

50376
1983
259

N° d'ordre : 1046

50376
1983
259

THÈSE

présentée à

L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNIQUES DE LILLE

pour l'obtention du titre de

DOCTEUR DE TROISIEME CYCLE

par

LAURA SMITH

**REALISATION D'UN MODELE CLIMATIQUE RADIATIF
CONVECTIF PREMIERS TESTS DE SENSIBILITE**



Soutenue le 16 Juin 1983 devant la Commission d'Examen

Membres du Jury :	Mme	LENOBLE	Président
	M.	FOUQUART	Rapporteur
	M.	KANDEL	Examineurs
	M.	BERGER	
	M.	GELEYN	

U.E.R. DE PHYSIQUE FONDAMENTALE

LABORATOIRE D'OPTIQUE ATMOSPHERIQUE

A mes parents

Ce travail a été effectué au Laboratoire d'Optique Atmosphérique de l'Université des Sciences et Techniques de Lille, dirigé par Madame Lenoble, Professeur. Je tiens à lui exprimer ici ma profonde reconnaissance pour m'avoir accueillie dans son laboratoire et fait l'honneur de présider mon Jury.

Cette étude a été dirigée par Monsieur Fouquart, Maître-Assistant. Je voudrais lui adresser ici mes sincères remerciements pour l'aide qu'il m'a apportée à la réalisation de ce travail, à la rédaction de cet exposé. Ses conseils, ses encouragements, mais aussi sa constante disponibilité en ont permis l'aboutissement.

Je tiens également à exprimer ma profonde gratitude à Monsieur Kandel, Maître de Recherches au Service d'Aéronomie du CNRS de Verrières-le Buisson, qui est à l'origine d'une partie de ce travail. J'aimerais le remercier pour l'intérêt qu'il y a porté pendant ces deux ans, pour avoir bien voulu juger cet exposé et participer à mon Jury.

Messieurs Berger, Professeur à l'Université de Louvain la Neuve, et Geleyn, Ingénieur de la Météorologie Nationale ont également eu la gentillesse de participer à mon Jury et d'apporter leur critique à mon travail; je les en remercie vivement.

Je voudrais aussi témoigner ma sympathie à Monsieur Morcrette, Attaché de Recherches au CNRS dont la collaboration et l'appui bibliographique m'ont beaucoup aidée, et à Monsieur Gonzalez dont l'assistance m'a été précieuse pour les problèmes numériques.

Enfin, oublions pour une fois toute hiérarchie, je voudrais remercier ici l'ensemble des membres du laboratoire pour la gentillesse et la sympathie qu'ils ont témoignées à mon égard pendant ces trois années.

C'est une fois achevée la rédaction de cette thèse que je me rends vraiment compte que lire les pages manuscrites a certainement dû être une véritable prouesse et s'avérer très fastidieux. Je voudrais remercier tous ceux qui ont eu le courage de me relire; en particulier Mademoiselle Walasiak qui s'est chargée de la frappe de ce manuscrit.

RESUME

Globalement le système terre-atmosphère est en équilibre radiatif. L'excès d'énergie solaire disponible en surface est redistribué dans les basses couches de l'atmosphère sous forme des flux de chaleur latente et sensible, compensant ainsi le refroidissement énergétique global du système terre-atmosphère. Enfin dans la troposphère, on observe l'existence d'un gradient de température dépendant de l'altitude, de la latitude mais aussi de la saison.

Le modèle radiatif convectif est un modèle climatique simple, qui à l'échelle planétaire essaie de tenir compte des principaux processus d'échanges énergétiques dans l'atmosphère et de restituer à l'équilibre les propriétés du profil de température. La complexité des états d'équilibre que l'on obtient dépend essentiellement du nombre de degrés de liberté que l'on accorde au modèle, il est fonction en particulier de la réponse de la couverture nuageuse. Aussi un schéma de génération de la nébulosité est-il couplé à la procédure d'ajustement convectif. De nombreux tests de sensibilité du climat sont effectués à l'aide de ce modèle, qui mesurent la sensibilité des principaux termes du bilan radiatif à une modification de l'un des paramètres climatiques comme une augmentation de la constante solaire ou de la couverture nuageuse. Une attention particulière est apportée à la sensibilité de la température et du bilan radiatif de surface à une augmentation de la concentration en gaz carbonique.

Dans l'hypothèse probable d'un doublement de la concentration en gaz carbonique d'ici la première moitié du siècle prochain, une augmentation de la température de surface moyenne planétaire de l'ordre de 1,5 à 2 K est calculée suivant le nombre de degrés de liberté que l'on accorde au modèle.

- RAYONNEMENT
- CONVECTION ATMOSPHERIQUE
- BILAN RADIATIF
- MODELISATION. SENSIBILITE. CLIMAT.

SOMMAIRE

Réalisation d'un modèle climatique

radiatif convectif

Premiers tests de sensibilité

I N T R O D U C T I O N

CHAPITRE I : DESCRIPTION DU MODELE RADIATIF CONVECTIF

A. PRINCIPES FONDAMENTAUX DU MODELE RADIATIF CONVECTIF

- I - BILAN ENERGETIQUE DU SYSTEME TERRE-ATMOSPHERE
- II - DESCRIPTION DU SCHEMA D'AJUSTEMENT CONVECTIF

B. SCHEMAS DE TRANSFERT RADIATIF INFRAROUGE ET SOLAIRE

- I - SCHEMA DE TRANSFERT RADIATIF DE COURTES LONGUEURS D'ONDES
 - I.1 - Le rayonnement solaire
 - I.2 - Caractéristiques du schéma de transfert
 - I.3 - Profil du taux d'échauffement solaire
- II - SCHEMA DE TRANSFERT RADIATIF DE GRANDES LONGUEURS D'ONDES
 - II.1 - L'intervalle spectral infrarouge
 - II.2 - Caractéristiques du schéma de transfert
 - II.3 - Profil du taux de refroidissement infrarouge

III - CALCUL DU TRANSFERT RADIATIF EN ATMOSPHERE NUAGEUSE

III.1 - Traitement des nuages dans le schéma de transfert radiatif de courtes longueurs d'onde

III.2 - Traitement des nuages dans le schéma de transfert radiatif de grandes longueurs d'onde

C. CARACTERISTIQUES DU MODELE RADIATIF CONVECTIF

I - CARACTERISTIQUES INVARIABLES

II - VARIABLES INTERACTIVES

CHAPITRE II : ETATS D'EQUILIBRE DES DIFFERENTS MODELES RADIATIFS CONVECTIFS

INTRODUCTION

I - MODELES RADIATIFS CONVECTIFS A COUVERTURE NUAGEUSE FIXEE

I.1 - Les différents modèles étudiés

I.2 - Propriétés de la couverture nuageuse

I.3 - Le profil de température des modèles HA et HR

I.4 - Profils des flux radiatifs ; Profils des taux d'échauffement et de refroidissement

I.5 - Le gradient adiabatique humide

II - MODELES RADIATIFS CONVECTIFS A NEBULOSITE INTERACTIVE

II.1 - Les différents modèles étudiés

II.2 - Propriétés de la couverture nuageuse : modèles HRN et HRNO

II.3 - Comparaison des états d'équilibre des modèles HR et HRN

II.4 - Comparaison des états d'équilibre des modèles HRN et HRNGA

CONCLUSION

CHAPITRE III : ETUDE DE LA SENSIBILITE DES DIFFERENTS MODELES

INTRODUCTION

- I - COMPARAISON DES SENSIBILITES DE T_S ET DE F_I^{\uparrow} DU MODELE HR A CELLES D'AUTRES MODELES RADIATIFS CONVECTIFS
- II - COMPARAISON DES SENSIBILITES DE T_S ET DE F_I^{\uparrow} OBTENUES AVEC LES MODELES HA ET HRN A CELLES DU MODELE HR
 - II.1 - Comparaison entre les modèles HA et HR
 - II.2 - Comparaison entre les modèles HRN et HR
- III - SENSIBILITES DES MODELES HA ET HR AUX PROPRIETES RADIATIVES DES NUAGES
 - III.1 - Altitude du sommet du nuage
 - III.2 - Couverture nuageuse
 - III.3 - Epaisseur optique

CONCLUSION

CHAPITRE IV : IMPACT D'UNE AUGMENTATION DU CO_2 SUR LE BILAN RADIATIF

INTRODUCTION

- I - EFFET PUREMENT RADIATIF D'UN DOUBLEMENT DE LA CONCENTRATION EN GAZ CARBONIQUE DANS LE DOMAINE INFRAROUGE
- II - LE PROFIL DE TEMPERATURE
 - II.1 - Comparaison de δT_S à celle obtenue avec d'autres modèles radiatifs convectifs
 - II.2 - Influence de la couverture nuageuse et du gradient adiabatique humide
 - a - Le modèle HRN
 - b - Le modèle HRGA
 - c - Le modèle HRNGA
 - II.3 - Humidité interactive

III - ESTIMATION QUANTITATIVE DES EFFETS DE LA VAPEUR D'EAU, DU GAZ CARBONIQUE, DE LA COUVERTURE NUAGEUSE, DU GRADIENT CRITIQUE ET DE LEURS INTERACTIONS

III.1 - Séparation des contribution du CO_2 , de H_2O et de A_c

III.2 - Contribution quantitative des différents paramètres

IV - SENSIBILITE DU BILAN ENERGETIQUE DE SURFACE A UNE AUGMENTATION DE LA CONCENTRATION EN GAZ CARBONIQUE

CONCLUSION

CONCLUSION

INTRODUCTION

Globalement et au bout d'un temps suffisamment long, on peut considérer que le système terre-atmosphère est en équilibre radiatif. Au "sommet" du système, le rayonnement solaire incident, principale source d'énergie, équilibre le flux infrarouge perdu vers l'espace par l'émission propre du sol et de l'atmosphère. Cependant, cela n'est pas vrai localement dans le temps et dans l'espace. Globalement, l'atmosphère est en déficit énergétique car le refroidissement infrarouge domine.

La troposphère est pratiquement transparente au rayonnement solaire incident qui par conséquent chauffe la surface de la terre et augmente l'évaporation du sol. Cet excès d'énergie disponible en surface est libéré dans les basses couches de l'atmosphère sous forme turbulente. Le flux de chaleur sensible représente le transport de chaleur sèche par les mouvements verticaux de l'atmosphère (turbulence et convection) ; en première approximation, il est proportionnel à la différence de température entre la surface et la masse d'air située juste au-dessus. Le flux de chaleur latente correspond à l'énergie transportée sous forme de vapeur d'eau ; il est proportionnel à la différence d'humidité absolue entre la surface généralement saturée et la masse d'air en son voisinage. En 1913, EMDEN à l'aide d'un modèle très simple dans lequel l'atmosphère est dépourvue d'absorption met en évidence l'existence d'une troposphère convective et d'une stratosphère en équilibre radiatif sans mouvements verticaux. Cette image un peu simpliste est quand même assez représentative de l'état énergétique moyen de l'atmosphère. Enfin, les mesures de température effectuées par des sondages météorologiques (OORT et RASMUSSEN, 1971) montrent que le gradient vertical de température dépend de l'altitude mais aussi de la latitude et de la saison.

Le modèle radiatif convectif est un modèle climatique simple unidimensionnel qui à l'échelle planétaire essaie de tenir compte des principaux processus d'échanges énergétiques décrits précédemment et de restituer à l'équilibre les propriétés du profil de température dans l'atmosphère. Ses contraintes sont d'une part l'équilibre du bilan radiatif au sommet de l'atmosphère, d'autre part le profil de température est astreint dans la troposphère à vérifier un gradient critique moyen dont la valeur est déterminée expérimentalement.

Ce sont MOLLER (1943), MANABE et MOLLER (1961), MANABE et STRICKLER (1964) puis MANABE et WETHERALD (1967) qui ont les premiers jeté les bases du modèle puis apporté des améliorations successives à la procédure d'ajustement convectif. Depuis, le modèle radiatif convectif a largement été utilisé

dans l'étude des mécanismes responsables de l'équilibre climatique, (SCHNEIDER, 1974 ; RAMANATHAN, 1976 ; COAKLEY, 1977 ; WANG, 1980 ; HUMMEL et KUHN (1980) ; HUMMEL et RECK (1981) ; etc...). Ce modèle simple et peu coûteux permet d'une part de valider les schémas de transfert radiatif infrarouge et solaire utilisés dans des modèles climatiques plus complets comme le modèle de circulation générale. Il permet également d'étudier quelques processus radiatifs caractéristiques et leurs impacts sur le bilan énergétique global du système terre-atmosphère et sur le climat moyen. En particulier, de nombreux tests de sensibilité de la température de surface et du flux infrarouge sortant au sommet de l'atmosphère, qui avec l'albédo planétaire représentent les principales composantes du système terre-atmosphère ont été effectués. Ces tests s'intéressent principalement à une augmentation de la constante solaire et de la concentration en gaz carbonique. (WETHERALD et MANABE, 1967 ; AUGUSTSSON, 1977 ; WANG, 1981). D'autres études très nombreuses sont relatives aux propriétés optiques des nuages (HUMMEL et KUHN, 1981 ; CHARLOCK, 1982) et des aérosols (HUMMEL et RECK, 1981). En effet, les nuages et les aérosols exercent une profonde influence sur l'équilibre radiatif global à la fois dans le domaine solaire et dans le domaine des grandes longueurs d'onde. La réponse de la couverture nuageuse à une perturbation d'un des paramètres climatiques externes est susceptible de modifier sensiblement l'équilibre énergétique final (SCHNEIDER, 1972). Le modèle radiatif convectif permet d'étudier assez simplement l'influence climatique de ces différents processus. Il est en effet très commode et d'une grande souplesse d'utilisation mais il présente cependant de nombreuses limitations. D'une part, comme tous les modèles moyennés à l'échelle planétaire, il ne tient pas compte de façon explicite des flux de transferts méridiens, bien qu'en fait ils interviennent indirectement à travers le gradient de température. D'autre part, il est incapable de simuler la manière dont sont dissipés individuellement les flux de chaleur latente et sensible qui restent indissociables dans ce modèle. Enfin, la contrainte majeure réside dans le fait que l'on est obligé d'imposer un gradient de température critique, fixé arbitrairement au début de l'intégration numérique.

