributions régionales de  $F_T^{\text{net}}(\text{surf})$  pour FCK et VCN - VCK respectivement. L'examen parallèle des figures V-33 et V-22 montre l'effet prédominant de la nébulosité basse sur le flux net en surface, accentué par la faible altitude des nuages bas dans les intégrations VC-. Par ailleurs, l'humidité et la température aux plus bas niveaux du modèle concourent aussi fortement à la distribution observée (figures V-41 et V-9.b) : une augmentation de la nébulosité basse tout comme une augmentation de l'humidité au plus bas niveau augmente le flux descendant et décroît le flux net pour une température de surface donnée ; une diminution parallèle des températures de la surface et de l'air la surplombant tend à augmenter le flux net, l'émissivité de l'atmosphère pour le rayonnement descendant étant généralement inférieure à celle de la surface.

Pour les courtes longueurs d'onde, de même qu'au sommet de l'atmosphère, la nébulosité détermine la distribution des flux en surface. Les intégrations FC- et FCH- donnent par conséquent des valeurs extrêmement proches de ces flux : les variations rencontrées sont quasi nulles entre FCK et FCN

Bilan radiatif surface (W/m<sup>2</sup>)

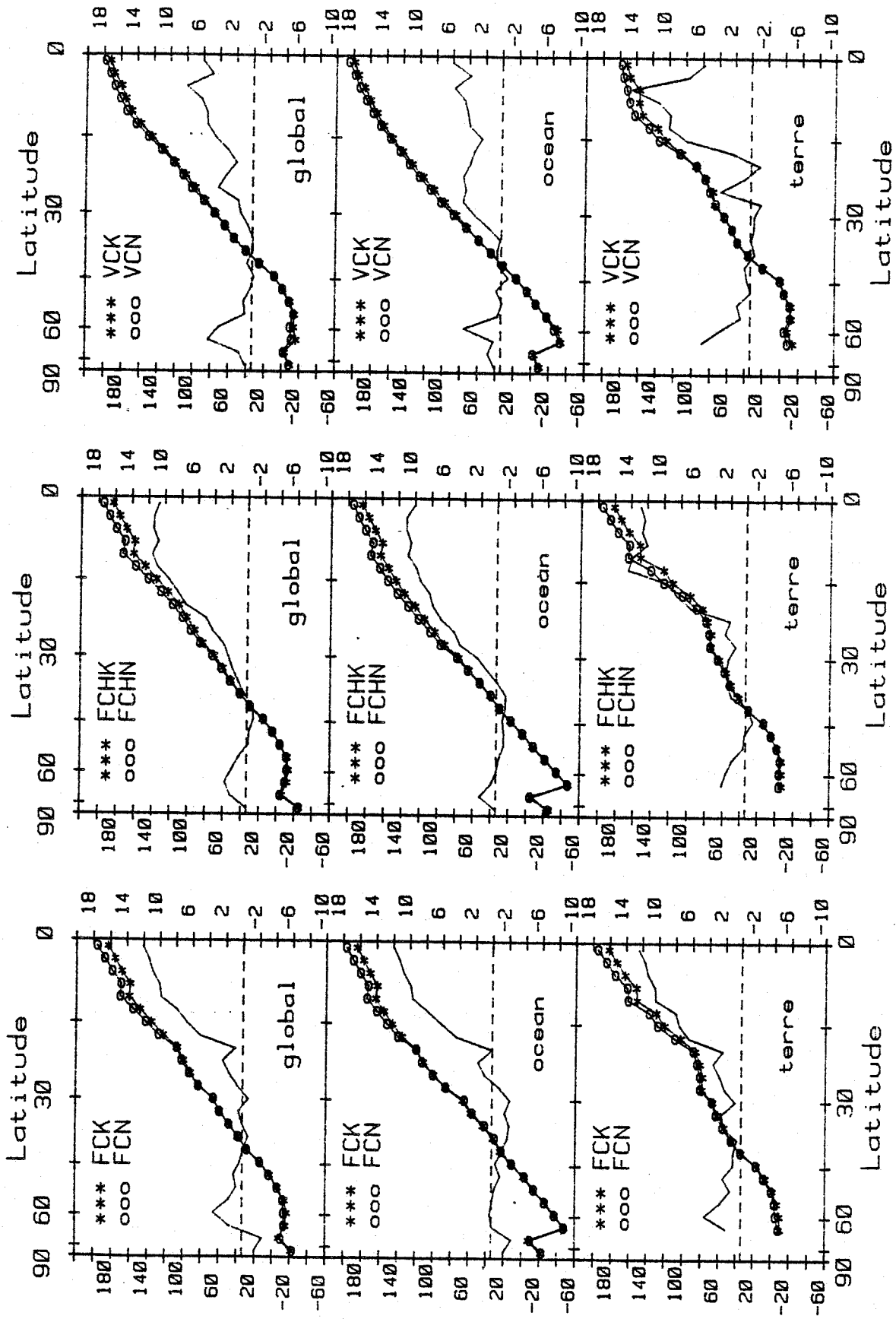


Figure V-34. Moyennes zonales du bilan radiatif à la surface du modèle (en  $Wm^{-2}$ )



et n'excèdent pas 0,8 % entre FCHK et FCHN ; entre VCK et VCN, les modifications du champ de nébulosité basse sont les premières responsables de celles du flux net solaire à la surface.

Le bilan radiatif à la surface,  $F^{\text{net}}(\text{surf})$  résulte de la différence entre le flux net de courtes longueurs d'onde et celui de grandes longueurs d'onde : le premier terme représente l'énergie d'origine solaire absorbée par la surface, le second terme, l'énergie perdue par celle-ci sous forme de rayonnement terrestre. Dans le bilan énergétique de la surface, le déséquilibre entre le flux radiatif net et les flux turbulents de chaleur latente et sensible entraîne une variation de la température de la surface. Le bilan radiatif à la surface,  $F^{\text{net}}(\text{surf})$  est présenté en moyennes zonales sur l'ensemble du modèle et séparément sur les océans et le continent pour les 3 séries d'intégrations sur la figure V-34. Le modèle simulant l'hémisphère Nord en hiver,  $F^{\text{net}}(\text{surf})$  est négatif au Nord d'une ligne située vers 50°N et positif en deçà. La position de cette ligne varie suivant les intégrations : par rapport aux intégrations FC-, l'humidité troposphérique plus faible dans les intégrations FCH- explique la position plus méridionale de l'isoligne zéro. Sa position sur la figure V-34c est liée à la nébulosité basse qui prend dans les intégrations VC- une valeur plus faible que celle spécifiée d'après la climatologie (intégrations FC- et FCH-). Dans tous les cas, le nouveau schéma diminue le flux net de grandes longueurs d'onde en zone tropicale et accroît donc le bilan radiatif en surface. Entre FCN et FCK (figure V-34 a) le refroidissement de la surface du continent explique l'augmentation du bilan radiatif qui se prolonge aux plus hautes latitudes continentales. Entre FCHN et FCHK cet effet est atténué vers 50°N par les modifications du champ d'humidité. Les six intégrations présentent une zone de déficit relatif sur le continent entre 20 et 30°N correspondant à la zone aride du modèle.

Le bilan radiatif à la surface pour VCK et VCN - VCK apparait sur les figures V-35a et V-35b respectivement. Sur la figure V-34a, les asymétries longitudinales du bilan radiatif essentiellement liées à la température de surface dans FC- et FCH-, sont liées à la nébulosité basse dans les intégrations VC-. Sur la figure V-35b, les variations du bilan radiatif entre VCK et VCN sont plus difficilement interprétables car les modifications parallèles



Figure V-35.a. Distribution horizontale du bilan radiatif à la surface pour VCK (unité  $10Wm^{-2}$ ).

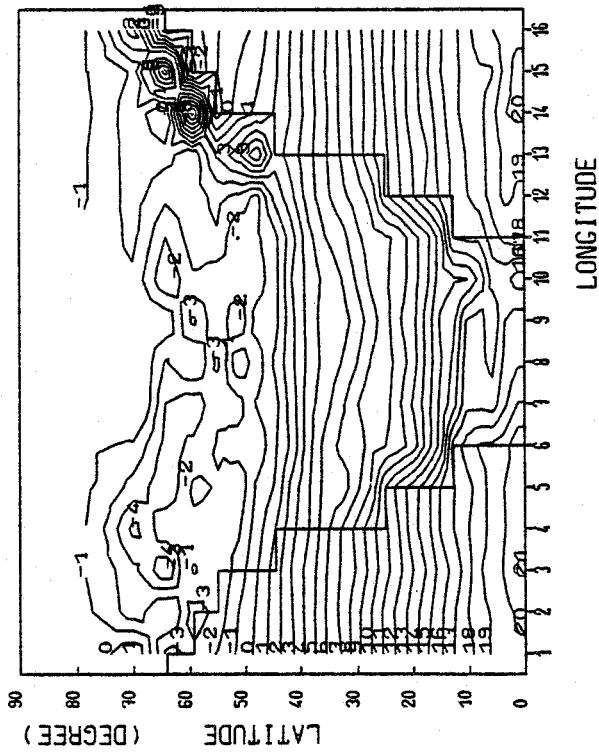
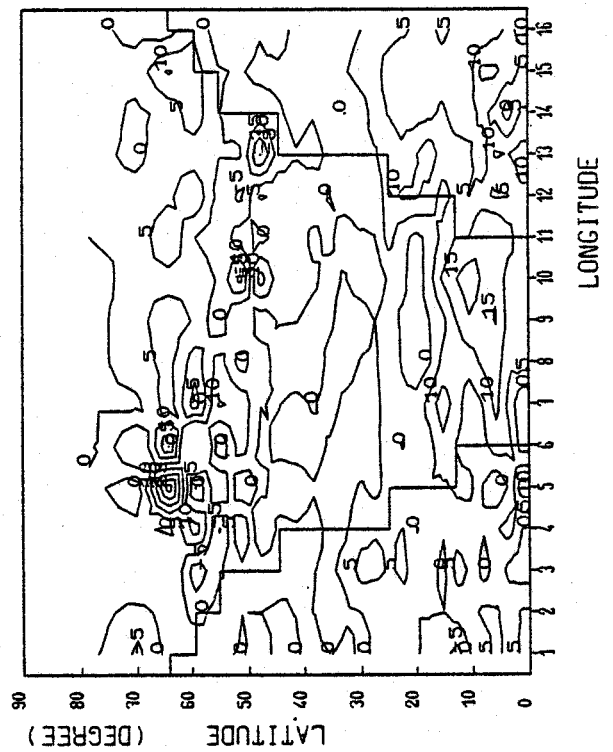


Figure V-35.b. Distribution horizontale de la différence du bilan radiatif à la surface entre VCN et VCK (unité  $1 Wm^{-2}$ ).



des flux nets de courtes et de grandes longueurs d'onde, qui prises isolément sont aisément reliables aux variations de la nébulosité basse, tendent à se compenser.

V - 3.4. Bilan hydrologique à la surface du modèle.

Pour l'équilibre énergétique de la surface, l'effet premier du changement de schéma radiatif de grandes longueurs d'onde est une augmentation du bilan radiatif net à la surface au dessus d'une large étendue du modèle correspondant à la zone tropicale.

Au-dessus des océans, pour lesquels la température de surface est fixée, toute modification du bilan radiatif entraîne une modification équivalente de l'ensemble des flux turbulents de chaleur latente et sensible sans interaction possible avec la température de surface. La partition entre ces deux derniers flux dépend des variations associées de température et d'humidité à la surface du modèle. Cette partition peut être caractérisée par le rapport du flux de chaleur sensible au flux de chaleur latente, appelé rapport de Bowen (Priestley et Taylor, 1972) qui peut s'écrire :

$$B = \frac{C_p}{L} \frac{(T_S - T_a)}{(r_S - r_a)} = \frac{H_S}{LE_o}$$

où les indices S et a indiquent respectivement la surface et le plus bas niveau du modèle ;  $C_p$  est la capacité calorifique de l'air à pression constante, L la chaleur latente d'évaporation, T la température et r le rapport de mélange de la vapeur d'eau.

Au dessus de l'océan agissant comme un réservoir d'humidité de capacité infinie,  $r_S$  correspond au rapport de mélange de la vapeur d'eau à saturation,  $r_S^*$  ; au dessus du continent, la capacité du sol à évaporer doit être prise en compte et

$$r_S - r_a = \beta (r_S^* - r_a)$$



# Rapport de Bowen

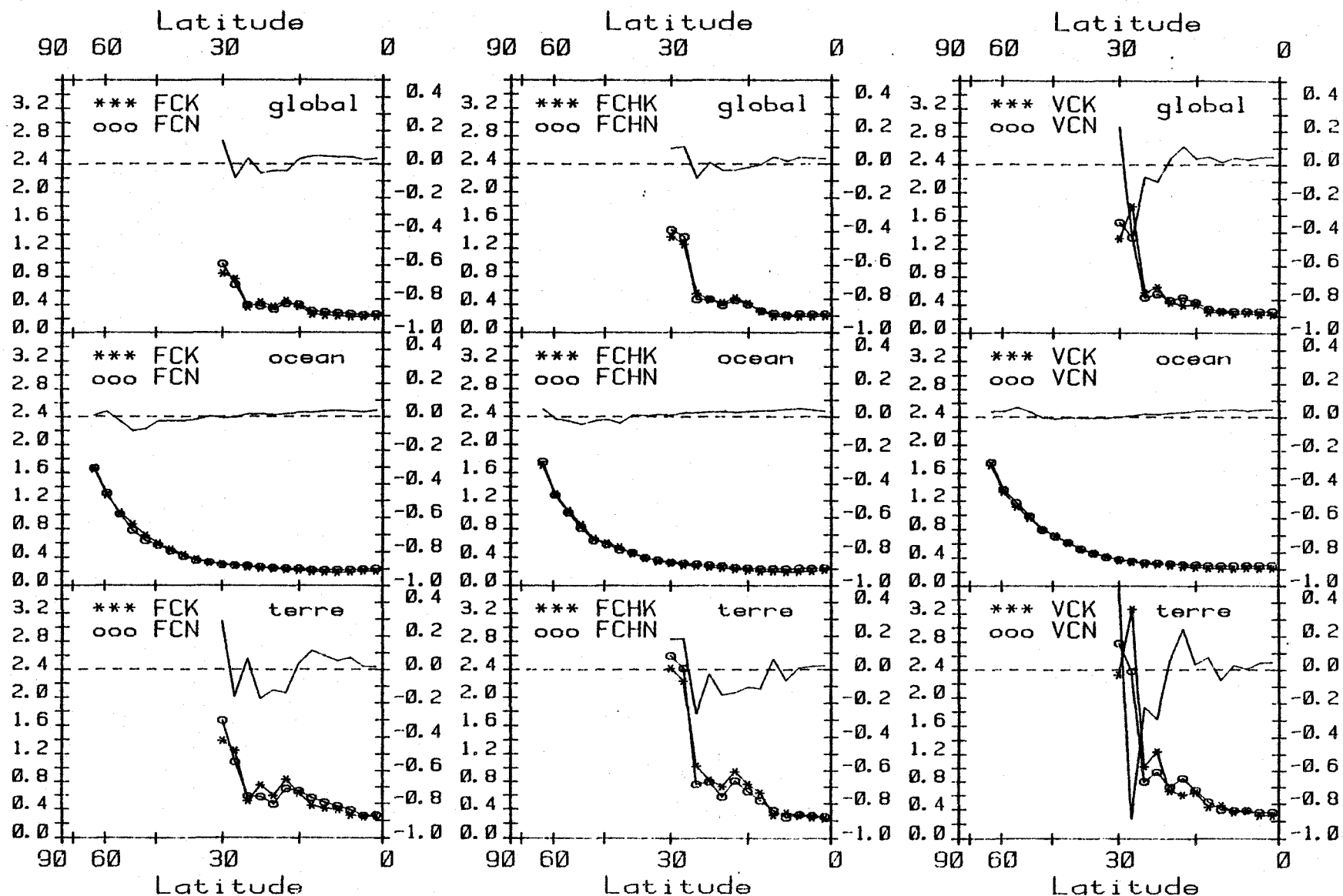


Figure V-36. Moyennes zonales du rapport de Bowen ( $B = H/LE$  où  $H$  est le flux de chaleur sensible et  $LE$  le flux de chaleur latente). Les moyennes zonales au dessus du continent ne sont présentées qu'au Sud de  $30^{\circ}N$  : la présence de neige aux plus hautes latitudes limite l'évaporation et rend peu représentatives les valeurs obtenues à ces latitudes.

où  $\beta$  est le coefficient d'évapotranspiration précédemment défini en fonction du contenu d'eau dans le sol (fig. V-A9 en appendice).