Un modèle radiatif convectif ayant un nombre croissant de degrés de liberté a été mis au point puis testé au laboratoire. Dans un premier temps, il a permis de valider et de compléter les schémas de transfert

radiatif de courtes et de grandes longueurs d'onde qui ont été développés au Laboratoire d'Optique Atmosphérique et qui sont également utilisés en particulier dans le modèle de circulation générale du Laboratoire de Météorologie Dynamique de PARIS. La première partie de cet exposé est consacrée à la description générale du modèle en insistant sur la procédure d'ajustement convectif et les traits caractéristiques des schémas de rayonnement infrarouge et solaire. En particulier, un schéma de génération de la couverture nuageuse couplé à la procédure d'ajustement convectif y est également décrit. Dans les chapitres suivants, sont présentés plusieurs tests de sensibilité de la température de surface et du flux infrarouge sortant au sommet de l'atmosphère qui sont ensuite comparés à ceux obtenus par d'autres auteurs. Enfin, une attention particulière est portée sur la sensibilité de ce modèle à un doublement de la concentration en gaz carbonique dans l'atmosphère.

CHAPITRE 1

DESCRIPTION DU MODELE

RADIATIF CONVECTIF

A. PRINCIPES FONDAMENTAUX DU MODÈLE RADIATIF CONVECTIF

I - BILAN ENERGETIQUE DU SYSTEME TERRE-ATMOSPHERE

Globalement, l'ensemble du système terre-atmosphère constitue un système en équilibre radiatif dont la principale source d'énergie est le rayonnement solaire. Au sommet de ce système, le flux infrarouge perdu vers l'espace équilibre le flux solaire absorbé par l'atmosphère et par la surface. Le bilan radiatif global de la planète s'écrit :

$$F_I^{\uparrow} = F_S^{\downarrow} (1 - \alpha) \quad (I.1)$$

où $F_S^{\downarrow} = \frac{S_0}{4}$. S_0 est le flux solaire incident au "sommet" de l'atmosphère, égal en moyenne annuelle à 1360 W/m^2 . Il subit des fluctuations notables en fonction de la saison de l'ordre de 3,5 %. α est l'albédo planétaire et représente la fraction du flux solaire réfléchi vers l'espace par le système terre-atmosphère. D'après STEPHENS et al. (1981) α est égal à 0,30. Dans ces conditions, la relation (I.1) donne F_I^{\uparrow} égal à 238 W/m^2 , c'est-à-dire une température planétaire moyenne de 254,5 K. Cette valeur est donc fort différente de celle de la température moyenne à la surface qui est de l'ordre de 288 K. Cette différence met en évidence le rôle joué par l'opacité de l'atmosphère dans les processus d'échanges radiatifs. Pratiquement, cette différence met aussi en évidence l'existence d'un gradient de température dans l'atmosphère.

A la surface, le bilan radiatif est déséquilibré. Le rayonnement solaire absorbé est en moyenne très supérieur au rayonnement net infrarouge. Le gain d'énergie correspondant est dissipé par convection sous forme d'énergie turbulente latente et sensible. Le flux de chaleur sensible est la quantité d'énergie transportée par une parcelle d'air réchauffée au contact du sol. Le flux de chaleur latente représente la quantité d'énergie transportée dans l'atmosphère par la vapeur d'eau. En première approximation, le flux de chaleur sensible en surface est proportionnel à la vitesse du vent \vec{V} , et à la différence entre les températures de la surface T_S et de l'air avoisinant T_a :

$$S = C |\vec{V}| (T_S - T_a (z=0)) \quad (I.2)$$

Le flux de chaleur latente est proportionnel à la différence entre l'humidité absolue du sol et celle de l'air situé juste au-dessus. En première approximation, le sol est supposé saturé en humidité :

$$LE = C|\vec{V}| (e_S^* - e(z=0)) \quad (I.3)$$

où e est la pression partielle de vapeur d'eau et e_S^* correspond à la saturation en surface. Dans un modèle radiatif convectif, ces flux ne sont pas calculés explicitement, seule leur somme est globalement déterminée à partir de la condition d'équilibre énergétique de la surface :

$$\epsilon \sigma T_S^4 + (1 - \epsilon) F_I^\downarrow + (LE + S) = F_I^\downarrow + (1 - A_S) F_S^\downarrow \quad (I.4)$$

Cette relation suppose que la réponse de la surface est instantanée, et exclut donc toute possibilité de stockage d'énergie dans les océans par exemple. Un modèle radiatif convectif ne peut donc simuler que des états d'équilibre en filtrant toutes les transitions. F_I^\downarrow et F_S^\downarrow sont respectivement les flux descendants infrarouge et solaire. ϵ représente l'émissivité infrarouge de la surface (dans la suite, ϵ sera fixée égale à 1) et A_S la réflexion propre de la surface. T_S est la température de surface tandis que σ et L sont respectivement la constante de Stephan et la chaleur latente de vaporisation.

La relation (I.4) peut également être écrite sous la forme suivante :

$$LE + S = \sigma (T_r^4 - T_S^4) \quad (I.5)$$

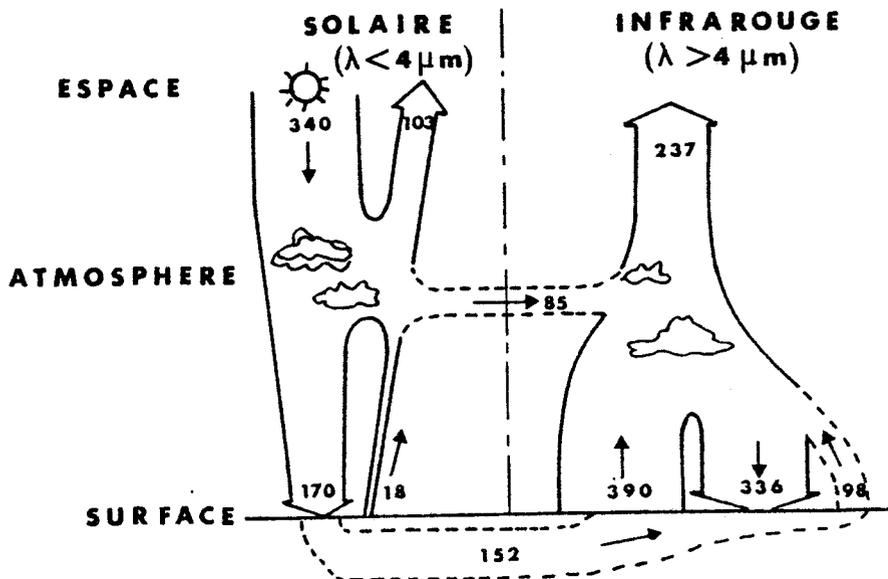
où T_r est la température "radiative" du sol, c'est-à-dire la température qu'aurait la surface pour un équilibre radiatif pur. Elle s'obtient par la relation ci-dessous :

$$\sigma T_r^4 = F_I^\downarrow + (1 - A_S) F_S^\downarrow \quad (I.6)$$

Dans l'atmosphère, le rayonnement solaire est partiellement absorbé par les constituants gazeux et diffusé par les aérosols et les gouttelettes d'eau des nuages. Le rayonnement infrarouge est également absorbé, diffusé et réémis par ces mêmes constituants. C'est la distribution spatiale des

processus d'absorption, d'émission et de diffusion qui détermine les profils verticaux des taux d'échauffement et de refroidissement. Le déficit énergétique de l'atmosphère dû à la perte vers l'espace du rayonnement infrarouge est compensé par l'absorption du rayonnement solaire et surtout par l'apport d'énergie convective sous forme des flux de chaleur latente et sensible. Le bilan énergétique moyen du système terre-atmosphère est représenté sur la figure (I.1) (KANDEL, 1979) où sont reportées les contributions des différents processus d'échanges énergétiques dans l'atmosphère. Les flux sont en W/m^2 . Le flux infrarouge émis au sol est égal à $390 W/m^2$ ce qui correspond à une température de surface de 288 K. Les flux énergétiques non radiatifs sont représentés par des pointillés.

FIGURE (I.1).



Bilan énergétique moyen du système terre-atmosphère.

L'échauffement (le refroidissement) de l'atmosphère correspond à la dissipation de l'ensemble de ces flux énergétiques. Le premier principe de la thermodynamique s'écrit :

$$\rho_a C_p \frac{\partial T}{\partial t} = - \frac{\partial F(z)}{\partial z} \quad (I.7)$$

où $\frac{\partial T}{\partial t}$ est le gain en température de la couche d'épaisseur dz ,

ρ_a la densité de l'air atmosphérique à l'altitude z et C_p la chaleur spécifique de l'air à pression constante. $F(z)$ est égal à la somme des flux nets radiatifs, convectifs et advectifs à l'altitude z :

$$F(z) = F_{\text{rad}}(z) + F_{\text{conv}}(z) + F_{\text{adv}}(z) \quad (I.8)$$

où $F_{\text{rad}}(z)$ représente la somme des flux nets infrarouge et solaire, $F_{\text{conv}}(z)$ est la somme des flux de chaleur latente et sensible, et $F_{\text{adv}}(z)$ le flux des transports méridiens et zonaux. Le modèle radiatif convectif est unidimensionnel ; $F_{\text{adv}}(z)$ n'est donc pas pris en compte explicitement dans le bilan d'énergie, $F_{\text{adv}}(z) = 0$.

Dans ces conditions, la relation (I.7) s'écrit :

$$\rho_a C_p \left(\frac{\partial T}{\partial t} \right)_{\text{net}} = \rho_a C_p \left(\frac{\partial T}{\partial t} \right)_{\text{rad}} - \frac{\partial F_{\text{conv}}(z)}{\partial z} \quad (I.9)$$

dans laquelle on pose :

$$\rho_a C_p \left(\frac{\partial T}{\partial t} \right)_{\text{rad}} = - \frac{\partial F_{\text{rad}}(z)}{\partial z} \quad (I.10)$$

qui représente la contribution purement radiative au gain total en température de la couche dz

et

$$\frac{\partial F_{\text{conv}}(z)}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} (LE(z) + S(z)) \quad (I.11)$$

qui est la divergence du flux convectif dans la couche dz .

L'équation de l'équilibre hydrostatique s'écrit :

$$dp = - \rho_a g dz \quad (I.12)$$

où g est l'accélération de la pesanteur. En employant la pression comme coordonnée de hauteur, l'équation (I.9) s'écrit finalement :

$$\left(\frac{\partial T}{\partial t}\right)_{\text{net}} = \left(\frac{\partial T}{\partial t}\right)_{\text{rad}} + \frac{g}{C_p} \frac{\partial}{\partial p} (LE(p) + S(p)) \quad (\text{I.13})$$

II - DESCRIPTION DU SCHEMA D'AJUSTEMENT CONVECTIF

L'ajustement convectif sert à transférer l'excès d'énergie solaire disponible au sol vers les basses couches de l'atmosphère et à compenser ainsi le refroidissement infrarouge global vers l'espace.

Le schéma utilisé dans notre travail est identique à celui décrit par MANABE et WETHERALD (1964-1967). L'équilibre radiatif convectif de l'atmosphère est obtenu par itérations successives ("time marching procedure") à partir d'un profil initial arbitraire. La méthode contraint le gradient de température $\left(\frac{\partial T}{\partial z}\right)$ à rester inférieur à un gradient critique Γ_c fixé, tout au long de l'intégration numérique.

A l'état final, le modèle radiatif convectif respecte les conditions suivantes :

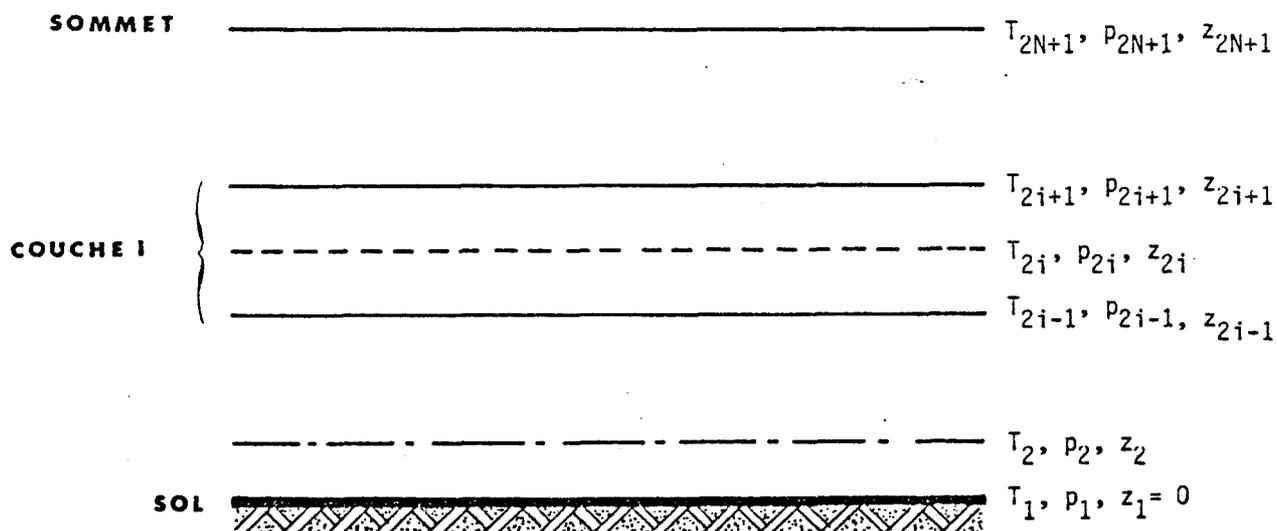
a) Au "sommet" de l'atmosphère, le bilan radiatif net est égal à zéro. Le flux net solaire incident équilibre le flux infrarouge net sortant (équation I.1).

b) A la surface, le gain d'énergie par rayonnement compense exactement la perte par convection. L'énergie correspondante est totalement dissipée dans les basses couches de l'atmosphère.

c) Dans les couches atmosphériques où le gradient de température est inférieur à Γ_c , la condition d'équilibre radiatif local est satisfaite ; c'est le cas de la stratosphère.