La figure V-36 présente le rapport de Bowen à la surface du modèle calculé pour les différentes intégrations en moyenne zonale sur une bande de latitude et séparément au-dessus des océans et du continent. Sur le continent au Nord de 40°N, la présence de neige à la surface du modèle diminue l'évaporation et rend peu représentatives les valeurs obtenues à ces latitudes. Sur les océans, le rapport augmente avec la latitude indiquant la part croissante prise par le flux de chaleur sensible dans les échanges d'énergie entre la surface et l'atmosphère.

La comparaison des intégrations --K et --N fait apparaître sur les zones océaniques une augmentation du rapport de Bowen entre l'équateur et 30°N, indiquant que dans ces régions, au plus bas niveau du modèle, l'effet de la variation de la température de l'air l'emporte sur celui de la variation d'humidité. Sur le continent, les variations de la température de la surface et du contenu d'eau dans le sol compliquent l'interprétation. Néanmoins au Sud de 15°N, le sol contient généralement plus de 5 cm d'eau et évapore comme une surface saturée ; l'augmentation du rapport de Bowen dans la zone équatoriale, correspond là aussi à un effet plus important sur la température que sur l'humidité. Plus au Nord, au-dessus de la zone aride du modèle, le nouveau schéma conduit dans les intégrations à nébulosité spécifiée, à un rapport de Bowen localement plus faible lié à une augmentation plus forte du flux de chaleur latente que du flux de chaleur sensible, correspondant à l'augmentation parallèle du contenu d'eau dans le sol et de l'humidité relative (cf. V-3.4.3. et V-3.4.4). L'effet inverse apparaît au-dessus de la zone aride pour les intégrations à nébulosité interactive.

#### V - 3.4.1. Evaporation.

Le champ d'évaporation obtenu pour VCK est présenté sur la figure V-37. Cette figure montre deux maximums d'évaporation le long des côtes liés au fort contraste thermique entre le continent et les océans et



# Evaporation (mm/jour)

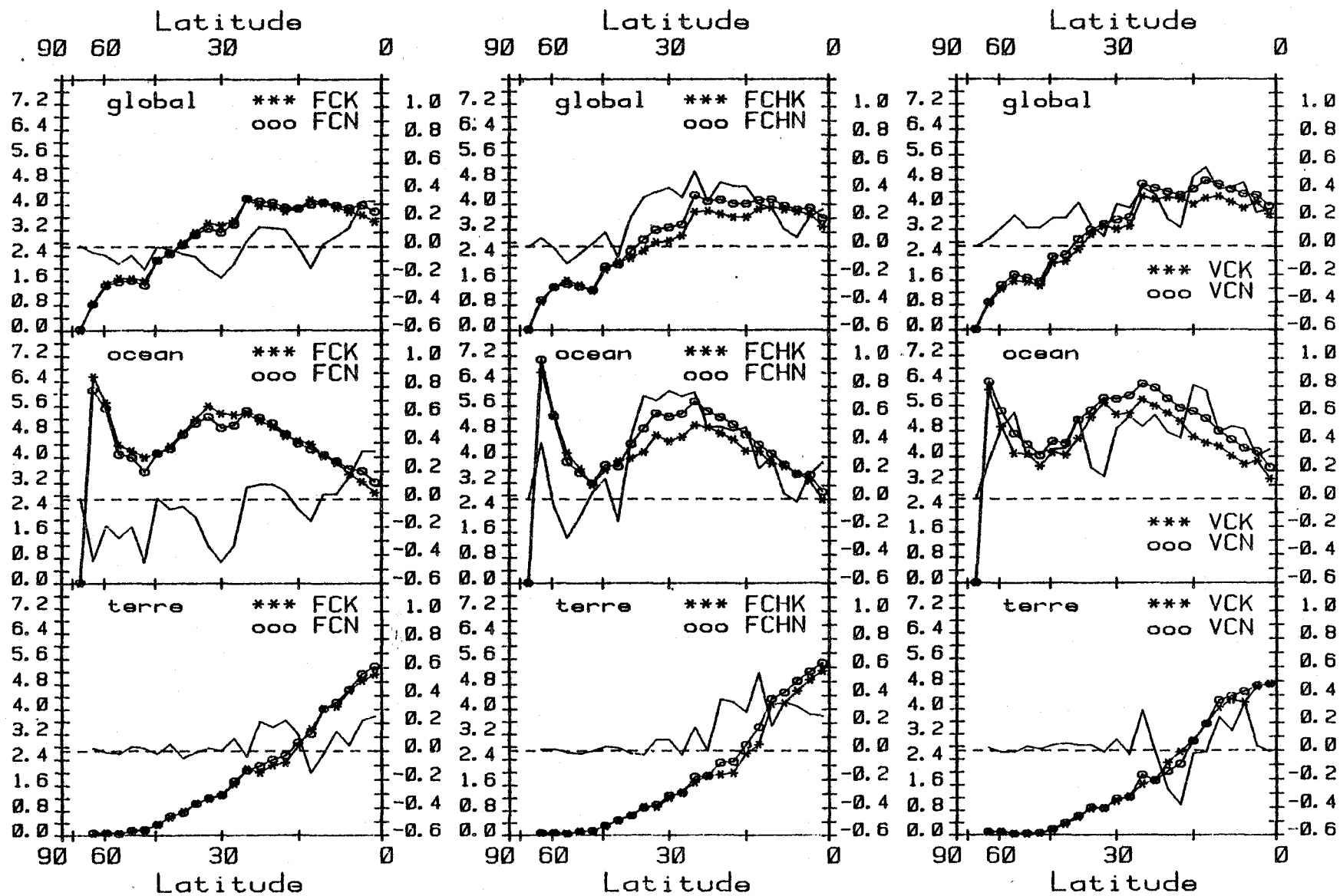


Figure V-38. Moyennes zonales de l'évaporation et de la différence d'évaporation entre intégrations (en mm/jour).

Figure V-39.a. Distribution horizontale de la précipitation pour VCK (unité mm/jour).

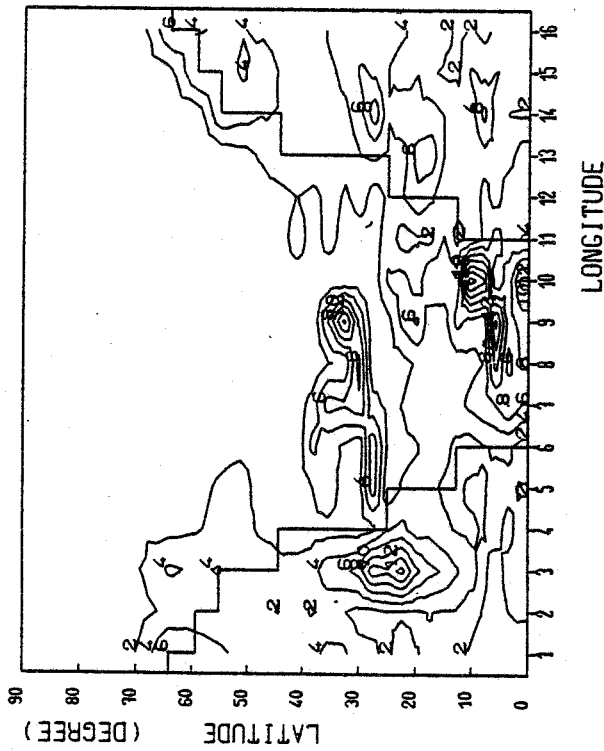
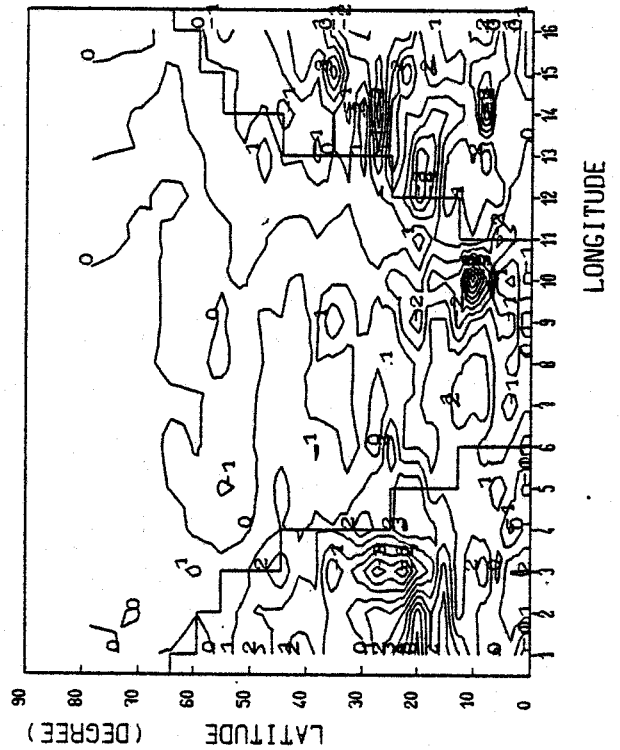


Figure V-39.b. Distribution horizontale de la différence de précipitation entre VCN et VCK (unité  $10^{-1}$  mm/jour).





aux vents intenses régnant sur ces régions océaniques. La zone continentale équatoriale présente aussi de fortes évaporations correspondant aux fortes précipitations convectives. On observe par ailleurs de faibles évaporations sur la zone continentale aride vers 20°N lié au déficit relatif du bilan radiatif à la surface dans cette région. L'évaporation est aussi faible aux hautes latitudes en raison des basses températures calculées par le modèle.

La figure V-38 présente l'évaporation pour les trois séries d'intégration en moyenne zonale sur une bande de latitude et séparément sur le continent et les océans. D'une manière générale, l'augmentation de l'évaporation au-dessus des océans est due à l'assèchement relatif de l'atmosphère liée à son refroidissement. De plus, au-dessus des océans et du continent, les variations de l'évaporation aux basses latitudes suivent celles du bilan radiatif en surface. Ainsi pour FC- et FCH-, l'augmentation de l'évaporation correspond à celle du bilan radiatif, tandis que pour VC-, la diminution de l'évaporation vers 20°N est liée à celle du bilan radiatif.

Les variations de l'évaporation expliquent les variations de la température de la surface du continent aux basses latitudes jusque vers 30°N, l'évaporation d'1 mm d'eau correspondant à une perte d'énergie de  $29 \text{ Wm}^{-2}$ . Un examen compare des figures V-9 et V-38 montrent un refroidissement de la surface dans les zones où l'évaporation a augmenté pour FC-, FCH- et VC- (entre l'équateur et 10°N) et pour VC- un échauffement de la surface vers 20°N où l'évaporation a diminué.

#### V - 3.4.2. Précipitation.

Le champ de précipitation obtenu pour VCK est porté sur la figure V-39. Dans la région équatoriale du continent, le maximum observé correspond aux précipitations convectives dues au transport vertical de la branche ascendante de la cellule de Hadley. Vers 30°N sur le continent, les fortes précipitations sont liées aux mouvements ascendants forcés par l'orographie du modèle. Sur les océans, les maximums relatifs observés vers 30°N sont associés aux fortes évaporations (cf. V-3.4.1.). Dans toutes les intégrations, on retrouve

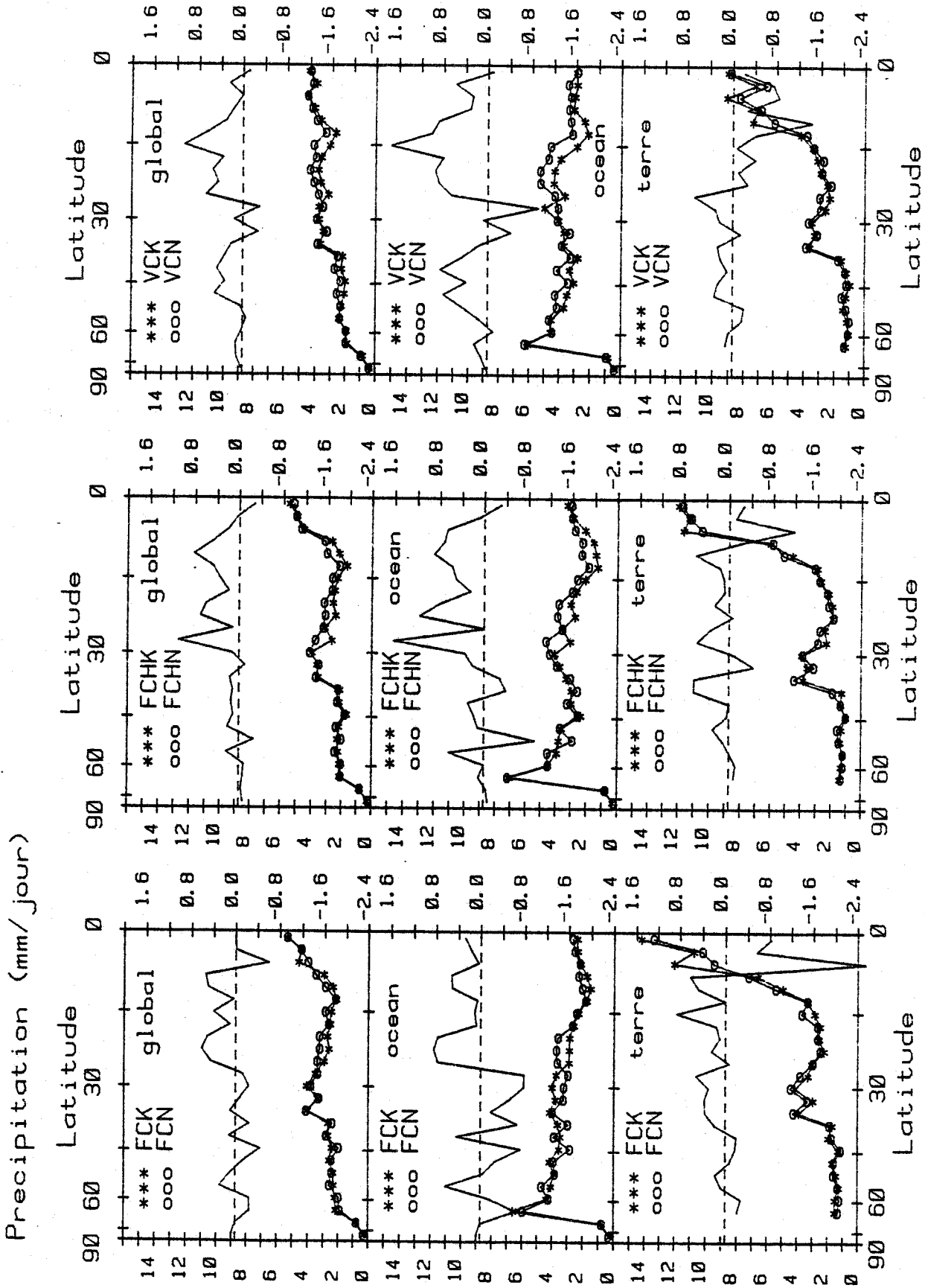


Figure V-40. Moyennes zonales de la précipitation et de la différence de précipitation entre intégrations (en mm/jour).



sur le continent vers 20°N les faibles précipitations sur la zone de subsidence caractérisant la branche descendante de la cellule de Hadley. Sur le reste du continent, aux plus hautes latitudes, le modèle calcule des températures très basses et évaporation et précipitation sont très faibles.