La figure (I.2) présente la discrétisation verticale de l'atmosphère utilisée dans le modèle. Entre la surface et le sommet du modèle, l'atmosphère est découpée en N couches successives. La procédure d'ajustement convectif s'applique sur les températures référencées au milieu de chaque couche caractérisée par (T_{2i}, p_{2i}, z_{2i}) . Le niveau adjacent à deux couches successives est défini par $(T_{2i+1}, p_{2i+1}, z_{2i+1})$.

FIGURE (I.2)



Discretisation verticale de l'atmosphère.

Le schéma d'ajustement convectif teste successivement le gradient de température $(\frac{\partial T}{\partial z})$ entre deux couches successives du modèle par rapport au gradient critique Γ_c , depuis le sol jusqu'au sommet de l'atmosphère. Dans un premier temps, l'excès d'énergie disponible au sol est d'abord complètement dissipé dans la couche en contact avec la surface puis la convection gagne successivement les couches supérieures.

1. A la nⁱème itération, on calcule d'abord les températures radiatives $T_{2i}^{(0)}$ de l'atmosphère et la température radiative du sol T_r (équations I.6 et I.10) soit :

$$T_{2i}^{(0)} = T_{2i}^{(n-1)} + \left(\frac{\partial T_{2i}}{\partial t} \right)_{\text{rad}}^{(n)} \Delta t \quad (I.14)$$

où $T_{2i}^{(n-1)}$ est la température de la couche i à l'itération $(n-1)$ et $\left(\frac{\partial T_{2i}}{\partial t} \right)_{\text{rad}}^{(n)}$ est le gain en température correspondant à l'échauffement radiatif à l'itération n ; Δt est le pas d'intégration numérique.

On rappelle qu'à la surface, T_r est tel que :

$$\sigma T_r^4 = F_I^\downarrow + (1 - A_S) F_S^\downarrow$$

2. La deuxième étape transfère l'excès d'énergie disponible au sol dans la première couche du modèle en contact avec la surface.

Le bilan énergétique de la couche s'écrit :

$$\frac{C_p}{g} \int_{\Delta p_{13}} \left(\frac{\partial T_2}{\partial t} \right)_{\text{net}}^{(n)} dp = \frac{C_p}{g} \int_{\Delta p_{13}} \left(\frac{\partial T_2}{\partial t} \right)_{\text{rad}}^{(n)} dp + (LE + S) \quad (\text{I.15})$$

où Δp_{13} est l'épaisseur totale de la couche :

$$\Delta p_{13} = p_1 - p_3 \quad (\text{I.16})$$

L'échauffement étant supposé homogène dans toute la couche, la relation (I.15) s'écrit encore après intégration entre p_1 et p_3 et en tenant compte de la relation (I.5) :

$$\sigma \Delta t T_2^{(1)4} + \frac{C_p}{g} \Delta p_{13} T_2^{(1)} - \frac{C_p}{g} \Delta p_{13} T_2^{(0)} - \sigma \Delta t T_r^4 = 0 \quad (\text{I.17})$$

La résolution de cette équation du 4ème degré permet d'obtenir la température $T_2^{(1)}$. $T_2^{(1)}$ représente la température convective de la couche (1) lorsque l'excès d'énergie dissipé par convection est totalement réparti dans cette couche. Il n'y a donc plus de discontinuité de température entre la surface et la masse d'air située jusqu'au-dessus.

3. On considère maintenant le gradient de température entre les couches (1) et (2) respectivement définies à cette étape du calcul par les températures $T_2^{(1)}$ et $T_4^{(0)}$.

$$\text{Si } T_2^{(1)} - T_4^{(0)} \leq \Gamma_c (z_4 - z_2) \quad (\text{I.18})$$

on donne à la couche (2) la température correspondant à l'équilibre radiatif, soit :

$$T_4^{(1)} = T_4^{(0)} \quad \text{et} \quad T_2^{(2)} = T_2^{(1)} \quad (\text{I.19})$$

Dans le cas contraire, la couche (2) est "convectivement instable" par rapport à la couche (1) et la convection gagne globalement les couches (1) et (2). Le Bilan énergétique s'écrit alors :

$$\begin{aligned} & \frac{C_p}{g} \int_{\Delta p_{13}} \left(\frac{\partial T_2}{\partial t} \right)_{\text{net}}^{(n)} dp + \frac{C_p}{g} \int_{\Delta p_{35}} \left(\frac{\partial T_4}{\partial t} \right)_{\text{net}}^{(n)} dp \\ &= \frac{C_p}{g} \int_{\Delta p_{13}} \left(\frac{\partial T_2}{\partial t} \right)_{\text{rad}}^{(n)} dp + \frac{C_p}{g} \int_{\Delta p_{35}} \left(\frac{\partial T_4}{\partial t} \right)_{\text{rad}}^{(n)} dp + (LE + S) \end{aligned} \quad (I.20)$$

c'est-à-dire en supposant homogènes les échauffements dans les 2 couches :

$$\frac{C_p}{g} \Delta p_{13} (T_2^{(2)} - T_2^{(0)}) + \frac{C_p}{g} \Delta p_{35} (T_4^{(1)} - T_4^{(0)}) = \sigma \Delta t (T_r^4 - T_2^{(2)4}) \quad (I.21)$$

avec

$$T_2^{(2)} - T_4^{(1)} = \Gamma_c (z_4 - z_2) \quad (I.22)$$

et

$$\Delta p_{35} = p_3 - p_5 \quad (I.23)$$

Après réarrangement, la relation (I.21) peut se mettre sous la même forme que la relation (I.17), c'est-à-dire :

$$\begin{aligned} & \sigma \Delta t T_2^{(2)4} + \frac{C_p}{g} (\Delta p_{13} + \Delta p_{35}) T_2^{(2)} - \left[\frac{C_p}{g} \Delta p_{13} T_2^{(0)} \right. \\ & \quad \left. + \frac{C_p}{g} \Delta p_{35} (T_4^{(0)} + \Gamma_c \Delta z_{24}) + \sigma \Delta t T_r^4 \right] = 0 \end{aligned} \quad (I.24)$$

$$\text{où } \Delta z_{24} = z_4 - z_2 \quad (I.25)$$

Compte tenu de la relation (I.17) et en supprimant T_r dans l'équation ci-dessus, la relation s'écrit finalement :

$$\begin{aligned} & \sigma \Delta t T_2^{(2)4} + \frac{C_p}{g} (\Delta p_{13} + \Delta p_{35}) T_2^{(2)} - \left[\frac{C_p}{g} \Delta p_{13} T_2^{(1)} + \sigma \Delta t T_2^{(1)4} \right. \\ & \quad \left. + \frac{C_p}{g} \Delta p_{35} (T_4^{(0)} + \Gamma_c \Delta z_{24}) \right] = 0 \end{aligned} \quad (I.26)$$

De la même façon qu'à l'étape 2, la résolution de cette équation définit les températures $T_2^{(2)}$ et $T_4^{(1)}$ telles que les couches (1) et (2) soient globalement "convectivement stables".

4. Les étapes suivantes comparent successivement le gradient de température entre les couches k et $k+1$.

$$\text{si } T_{2k}^{(1)} - T_{2k+2}^{(0)} \leq \Gamma_c (z_{2k+2} - z_{2k}) \quad (\text{I.27})$$

la couche $(k+1)$ est considérée comme convectivement stable et on pose :

$$T_{2k}^{(2)} = T_{2k}^{(1)} \text{ et } T_{2k+2}^{(1)} = T_{2k+2}^{(2)} \quad (\text{I.28})$$

Dans le cas contraire, la convection gagne globalement l'ensemble des couches jusqu'à la couche $(k+1)$ et on devrait écrire :

$$\sum_{i=1}^{k+1} \frac{C_p}{g} (p_{2i-1} - p_{2i+1}) (T_{2i}^{(2)} - T_{2i}^{(0)}) = \sigma \Delta t (T_r^4 - T_2^{(2)4}) \quad (\text{I.29})$$

avec

$$\left[T_{2i}^{(2)} - T_{2(i+1)}^{(1)} \right] = \Gamma_c (z_{2(i+1)} - z_{2i}) \quad (\text{I.30})$$

Mais ce processus est un processus trop lourd à utiliser et on lui préfère l'ajustement convectif suivant au-dessus de la couche (2) : on suppose que les couches (2), (k) , (N) sont totalement déconnectées du sol c'est-à-dire que $(LE+S)_k = 0$. Avec cette hypothèse, la relation (I.29) se simplifie et on écrit :

$$\frac{C_p}{g} \Delta p_{2k-1,2k+1} (T_{2k}^{(2)} - T_{2k}^{(1)}) + \frac{C_p}{g} \Delta p_{2k+1,2k+3} (T_{2k+2}^{(1)} - T_{2k+2}^{(0)}) = 0 \quad (\text{I.31})$$

où

$$\Delta p_{2k-1,2k+1} = p_{2k-1} - p_{2k+1} \quad (\text{I.32})$$

avec

$$T_{2k}^{(2)} - T_{2(k+1)}^{(1)} = \Gamma_c (z_{2(k+1)} - z_{2k}) \quad (\text{I.33})$$

La relation (I.31) permet d'obtenir la température $T_{2k}^{(2)}$ et $T_{2(k+1)}^{(1)}$.

A la fin de ce processus, les couches sont convectivement stables deux par deux, mais globalement le profil de température est convectivement instable. L'ensemble de la procédure est repris à partir du point (2) en posant cette fois

$$T_2^{(1)} = T_2^{(2)} \quad \text{et} \quad T_{2k}^{(0)} = T_{2k}^{(2)} \quad (\text{I.34})$$

La procédure s'arrête lorsque toutes les couches sont convectivement stables entre elles pour tout le profil de température et que $(LE + S)$ a été totalement dissipé. A l'itération (n) , le profil de température et la somme des flux de chaleur latente et sensible générés en surface sont liés par la relation :

$$(LE + S) = \sum_{i=1}^N \frac{C_p}{g} \frac{\Delta p_{2i-1,2i+1}}{\Delta t} (T_{2i}^{(2)} - T_{2i}^{(0)}) \quad (\text{I.35})$$

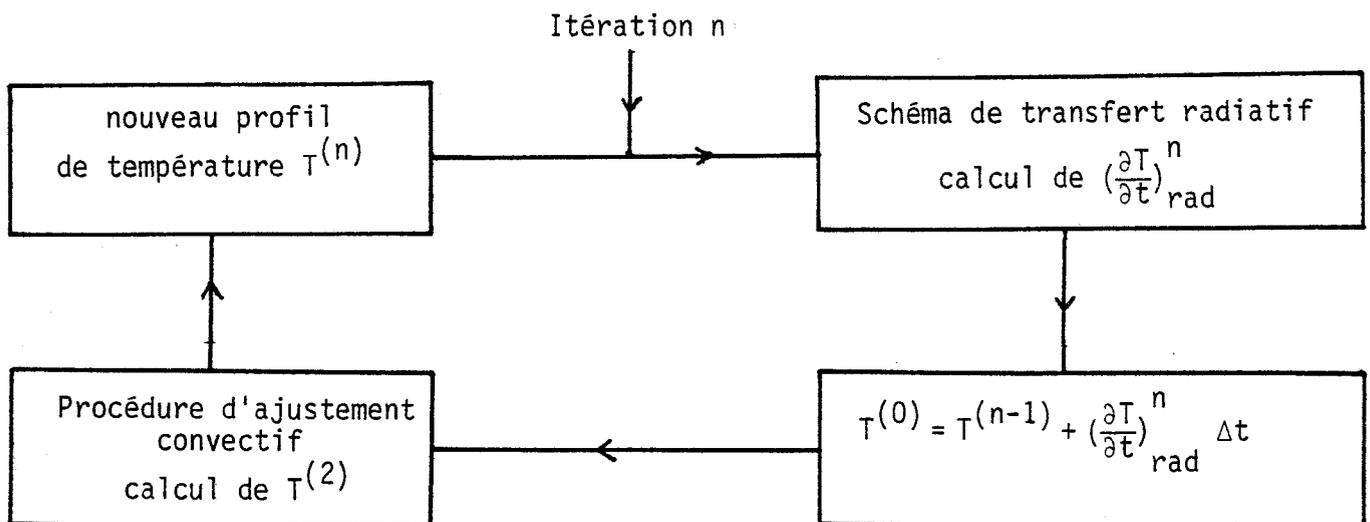


FIGURE I.3

Le schéma ci-dessus montre les différentes étapes de calcul du modèle radiatif convectif pour obtenir le profil de température à l'itération (n) . Les schémas de transfert radiatif infrarouge et solaire déterminent les profils verticaux des taux d'échauffement et de refroidissement. Le calcul des nouvelles températures radiatives et l'ajustement convectif conduisent au nouveau profil de température $T^{(n)}$ connaissant $T^{(n-1)}$.

La stabilité de l'équilibre radiatif convectif est testée en comparant le profil de température à l'itération (n) à celui de l'itération (n-1). Si dans toutes les couches du modèle, la différence de température est inférieure à 10^{-2} K, la procédure itérative s'arrête. Dans le cas contraire, le calcul se poursuit à l'itération suivante. A la précision demandée sur la température correspond au sommet de l'atmosphère un équilibre radiatif entre les flux infrarouge et solaire inférieur à $0,1 \text{ W/m}^2$.

B. SCHÉMAS DE TRANSFERT RADIATIF INFRAROUGE ET SOLAIRE

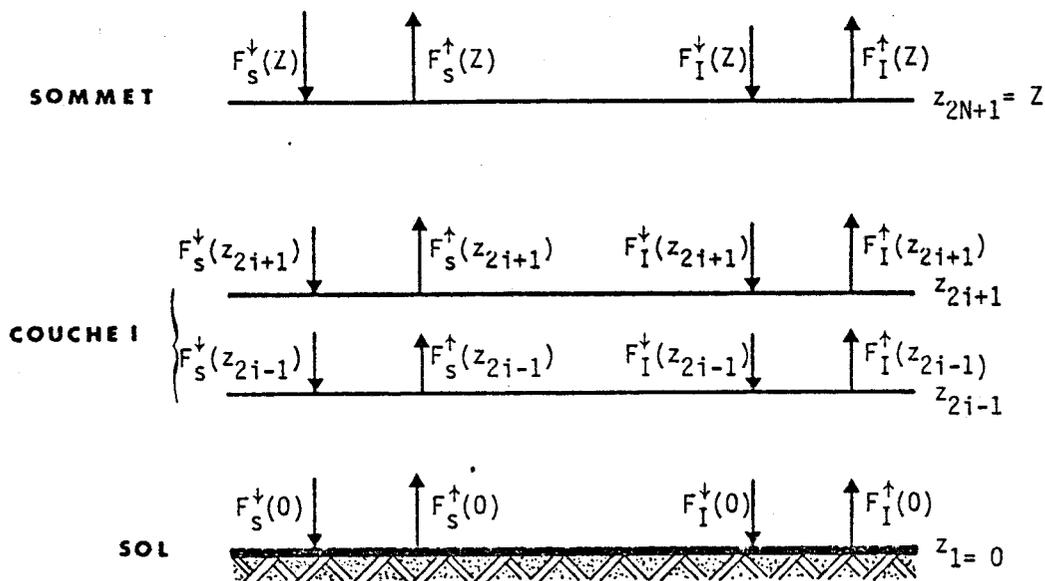
Les schémas de transfert radiatif de courtes et de grandes longueurs d'onde ont été développés au laboratoire. Leur utilisation en parallèle à l'intérieur du modèle radiatif convectif a permis de les améliorer et de les compléter afin d'obtenir globalement un état d'équilibre énergétique de l'atmosphère proche de celui observé.

Ces schémas ont été développés pour être introduits dans un modèle de circulation générale et sont en conséquence fortement paramétrisés. Les temps de calcul correspondants sont donc beaucoup plus réduits que ceux des modèles plus précis par rapport auxquels ils ont été mis au point.

Ils permettent d'obtenir les profils des flux infrarouge et solaire à tous les niveaux du modèle. Les entrées communes nécessaires au calcul des taux d'échauffement et de refroidissement dans chaque couche sont les suivantes :

- les pressions sur les niveaux, soit $\phi = \frac{P}{P_0}$ où P_0 est la pression au niveau du sol ;
- les températures sur les niveaux et au milieu des couches ;
- le rapport de mélange moyen de vapeur d'eau, soit fixé, soit interactif avec la température selon les expériences ;
- la quantité d'ozone contenue dans chaque couche ;
- la concentration en gaz carbonique ;
- les propriétés radiatives des nuages, c'est-à-dire la nébulosité partielle, l'épaisseur optique, l'albédo de diffusion simple et le facteur d'asymétrie.

FIGURE (I.4)



Notations des flux infrarouges et solaires.

Dans les schémas de transfert radiatif infrarouge et solaire, les flux sont calculés aux interfaces des couches. Au sommet de la couche i d'altitude z_{2i+1} , le flux infrarouge montant (descendant) est noté $F_I^\uparrow(z_{2i+1})$ ($F_I^\downarrow(z_{2i+1})$). Les flux solaires sont notés respectivement $F_S^\uparrow(z_{2i+1})$ et $F_S^\downarrow(z_{2i+1})$. Il en est de même pour les flux solaires et infrarouges montants et descendants à la base de la couche i d'altitude z_{2i-1} . A la surface et au sommet du modèle, les flux seront également repérés par les altitudes 0 et Z.

I - SCHEMA DE TRANSFERT RADIATIF DE COURTES LONGUEURS D'ONDE

La méthode utilisée pour calculer le bilan radiatif de courtes longueurs d'onde est identique à celle employée dans le modèle de circulation générale du Laboratoire de Météorologie Dynamique de Paris (FOUQUART et BONNEL, 1980).

I.1 - Le rayonnement solaire

Le spectre d'émission du soleil est sensiblement identique à celui d'un corps noir à la température de 5700 K dont 99 % de l'énergie est comprise entre 0,15 et 4 μm . Schématiquement, le rayonnement solaire est d'une part absorbé par les principaux constituants gazeux de l'atmosphère (la vapeur d'eau, l'ozone, le gaz carbonique, l'oxygène) et la surface, d'autre part diffusé par les aérosols et les gouttelettes d'eau des nuages.

Les deux principaux absorbants de l'atmosphère dans ce domaine spectral sont l'ozone et la vapeur d'eau, auxquels s'ajoute une faible contribution de l'oxygène et du gaz carbonique.

- l'ozone dont la concentration, variable en fonction de la latitude et de la saison est maximum vers 23 km, provoque l'échauffement de la stratosphère. Ses bandes d'absorption se situent aux longueurs d'onde ultraviolettes ($\lambda \leq 0,35 \mu\text{m}$) et visibles ($0,5 \mu\text{m} \leq \lambda \leq 0,7 \mu\text{m}$).

- La vapeur d'eau dont de nombreuses bandes de rotation-vibration se situent dans le proche infrarouge ($0,7 \mu\text{m} \leq \lambda \leq 4 \mu\text{m}$) contribue à l'échauffement de la troposphère.

- Le gaz carbonique a également une bande d'absorption vers 2,6 μm mais son rôle est mineur par rapport à ceux de l'ozone et de la vapeur d'eau. On note encore une bande d'absorption de l'oxygène vers 0,75 μm dont le rôle dans le bilan énergétique de l'atmosphère est très faible.

I.2 - Caractéristiques du schéma de transfert

Le schéma de calcul de transfert radiatif de courtes longueurs d'onde dans l'atmosphère se caractérise par les propriétés suivantes :

1. La méthode tient compte de l'absorption moléculaire par la vapeur d'eau, l'ozone et le gaz carbonique. La distribution des différentes quantités d'absorbants dans chaque couche, $u(\phi_1, \phi_2)$ le long du trajet optique (ϕ_1, ϕ_2) , est calculée à l'aide de l'approximation d'échelle.

$$u(\phi_1, \phi_2) = \frac{P_0}{g} \int_{\phi_1}^{\phi_2} r(\phi) (\phi)^n \left(\frac{T_0}{T}\right)^m d\phi \quad (\text{I.36})$$

$r(\phi)$ est le rapport de mélange de l'absorbant considéré.

Pour les différents gaz, m et n sont fixés aux valeurs suivantes (Mc CLATCHEY et al., 1971) :

$$\begin{array}{ll} \text{H}_2\text{O} & n = 0,9 ; m = 0,45 \\ \text{CO}_2 & n = 0,75 ; m = 0,375 \\ \text{O}_3 & n = 0 ; m = 0 \end{array}$$

2. Les fonctions de transmission correspondant à l'absorption moléculaire pour les trois gaz s'expriment à l'aide des coefficients de Padé (BREZINSKI, 1973) sous la forme

$$\psi(u) = \frac{\sum_{i=0}^4 a_i u^i}{\sum_{j=0}^5 b_j u^j} \quad (\text{I.37})$$

$\psi(u)$ est la fonction de transmission de la quantité d'absorbant u . $\psi(u)$ est une quantité intégrée sur l'intervalle spectral de $0,25 \mu\text{m}$ à $4 \mu\text{m}$. Les coefficients a_i et b_j ont été calculés à l'ordre 4 pour chaque absorbant à partir du modèle LOWTRAN 3B (SELBY et al., 1976).

Le tableau (I.1) donne les valeurs des coefficients a_i et b_j utilisés dans la relation précédente.

TABLEAU I.1

	vapeur d'eau (g/cm ²)	gaz carbonique (cm-atm)	ozone (cm-atm)
a ₀	4.16653 10 ⁻³	6.07432 10 ⁶	3.44648 10 ⁻¹
a ₁	2.68128 10 ⁰	2.37992 10 ⁸	4.36735 10
a ₂	9.62461 10 ¹	1.97891 10 ⁸	3.48839 10 ²
a ₃	2.96063 10 ²	7.97307 10 ⁶	1.93870 10 ²
a ₄	6.98065 10 ¹	1.22133 10 ⁴	9.03982 10 ⁻¹
a ₅	0.00000	0.00000	0.00000
b ₀	4.16653 10 ⁻³	6.07432 10 ⁶	3.44648 10 ⁻¹
b ₁	2.78677 10 ⁰	2.39285 10 ⁸	4.49951 10 ¹
b ₂	1.09210 10 ²	2.07030 10 ⁸	3.73967 10 ²
b ₃	3.91023 10 ²	9.31416 10 ⁶	2.45341 10 ²
b ₄	1.21595 10 ²	1.96608 10 ⁴	1.83446 10 ¹
b ₅	1.00000	1.00000	1.00000

3. La diffusion Rayleigh contribue pour une part non négligeable à l'albédo du système terre-atmosphère. L'épaisseur optique Rayleigh moyenne sur tout le spectre visible donnant le meilleur accord avec les calculs à haute résolution spectrale est égale à 0,06. La faiblesse de cette valeur permet de négliger les interactions entre la diffusion et l'absorption. La fonction de phase Rayleigh étant symétrique, le rayonnement diffus peut-être fractionné en deux parties égales, une réfléchie et l'autre transmise. La réflexion R_R , due à la diffusion Rayleigh s'écrit (TANRE, communication personnelle, 1979).

$$R_R = \frac{\tau}{2\mu_0 + \tau} \text{ avec } \tau = 0,06(\phi_{2i-1} - \phi_{2i+1}) \quad (I.38)$$

τ est l'épaisseur optique Rayleigh de la couche d'épaisseur $(\phi_{2i-1}, \phi_{2i+1})$ et μ_0 le cosinus de l'angle zénithal θ_0 .

4. L'absorption par l'ozone a surtout lieu dans les hautes couches de l'atmosphère où sa concentration est maximum. Les interactions entre l'absorption par l'ozone et la diffusion sont également négligées.

5. La diffusion multiple par les gouttelettes d'eau des nuages est traitée à l'aide de la méthode "δ Eddington" (JOSEPH et WISCOMBE, 1976 ; LENOBLE, 1977).

6. Puisque l'absorption moléculaire et la diffusion par les nuages ont lieu simultanément, la quantité d'absorbant rencontrée le long du trajet optique ne peut être calculée directement. Les interactions entre les diffusions multiples et l'absorption moléculaire sont donc traitées au moyen d'une extension de la méthode dite de la distribution du chemin optique.

Soit $p(u)du$ la probabilité du rayonnement observé d'avoir rencontré une quantité de gaz absorbant comprise entre u et $u+du$. Dans ces conditions, le flux monochromatique correspondant au coefficient d'absorption \bar{k}_v s'écrit :

$$F_v = F_c \int_0^{\infty} p(u) \exp(-\bar{k}_v u) du \quad (I.39)$$

où F_c est le flux qui serait observé en l'absence d'absorption.

Le flux moyen intégré sur l'intervalle spectral $\Delta\nu$ s'écrit :

$$F_{\Delta\nu} = F_c \int_0^{\infty} p(u) \psi_{\Delta\nu}(u) du \quad (I.40)$$

où $\psi_{\Delta\nu}(u)$ est la fonction de transmission de la quantité d'absorbant u sur l'intervalle $\Delta\nu$.

En première approximation, l'équation (I.40) peut s'écrire :

$$F_{\Delta\nu} \approx F_c \psi_{\Delta\nu}(\langle u \rangle) \quad (I.41)$$

$$\text{où } \langle u \rangle = \int_0^{\infty} u p(u) du \quad (I.42)$$

est la quantité moyenne d'absorbant rencontrée par le rayonnement sur tout son trajet. En utilisant les propriétés de l'équation de Laplace, on peut également écrire $\langle u \rangle$ sous la forme :

$$\langle u \rangle = - \frac{d}{dk} (\text{Ln } F(k))_k = 0 \quad (I.43)$$

On peut également montrer théoriquement (FOUQUART, BONNEL, 1980), que pour une absorption faible, la transmission moyenne s'exprime exactement par la relation (I.41). Lorsque l'absorption est forte, du moins pour les raies isolées, la transmission dépend de la quantité $\langle u^{1/2} \rangle$ telle que

$$\langle u^{1/2} \rangle = \int_0^{\infty} u^{1/2} p(u) du \quad (I.44)$$

Il serait donc intéressant de pouvoir utiliser une quantité efficace d'absorbant u_e qui soit comprise entre $\langle u^{1/2} \rangle$ et $\langle u \rangle$. Pratiquement, la méthode utilisée pour obtenir u_e est la suivante : on cherche une fonction de transmission approchée, moyennée sur tout le spectre solaire que l'on écrit sous la forme $\psi(u) = a_1 e^{-k_1 u} + a_2 e^{-k_2 u}$; k_1 et k_2 sont deux valeurs du coefficient d'absorption correspondant à une absorption respectivement faible et forte. u_e s'obtient d'une façon similaire à $\langle u \rangle$ (équation I.43), soit :

$$u_e = \text{Ln} (F(k_1) / F(k_2)) / (k_2 - k_1) \quad (I.45)$$

où F représente le flux montant ou le flux descendant. La valeur de u_e calculée de cette manière est celle qui permet d'obtenir le meilleur accord

sur tout le spectre visible. Cette méthode a été testée par FOUQUART et BONNEL et s'avère à la fois rapide et précise.