Les précipitations pour les différentes séries d'intégrations sont présentées en moyenne zonale sur une bande de latitude et séparément au-dessus des océans et du continent sur la figure V-40. Pour les intégrations FC-, le bilan hydrologique réagit à un changement de la dynamique, résultat des modifications qu'introduit le nouveau schéma de grandes longueurs d'onde, dans la répartition tri-dimensionnelle de l'énergie radiative, mais nul couplage n'est permis entre le bilan hydrologique et le rayonnement. Les effets observés sur les précipitations, évaporation et champ d'humidité relative au plus bas niveau du modèle sont donc directement liés à une modification de la circulation. Ainsi peut-on noter pour les intégrations FC- une diminution des précipitations dans la zone équatoriale continentale liée à la diminution de l'intensité des mouvements ascendants dans cette zone (fig. V-17a). De même, l'augmentation des précipitations observées sur les océans vers 10 et 25°N correspond à un affaiblissement relatif des mouvements descendants. Des effets similaires apparaissent dans les intégrations FCH-.

Pour les intégrations VC-, la diminution de la précipitation sur le continent entre l'équateur et 15°N et l'augmentation de la précipitation sur les océans entre l'équateur et 25°N sont plus marqués. Par ailleurs, on observe une diminution de la précipitation sur la zone aride continentale vers 20°N.

#### V - 3.4.3. Humidité relative au premier niveau du modèle.

Bien que, physiquement le paramètre intervenant directement sur les flux radiatifs soit l'humidité absolue, l'humidité relative, comme paramètre diagnostique de la nébulosité, influence plus nettement encore le bilan radiatif à la surface.

Figure V-41.a. Distribution horizontale de l'humidité relative au premier niveau du modèle pour VCK (unité 10 %).

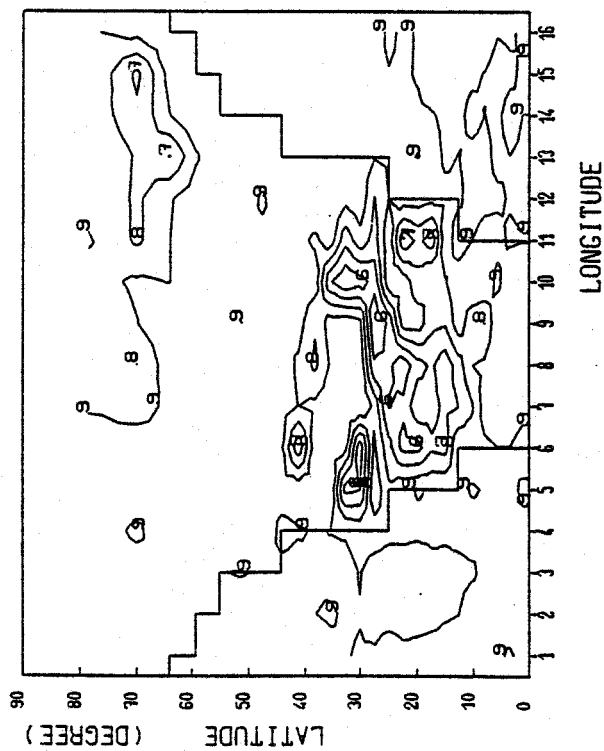
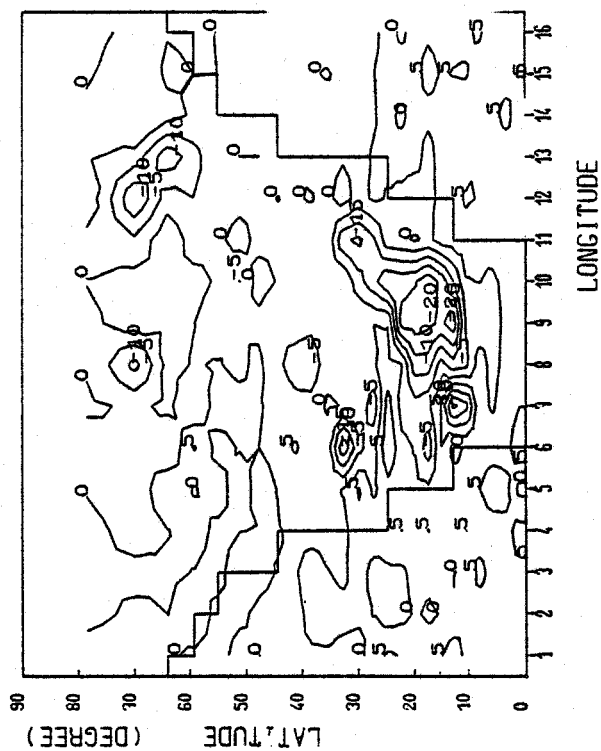


Figure V-41.b. Distribution horizontale de la différence d'humidité relative au premier niveau du modèle entre VCN et VCK (unité 1 %).





La figure V-41 présente la distribution horizontale de l'humidité relative au premier niveau du modèle pour VCK. Cette figure fait apparaître de l'air très sec sur la région continentale aux environs de 20°N sur la zone aride. Plus au Sud, l'humidité relative dépasse 90 % dans la région des fortes précipitations équatoriales. Au nord de 30°N, les fortes valeurs de l'humidité relative sont liées à l'orographie : l'air forcé vers le haut se refroidit et son humidité relative augmente. L'humidité relative prend encore de fortes valeurs aux hautes latitudes ; celles-ci correspondent cependant à des humidités absolues faibles compte tenu des températures très froides calculées par le modèle à ces latitudes.

L'humidité relative à ce niveau influence fortement le flux net de grandes longueurs d'onde à la surface comme le montre une comparaison des figures V-32 et V-41 pour VCK. En zone tropicale, le flux net de grandes longueurs d'onde est inférieur à  $70 \text{ Wm}^{-2}$  quand l'humidité relative dépasse 90 %. Sur la zone aride, on observe une correspondance entre les valeurs du flux supérieures à  $90 \text{ Wm}^{-2}$  et l'humidité relative inférieure à 70 %.

L'humidité relative au premier niveau du modèle est présentée en moyenne zonale sur une bande de latitude et séparément pour les océans et le continent sur la figure V-42 pour les trois séries d'intégrations. On observe une augmentation de l'humidité relative aux basses latitudes au-dessus des océans due à l'action conjointe de l'évaporation accrue et de la température plus faible. Sur le continent, l'humidité relative suit là aussi l'évaporation avec pour FC- et FCH- une augmentation de l'humidité relative sur la zone aride et une diminution pour VC-.

#### V - 3.4.4. Différence entre la précipitation et l'évaporation ; Humidité du sol.

La figure V-43 présente la distribution horizontale de la différence entre la précipitation et l'évaporation pour l'intégration VCK.. Cette figure montre que la vapeur d'eau étant toujours disponible au-dessus des océans, l'évaporation est généralement plus importante que la précipitation sur les

Humidite relative (%)

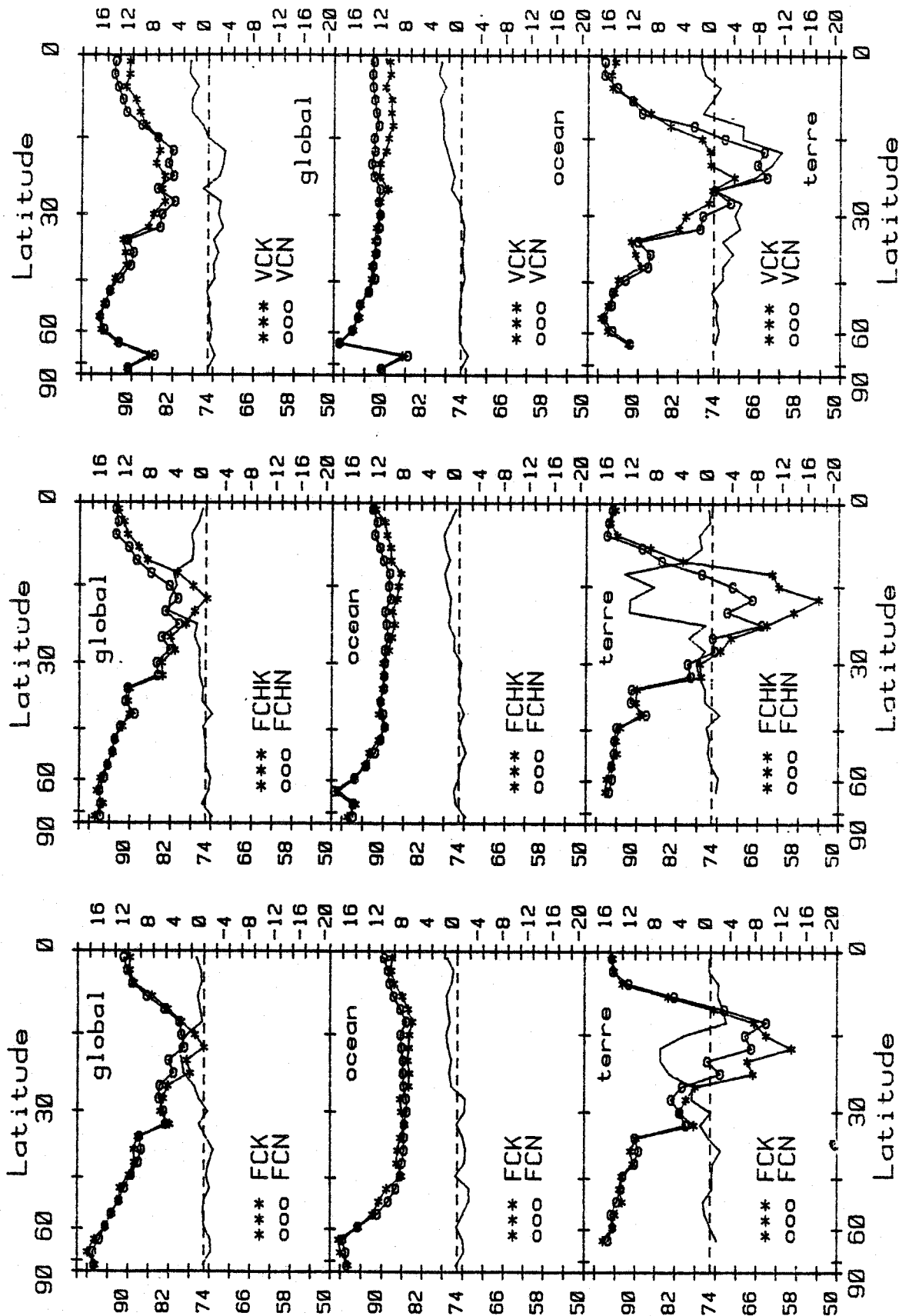


Figure V-42. Moyennes zonales de l'humidité relative au premier niveau du modèle ( $\sigma = 0,997$ ) et de la différence d'humidité relative au premier niveau entre intégrations.

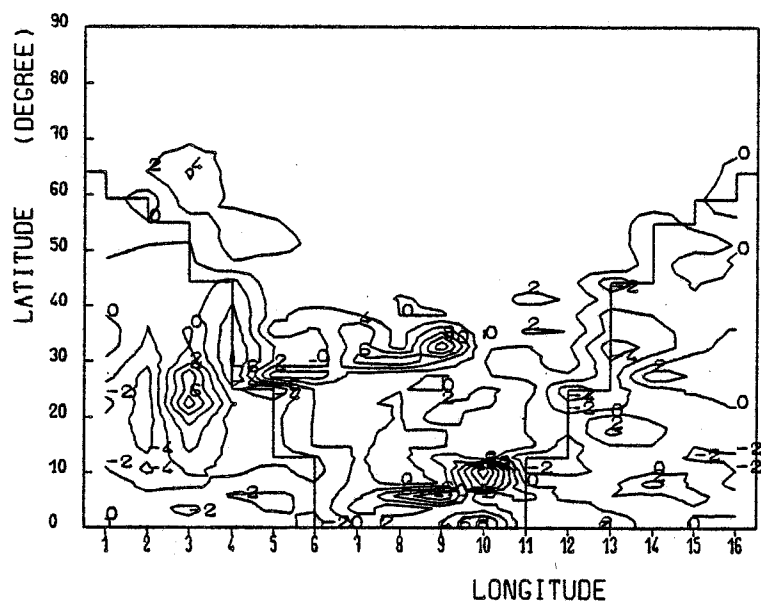


Figure V-43. Distribution horizontale de la différence entre la précipitation et l'évaporation pour VCK (unité mm/jour).