D'autre part, les cas de couches multiples et de nébulosités partielles sont également traités. L'hypothèse de recouvrement des couvertures nuageuses correspond à un recouvrement au hasard.

7. Conditions limites

* Au sommet du modèle, le flux solaire descendant s'écrit :

$$F_S^\downarrow(Z) = \mu_0 S_0 f_0 \quad (I.46)$$

où S_0 est le flux solaire incident au "sommet" de l'atmosphère, μ_0 le cosinus de l'angle zénithal et f_0 la fraction d'ensoleillement journalière. Z est l'altitude du dernier niveau du modèle.

* A la surface, le flux solaire réfléchi s'écrit :

$$F_S^\uparrow(0) = A_S F_S^\downarrow(0) \quad (I.47)$$

où $F_S^\downarrow(0)$ est le flux solaire descendant et A_S la réflexion isotrope du sol.

I.3 - Profil du taux d'échauffement solaire

Sur les figures (I.5) partie A, sont représentés les profils des taux d'échauffement dus à la vapeur d'eau, l'ozone et le gaz carbonique ainsi que le profil du taux d'échauffement total dans l'atmosphère. Le modèle d'atmosphère utilisé est le profil d'Atmosphère Standard en moyenne latitude (SELBY et al., 1976).

Dans la stratosphère, c'est l'échauffement par l'ozone qui domine. Il atteint 9 K/jour dans la couche comprise entre 45 et 50 km.

L'échauffement de la troposphère et jusque 15 km est principalement causé par la vapeur d'eau, mais reste inférieur à 0,6 K/jour, c'est-à-dire relativement faible.

Enfin, le gaz carbonique a une contribution très mineure, qui atteint 0,2 K/jour dans la stratosphère au-dessus de 35 km.

Les deux points les plus intéressants à noter sont la quasi transparence de la troposphère au rayonnement solaire, c'est-à-dire la faible absorption par la vapeur d'eau, et la très faible corrélation entre le profil du taux d'échauffement et le profil de température. Dans le modèle radiatif convectif, les profils des flux solaires sont donc peu perturbés par l'évolution du profil de température, mis à part l'interaction avec le profil d'humidité et la couverture nuageuse. Le profil du taux d'échauffement est quasiment déterminé dès les premières itérations du modèle.

II - SCHEMA DE TRANSFERT RADIATIF DE GRANDES LONGUEURS D'ONDE

Le schéma de transfert radiatif du rayonnement infrarouge est également utilisé dans le modèle de circulation générale du LMD. Des améliorations quant au traitement de l'absorption dans les différents intervalles spectraux y ont été successivement apportées (MORCRETTE et FOUQUART, 1981).

II.1 - L'intervalle spectral infrarouge

L'intervalle spectral $[0,2814] \text{ cm}^{-1}$ sur lequel sont calculés les flux de grandes longueurs d'onde a été découpé en 4 intervalles spectraux correspondant aux domaines d'absorption des trois principaux constituants gazeux de l'atmosphère, la vapeur d'eau, le gaz carbonique et l'ozone. Sur chacun de ces quatre intervalles, l'intégration de l'équation de transfert du rayonnement permet d'écrire les flux infrarouges montants $F_I^\uparrow(z_{2i+1})$ et descendants $F_I^\downarrow(z_{2i+1})$ à l'altitude z_{2i+1} sous la forme :

$$F_{Ij}^\uparrow(z_{2i+1}) = [F_{Ij}^\uparrow(0) - \pi B_j(0)] t_j(z_{2i+1}, 0, r) + \pi B_j(z_{2i+1}) - \int_0^{z_{2i+1}} \pi \frac{dB_j(z')}{dz'} t_j(z_{2i+1}, z', r) dz' \quad (\text{I.48})$$

et

$$F_{Ij}^\downarrow(z_{2i+1}) = [F_{Ij}^\downarrow(Z) - \pi B_j(Z)] t_j(Z, z_{2i+1}, r) + \pi B_j(z_{2i+1}) + \int_{z_{2i+1}}^Z \pi \frac{dB_j(z')}{dz'} t_j(z', z_{2i+1}, r) dz' \quad (\text{I.49})$$

où j caractérise l'intervalle spectral.

$F_{Ij}^{\uparrow}(0)$ est le flux montant à la surface, $\pi B_j(0)$ celui émis par l'air situé juste au-dessus de la surface. $F_{Ij}^{\downarrow}(Z)$ est le flux descendant au sommet du modèle à l'altitude Z . Comme le dernier niveau du modèle a une altitude voisine de 50 km, on peut considérer que $F_{Ij}^{\downarrow}(Z)$ est égal au flux infrarouge provenant de l'espace soit $F_{Ij}^{\downarrow}(Z) = 0$. $\pi B_j(Z)$ est le flux émis par l'air au niveau le plus élevé. r est le coefficient de diffusivité et vaut 1,66 (ELSASSER, 1942). r est introduit dans l'intégration sur l'angle zénithal de la fonction de transmission et dépend en fait du nombre d'onde et de la quantité d'absorbant. Le choix d'un coefficient constant est une approximation d'un usage très général, la précision est en fait très bonne : mieux que 1 % (HUNT et MATTINGLY, 1976).

Le modèle comporte quatre intervalles spectraux :

. [0-560] cm^{-1} + [1250-2814] cm^{-1} correspondant aux deux principales bandes d'absorption de la vapeur d'eau :

- la bande de rotation pure d'intensité variable sur [0,560] cm^{-1} dont les ailes se superposent au-delà de 560 cm^{-1} à la bande ν_2 du gaz carbonique ;
- la bande fondamentale ν_2 de rotation-vibration centrée à 1600 cm^{-1} sur l'intervalle [1250-2814] cm^{-1} .

. [560-760] cm^{-1} . Sur cet intervalle se superposent les ailes de la bande de rotation pure de la vapeur d'eau et la très forte bande ν_2 du gaz carbonique centrée à 667 cm^{-1} . Du fait de sa position près du maximum de la fonction de Planck aux températures atmosphériques, cette bande a un rôle très important quant au transfert radiatif dans l'atmosphère, en particulier quant au refroidissement de la haute troposphère et de la stratosphère.

. [760-970] cm^{-1} + [1110-1250] cm^{-1} qui dans la fenêtre atmosphérique correspondent aux deux intervalles où domine l'absorption due au continuum de la vapeur d'eau ou absorption de type e. (L'absorption de type e dépend de la pression partielle de vapeur d'eau. Elle serait due à des dimères de la vapeur d'eau (BIGNELL, 1970)).

. Enfin l'intervalle [970-1110] cm^{-1} , également dans la fenêtre atmosphérique où se superpose à l'absorption de type e la combinaison des bandes d'absorption de l'ozone, les bandes de vibration ν_3 d'intensité très

forte et la bande ν_1 d'intensité moyenne centrée à 1042 cm^{-1} . Comme la bande ν_2 du gaz carbonique, cette bande influence également le régime radiatif de la stratosphère où la concentration d'ozone est maximum. Au voisinage de cet intervalle, se situent également des bandes d'absorption du CO_2 à 962 cm^{-1} et à 1064 cm^{-1} mais d'intensité beaucoup plus faible et dont on ne tient pas compte dans ce schéma de rayonnement.

L'hypothèse de base du modèle radiatif convectif implique qu'il n'existe pas de discontinuité de température entre la surface et la masse d'air au voisinage immédiat. La quantité d'énergie disponible au sol sous forme de flux de chaleur latente et sensible est complètement dissipée verticalement dans les couches au-dessus de la surface. Il n'existe pas d'énergie "résiduelle" au sol, donc de discontinuité de température. A la surface, le flux montant s'écrit :

$$F_I^\uparrow(0) = \sigma T_S^4 \quad (\text{I.50})$$

on rappelle qu'au sommet du modèle, le flux infrarouge descendant est nul

$$F_I^\downarrow(Z) = 0 \quad (\text{I.51})$$

Le flux total de grandes longueurs d'onde résulte de la somme des flux calculés dans les différents intervalles spectraux, compte tenu des conditions aux limites du modèle en atmosphère claire :

$$F_I^\uparrow(z_{2i+1}) = \sigma T_{2i+1}^4 - \sum_{\ell=1}^i \xi_\ell(z_{2i+1}) \quad (\text{I.52})$$

et

$$F_I^\downarrow(z_{2i+1}) = -\sigma T(Z)^4 \sum_{j=1}^4 \pi B_j [T(Z)] t_j(Z, z_{2i+1}, r) + \sigma T_{(2i+1)}^4 + \sum_{\ell=i+1}^N \xi_\ell(z_{2i+1}) \quad (\text{I.53})$$

où

$$\xi_\ell(z_{2i+1}) = \sum_{j=1}^4 \int_{z_{2\ell-1}}^{z_{2\ell+1}} \pi \frac{dB(z')}{dz'} t_j(z_{2i+1}, z', r) dz' \quad (\text{I.54})$$

représente la contribution de la couche ℓ comprise entre les altitudes $z_{2\ell-1}$ et $z_{2\ell+1}$ au flux total observé en z_{2i+1} , c'est-à-dire à l'interface entre les couches i et $i+1$. Ces quantités sont calculées par une méthode de trapèze pour les couches éloignées ($\ell \neq i$ ou $i+1$) et par une quadrature de Gauss

pour les couches adjacentes ($\ell=i, \ell=i+1$) pour lesquelles la transmission varie très rapidement. Les ξ_ℓ sont stockés en mémoire pour réutilisation lors des calculs de flux en atmosphère nuageuse.

II.2 - Caractéristiques du schéma de transfert

1. Ce schéma tient compte comme pour le rayonnement solaire de l'absorption moléculaire par la vapeur d'eau, l'ozone et le gaz carbonique. Les quantités d'absorbants $u(\phi_1, \phi_2)$ sont calculées en considérant les variations de température et de pression le long du trajet optique (ϕ_1, ϕ_2) :

$$u(\phi_1, \phi_2) = \int_{\phi_1}^{\phi_2} r(\phi) \psi(T(\phi)) d\phi \tag{I.55}$$

où $r(\phi)$ est le rapport de mélange de l'absorbant considéré.

La fonction $\psi [T(\phi)]$ représente la dépendance en température de l'absorption sur le chemin optique (ϕ_1, ϕ_2) suivant l'analyse de RODGERS et WALSHAW (1966). Elle est développée sous la forme d'un polynôme du second degré en fonction de la température pour les différents absorbants.

2. La fonction de Planck $B[T(z)]$ et la dérivée de la fonction de Planck par rapport à la température $\frac{dB}{dT}$ sont également développées sous la forme de polynômes de degrés 5 en fonction de la variable $(T-250)/250$.

3. Les transmissions intégrées sur chacun des intervalles spectraux sont développées sous la forme d'Approximants de Padé à l'ordre N en fonction de la quantité d'absorbants u :

$$t_{1j}(u) = \frac{\int_{\Delta j} B_\nu(T) t_\nu(u) d\nu}{\int_{\Delta j} B_\nu(T) d\nu} = \frac{\sum_{i=0}^{N-1} a_i u^i}{\sum_{\ell=0}^N b_\ell u^\ell} \tag{I.56}$$

où $t_{1j}(u)$ est la convolution de la transmission monochromatique et de la fonction de Planck à la fréquence ν sur l'intervalle Δj .

De la même manière,

$$t_{2j}(u) = \frac{\int_{\Delta j} \frac{dB_\nu(T)}{dT} t_\nu(u) d\nu}{\int_{\Delta j} \frac{dB_\nu(T)}{dT} d\nu} = \frac{\sum_{i=0}^{N-1} c_i u^i}{\sum_{\ell=0}^N d_\ell u^\ell} \quad (I.57)$$

où $t_{2j}(u)$ est la convolution de la transmission monochromatique et de la dérivée par rapport à la température de la fonction de Planck à la fréquence ν sur l'intervalle Δj .

Les coefficients a_i , b_ℓ , c_i , d_ℓ sont calculés à l'aide d'un schéma de transfert radiatif très complet où les absorptions sont évaluées à partir des paramètres spectroscopiques des raies (MC CLATCHEY et al., 1973) répartis dans 116 intervalles spectraux.

II.3 - Profil du taux de refroidissement infrarouge

Sur la figure (I.5) partie B, sont représentés les profils des taux de refroidissement infrarouge dus à la vapeur d'eau, l'ozone et le gaz carbonique, ainsi que le refroidissement total de l'atmosphère. Le modèle d'atmosphère utilisé est identique à celui du § I.3.

La stratosphère au-dessus de 13 km est en équilibre radiatif pur. Le refroidissement par la bande ν_2 du CO_2 y est maximum (< -10 K/jour) et compense l'échauffement de la stratosphère par l'ozone dans le domaine solaire.

Au-dessous de 15 km, le refroidissement de l'atmosphère dépend de son contenu total en vapeur d'eau puisque c'est le refroidissement dû à la vapeur d'eau qui domine et atteint environ -2 K/jour près de la surface.

La contribution de l'ozone au refroidissement total de l'atmosphère est faible, elle se caractérise en fait par un échauffement entre 15 et 30 km de l'ordre de $0,5$ K/jour vers 20 km, puis par un refroidissement au-dessus de 30 km qui atteint $-1,4$ K/jour à 45 km. La concentration d'ozone

est maximum au voisinage de 23 km ; le rayonnement infrarouge émis par le sol et l'atmosphère est donc fortement absorbé par l'ozone dans cette région où les taux de refroidissement dus à la vapeur d'eau et au gaz carbonique sont faibles. Au-dessus de cette couche, la concentration d'ozone diminue rapidement et c'est le refroidissement par le gaz carbonique qui domine.