# Contenu en eau du sol (cm)

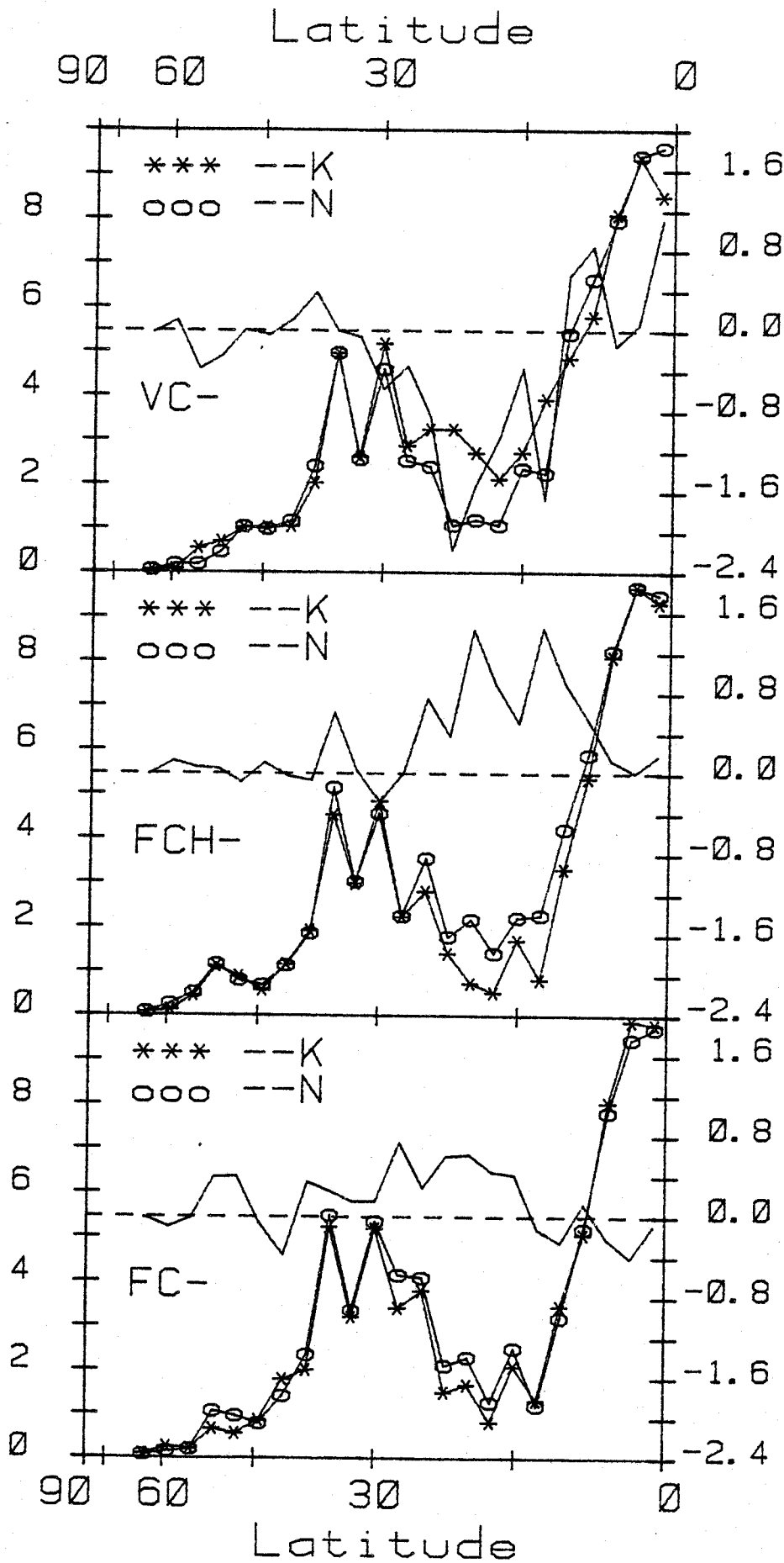


Figure V-44. Contenu d'eau dans le sol (en cm) en moyenne zonale sur le continent pour les trois séries d'intégrations (FC-, FCH-, VC-) suivant le schéma radiatif employé (--K : Katayama ; --N : nouveau schéma).

zones océaniques. Au-dessus du continent, la précipitation l'emporte sur l'évaporation dans la zone équatoriale et sur la montagne tandis que l'inverse se vérifie sur une partie de la zone aride. La figure V-44 compare l'humidité dans le sol en moyenne zonale sur le continent pour les trois séries d'intégrations. Les valeurs sont directement liées à la différence entre la précipitation et l'évaporation. Dans la zone équatoriale et la zone montagneuse où cette différence est largement positive, le sol est très humide, alors que le contenu d'eau dans le sol est très faible dans la zone aride. Vers 35°N, la fonte de la neige qui recouvre la surface à ces latitudes explique les fortes valeurs de l'humidité du sol. L'augmentation de l'humidité du sol dans la zone aride dans les intégrations FC- et FCH-, est liée aux précipitations plus importantes qui ne sont que partiellement compensées par l'augmentation de l'évaporation.

#### V - 4. RESUME ET CONCLUSIONS.

Par rapport aux états climatiques moyens obtenus avec le schéma radiatif de Katayama, le nouveau schéma produit une distribution tridimensionnelle du refroidissement radiatif différente dans de nombreuses zones. La prise en compte de l'absorption par l'ozone dans le nouveau schéma conduit à un réchauffement de plus de 10 K de la stratosphère à toutes les latitudes en meilleur accord avec les observations. Le gradient de température stratosphérique entre le pôle et l'équateur est réduit, entraînant une diminution de l'intensité des jets troposphérique et de la nuit polaire. Le nouveau schéma refroidit l'ensemble de la troposphère à l'exception des basses couches vers 45°N. L'humidité absolue réagit à ces variations de température et diminue (augmente) dans les zones refroidies (échauffées), l'effet global du changement de schéma radiatif restant dans tous les cas un refroidissement et un assèchement relatif de la troposphère du modèle. Dans la couche limite planétaire, ces variations de température sont liées aux variations du refroidissement radiatif.

Aux basses latitudes, le nouveau schéma donne des refroidissements plus forts dans la couche limite, liés à la présence du continuum d'absorption de la vapeur d'eau, plus faibles entre 750 et 450 mb, plus forts jusqu'à 100 mb, plus faibles au-dessus. Ces variations du refroidissement radiatif

modifient la stabilité verticale de l'atmosphère dans la zone tropicale et affectent la circulation mais cet effet du changement de schéma radiatif de grandes longueurs d'onde n'a pu être directement mis en évidence par manque de sorties diagnostiques adéquates pour nos expériences. Cependant l'impact du changement de forçage radiatif apparaît indirectement à travers les modifications du cycle hydrologique.

En première approximation, l'augmentation du bilan radiatif à la surface liée à l'augmentation du flux infrarouge descendant en présence du continuum d'absorption de la vapeur d'eau fournit un supplément d'énergie à la surface, qui se traduit par une intensification du cycle hydrologique en moyenne globale, la précipitation augmentant plus que l'évaporation quand la nébulosité est spécifiée et inversement pour une nébulosité interactive.

Dans les intégrations à nébulosité spécifiée, la nébulosité basse fixée semble contrecarrer l'effet destabilisateur du continuum et l'effet résultant du changement de schéma radiatif est une diminution de l'intensité des mouvements verticaux, en particulier celles des ascendances dans la zone équatoriale continentale. Entre 15 et 30°N, l'augmentation du bilan radiatif à la surface se conjugue à cette diminution de l'intensité des mouvements verticaux pour diminuer la subsidence sur le continent, entraînant une diminution de la température de surface, une augmentation de la précipitation, de l'humidité relative près du sol et du contenu dans le sol, tous ces effets tendant à détériorer la représentation de la zone aride du modèle.

Dans les intégrations à humidité et nébulosité fixées, où seule la température interagit avec le rayonnement, celle-ci intervient avec un effet de rétroaction négatif, le refroidissement de l'atmosphère tendant à atténuer le forçage radiatif initial dû au changement de schéma radiatif. Quand l'humidité est interactive avec les champs radiatifs, celle-ci joue dans la troposphère un rôle amplificateur qui tend à accroître les différences entre les climats générés par le modèle pour chacun des deux schémas radiatifs : ainsi les écarts sur le flux de grandes longueurs d'onde sortant au sommet de l'atmosphère sont plus importants en moyenne sur les 30 derniers jours des

intégrations qu'à l'instant initial. Cet effet amplificateur de l'interaction entre le rayonnement et l'humidité joue sur l'ensemble des autres paramètres ; par exemple, la détérioration de la zone aride est plus prononcée dans les intégrations à humidité interactive que dans celles à humidité spécifiée.

Libre d'évoluer, la nébulosité se répartit différemment au-dessus du continent et des océans, et cette distribution contrastée modifie la réponse du modèle. Dans les intégrations à nébulosité interactive, la nébulosité basse générée par le modèle se situe dans des couches plus basses que la nébulosité basse spécifiée d'après la climatologie, si bien que le refroidissement supplémentaire introduit par l'absorption de type e dans le nouveau schéma contribue effectivement à destabiliser la basse atmosphère aux basses latitudes. L'impact de cette destabilisation apparaît indirectement sur la zone continentale aride du modèle dont la température de surface croît alors que diminuent l'évaporation, la précipitation, l'humidité relative près du sol, le contenu d'eau du sol et la nébulosité dans cette région du modèle.

En conclusion, il s'agit de définir si l'introduction d'un nouveau schéma radiatif de grandes longueurs d'onde, par construction plus précis, améliore la représentation du climat généré par le modèle de circulation générale. Les données d'observation peuvent nous aider à déterminer si l'impact est dans la bonne direction. Si l'un des schémas radiatifs physiquement plus réaliste permet une représentation correcte de la climatologie du modèle et l'autre pas, on peut dire que le premier schéma est meilleur que l'autre. Dans le cas inverse, on est amené à remettre en cause d'autres paramétrisations du modèle.

Pratiquement, seul l'impact positif sur la représentation de la température stratosphérique peut être clairement établi. Sur la représentation de la troposphère, la réponse peut sembler plus mitigée. Pour les intégrations à nébulosité spécifiée, le nouveau schéma tend à dégrader la représentation de la zone aride du modèle, alors qu'à nébulosité interactive, le nouveau schéma permet de rétablir la qualité de la représentation de la zone aride du modèle au niveau qu'elle avait dans les intégrations à nébulosité spécifiée avec l'ancien schéma. On peut admettre qu'il s'agit d'une amélioration dans la mesure où le modèle a dans ce cas un degré de liberté supplémentaire primordial :

l'interaction avec la nébulosité, qui est essentielle pour une représentation réaliste de l'atmosphère. Cependant, il faut garder à l'esprit que ces résultats sont obtenus pour une distribution de la nébulosité entachée de nombreuses déficiences (nébulosité basse, haute et totale trop faibles).

Néanmoins, un certain nombre de problèmes rencontrés et mal résolus sont peut-être liés à l'outil employé dans nos expériences : le modèle sectoriel a en effet lui-même ses limites. En particulier, son nombre de points limité en longitude et son domaine spatial limité à un hémisphère ne lui assurent pas une bonne représentation de la circulation, précisément dans la zone équatoriale où l'impact du changement de schéma radiatif de grandes longueurs d'onde est maximum (vents alizés mal développés, circulation transéquatoriale impossible, branche ascendante de la cellule de Hadley comprimée du fait de l'orographie du modèle).

Le travail rapporté dans cette cinquième partie doit donc être vu comme la première étape d'un travail à poursuivre sur le modèle global, pour des simulations d'hiver et d'été.

APPENDICE : PRÉSENTATION DU MODÈLE DE CIRCULATION GÉNÉRALE DU LMD.

De façon à économiser le temps de calcul, tout en gardant une bonne représentativité des résultats à l'échelle régionale, les tests sur la paramétrisation du transfert radiatif aux grandes longueurs d'onde ont été effectués sur le modèle sectoriel dérivé du modèle global de la circulation générale du L.M.D. On trouvera une description complète du modèle dans Laval et al. (1981) et nous ne donnerons ici que les grands traits du modèle et un bref descriptif des paramétrisations fournissant les entrées des schémas de rayonnement.

Le modèle sectoriel est construit suivant l'hypothèse d'une périodicité d'ordre trois en longitude et d'une symétrie par rapport à l'équateur. Le domaine sectoriel ainsi défini est décrit par un maillage comportant 16 points équidistants en longitude et 25 points également répartis en sinus de la latitude. Cette résolution horizontale correspond à un pas en longitude de  $7,5^\circ$  et à un pas en latitude variant de  $2,5^\circ$  vers l'équateur à  $7^\circ$  vers  $70^\circ$  de latitude. La répartition en latitude entre la zone continentale et les océans est présentée sur la figure V-A1. pour le modèle et pour l'hémisphère Nord. Des zones de banquise et de glace continentale sont respectivement attribuées aux deux zones les plus septentrionales du modèle, ce qui surestime les étendues de glace par rapport à la réalité.

L'orographie des continents et la moyenne zonale de l'élévation du terrain sont représentées sur les figures V-A2 et V-A3. La structure montagneuse qui apparaît vers  $35^\circ\text{N}$  est de l'importance de l'Himalaya.

Lors de nos intégrations, l'état initial correspondait à un état d'équilibre géostrophique purement zonal, obtenu à partir de données de températures climatiques moyennées en longitude pour avoir une répartition méridienne. La température initiale sur les continents est égale à la température océanique qui reste fixée tout au long des intégrations à sa valeur climatique en moyenne zonale présentée sur la figure V-A4.

Du fait de la représentation simplifiée des continents dans le modèle, les albédos sont spécifiés pour les océans et le continent et ne dépendent que

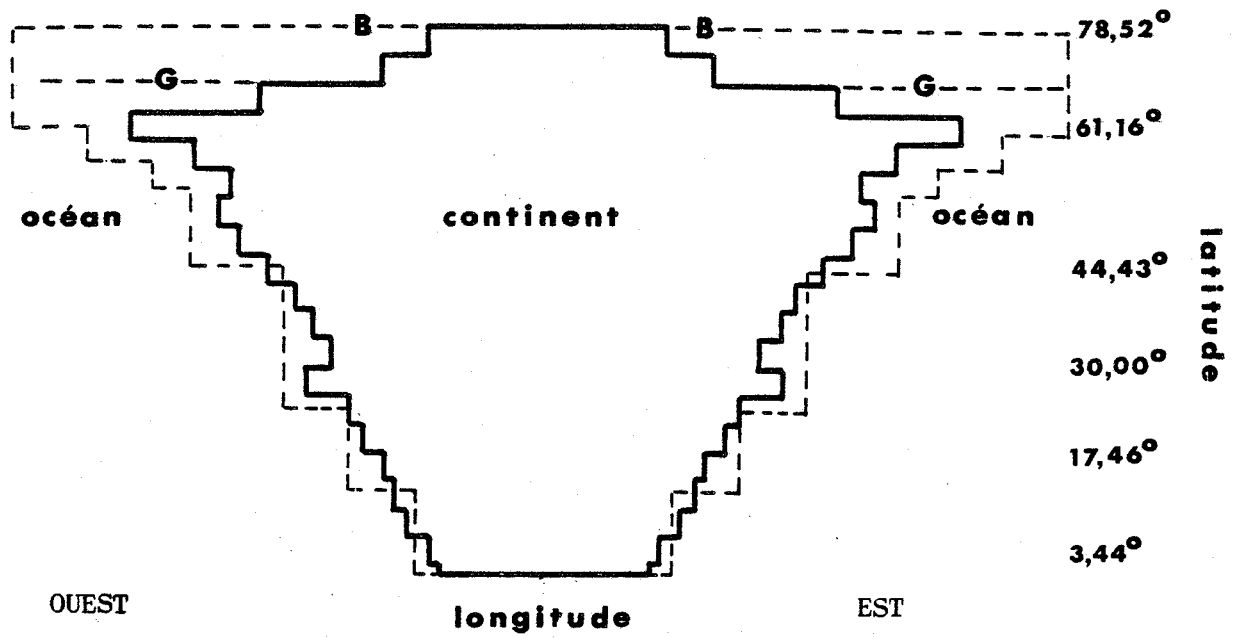


Figure V-A1. Répartition -en gardant les proportions- des aires des continents et des océans dans l'hémisphère Nord (en trait plein) comparée à la répartition utilisée dans le modèle sectoriel de circulation générale du LMD (en tirets) ; d'après Sérafini (1980)



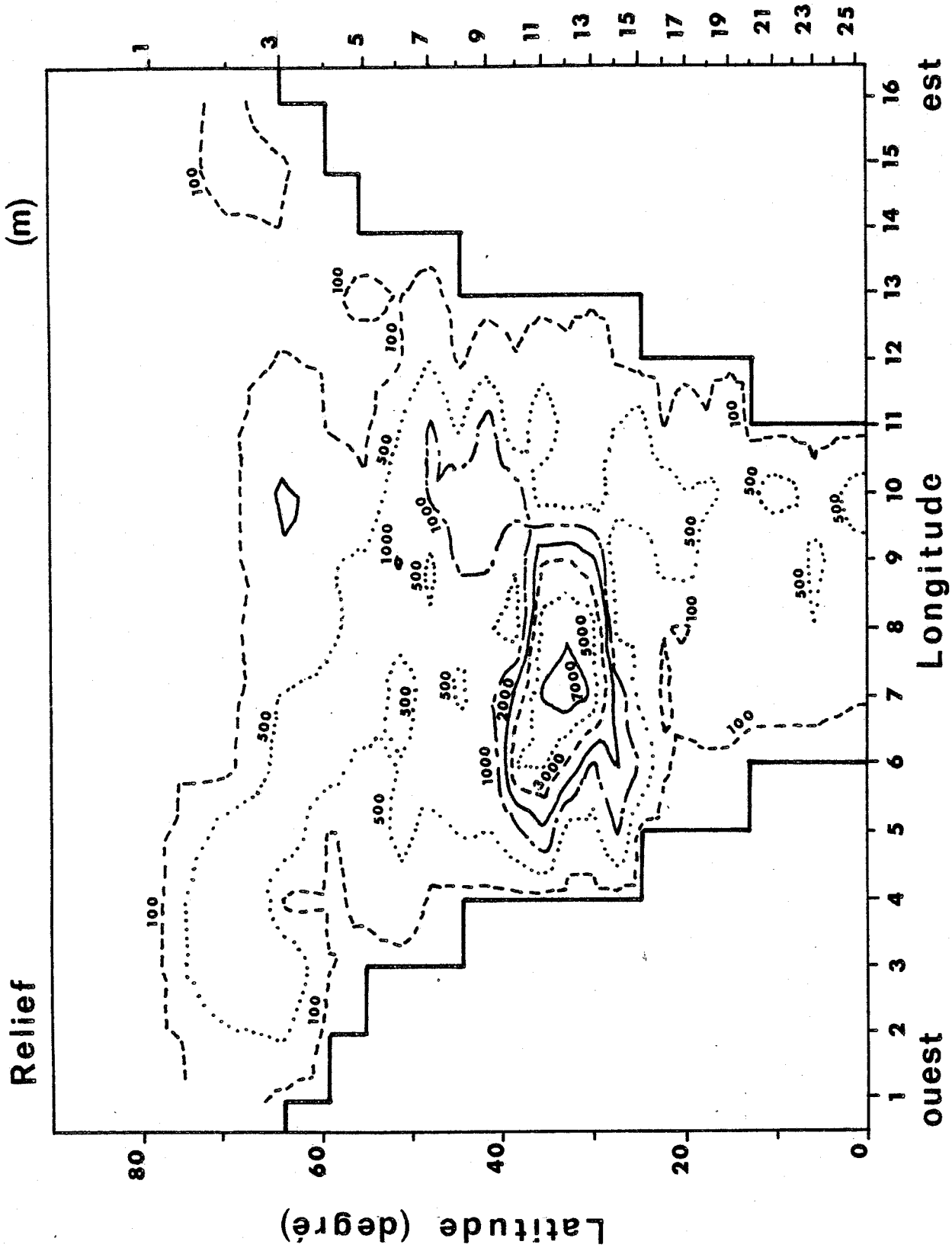


Figure V-A2. Distribution de l'élévation du terrain (en mètres) ; d'après Sérafini (1980).

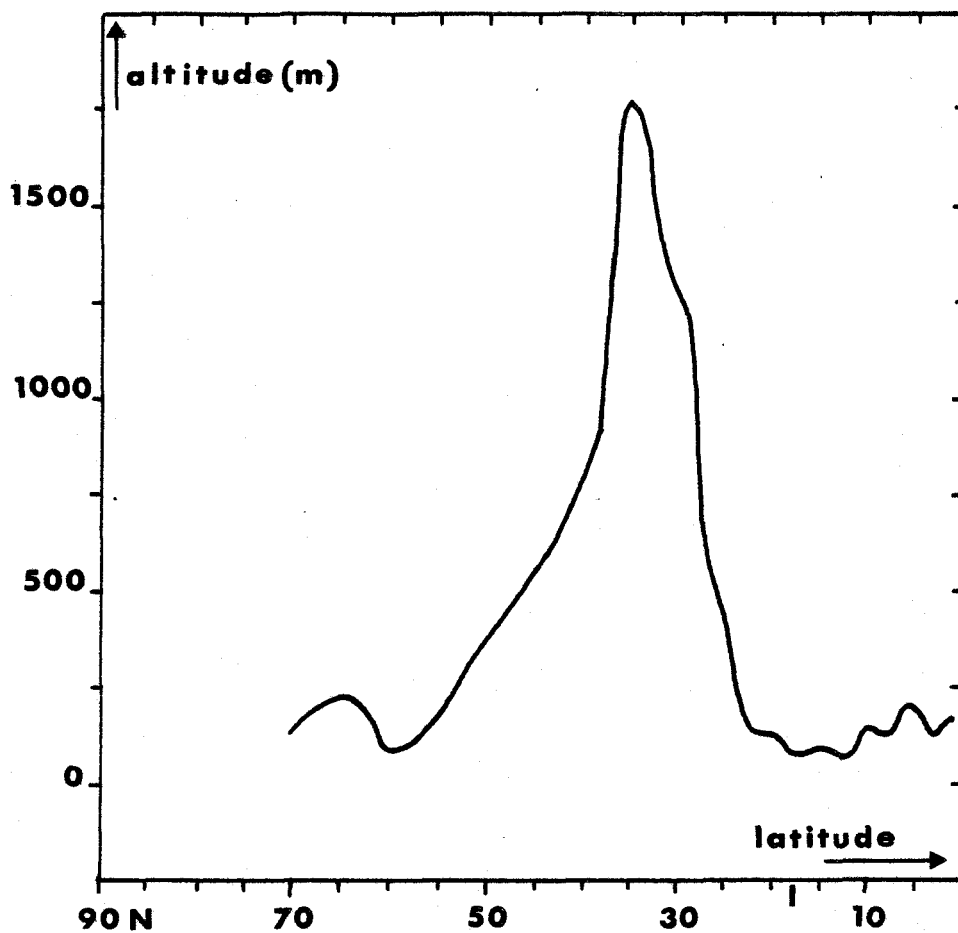


Figure V-A3. Distribution en fonction de la latitude des moyennes zonales de l'élévation du terrain (en mètres) ; d'après Sérafini (1980).

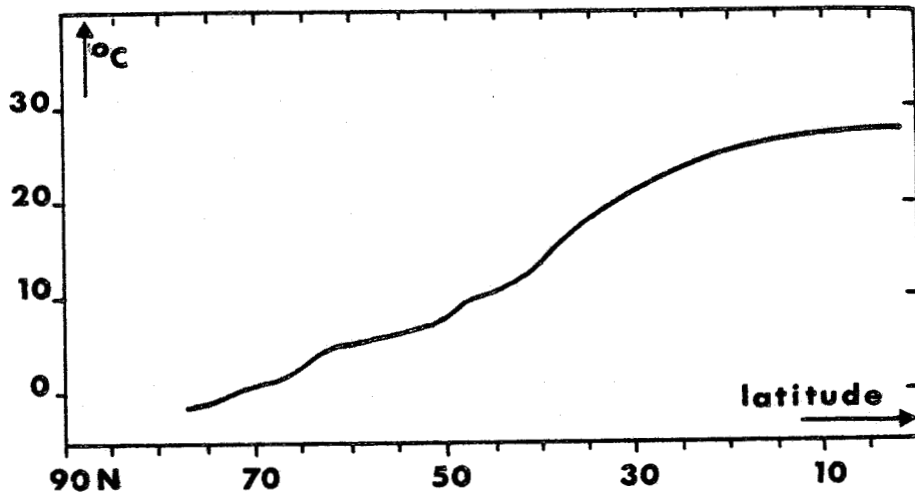


Figure V-A4. Distribution en latitude des moyennes zonales de la température de surface de l'océan ; d'après Sérafini (1980).

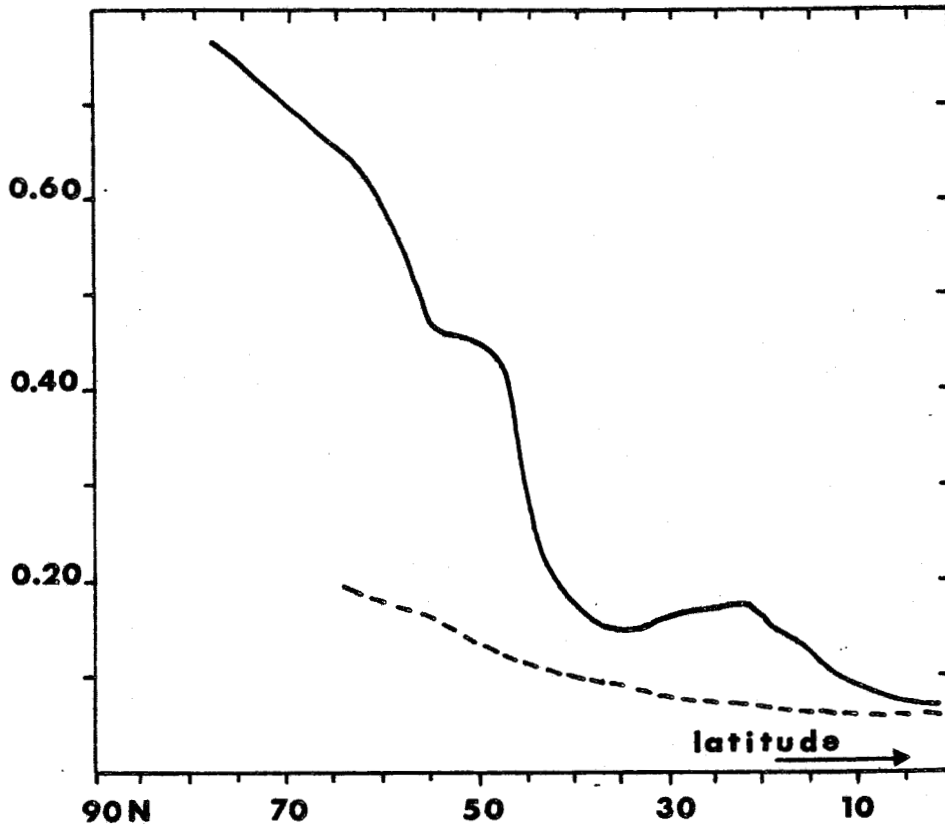


Figure V-A5. Distribution en latitude des moyennes zonales de l'albédo des océans (en tirets) et des continents (en trait plein) pour le mois de janvier ; d'après Sérafini (1980).

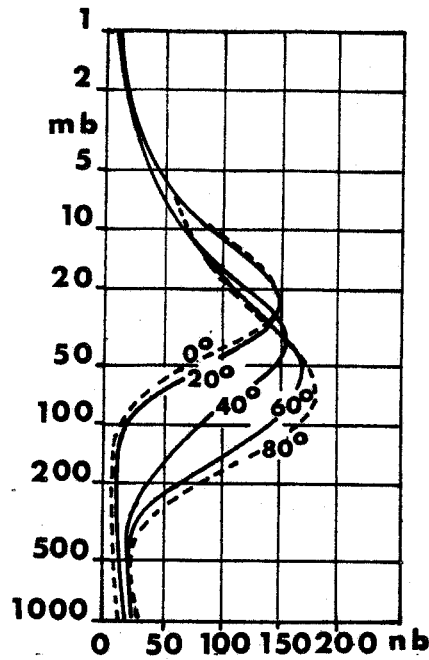


Figure V-A6. Distributions verticales de la pression partielle d'ozone à différentes latitudes de l'hémisphère Nord en janvier ; d'après Dütsch (1978).

		S	$\sigma$	mb P	z m
			0,0000		
stratosphère	L=11	0,300	0,0038	15	28000
	L=10	0,471	0,106	70	18000
	L=9	0,582	0,208	150	13600
	L=8	0,628	0,340	270	9800
troposphère	L=7	0,775	0,489	420	6800
	L=6	0,850	0,638	570	4400
	L=5	0,906	0,770	720	2850
	L=4	0,948	0,873	840	1600
couche limite	L=3	0,975	0,941	930	700
	L=2	0,990	0,979	980	300
	L=1	0,997	1,0	1000	90
sol					

Figure V-A7. Distribution verticale des niveaux et des couches dans le MCG du LMD.

de la latitude comme le montre la figure V-A5. Cependant, l'albédo est fixé à 0,7 chaque fois que le modèle calcule de la neige au sol.

Le modèle ne prend pas en compte le cycle diurne du rayonnement solaire et le transfert radiatif aux courtes longueurs d'onde est donc évalué pour des valeurs moyennes de l'élévation solaire et de la durée d'ensoleillement calculées pour janvier en fonction de la latitude.

Pour le transfert radiatif aux grandes longueurs d'onde, la surface quelqu'elle soit est considérée comme un corps noir et aucune discontinuité de température entre la surface et l'air la surplombant n'est prise en compte.

Aux courtes longueurs d'onde, le schéma radiatif (Fouquart et Bonnel, 1980) prend en compte la diffusion Rayleigh et celle par les nuages, ainsi que l'absorption par la vapeur d'eau, l'eau liquide, le gaz carbonique, l'oxygène et l'ozone. Aux grandes longueurs d'onde, le schéma original ne considère que l'absorption par la vapeur d'eau et le gaz carbonique, tandis que le nouveau schéma y ajoute celle par l'ozone et l'absorption de type  $e$  de la vapeur d'eau. Le tableau V-2 compare les caractéristiques des deux schémas radiatifs de grandes longueurs d'onde. Le gaz carbonique est supposé en mélange uniforme avec une concentration volumique de 330 ppm, tandis que l'ozone est distribué zonalement suivant la latitude d'après les données de Dütsch (1978) présentées sur la figure V-A6.

La structure verticale du modèle est donnée sur la figure V-A7. Le modèle comprend 11 niveaux répartis entre 3 niveaux dans la stratosphère, 4 niveaux dans la troposphère et 4 niveaux dans la couche limite.

Dans la première série d'intégration du modèle (FC-), l'humidité est non interactive avec le rayonnement et est spécifiée suivant les moyennes zonales de la climatologie de janvier de Oort et Rasmusson (1971).

Les deux premières séries d'intégrations du modèle (FC- et FCH-) utilisent par ailleurs une distribution de la nébulosité en hiver définie

Niveau	FC- , FCH-		VC-	
	épaisseur optique	émissivité	épaisseur optique	émissivité
Haut	2,2	1	2,2	0,3
Moyen	8	1	4	1
Bas	8	1	8	1

Tableau V-A1. Epaisseur optique et émissivité des nuages utilisées suivant les intégrations pour les trois niveaux de nébulosité.

zonalement sur trois niveaux haut, moyen et bas à partir de la climatologie de nuages compilée par Telegadas et London (1954) et London (1957). Les nuages décrits dans la climatologie ont été regroupés en trois couches afin de limiter le temps de calcul qui, dans le schéma radiatif de courtes longueurs d'onde, croît proportionnellement au nombre de couches nuageuses. Les couches retenues pour ces nuages sont respectivement la couche 4 entre le pôle et 40° et la couche 5 entre 40° et l'équateur pour la nébulosité basse, la couche 5 au nord de 40° et la couche 6 au sud de 40° pour la nébulosité moyenne, et la couche 7 entre le pôle et 50° et la couche 8 entre 50° et l'équateur pour la nébulosité haute. La figure V-A8 présente la distribution des nébulosités haute, moyenne et basse et totale en fonction de la latitude.