Il faut cependant remarquer que dans la stratosphère, le refroidissement infrarouge n'équilibre pas exactement l'échauffement solaire. Dans la couche entre 45 et 50 km, la différence entre ces deux quantités est égale à 1,40 K/jour. En fait, ces deux profils sont obtenus avec le profil de température standard, c'est-à-dire de manière non interactive avec la procédure d'ajustement convectif. Ce déséquilibre peut être dû à un défaut des procédures de calcul du transfert de rayonnement, mais elle est probablement liée à une mauvaise détermination de la température moyenne ou du rapport de mélange de la vapeur d'eau dans la stratosphère.

III - CALCUL DU TRANSFERT RADIATIF EN ATMOSPHERE NUAGEUSE

Les nuages constituent un des facteurs les plus importants de la modélisation climatique car ils représentent le modulateur principal du rayonnement atmosphérique aussi bien dans le domaine solaire que dans le domaine infrarouge.

Dans le domaine des courtes longueurs d'onde, ils réfléchissent une quantité plus ou moins importante du rayonnement solaire incident et contribuent pour une part importante à l'albédo planétaire. Dans le domaine infrarouge, les nuages absorbent une fraction du flux infrarouge montant et réémettent à leur tour vers la surface et vers l'espace mais à une température plus faible. L'effet de serre provoqué par le nuage est globalement proportionnel à la différence de température entre la surface et l'altitude du sommet du nuage mais dépend du type de nuage considéré (SCHNEIDER, 1972 ; CHARLOCK, 1982).

Dans un modèle radiatif convectif "classique", la couverture nuageuse, les propriétés optiques des nuages et leur altitude sont fixées de façon plus ou moins arbitraire pour obtenir une température de surface en moyenne annuelle voisine de 288 K. Les nuages sont généralement regroupés soit en

une couche unique (RAMANATHAN, 1976 ; WANG, 1976), soit en trois couches distinctes correspondant à la classification classique des nuages hauts, moyens et bas (MANABE et WETHERALD, 1967). On sait que la température de surface dépend de l'altitude du sommet du nuage, de l'humidité relative et du gradient de température. De nombreux tests de sensibilité de la température de surface aux propriétés optiques des nuages ont été effectués à l'aide de modèles radiatifs convectifs (HUMMEL, 1980, 1982 ; CHARLOCK, 1982).

III.1 - Traitement des nuages dans le schéma de transfert radiatif de courtes longueurs d'onde

Dans le domaine solaire, les propriétés optiques des nuages sont caractérisées par l'épaisseur optique τ , l'albédo de diffusion simple ω_0 et le facteur d'asymétrie g . L'épaisseur optique dépend du contenu total en eau liquide et de la taille des gouttes d'eau. Le facteur d'asymétrie dépend essentiellement de la dimension des particules diffusantes alors que ω_0 est fonction en premier lieu de l'indice imaginaire des particules et en second lieu de leurs dimensions. D'après FOUQUART et BONNEL, pour des nuages terrestres typiques $\omega_0 = 0,9981$ et $g = 0,85$.

Soit C_i la nébulosité partielle de la couche i . Avec l'hypothèse du recouvrement au hasard, le taux de couverture nuageuse au-dessus du niveau i s'écrit :

$$A_i = 1 - \prod_{\ell=0}^i (1 - C_\ell) \quad (\text{I.58})$$

Le rayonnement solaire incident au sommet du nuage dans la direction μ_0 ($\mu_0 = \cos \theta_0$ où θ_0 est l'angle solaire zénithal) est diffusé dans la couche i . En supposant que le rayonnement solaire est diffusé de façon isotrope en-dessous du nuage, le cosinus de l'angle zénithal équivalent $\mu_i = \cos \theta_i$ à la base de la couche i s'écrit :

$$\frac{1}{\mu_i} = (1 - A_i) \frac{1}{\mu_0} + r A_i \quad (\text{I.59})$$

où r est le facteur de diffusivité.

La diffusion multiple dans les nuages est traitée à l'aide de la méthode "δ Eddington". La difficulté majeure rencontrée dans le traitement approché des processus de diffusion provient de la forte anisotropie de la fonction de phase $P(\theta)$ qui représente la probabilité qu'a le rayonnement d'être diffusé dans une direction faisant l'angle θ avec la direction d'incidence. Cette difficulté est surtout sensible aux faibles épaisseurs optiques pour lesquelles la diffusion primaire est prépondérante.

L'approximation de "δ Eddington" consiste à écrire la fonction de phase $P(\theta)$ comme la somme d'un pic de Dirac et d'un terme correspondant à la partie "plus isotrope" de la fonction $P(\theta)$. Cela revient à considérer que le rayonnement diffusé aux petits angles est directement transmis.

On pose

$$P(\theta) = 2f \delta(1 - \cos \theta) + (1 - f)(1 + 3g \cos \theta) \quad (\text{I.60})$$

où f représente la fraction du rayonnement diffusé dans la pointe avant et g le facteur d'asymétrie de la fonction de phase tronquée.

Dans ces conditions, l'épaisseur optique et l'albédo de diffusion simple ω_0 sont modifiés. L'épaisseur optique τ^* et l'albédo ω_0^* s'écrivent en fonction de τ et de ω_0 :

$$\tau^* = (1 - \omega_0 g^2) \tau \quad (\text{I.61})$$

$$\omega_0^* = \frac{1 - g^2}{1 - \omega_0 g} \omega_0 \quad (\text{I.62})$$

Les réflectances et les transmittances sont ensuite calculées au moyen de la méthode Eddington classique (SHETTLE et WEINMAN, 1970). Les interactions entre l'absorption moléculaire et la diffusion sont prises en compte suivant la méthode décrite au paragraphe (I.2).

III.2 - Traitement des nuages dans le schéma de transfert radiatif de grandes longueurs d'onde

Dans le domaine des grandes longueurs d'onde, les nuages sont considérés comme des corps noirs à l'exception des nuages hauts dont l'altitude du sommet est supérieure à 8 km et pour lesquels l'émissivité est égale à 0,5. Dans ce cas, pour le calcul des flux radiatifs, on utilise la nébulosité efficace produit de la couverture nuageuse par l'émissivité.

Les flux infrarouges montants et descendants sont calculés en atmosphère nuageuse en trois étapes (MORCLETTE, FOUQUART, 1981).

1. Aux interfaces de toutes les couches i du modèle, d'altitude respective z_{2i-1} et z_{2i+1} , les flux infrarouges montants et descendants sont calculés en atmosphère claire à l'aide des relations (I.52) et (I.53) où les ξ_ℓ (I.54) ayant servi au calcul des flux sont gardés en mémoire.

2. Ces flux montants et descendants sont ensuite recalculés à tous les niveaux du modèle pour un nuage situé dans la couche n et de nébulosité égale à 1. Les flux montants en dessous de la couche n et descendants au dessus du nuage sont identiques à ceux obtenus en atmosphère claire, c'est-à-dire :

$$F_n^\uparrow(z_{2i-1}) = F_0^\uparrow(z_{2i-1}) \quad \text{si } i \leq n \quad (\text{I.63})$$

$$F_n^\downarrow(z_{2i-1}) = F_0^\downarrow(z_{2i-1}) \quad \text{si } i > n \quad (\text{I.64})$$

Du point de vue pratique, les nuages sont toujours assimilés à des corps noirs ; dans le cas des nuages hauts une émissivité de 0,5 équivaut à une réduction de la couverture nuageuse d'un facteur 2. Dans ces conditions, les flux montants au dessus du nuage et descendants en dessous du nuage sont évalués suivant des relations analogues aux relations (I.52) et (I.53). Les températures d'émission du nuage au sommet et à la base de la couche nuageuse sont identiques à celles des niveaux $2n + 1$ et $2n - 1$.

$$F_n^\uparrow(z_{2i+1}) = \sigma T_{2i+1}^4 - \sum_{\ell=n+1}^i \xi_\ell (z_{2i+1}) \quad (\text{I.65})$$

et

$$F_n^\downarrow(z_{2i+1}) = \sigma T_{2i+1}^4 + \sum_{\ell=i+1}^{n-1} \xi_\ell (z_{2i+1}) \quad (\text{I.66})$$

Dans ces deux relations, seuls les termes correspondant à l'influence des niveaux adjacents à la couche nuageuse sont changés. Les contributions des couches situées entre le nuage et le niveau de calcul gardent les valeurs calculées lors de l'étape 1. Cette étape est répétée autant de fois qu'il existe de couches nuageuses dans l'atmosphère.

3. On calcule enfin les flux pour le cas général de plusieurs couches nuageuses de nébulosité équivalente C_i à partir des flux calculés aux deux étapes précédentes. Soit k l'indice de la couche nuageuse la plus élevée, les flux montants sont donnés par les relations suivantes :

$$F_I^\uparrow(0) = F_0^\uparrow(0) \text{ pour le flux montant au sol} \quad (I.67)$$

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

$$F_I^\uparrow(z_{2i-1}) = C_{i-1} F_{i-1}^\uparrow(z_{2i-1}) + \sum_{n=0}^{i-2} C_n F_n^\uparrow(z_{2i-1}) \prod_{\ell=n+1}^{i-1} (1 - C_\ell) \quad (I.68)$$

si $i \geq k+2$

$$F_I^\uparrow(z_{2i-1}) = C_k F_k^\uparrow(z_{2i-1}) + \sum_{n=0}^{k-1} C_n F_n^\uparrow(z_{2i-1}) \prod_{\ell=n+1}^k (1 - C_\ell) \quad (I.69)$$

Les relations suivantes dans lesquelles $C_{k+1} = 1$ et $F_{k+1}^\downarrow = F_0$ donnent les flux descendants :

si $i > k$

$$F_I^\downarrow(z_{2i-1}) = F_0^\downarrow(z_{2i-1}) \quad (I.70)$$

si $i \leq k$

$$F_I^\downarrow(z_{2i-1}) = C_i F_i^\downarrow(z_{2i-1}) + \sum_{n=i+1}^{k+1} C_n F_n^\downarrow(z_{2i-1}) \prod_{\ell=n-1}^k (1 - C_\ell) \quad (I.71)$$

La méthode décrite ci-dessus est similaire à celle de WASHINGTON et WILLIAMSON (1977) et utilisée dans le modèle de circulation générale du NCAR.

C. CARACTÉRISTIQUES DU MODÈLE RADIATIF CONVECTIF

Les profils des taux d'échauffement et surtout de refroidissement radiatif ont mis en évidence l'importance du rôle joué par la vapeur d'eau dans la basse troposphère où elle constitue le principal absorbant du rayonnement solaire et infrarouge. A ce rôle purement radiatif s'ajoute dans la

procédure d'ajustement convectif, le transport par la vapeur d'eau du flux de chaleur latente généré en surface. D'autre part, le contenu total en vapeur d'eau dépend du profil de température. Une température de surface élevée augmente l'évaporation du sol et des océans, ce qui augmente à son tour l'humidité absolue. De ce point de vue, deux types de modèles radiatifs convectifs sont utilisés, soit à humidité absolue fixée, soit à humidité relative fixée.

Dans le premier cas, l'humidité absolue est indépendante du profil de température et est fixée au début de l'intégration numérique au même titre que les concentrations en ozone et en gaz carbonique. Un modèle radiatif convectif à humidité relative fixée a un degré de liberté supplémentaire : l'humidité absolue varie à chaque itération parallèlement au profil de température, ce qui augmente le nombre d'interactions entre les schémas de transfert du rayonnement (surtout infrarouge) et d'ajustement convectif. Globalement, à une augmentation de l'humidité absolue correspond une augmentation de l'opacité de l'atmosphère et donc en particulier du flux infrarouge descendant en surface. Cette énergie supplémentaire au sol entraîne une température de surface également plus élevée. La température dans l'atmosphère augmente donc également. C'est ce qu'on appelle "feedback" positif ou rétroaction positive.

Dans le tableau I.2, ont été regroupés les paramètres d'entrée fixés au début de l'intégration et indépendants du type particulier de modèle utilisé. Dans le tableau I.3 sont reportées les variables qui dépendent du type de modèle radiatif convectif choisi (humidité absolue ou humidité relative fixée). La possibilité d'utiliser le gradient adiabatique humide à la place du gradient critique fixé ajoute un degré de liberté supplémentaire. Enfin, l'introduction d'un schéma de génération de nuages interactif avec la procédure d'ajustement convectif augmente le nombre d'interactions entre la température de surface, l'humidité absolue et la couverture nuageuse.

I - CARACTERISTIQUES INVARIABLES

L'atmosphère a été divisée en 29 couches successives (N=29) depuis le sol jusqu'à une altitude voisine de 50 km de la façon suivante : on a

défini 12 couches d'une épaisseur de 1 km dans la troposphère jusque 12 km (altitude moyenne de la tropopause) puis 17 couches plus espacées mais suffisantes pour décrire correctement le profil de température dans la stratosphère. Chaque niveau séparant deux couches successives est défini par les trois variables d'état ; l'altitude (km), la pression (mb), la température (K). Les N couches définies dans ce modèle sont décrites par les N+1 niveaux. La pression en surface P_0 , est fixée à 1013,25 mb.

L'accélération de la pesanteur $g(z)$ est calculée dans chaque couche en fonction de l'altitude. Sur le tableau (I.4) sont reportées les altitudes et les pressions moyennes correspondant aux 30 niveaux du modèle. A humidité absolue fixée, les niveaux de pression sont invariables.

La procédure d'ajustement convectif s'effectue sur les températures définies au milieu de chaque couche. Dans les schémas de transfert radiatif, ce sont les températures aux interfaces des couches qui interviennent. Ces dernières sont donc interpolées par rapport aux températures convectives en fonction de la pression. Enfin, dans la première couche du modèle, entre 0 et 1 km, la température moyenne et la température de surface sont confondues. Ainsi, la dissipation de l'énergie convective s'effectue réellement à partir de la surface.

Dans le domaine solaire, le flux solaire incident au "sommet" de l'atmosphère varie en fonction de la latitude et de la saison ; la variation saisonnière est fonction de la distance qui sépare la terre du soleil. La fluctuation maximum de S_0 est de l'ordre de 3,5 %. La constante solaire est fixée à 1360 W/m^2 qui correspond à une valeur moyenne annuelle.