Les épaisseurs optiques spécifiées pour les nuages dans le calcul du transfert radiatif aux courtes longueurs d'onde et les émissivités correspondantes aux grandes longueurs d'onde sont données suivant le niveau de nébulosité considéré dans le tableau V-A1 pour les différentes intégrations. Ces valeurs sont indépendantes de la latitude. Les épaisseurs optiques retenues pour les intégrations VC- ont été choisies pour donner avec le schéma radiatif solaire employé (Fouquart et Bonnel, 1980) des réflectivités, transmissivités et absorptivités comprises dans les fourchettes de valeurs données par London (1957). Aux grandes longueurs d'onde, les nuages bas et moyens agissent comme des corps noirs. La valeur 0,3 employée pour l'émissivité des nuages hauts dans les intégrations VC- correspond à la valeur moyenne des observations de Platt et Paltridge (1982). Seule une erreur de programmation justifie les valeurs différentes prises pour les propriétés optiques des nuages dans les intégrations FC- et FCH-.

Dans la troisième série d'intégrations (VC-), les nuages apparaissent partout et chaque fois qu'il y a condensation dans une maille du modèle. Cette condensation peut provenir du schéma de sursaturation, du schéma d'ajustement convectif adiabatique humide et du schéma de Kuo. Dans le premier cas qui correspond à la condensation à grande échelle, le nuage ainsi formé couvre toute la maille considérée. Il en est de même pour la nébulosité générée par le deuxième schéma, tandis que le schéma de Kuo qui décrit la convection en air non saturé aux échelles inférieures à celle de la maille du modèle (convection donnant naissance aux nuages cumuliformes) donne une valeur fractionnaire à



la nébulosité. Pour chacune des couches du modèle, on prend comme couverture nuageuse la plus grande des trois valeurs de nébulosité fournies par les schémas conduisant à la formation de nuages. Cette nébulosité est alors répartie en trois couches et des nébulosités respectivement basse, moyenne et haute sont calculées à partir des relations :

$$f_b = 1 - \prod_{i=1,4} (1 - f_i)$$

$$f_m = 1 - \prod_{i=5,7} (1 - f_i)$$

$$f_h = 1 - \prod_{i=8,11} (1 - f_i)$$

où  $f_i$  est la nébulosité prédite dans la  $i$ ème couche ;  $f_b$  correspond à la couche limite planétaire,  $f_m$  à la nébulosité de la moyenne troposphère tandis que  $f_h$  représente les nuages au niveau de la tropopause. Chacune de ces trois couches nuageuses est affectée à la couche qui comportait la nébulosité maximale  $f_i$  dans le calcul initial.

Les flux turbulents de chaleur sensible  $H_S$  et de chaleur latente  $H_L$  sont calculés dans le modèle à partir des équations :

$$H_S = C_p \rho(z) C_D |V(z)| \{ [T_{so} - T(z)] \sigma^{-\kappa} \}$$

$$H_L = LE_o$$

où  $C_p$  est la chaleur massique de l'air à pression constante,  $C_D$  est le coefficient de transfert, fonction de la stabilité de l'air et du type de surface,  $|V(z)|$ ,  $\rho(z)$ ,  $T(z)$  sont respectivement la vitesse du vent, la densité de l'air et la température de l'air près du sol extrapolées à partir des premiers niveaux du modèle,  $\sigma$  est la coordonnée verticale,  $\kappa$  est égal à  $R/C_p$ ,  $L$  est la chaleur latente d'évaporation et  $E_o$  est l'évaporation.

Le calcul de l'évaporation dépend du type de surface :

- pour le cas de l'océan, de la glace, de la neige et du sol saturé,

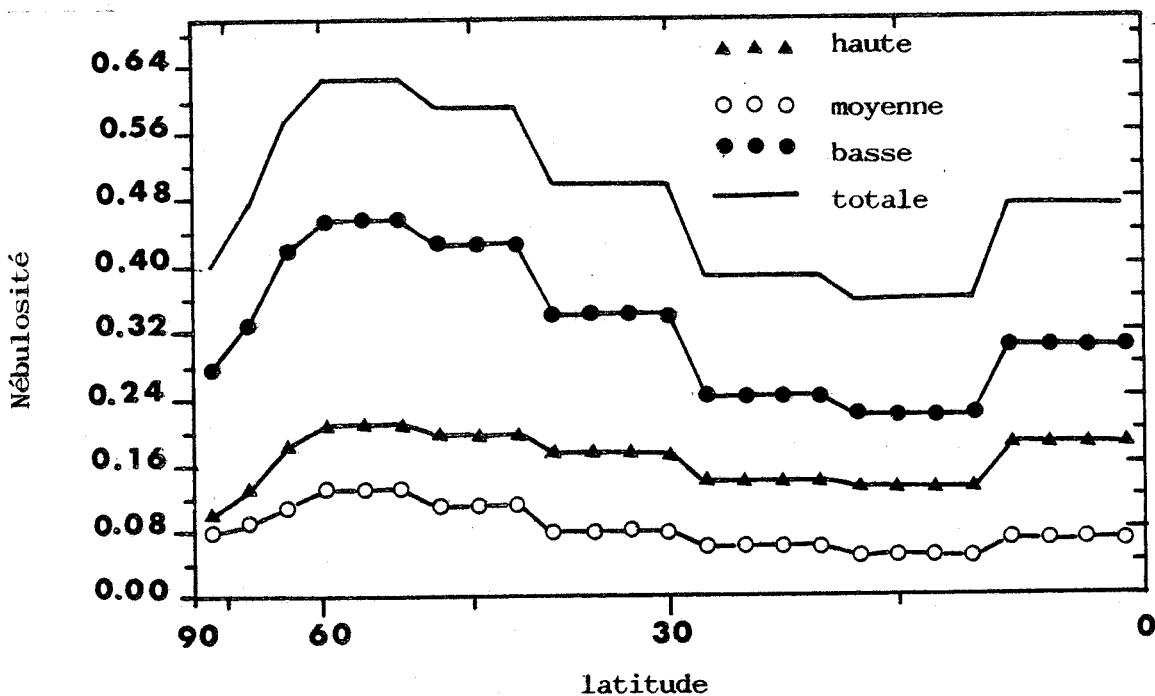


Figure V-A8. Distribution des nébulosités haute, moyenne et basse pour les intégrations FC- et FCH- à nébulosité spécifiée. Cette distribution est définie à partir de la climatologie de nuages de Telegadas et London (1954) et London (1957).

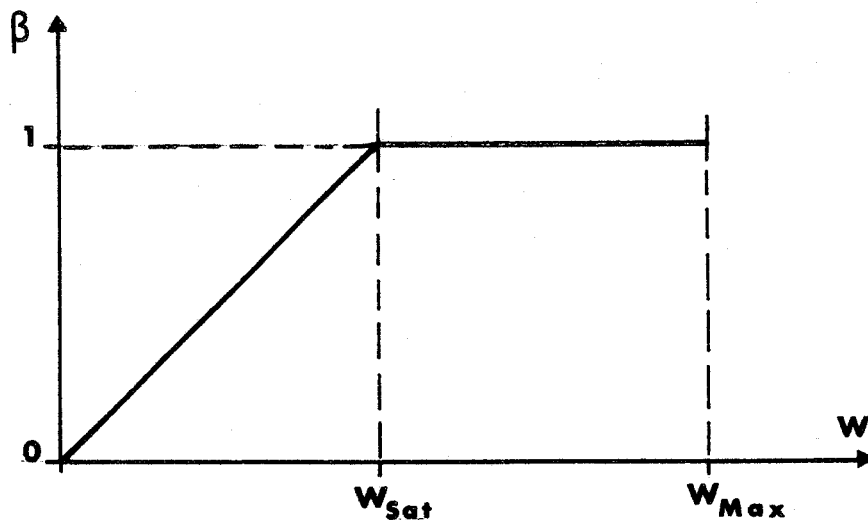


Figure V-A9. Variation du coefficient d'évapotranspiration  $\beta$  en fonction du contenu d'eau du sol  $W$ .

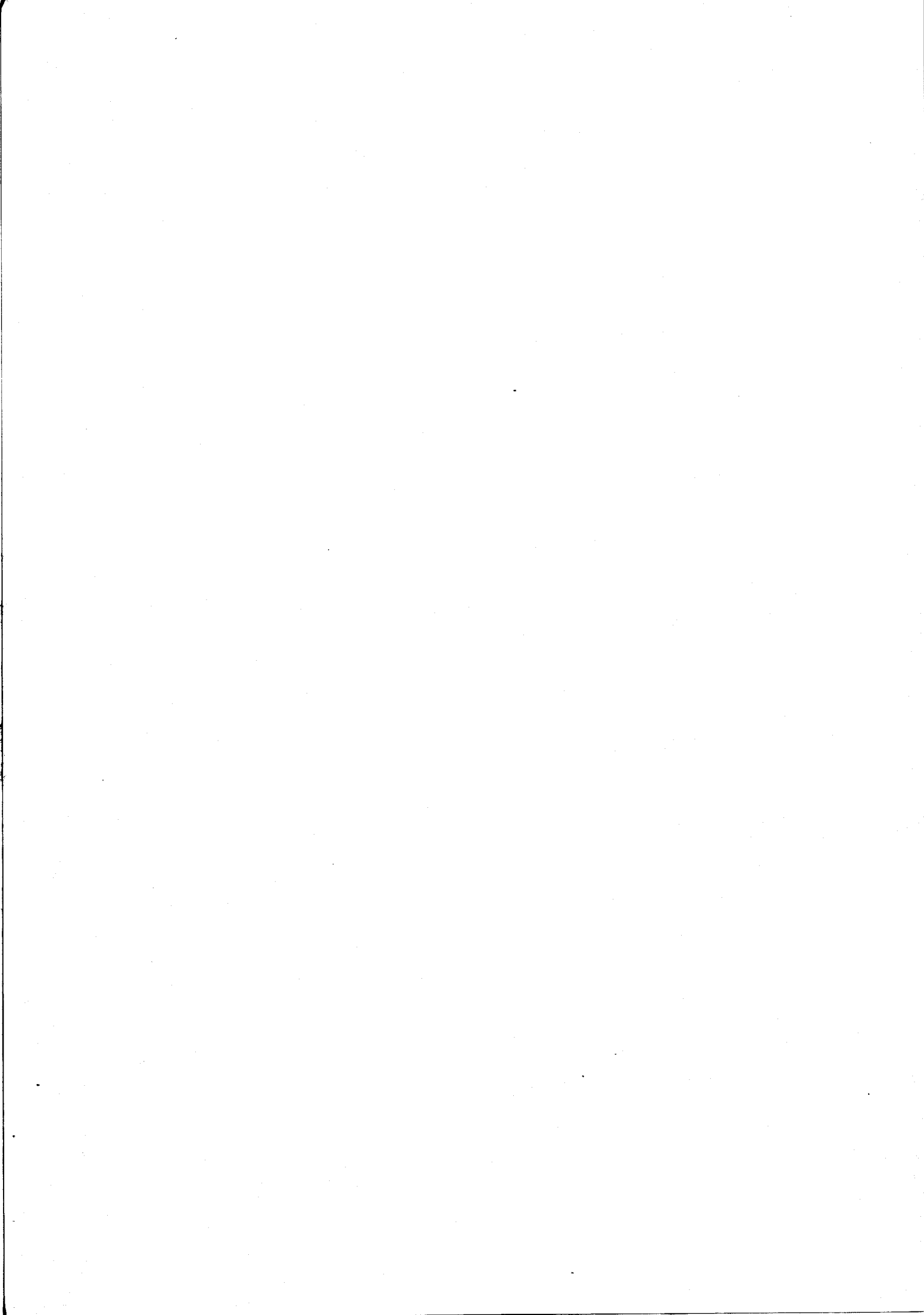
L'évaporation est donnée par :

$$E_o = \rho(z) C_D |V(z)| \{ q_{\text{sat}}(T_{\text{so}}) - q(z) \},$$

où  $q_{\text{sat}}(T_{\text{so}})$  est le rapport de mélange saturant de la vapeur d'eau à la température  $T_{\text{so}}$  de la surface et  $q(z)$  le rapport de mélange de la vapeur d'eau extrapolé à la surface ;

- pour le cas d'un sol non saturé, l'évaporation est calculée comme le produit de l'évaporation potentielle (correspondant à un sol saturé) par un coefficient d'évapotranspiration  $\beta$  qui est fonction de l'humidité et des caractéristiques du sol.

Dans la version du modèle utilisée dans ce travail,  $\beta$  suit une paramétrisation due à Budyko (1965) et est relié par la relation décrite sur la figure V-A9 au contenu d'eau dans le sol,  $W$ , à la capacité du champ,  $W_{\text{Wax}}$  (= 10 cm) et à une valeur critique,  $W_{\text{sat}}$  (= 5 cm), à partir de laquelle on suppose que le sol commence à évaporer comme une surface saturée.



C O N C L U S I O N



## CONCLUSION.

Dans ce travail, nous nous sommes intéressés à la paramétrisation du transfert radiatif aux grandes longueurs d'onde dans les modèles numériques de l'atmosphère à grande échelle et aux interactions entre le rayonnement et les autres processus représentés dans les modèles. La stratégie employée a consisté tout d'abord à développer un modèle détaillé du rayonnement atmosphérique de grandes longueurs d'onde et à le valider. Nous avons ensuite dégradé ce modèle point par point afin de le réduire à un schéma radiatif très paramétrisé réalisant un très bon compromis entre la précision des résultats et le temps de calcul nécessaire à les obtenir. Ce schéma radiatif a ensuite été introduit et testé dans deux modèles de circulation générale, destinés l'un à la prévision météorologique à moyen terme, l'autre aux études climatiques.

Plutôt que de reprendre ici les différentes parties du travail exposé dans ce mémoire, il nous semble plus utile d'envisager maintenant quels prolongements futurs lui seront donnés.

De par sa souplesse, le modèle détaillé, présenté dans la première partie, est à même de prendre en compte l'absorption par d'autres constituants radiativement actifs de l'atmosphère. Ce modèle, actuellement utilisé comme schéma radiatif dans le modèle atmosphérique unidimensionnel développé à l'EERM pour l'étude des interactions entre photochimie et rayonnement, pourrait incorporer l'effet radiatif des chlorofluorométhanes. Il est aussi utilisable (et utilisé) pour le dépouillement de campagnes de mesures de paramètres radiatifs de l'atmosphère (ainsi ceux des aérosols sahariens mesurés pendant l'expérience ECLATS).

De même, ce modèle détaillé peut tirer rapidement parti de tout progrès intervenant dans la connaissance des paramètres spectroscopiques des raies appartenant au spectre de l'émission tellurique - en particulier concernant le continuum d'absorption de la vapeur d'eau.



Les validations du modèle détaillé discutées dans la seconde partie de ce travail seront poursuivies, d'une part par rapport à des mesures expérimentales, d'autre part par rapport à des calculs effectués à très haute résolution.

Les résultats de nos modèles radiatifs (détaillé et paramétrisé) seront comparés aux champs radiatifs mesurés i) au sommet de l'atmosphère par les différents instruments de l'expérience ERBE (Earth Radiation Budget Experiment), ii) dans l'atmosphère sous différents angles et dans différents canaux par la version aéroportée du Conical Scan Radiometer, iii) à la surface lors des différentes campagnes de mesures servant de vérités terrain aux expériences ERBE ou aux programmes ISCCP (International Satellite Cloud Climatology Program) et ISLSCP (International Satellite Land Surface Climatology Project).

Les comparaisons des résultats de nos modèles avec ceux de modèles à très haute résolution spectrale de type raie-par-raie seront poursuivies et élargies dans le cadre du programme d'Inter Comparaison des Codes Radiatifs pour les Modèles Climatiques (ICRCCM) mais en place par l'Organisation Météorologique Mondiale et la Commission Internationale du Rayonnement de l'AIMAP, dont l'objectif est de calibrer et de valider les schémas radiatifs utilisés dans les modèles climatiques.

Trois étapes sont prévues à ce programme.

La première étape concerne la calibration absolue des schémas radiatifs. Pour le calcul des flux radiatifs de grandes longueurs d'onde en atmosphère claire, les résultats des schémas radiatifs seront comparés à des calculs de "référence" effectués par le modèle 4A du LMD sur un petit nombre (11) de profils atmosphériques standards pour l'ensemble du spectre entre 50 et  $2600 \text{ cm}^{-1}$  et pour diverses combinaisons d'absorbants. Ces comparaisons prolongeront le travail présenté dans la deuxième partie de ce mémoire. Au cours de ces comparaisons, les schémas radiatifs seront aussi décortiqués, comme dans la troisième partie de notre travail, afin de préciser, autant que faire se peut, l'origine des différences entre les divers schémas radiatifs

parmi les multiples approximations utilisées dans les schémas paramétrisés.

La deuxième étape concerne la calibration relative des schémas radiatifs et considèrera l'étude des variations dans les flux radiatifs calculés résultant de perturbations à l'échelle synoptique. L'intercomparaison des champs radiatifs calculés par les différents schémas sur un large ensemble (environ 2000) de profils représentatifs de la variété des situations rencontrées dans l'atmosphère réelle devrait fournir une base pour une calibration statistique relative des effets des perturbations à l'échelle synoptique dans les schémas radiatifs.

La troisième et dernière étape de ce programme ICRCM concerne les interactions entre le rayonnement et les autres processus physiques représentés dans les modèles climatiques. Elle consistera en des tests de sensibilité, comparables à ceux présentés dans les quatrième et cinquième parties de notre travail, où le même modèle de circulation générale sera utilisé avec différents schémas radiatifs afin d'identifier les erreurs importantes, c'est à dire celles qui ne seraient pas auto-compensées par des mécanismes internes aux modèles numériques.

R E F E R E N C E S

- ALBRECHT B., COX S.K., 1975 : The large-scale response of the tropical atmosphere to cloud-modulated infrared heating, J. Atmos. Sci. 32, 16-24.
- BATES J.C., HANSON D.S., HOUSE F.B., CARPENTER R.O., GILLE J.C., 1967 : The synthesis of 15 micron infrared horizon radiance profiles from meteorological data inputs. NASA CR-724, 294 p.
- BENEDICT W.S., KAPLAN L.D., 1959 : Calculations of line widths in H<sub>2</sub>O - N<sub>2</sub> collisions. J. Chem. Phys. 30, 388-399.
- BENEDICT W.S., CALFEE R.F., 1967 : Line parameters for the 1.9 and 6.3 micron water vapor bands, ESSA Professional Paper 2, U.S. Dept. of Commerce, Washington, D.C., 204 p.
- BERLYAND T.G., STROKINA L.A., 1975, Cloudiness regimes over the globe Physical climatology, MGO Trudy, 338, 3 - 20.
- BIGNELL K.J., 1970 : The water - vapour infrared continuum. Quart. J.R. Met. Soc. 96, 390 - 404.
- BONNEL B., BURIEZ J.C., FOUQUART Y., GONZALEZ L., MORCRETTE J.J., 1983 : Using the Nephos file for validating cloud-radiation parameterizations for GCM's. Proc. 5th AMS Conf. on Atm. Rad., Baltimore, Md., 291-294.
- BONNEL B., BURIEZ J.C., FOUQUART Y., GONZALEZ L., MORCRETTE J.J., 1982 : The NEPHOS programme : Preliminary results. 2nd Radiation Budget Colloquium, 9-10 Dec. 1982, Cologne, F.R.G.
- BREZINSKI C., 1973 : Acceleration de la convergence en analyse numérique. Cours de D.E.A., Publications de Université des Sciences et Techniques de Lille.



- BROOKS D.L., 1950 : A tabular method for the computation of temperature change by infrared emission in the free atmosphere. J. Meteor. 7, 313 - 321.
- BURCH D.E., GRYVNAK D.A., PEMBROOK J.D., 1971 : AFCRL - 71 - 0620, Contract. F 19628 - 69 - C - 0263, U.S. Air Force.
- ∞ BURCH D.E., GRYVNAK D.A., 1980 : Continuum absorption by H<sub>2</sub>O vapor in the infrared and millimeter regions, Atmospheric Water Vapor, DEEPAK A., WILKERSON T.D., RUHNKE L.H., Eds., Academic Press, 695 p.
- BURRIDGE D.M., HASELER J., 1977 : A model for medium range weather forecasts - adiabatic formulation -, Tech. Report n°4, ECMWF, Bracknell, England.
- CAMPBELL G.G., VONDER HAAR T.H., 1980 : Climatology of radiation budget measurements from satellites. Atmos. Sci. Pap. 322, Colo. State Univ. Fort Collins, Colo.
- CAMPBELL G.G., VONDER HAAR T.H., 1980 : Zonal average Earth radiation budget measurements from satellites for climate studies, Atmos. Sci. Pap. 323, Colorado State Univ., 50 p.
- CARLON H.R., 1978 a : Phase transition changes in the molecular absorption coefficient of water in the infrared : Evidence of clusters. Appl. Opt. 17, 3192 - 3193.
- CARLON H.R., 1978 b : Molecular interpretation of the IR water vapor continuum : Comments. Appl. Opt. 17, 3193 - 3195.
- CESS R.D., 1976 : Climate change : an appraisal of atmospheric feedback mechanisms employing zonal climatology. J. Atmos. Sci. 33, 1831 - 1843.
- CESS R.D., BRIEGLEB B.P., LIAN M.S., 1982 : Low latitude cloudiness and climate feedback : comparative estimates from satellite data. J. Atmos. Sci. 39, 53 - 59.

- CHEDIN A., SCOTT N.A., 1983 : The Improved Initialization Inversion Procedure ("3I") : a physico - statistical approach to meteorological parameters retrievals from the satellites of the TIRON-N series.  
Note Interne LMD n° 117, 88p.
- CHOU M.D., ARKING A., 1980 : Computation of infrared cooling rates in the water vapor bands. J. Atmos. Sci. 37, 855 - 867.
- CHYLEK P., KIEHL J.T., 1981 : Sensitivities of radiative - convective climate models. J. Atmos. Sci., 38, 1005 - 1110.
- CLOUGH S.A., KNEIZYS F.X., 1965 : Ozone absorption in the 9.0 micron region. AFCRL - 65 - 862, Physical Sciences Research Paper 170, Bedford, Mass., 77 p.
- α CLOUGH S.A., KNEIZYS F.X., DAVIES R, GAMACHE R., TIPPING R., 1980 : Theoretical line shape for H<sub>2</sub>O vapor : application to continuum Atmospheric water vapor. DEEPAK A., WILKERSON T.D., RUHNKE L.H., Eds., Academic Press, 695 p.
- COX S.K., 1973 : Infrared heating calculations with a water vapor pressure broadened continuum. Quart. J. R. Met. Soc. 99, 669 - 679.
- COX S.K., 1976 : Observations of cloud infrared effective emissivity, J. Atmos. Sci. 33, 287 - 289.
- COX S.K., GRIFFITH K.T., 1979 : Estimates of radiative divergence during Phase III of the GARP Atlantic Tropical Experiment :  
1. Methodology. J. Atmos. Sci. 36, 576 - 585.  
2. Analysis of Phase III results. J. Atmos. Sci. 36, 586 - 601.
- DICKINSON R.E., 1973 : Method of parameterization for infrared cooling between altitudes of 30 and 70 kilometers. J. Geophys. Res. 78, 4451 - 4457.
- DONNER L., RAMANATHAN V., 1980 : Methane and nitrous oxide : Their effects on the terrestrial climate. J. Atmos. Sci. 37, 119 - 124.

- DOPPLICK T.G., 1972 : Radiative heating of the global atmosphere. J. Atmos. Sci. 29, 1278 - 1294.
- DOPPLICK T.G., 1979 : Radiative heating of the global atmosphere : Corrigendum. J. Atmos. Sci. 36, 1812 - 1817.
- DÜTSCH H.U., 1978 : Vertical ozone distribution on a global scale. Pure Appl. Geophys. 116, 511 - 529.
- ELLINGSON R.G., 1972 : A new longwave radiative transfer model : Calibration and application to the tropical atmosphere. Ph. D. thesis, Dept. of Meteorology, Florida State Univ., Rep. 72-4, 348 p.
- ELLINGSON R.G., GILLE J.C., 1978 : An infrared transfer model. 1 - Model description and comparison of observations with calculations. J. Atmos. Sci. 35, 523 - 545.
- ELLIS J.S., VONDER HAAR T.H., 1976 : Zonal average Earth radiation budget measurements from satellites for climate studies. Atmos. Sci. Pap. 240, Colorado State Univ., 46 p.
- ELLIS J.S., 1977 : Cloudiness : The planetary radiation budget and climate. Ph. D. thesis, Colorado State Univ., 129 p.
- ELSASSER W.M., 1942 : Heat transfer by infrared radiation in the atmosphere, Harvard Meteorological Studies 6, Harvard Univ., Milton, Mass., 107 p.
- ELSASSER W.M., CULBERTSON M.F., 1960 : Atmospheric radiation tables. Meteorol. Monogr. 4, 23, 43 p.
- FELS S.B., L.D. KAPLAN, 1975 : A test of the role of longwave radiative transfer in a General Circulation Model. J. Atmos. Sci. 32, 779 - 789.
- FELS S.B., SCHWARZKOPF M.D., 1975 : The simplified exchange approximation : a new method for radiative transfer calculations : J. Atmos. Sci. 32, 1475 - 1488.



- FELS S.B., 1979 : Simple strategies for inclusion of Voigt effects in infrared cooling rate calculations, Appl. Opt. 18, 2634 - 2637.
- FOUQUART Y., BONNEL B., 1980 : Computations of solar heating of the Earth's atmosphere : a new parameterization. Beitr. Phys. Atmosph. 53, 35 - 62.
- GARAND L., 1983 : Some improvements and complements to the infrared emissivity algorithm including a parameterization of the absorption in the continuum region. J. Atmos. Sci. 40, 230 - 244.
- GARP 1974 : The physical basis of climate and climate modelling, GARP publication Series, n° 16, Geneva, Switzerland.
- GELEYN J.F., HOLLINGSWORTH A., 1979 : An economical analytical method for the computation of the interaction between scattering and line absorption of radiation. Beitr. Phys. Atmosph., 52, 1 - 16.
- GELEYN J.F., 1981 : Some diagnostics of the cloud - radiation interaction in ECMWF forecasting model. Workshop on Radiation and Cloud - Radiation interaction in numerical modelling, ECMWF, Reading, U.K., 135 - 162.
- GELEYN J.F., HENSE A., PREUSS H.J., 1982 : A comparison of model generated radiation fields with satellite measurements. Beitr. Phys. Atmosph., 55, 253 - 286.
- GELEYN J.F., TIEDTKE M., JARRAUD M., 1983 : Intensity and structure of the I.T.C.Z. in the ECMWF new forecasting model. WGNE, Report n° 3.
- GOLDMAN A., KYLE T.G., 1968 : Comparison between statistical model and line - by - line calculation with application to the 9.6 micron ozone and 2.7 micron water vapor bands. Appl. Opt. 7, 1167 - 1177.

- GOODY R.M., 1952 : A statistical model for water vapour absorption. Quart. J. R. Met. Soc. 78, 165 - 169.
- GOODY R.M., 1964 : Atmospheric Radiation, Theoretical Basis, Clarendon Press, 436 p.
- GRASSL H., 1973a: Separation of atmospheric absorbers in the 8 - 13 micrometer region. Beitr. Phys. Atmosph. 46, 75 - 88.
- GRASSL H., 1973 b : Aerosol influence on radiative cooling, Tellus 25, 336 - 395.
- GRASSL H., 1974 : Influence of different absorbers in the window region on radiative cooling (and on surface temperature determination). Beitr. Phys. Atmosph. 47, 1 - 13.
- GRASSL H., 1976 : A new type of absorption in the atmospheric infrared window due to water polymers. Beitr. Phys. Atmosph. 49, 225 - 236.
- GRUBER A., WINSTON J.S., 1978 : Earth - Atmosphere radiative heating based on NOAA Scanning Radiometer Measurements. Bull. Amer. Meteor. Soc., 59, 1570 - 1573.
- HARTMANN D.L., D.A. SHORT, 1980 : On the use of earth radiation budget statistics for studies of clouds and climate. J. Atmos. Sci. 37, 1233 - 1250.
- HENSE A., KERSCHGENS M., RASCHKE E, 1982 : An economical method for computing the radiative energy transfer in circulation models. Quart. J.R. Met. Soc. 108, 231 - 252.
- HERMAN G.F., MAN-LI C. WU, JOHNSON W.T., 1980 : The effect of clouds on the Earth's solar and infrared radiation budgets. J. Atmos. Sci. 37, 1251 - 1261.

- HOYT D.V., 1976 : The radiation and energy budgets of the earth using both ground based and satellite derived values of total cloud cover. NOAA Techn. Report ERL 362 - ARL4.
- HUNT B.G., 1978 : On the general circulation of the atmosphere without clouds. Quart. J.R. Met. Soc. 104, 91 - 102.
- HUNT G.E., MATTINGLY S.R., 1976 : Infrared radiative transfer in planetary atmospheres : 1 - Effects of computational and spectroscopic economies on thermal heating/cooling rates. J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer 16, 505 - 520.
- HUNT G.E., 1977 : Studies of the sensitivity of the components of the Earth's radiation balance to changes in cloud properties using a zonally averaged model. J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer 18, 295 - 307.
- HUNT G.E., RAMANATHAN V., CHERVIN R.M., 1980 : On the role of clouds in the general circulation of the atmosphere. Quart. J.R. Met. Soc. 106, 213 - 215.
- IMBAULT D., SCOTT N.A., CHEDIN A., 1981 : Multichannel radiometric determination of sea surface temperature : Parameterization of the atmospheric correction. J. Appl. Meteor. 20, 556 - 564.
- JOSEPH J.H., BURSZTYN R., 1976 : A radiative cooling model in the thermal infrared for application to models of general circulation. J. Appl. Meteor. 15, 319 - 325.
- KASAHARA A., WASHINGTON W.M., 1971 : General circulation experiments with a six layer NCAR model, including orography, cloudiness and surface temperature calculations. J. Atmos. Sci. 28, 657 - 701.
- KATAYAMA A., 1972 : A simplified scheme for computing radiative transfer in the troposphere. Techn. Rep. 6, Dept. of Meteorology, UCLA, 77 p.