Le cosinus zénithal effectif moyen μ_0 est défini par :

$$\mu_0 = \cos \theta_0 = \frac{\int \cos \theta_0(t) dt}{\int dt} \quad (I.72)$$

et égal à 0,5. La durée d'ensoleillement f_0 , par durée de 24 h est en moyenne planétaire de 0,5 également.

La réflexion isotrope du sol dépend également de la latitude et de la saison. Les océans couvrent environ les 3/5 du globe et ont une réflexion faible de l'ordre de 6 %. La contribution des continents et la forte réflectivité de la glace et de la neige aux pôles donnent un albédo de sol moyen voisin de 0,1, utilisé dans ce modèle et identique à celui pris par RAMANATHAN (1976).

Dans le domaine infrarouge, et en l'absence d'information réelle sur sa valeur exacte, l'émissivité du sol est fixée égale à 1.

Le pas de temps d'intégration du modèle est égal à 6 h et le critère de convergence à 10^{-2} K sur la température. A l'état d'équilibre, la précision obtenue sur l'équilibre radiatif est de 10^{-3} K/jour dans chaque couche. Au sommet de l'atmosphère, la différence entre le flux infrarouge et le flux net solaire est inférieure à $0,1 \text{ W/m}^2$. A titre de comparaison, MANABE et WETHERALD (1964, 1967) utilisent un pas d'intégration de 8 h et un critère de convergence de 10^{-3} K/jour. Un ou deux ans leur sont nécessaires pour atteindre cette précision.

La concentration en gaz carbonique est fixée à 330 ppm. Cette valeur correspond au niveau moyen atteint en 1970 et est également adoptée par d'autres modélistes (HANSEN et al, 1981 ; KANDEL, 1981 ; RAMANATHAN, 1976 ; WANG et al, 1976).

La quantité d'ozone intégrée entre l'altitude z et le sommet de l'atmosphère est paramétrisée en fonction de l'altitude sous la forme :

$$u(z) = a_1 \frac{1 + \exp(-\frac{b}{c_1})}{1 + \exp(\frac{z-b}{c_1})} + a_2 \exp(-\frac{b}{c_2}) \quad (\text{I.73})$$

C'est la paramétrisation qu'utilisent WANG et al (1976), elle correspond au profil standard en moyenne latitude de KRUEGER et MINZNER (1976). Les coefficients a_1 , a_2 , c_1 , c_2 , b sont les suivants

$$\begin{aligned} a_1 &= 0,331 & ; & & a_2 &= 0,012 \\ c_1 &= 4,55 & ; & & c_2 &= 5,23 \\ b &= 23 \text{ km} \end{aligned}$$

La figure (I.6) permet de comparer la paramétrisation de WANG et les données initiales de MINZNER. La figure (I.7) présente les distributions verticales correspondantes. Les deux courbes sont décalées autour du maximum. Le maximum de la concentration pour MINZNER se situe à 22 km et est égal à $1,81 \cdot 10^{-2}$ cm.atm/km tandis que l'altitude correspondante dans la paramétrisation de WANG est de 23 km. Cependant, le maximum de la concentration est identique dans les deux cas. Ainsi qu'on l'a vu au paragraphe B (I.3), le réchauffement de la basse stratosphère dans l'infrarouge est dû à l'absorption par l'ozone du rayonnement en provenance de la troposphère et de la surface, l'emploi de la paramétrisation de WANG influe donc sur la position du pic de ce réchauffement. Cependant, l'imprécision de 1 km ainsi introduite est inférieure à l'épaisseur d'une couche du modèle et reste acceptable.

II - VARIABLES INTERACTIVES

La loi des gaz parfaits s'exprime pour l'air humide sous la forme :

$$P = \rho_H R_a T_V \quad (I.74)$$

avec

$$T_V = \frac{1 + 1,608r}{1+r} T \quad (I.75)$$

où T_V est la température virtuelle, r le rapport de mélange (kg/kg), R_a la constante des gaz parfaits ($R_a = 287,05$ J/kg/ K) et ρ_H la densité de l'air humide.

Le profil vertical de la température se modifiant à chaque itération, l'équation de Laplace a été introduite dans le modèle pour respecter les conditions d'équilibre vertical de l'atmosphère tout au long de l'intégration numérique. En utilisant l'équation de l'équilibre hydrostatique (I.12) et

relation (I.74), la pression dépend de l'altitude par la relation :

$$P_i = P_{i-1} \exp \left[- \frac{g}{R_a T_{vm}} (z_i - z_{i-1}) \right] \quad (I.76)$$

où T_{vm} est la température virtuelle moyenne entre les niveaux $i-1$ et i d'altitude z_{i-1} et z_i .

La chaleur spécifique de l'air humide à pression constante dépend du rapport de mélange r de la vapeur d'eau :

$$c_p = \frac{C_{p_a} + C_{p_v}}{1 + r} \quad (I.77)$$

où C_{p_a} et C_{p_v} sont les chaleurs spécifiques de l'air et de la vapeur d'eau à pression constante et valent respectivement $C_{p_a} = 1005$ J/kg/K, $C_{p_v} = 4218$ J/kg/K

La chaleur latente de vaporisation est également une fonction de la température :

$$L = (2510 - 2,38 (T - 273,15)) 10^3 \text{ J/kg} \quad (I.78)$$

Le contenu total en vapeur d'eau dans l'atmosphère dépend de la température. Dans le modèle radiatif convectif à humidité relative fixée, l'humidité absolue est calculée à chaque itération en supposant fixée la distribution verticale de l'humidité relative. L'humidité relative dépend de la pression par la relation suivante.

$$H = H_0 \frac{\frac{P}{P_0} - 0,02}{1 - 0,02} \quad (I.79)$$

où H_0 est l'humidité relative au sol et vaut 0,77. P_0 est la pression en surface. Cette paramétrisation est celle proposée par WETHERALD et MANABE (1967) et utilisée dans tous les modèles à humidité relative fixée.

La figure (I.8) présente le profil vertical d'humidité relative d'après la relation (I.79), les valeurs moyennes de TELEGADAS et LONDON (1954) et celles de MURGATROYD (1960) dans la stratosphère. L'accord est assez bon et justifie le choix de cette fonction simple.

Le rapport de mélange $r(H,T)$ dépend de la température et de l'humidité relative. Il est défini par

$$r(H,T) = 0,622 \frac{e_s(T)}{p - e_s(T)} \quad (I.80)$$

où $e_s(T)$ est la pression de vapeur saturante à la température T .

Dans la stratosphère, pour $\frac{p}{p_0} \leq 0,02$, on pose :

$$r(H,T) = r_{\min}(H,T) = 3.10^{-6} \text{ kg/kg} \quad (I.81)$$

L'humidité absolue et le rapport de mélange sont liés par la relation :

$$q(T) = \frac{r(H,T)}{1 + r(H,T)} \quad (I.82)$$

Dans le modèle radiatif convectif à humidité absolue fixée, la distribution verticale de la vapeur d'eau a été interpolée sur les niveaux en fonction du profil US Standard (1976) en moyenne latitude.

Le gradient adiabatique humide

Le gradient de température critique Γ_c utilisé dans la plupart des modèles radiatifs convectifs est fixé à 6,5 K/km. Historiquement, cette valeur est une moyenne des gradients de température expérimentaux. STONE et CARLSON (1979) jugent cette valeur trop élevée et considèrent que 5,16 K/km représente une valeur plus raisonnable dans la basse troposphère. RENNICK (1977) considère également que 6,5 K/km donne un profil de température trop froid. Pour des conditions hémisphériques moyennes, les processus de convection humide dominant et le gradient adiabatique humide Γ_a peut également être utilisé. Il s'exprime à l'aide de la relation suivante (HESS, 1959)

$$\Gamma_a = \Gamma_d \frac{1 + \varepsilon \frac{Le_s}{PR_a T}}{\left(1 + \frac{\varepsilon L}{C_p P}\right) \left(\frac{de_s}{dT}\right)} \quad (I.83)$$

où Γ_d est le gradient adiabatique sec et vaut 9,8 K/km. ε est égal à 0,622 et

$$\frac{de_s}{dT} = \frac{\varepsilon Le_s}{R_a T^2} \quad (I.84)$$

où e_s est la pression de vapeur saturante.

Sur la figure (I.9) sont représentés les profils du gradient de température hémisphérique moyen et du gradient adiabatique humide en fonction de la pression pour les mois de Janvier et Juillet. (STONE et CARLSON, 1979). Le gradient observé est obtenu à partir des données de OORT et RASMUSSEN (1971). Cette figure montre que le gradient adiabatique humide est une meilleure approximation du gradient réel dans la basse et moyenne troposphère. L'accord est très bon en-dessous de 400 mb surtout en Juillet. Dans la basse troposphère où le contenu en vapeur d'eau est élevé, le gradient adiabatique humide est inférieur à 6,5 K/km. Par contre, au-dessus de 500 mb, le gradient adiabatique humide croît rapidement et atteint le gradient adiabatique sec dans la haute troposphère où le contenu en vapeur d'eau est beaucoup plus faible. Dans ce modèle, le gradient critique Γ_c est fixé à 6,5 K/km. Le gradient adiabatique humide n'est utilisé qu'en tant que test de sensibilité. Par contre, choisir Γ_c égal à 6,5 K/km permet de comparer nos résultats à ceux d'autres auteurs.

Le schéma de génération de nuages

Le schéma de génération de nuages est calqué sur celui développé par WANG et al. (1981) et adapté aux conditions propres de ce modèle radiatif convectif. La nébulosité partielle dans chaque couche est proportionnelle au taux de convection calculé par la procédure d'ajustement convectif. Les nuages apparaissent successivement dans toutes les couches jusqu'à la tropopause et représentent en quelque sorte le résultat de la condensation du flux d'évaporation. Les propriétés optiques des nuages, c'est à dire, l'épaisseur optique, l'albédo de diffusion, et l'émissivité sont fixées en

fonction de l'altitude et ajustées de façon à obtenir globalement à l'équilibre l'ensemble des paramètres du bilan radiatif en accord avec ceux annuellement observés (température de surface, flux infrarouge au sommet de l'atmosphère, albédo planétaire).

La méthode d'ajustement convectif permet d'obtenir à l'équilibre l'énergie convective totale générée à la surface sous la forme des flux turbulents de chaleur latente et sensible. La divergence de ces flux dans chaque couche du modèle détermine le taux de convection. Cependant, ce modèle ne permet pas de calculer ces flux indépendamment l'un de l'autre.

Il est donc nécessaire de pouvoir séparer à la surface le flux de chaleur latente du flux de chaleur sensible et de déterminer le profil de ces flux en fonction de l'altitude. Le rapport de Bowen paramétrise simplement le rapport du flux de chaleur sensible au flux de chaleur latente au sol en fonction de la température de surface. Cette relation est déterminée par PRIESTLEY et TAYLOR (1972) et obtenue par régression à partir de données expérimentales de ces deux flux mesurés au-dessus de la mer et au-dessus du sol saturé. En l'absence d'advection au-dessus de la surface, le rapport de Bowen s'écrit :

$$B(T_S) = \frac{S}{LE} = \frac{1 - 1.26 \frac{s}{s+\gamma}}{1.26 \frac{s}{s+\gamma}} \quad (I.85)$$

où S est le flux de chaleur sensible et LE le flux de chaleur latente proportionnelle au taux d'évaporation E . s est la pente de l'humidité absolue à saturation en fonction de la température .

$$s = \left(\frac{\partial q_s}{\partial T} \right)_{T=T_S} \quad (I.86)$$

et

$$\gamma = \frac{C_p}{L} \quad (I.87)$$

La figure (I.10) représente la variation du rapport de Bowen en fonction de la température, paramétrisé par la relation (I.85). Les points

numérotés de 1 à 9 sont des points de mesure donnés par PRIESTLEY et TAYLOR. Le rapport de Bowen est une fonction rapidement décroissante de la température A 288 K, B vaut 0,265 et pour un flux convectif en surface de 100 W/m^2 , le flux de chaleur latente est égal 79 W/m^2 et le flux de chaleur sensible à 21 W/m^2 .

La relation (I.85) est une relation approximative mais elle permet de déterminer de façon simple l'ordre de grandeur des flux de chaleur latente et sensible à la surface. Une paramétrisation de la dissipation verticale de ces flux ne peut pas être obtenue directement dans le modèle radiatif convectif. Il serait donc nécessaire d'ajouter aux schémas de transfert radiatif et d'ajustement convectif une équation dynamique de diffusivité de l'humidité absolue en fonction de l'altitude. En l'absence d'une telle relation, on fera l'hypothèse que la répartition verticale respective de LE et de S obéit au rapport de BOWEN. Soit H_c , le flux net convectif en surface, le flux de chaleur latente s'écrit :

$$LE = \frac{H_c}{1+B} \quad (\text{I.88})$$

Le calcul du taux de couverture nuageuse partielle dans chaque couche du modèle s'appuie sur les hypothèses suivantes :

a. A l'équilibre, le taux d'évaporation (E) est égal au taux de précipitation (P) intégré verticalement dans toute l'atmosphère, soit :

$$E = P \quad (\text{I.89})$$

Par ailleurs, le taux de précipitation est proportionnel au rapport de mélange de l'eau liquide ℓ (OGURA, TAKAHASHI, 1971) :

$$P = f_1 \ell \quad (\text{I.90})$$

où f_1^{-1} représente le temps de conversion des gouttelettes d'eau du nuage sous forme de pluie.

$$f_1 = 1,25 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1} \sim (2\text{h})^{-1} \quad (\text{MASON, 1971})$$

b. Les flux de chaleur latente et sensible sont calculés à tous les niveaux en supposant que le rapport de Bowen est indépendant de l'altitude. Le taux de dissipation du flux de chaleur latente par unité de masse $\hat{H}_L = \frac{\partial LE}{\partial z}$ s'écrit

en fonction du taux de dissipation du flux convectif total \hat{H}_c par unité de masse à l'altitude z :

$$\hat{H}_L = \frac{\hat{H}_c}{1+B} \quad (I.91)$$

où $\hat{H}_c = \frac{\partial}{\partial z} (LE + S) = - \frac{\partial}{\partial z} (F_{rad})$ à l'équilibre (I.92)

Les deux hypothèses (a) et (b) ci-dessus conduisent à une équation diagnostique pour le rapport de mélange du contenu en eau liquide ℓ , qui définit la vitesse de transformation de la phase vapeur à la phase liquide :

$$\frac{d\ell}{dt} = \frac{\hat{H}_c}{L(1+B)} - f_1 \ell \quad (I.93)$$

A l'équilibre $d\ell/dt = 0$

c. La nébulosité partielle est proportionnelle au contenu en eau liquide de la couche et s'écrit dans la couche i :

$$C_i = \frac{\ell}{f_2} \quad (I.94)$$

où $f_2 = 5,50 \cdot 10^{-4}$, représente un rapport de mélange caractéristique des systèmes de nuages précipitables (MASON, 1971).