- α KIEHL J.T., RAMANATHAN V., 1982 : The role of H<sub>2</sub>O continuum absorption in the 12 - 18 micron region. J. Atmos. Sci. 39, 2923 - 2926.
- KIEHL J.T., RAMANATHAN V., 1983 : CO<sub>2</sub> radiative parameterization used in climate models : comparison with narrow - band models and with laboratory data. J. Geophys. Res. 88, 5191 - 5202.
- KUHN W.R., LONDON J., 1969 : Infrared radiative cooling in the middle atmosphere (30 - 110 km). J. Atmos. Sci. 26, 189 - 204.
- KUHN W.R., 1978 : The effects of cloud height, thickness and overlap on tropospheric terrestrial radiation. J. Geophys. Res. 83, 1337 - 1346.
- LEITH C.E., 1965 : Numerical simulation of the earth's atmosphere. Meth. in Comput. Phys. 4, 1.
- LIU K.-N., S. - C.S. OU, 1981 : Parameterization of infrared radiative transfer in cloudy atmospheres. J. Atmos. Sci. 38, 2707 - 2716.
- LONDON J., 1952 : The distribution of radiational temperature change in the Northern hemisphere during March. J. Meteor. 9, 145 - 151.
- LONDON J., 1957 : A study of the atmospheric heat balance. AFCRC - TR - 57 - 287, Final Report Contract. AF19 (122) - 165, Dept. Meteor. Oceanogr., New York Univ., N.Y., 99 p.
- LORENTZ E.N., 1955 : Available potential energy and maintenance of general circulation. Tellus, 7, 157 - 167.
- MALKMUS W., 1967 : Random Lorentz band model with exponential tailed S<sup>-1</sup> line intensity. J. Opt. Soc. Am. 57, 323 - 329.
- MANABE S., WETHERALD R.T., 1975 : The effect of doubling the CO<sub>2</sub> concentration on the climate of a General Circulation Model. J. Atmos. Sci. 32, 3 - 15.

- MANABE S., WETHERALD R.T., 1980 : On the distribution of climate change resulting from an increase in CO<sub>2</sub> content of the atmosphere. J. Atmos. Sci. 37, 99 - 118.
- Mc AVANEY B.J., BOURKE W., PURI K., 1978 : A global spectral model for simulation of the general circulation. J. Atmos. Sci., 35, 1557 - 1583.
- Mc CLATCHEY R.A., 1964 : Infrared heat transfer by atmospheric water vapor, J. Appl. Meteor. 3, 573 - 580.
- Mc CLATCHEY R.A., FENN R.W., SELBY J.E.A., VOLZ F.E., GARING J.S., 1972 : Optical properties of the atmosphere. AFCRL - 72 - 0497, Environment Research Paper 411, Mass, 3 rd. ed., 108 p.
- Mc CLATCHEY R.A., BENEDICT W.S., CLOUGH S.A., BURCH D.E., CALFEE R.F., FOX K., ROTHAMAN L.S., GARING J.S., 1973 : AFCRL atmospheric absorption line parameters compilation. AFCRL-TR-73-0096, Environment Research Paper 434, Bedford, Mass., 78 p.
- MELESHKO V.P., WETHERALD R.T., 1981 : The effect of a geographical cloud distribution on climate : A numerical experiment with an atmospheric general circulation model. J. Geophys. Res., 86, 11995 - 12014.
- MINTZ Y., 1964 : Very long term global integration of the primitive equations of atmospheric motion. WMO Tech. Note 66, 141 - 167.
- MORCRETTE J.J., 1977 : Calcul des flux infrarouges et des taux de refroidissement radiatif en atmosphère nuageuse. Thèse de doctorat de spécialité, Université des Sciences et Techniques de Lille, n° 662, 123 p.
- NEWELL R.E., KIDSON J.W., VINCENT D.G., BOER G.J. : The general circulation of the tropical atmosphere and interactions with extratropical latitudes. The Massachusetts Institute of Technology Press. Vol. 1, 1972 ; Vol. 2, 1974.

- OHRING G., CLAPP P., 1980 : The effect of changes in cloud amount on the net radiation at the top of the atmosphere. *J. Atmos. Sci.* 37, 447 - 454.
- OHRING G., CLAPP P.F., HEDDINGHAUS T.R., KRUEGER A.F., 1981 : The quasi global distribution of the sensitivity of the Earth's atmosphere radiation budget to clouds. *J. Atmos. Sci.* 38, 2539 - 2541.
- PANHANS W.G., 1981 : Longwave radiation fluxes in a partially cloudy atmosphere. Workshop on Radiation and Cloud-Radiation interaction in numerical modelling, ECMWF, Reading, U.K., 25-39.
- PHULPIN T., DERRIEN M., BRARD A., 1983 : A two dimensional histogram procedure to analyse cloud cover from the NOAA satellites high resolution imagery. *J. Clim. Appl. Meteor.* 22.
- PITCHER E.J., MALONE R.C., RAMANATHAN V., BLACKMON M.L., PURI K., BOURKE W., 1983 : January and July simulations with a spectral general circulation model. *J. Atmos. Sci.*, 40, 580 - 604.
- PRIESTLEY C.H.B., TAYLOR R.J., 1972 : On the assessment of surface heat flux and evaporation using large-scale parameters. *Mon. Wea. Rev.* 100, 81 - 92.
- RAMANATHAN V., 1976 : Radiative transfer within the Earth's troposphere and stratosphere : a simplified radiative convective model. *J. Atmos. Sci.* 33, 1330 - 1346.
- RAMANATHAN V., COAKLEY J.A., Jr., 1978 : Climate modeling through radiative convective models. *Rev. Geophys. Space Phys.* 16, 465 - 489.
- RAMANATHAN V., DICKINSON R.E., 1979 : The role of stratospheric ozone in the zonal and seasonal radiative energy balance of the Earth troposphere system. *J. Atmos. Sci.* 36. 1084 - 1104.

- RAMANATHAN V., PITCHER E.J., MALONE R.C., BLACKMON M.L., 1983 : The response of a spectral general circulation model to refinements in radiative processes. *J. Atmos. Sci.* 40, 605 - 630.
- ROBERTS R.E., SELBY J.E.A., BIBERMAN L.M., 1976 : Infrared continuum absorption by atmospheric water vapour in the 8 - 12 micron window. *Appl. Opt.* 15, 2085 - 2090.
- RODGERS C.D., 1963 : Radiative heating rates in the Earth's atmosphere. *Mem. Soc. Roy. Sciences Liège*, 5, 9, 279 - 285.
- RODGERS C.D., WALSHAW C.D., 1966 : The computation of infrared cooling rate in planetary atmospheres. *Quart. J. R. Met. Soc.* 92, 67 - 92.
- RODGERS C.D., 1967 : The use of emissivity in atmospheric radiation calculations *Quart. J.R. Met. Soc.* 93, 43 - 54.
- ROTHMAN L.S., 1981 : AFGL atmospheric absorption line parameters compilation : 1980 version. *Appl. Opt.* 20, 791 - 795.
- SASAMORI T., 1968 : The radiative cooling calculation for application to general circulation experiments. *J. Appl. Meteor.* 7, 721 - 729.
- SCHNEIDER R.H., 1972 : Cloudiness as a global climatic feedback mechanism. The effects on the radiation balance and surface temperature of variations in cloudiness. *J. Atmos. Sci.* 29, 1413 - 1422.
- SCOTT N.A., 1974 : A direct method of computation of the transmission function of an inhomogeneous gaseous medium. 1 - Description of the method. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* 14, 691 - 704.
- SCOTT N.A., CHEDIN A., 1981 : A fast line - by - line method for atmospheric absorption computations : The Automatized Atmospheric Absorption Atlas. *J. Appl. Meteor.* 20, 802 - 812.



- SHUKLA J., SUD Y., 1981 : Effect of cloud - radiation feedback on the climate of a general circulation model. *J. Atmos. Sci.* 38, 2337 - 2353.
- SLINGO J.M., 1978 : The effect of interactive clouds and radiation on convective activity in a numerical model of the tropics. *Met. O20 Techn. Note II/130.*
- SLINGO J., 1982 a : Report on a study of the EC radiation scheme. ECMWF Research Dept. Techn. Memo. n° 61, 32 p.
- SLINGO J., 1982 b : A study of the Earth's radiation budget using a general circulation model. *Quart. J. R. Met. Soc.*, 108, 379 - 405.
- SMAGORINSKY J., 1960 : On the dynamical prediction of large - scale condensation by numerical methods. *Physics of Precipitation, Geophys. Monogr. 5, Amer. Geophys. Union, 71 - 78.*
- SMAGORINSKY J., MANABE S., HOLLOWAY J.L., Jr., 1965 : Numerical results from a nine - level general circulation model of the atmosphere. *Mon. Wea. Rev.* 93, 727 - 768.
- SMITH L., 1983 : Réalisation d'un modèle climatique radiatif convectif : Premiers tests de sensibilité. Thèse de doctorat de 3ème cycle, Université des Sciences et Techniques de Lille, n° 1046, 158 p.
- STALEY D.O., G.M. JURICA, 1970 : Flux emissivity tables for water vapour, carbon dioxide and ozone. *J. Appl. Meteor.* 9, 365 - 372.
- STEPHENS G.L., 1976 : An improved estimate of the infrared cooling in the atmospheric window region. *J. Atmos. Sci.* 33, 806 - 809.
- STEPHENS G.L., 1978 : Radiation profiles in extended water clouds. II - parameterization schemes. *J. Atmos. Sci.* 35, 2123-2132.
- STEPHENS G.L., WEBSTER P.J., 1979 : Sensitivity of radiative forcing to variable cloud and moisture. *J. Atmos. Sci.* 36, 1542 - 1556.
- STEPHENS G.L., CAMPBELL G.G., VONDER HAAR T.H., 1981 : Earth radiation budgets. *J. Geophys. Res.* 86, 9739 - 9760.

- STEPHENSON - GRAVES D., 1982 : A comparison between satellite defined and parameterized land - water differences in emitted longwave radiation. J. Atmos. Sci. 39, 1163 - 1170.
- STRONG A.E., 1983 : Monitoring El chichon aerosol distribution using NOAA-7 satellite AVHRR data. Abstracts 18 th Gen. Ass. IUGG, Hamburg, F.R.G., IAMAP-R2, 559.
- TELEGADAS K., LONDON J., 1954 : A physical model of the Northern hemisphere troposphere for winter and summer. Scientific Rep 1, Contract AF 19 (122) - 165, Dept. Meteor. Oceanogr., New York Univ., N.Y., 55 p.
- TIEDTKE M., GELEYN J.F., HOLLINGSWORTH A. and LOUIS J.F., 1979 : ECMWF model parameterization of subgrid processes. ECMWF Techn. Report. n° 10.
- TIEDTKE M., 1980 : Diagnostics of diabatic processes in global numerical experiments at ECMWF, in Workshop on Diagnostics of Diabatic Processes. ECMWF, Reading, U.K., 23 - 25 Apr. 1980, 125 - 152.
- TIMOFEYEV Y.M., TRIFONOV M.I., 1981 : Comparison of measured and calculated outgoing thermal radiation spectra. Izv. Atmos. Ocean. Phys. 17, 771 - 776.
- WALSHAW C.D., 1957 : Integrated absorption by the 9.6 micron band of ozone. Quart. J.R. Met. Soc. 83, 315 - 321.
- WANG W.C., 1983 : Effects of approximate radiation treatments used in the climate models on the clear sky thermal radiation flux and its perturbation due to CO<sub>2</sub> increase. DOE/ER/60023-1, Contract DE-AC 02 -81 ER 60023, Atmospheric and Environmental Research, Inc., Cambridge, Ma., 41 p.
- WANG W.C., RYAN P.B., 1983 : Overlapping effects 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 35 B, 81 - 91.

- WARREN S.G., THOMPSON S.L., 1983 : The climatological minimum in tropical outgoing infrared radiation : Contributions of humidity and clouds. Quart. J.R. Met. Soc. 109, 169 - 185.
- WASHINGTON W.M., WILLIAMSON D.L., 1977 : A description of the NCAR GCM's, in General Circulation Models of the atmosphere, J. Chang. ed., Methods in computational physics, 17. Academic Press, 111 - 172.
- WEBSTER P.J., STEPHENS G.L., 1980 : Tropical upper - tropospheric extended clouds : Inferences from Winter MONEX, J. Atmos. Sci. 37, 1521 - 1541.
- WETHERALD R.T., MANABE S., 1975 : The effects of changing the solar constant on the climate of a general circulation model, J. Atmos. Sci. 32, 2044 - 2059.
- WETHERALD R.T., MANABE S., 1980 : Cloud cover and climate sensitivity, J. Atmos. Sci. 37, 1485 - 1510
- WINSTON J.S., GRUBER A., GRAY T.I., VARNADORE M.S., EARNEST C.L., MANNELLO L.P., 1979 : Earth - Atmosphere radiation budget analyses derived from NOAA satellite data : Environmental Satellite Service, NOAA, Washington, D.C.
- WU M.L.C., KAPLAN L.D., GODBOLE R., 1978 : Influence of systematic radiation differences on the dynamics of a model atmosphere. Preprints 3 rd AMS Conf. on Atm. Rad., Davis, Ca., 293 - 302.
- WU MAN-LI C., 1980 : The exchange of infrared radiative energy in the troposphere. J. Geophys. Res. 85, 4085 - 4090.
- YAMAMOTO G., 1952 : On a radiation chart. Sci. Rep. Tohoku Univ., Ser. 5, 4, 9 - 23.
- YAMAMOTO G., ONISHI G., 1952 : A chart for the calculation of radiative temperature changes. Sci. Rep. Tohoku Univ., Ser. 5, 4, 108 - 115.

YANAI M., ESBENSEN S., CHU J.H., 1973 : Determination of bulk properties of tropical cloud clusters from large- scale heat and moisture budgets. J. Atmos. Sci. 30, 611 - 627.

YANAI M., CHU J.H., STARK T.E., NITTA T., 1976 : Response of deep and shallow tropical maritime cumuli to large - scale processes. J. Atmos. Sci. 33, 976 - 991.

ZDUNKOWSKI W.G., JOHNSON F.G., 1965 : Infrared flux divergence calculations with newly constructed radiation tables. J. Appl. Meteor. 4, 371 - 377.

ZDUNKOWSKI W.G., RAYMOND W.H., 1970 : Exact and approximate transmission calculations for homogeneous and non homogeneous atmospheres. Beitr. Phys. Atmosph. 43, 185 - 201.

---

TITRE DE LA THESE : "SUR LA PARAMETRISATION DU RAYONNEMENT DANS LES MODELES DE LA CIRCULATION GENERALE ATMOSPHERIQUE".

---

RESUME :

Les modèles numériques de la circulation générale atmosphérique sont actuellement l'outil privilégié pour la prévision du temps ou la recherche en dynamique du climat. Dans ces modèles un calcul précis du transfert radiatif est indispensable car le rayonnement, source primaire et puits ultime de l'énergie du système terre - atmosphère, interagit directement ou indirectement avec l'ensemble des variables du système.

Nous présentons donc un modèle détaillé du transfert radiatif aux grandes longueurs d'onde, validé par rapport à un modèle de type raie par raie et à des observations satellitaires. Nous étudions ensuite l'impact sur les résultats de ce modèle de différentes approximations tendant toutes à diminuer le temps de calcul, et proposons en conclusion un schéma radiatif hautement paramétrisé bien adapté aux impératifs des modèles de circulation générale, réalisant un bon compromis entre précision et vitesse d'exécution.

Nous présentons enfin des tests de sensibilité effectués sur le modèle opérationnel du Centre Européen de Prévision Météorologique à Moyen Terme, et le modèle climatique du Laboratoire Météorologique Dynamique, ayant pour objectif la mise en évidence dans la réponse de ces modèles de biais systématiques attribuables à une représentation insuffisamment fidèle des phénomènes radiatifs.

---

<u>MOTS CLES</u> :	Transfert radiatif	-	Radiative transfer
	Circulation générale	-	General circulation
	Sensibilité	-	Sensitivity
	Météorologie	-	Meteorology
	Climat	-	Climate
	Rayonnement infrarouge	-	Infrared radiation
	Modèle atmosphère	-	Atmospheric model