Les équations (I.91) et (I.93) permettent de calculer C_i en fonction de l'altitude

$$C_i = \frac{\hat{H}_c}{f_1 f_2 L(1+B)} \quad (I.95)$$

d. Les épaisseurs optiques des nuages sont fixées en fonction de l'altitude et sont reportées dans le tableau (I.5). Trois classes de nuages ont ainsi été définies, correspondant aux nuages bas, moyens et hauts. Pour les nuages hauts, dont l'altitude du sommet est supérieure à 8 km, l'émissivité est égale à 0,5.

TABLEAU I.5

Altitude	Epaisseur optique τ
$z < 3$ km	18
$3 \leq z < 8$ km	8
$z \geq 8$ km	$2(\epsilon = 0,5)$

e. Dans ce schéma de génération de la nébulosité, les nuages convectifs apparaissent dans toutes les couches entre le sol et la tropopause. Dans le schéma du modèle de circulation générale du Laboratoire de Météorologie Dynamique, les nuages sont répartis dans trois couches distinctes et les couvertures nuageuses respectivement basse, moyenne et haute sont calculées. A titre de comparaison dans le présent modèle, cette méthode a été reprise de la façon suivante.

Lorsque la convection a atteint les couches d'altitude supérieure à 3 km, les nuages bas ($z < 3$ km) sont regroupés dans la couche comprise entre 1 et 2 km. En accord avec l'hypothèse de recouvrement aléatoire, la nébulosité équivalente des nuages bas s'exprime en fonction des couvertures nuageuses C_i calculées par le schéma de génération de nuages :

$$A_b = 1 - \prod_{i=1}^3 (1 - C_i) ; \tau_b = 18 \text{ et } \epsilon_b = 1 \quad (\text{I.96})$$

où A_b , τ_b et ϵ_b sont respectivement la nébulosité partielle, l'épaisseur optique et l'émissivité du nuage bas.

* Lorsque la convection a atteint les couches d'altitude inférieure à 8 km, les nuages moyens ($3 \leq z \leq 8$ km) sont regroupés dans la couche entre 5 et 6 km :

$$A_m = 1 - \prod_{i=4}^8 (1 - C_i) ; \tau_m = 8 \text{ et } \epsilon_m = 1 \quad (\text{I.97})$$

où A_m , τ_m , ϵ_m caractérisent le nuage moyen.

* Enfin les nuages hauts ($z \geq 8$ km) sont regroupés dans la couche entre 9 et 10 km :

$$A_h = 1 - \prod_{i=9}^{12} (1 - C_i) \quad (\text{I.98})$$

avec $\tau_h = 2$ et $\epsilon_m = 0,5$.

TABLEAU 1.2
CARACTERISTIQUES INVARIABLES

Nombre de couches	:	$N = 29$
Pression à la surface	:	$P_0 = 1013.25 \text{ mb}$
Altitude des niveaux	:	z
Flux solaire incident	:	$S_0 = 1360 \text{ W/m}^2$
Angle zénithal effectif moyen	:	$\mu_0 = \cos \theta_0 = 0.5$
Durée d'ensoleillement par 24 h	:	$f_0 = 0.5$
Réflexion isotrope du sol	:	$A_s = 0.1$
Emissivité de la surface	:	$\epsilon = 1$
Pas de temps d'intégration	:	$\Delta t = 6 \text{ h}$
Critère de convergence sur les	:	10^{-2} K
Températures convectives T_{2i}	:	
Concentration volumique	:	$\text{CO}_2 = 330 \text{ ppm}$
du gaz carbonique	:	
Quantité d'ozone intégrée depuis le sommet de l'atmosphère	:	
Humidité relative au sol	:	$H_0 = 0.77.$



TABLEAU I.3
VARIABLES INTERACTIVES

Modèle à humidité absolue fixée		Modèle à humidité relative fixée
Fixé en fonction de z	← pression p(mb) →	Equation de Laplace
$C_p = 1005 \text{ J/kg/ K}$	← chaleur spécifique de l'air à pression constante →	Fonction de T
$L = 2510 \cdot 10^3 \text{ J/kg}$	← chaleur latente de vaporisation →	Fonction de T
r(kg/kg) indépendant de T	← vapeur d'eau →	$H = f(p)$ et $r = f(T)$
$\Gamma_c = 6,5 \text{ K/km}$	← gradient critique →	$\left\{ \begin{array}{l} \Gamma_c = 6,5 \text{ K/km} \\ \Gamma_a = \text{gradient adiabatique humide} \end{array} \right.$
A_c est fixé	← nuages (τ et ω_0 sont fixés) →	$\left\{ \begin{array}{l} A_c \text{ est soit fixé} \\ \text{soit interactif} \end{array} \right.$

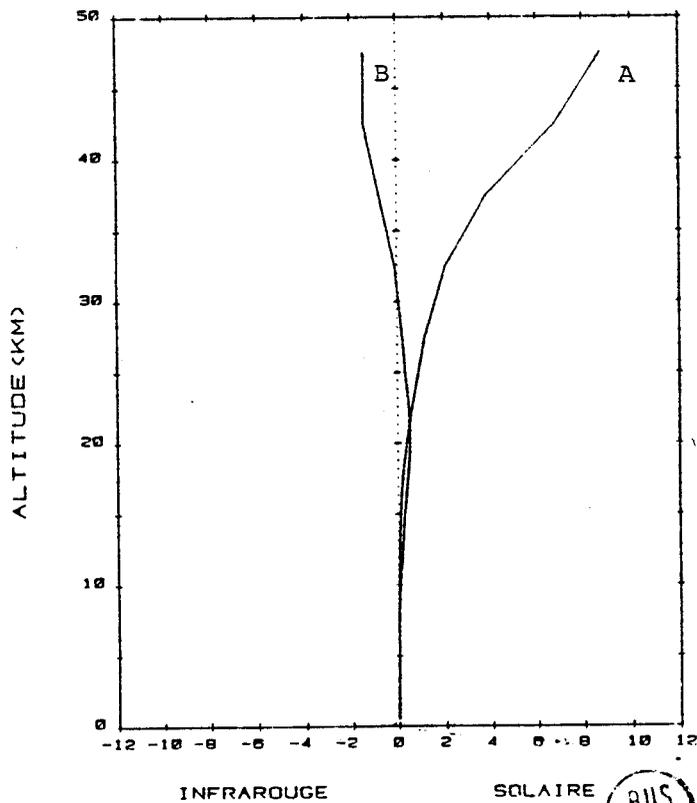
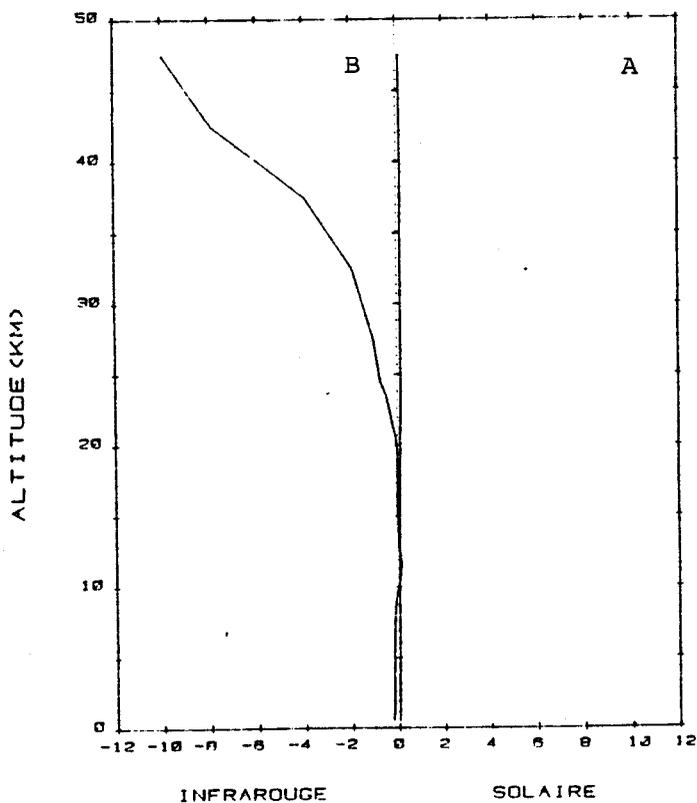
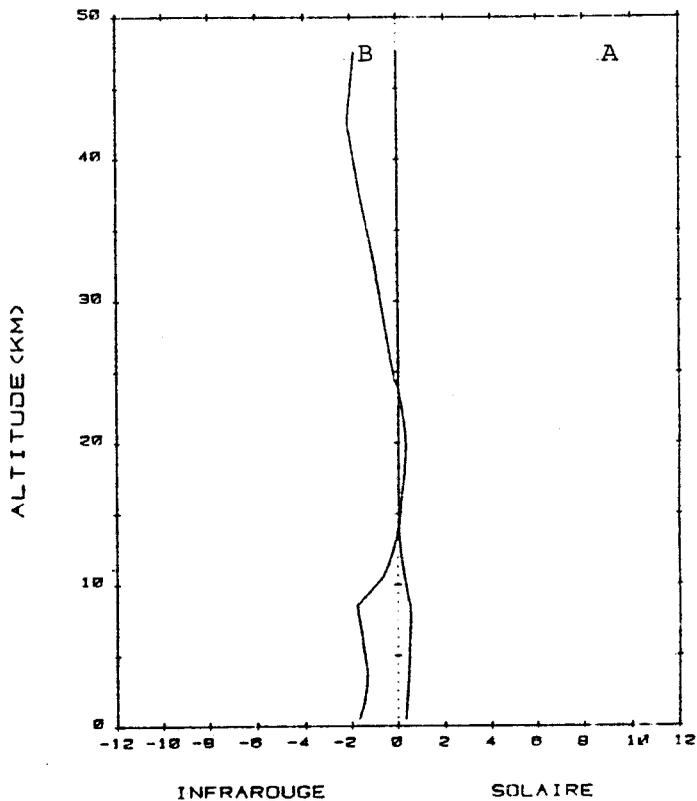
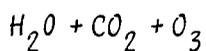
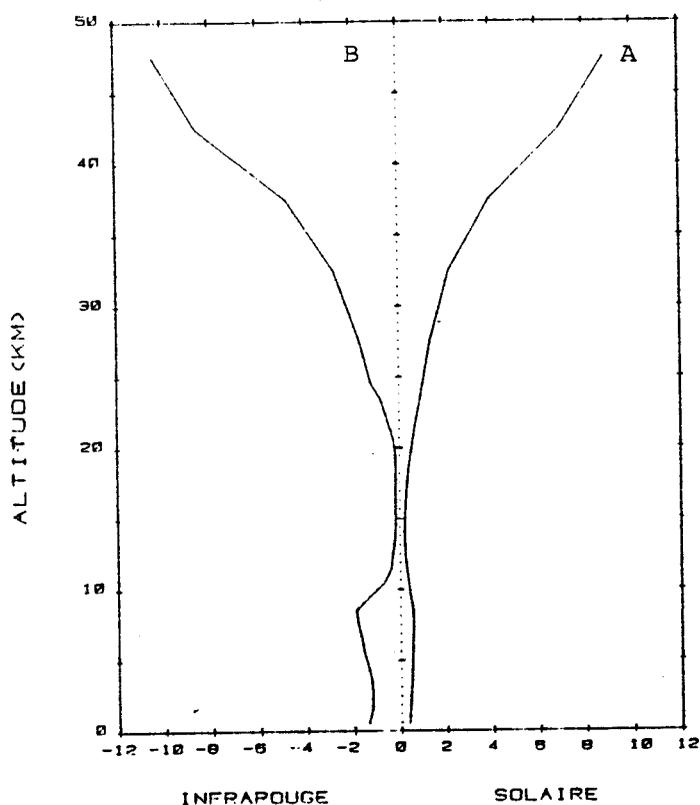


TABLEAU I.4
DISCRETISATION VERTICALE DE L'ATMOSPHERE

Z (km)	P (mb)
0.0000	1013.2500
1.0000	898.6008
2.0000	794.9960
3.0000	701.1994
4.0000	616.6032
5.0000	540.4979
6.0000	472.2049
7.0000	411.0958
8.0000	356.5019
9.0000	307.9976
10.0000	265.0054
11.0000	226.9984
12.0000	193.9968
13.7457	147.4745
15.0372	120.3954
16.3299	98.2893
17.6244	80.2413
18.9179	65.5076
20.2130	53.4793
21.5128	43.6599
24.1376	29.0985
26.8081	19.3936
29.4917	12.9260
32.2426	8.6128
35.0062	5.7411
37.9287	3.8270
40.9037	2.5504
43.9979	1.7002
47.1967	1.1328
50.4142	0.7549



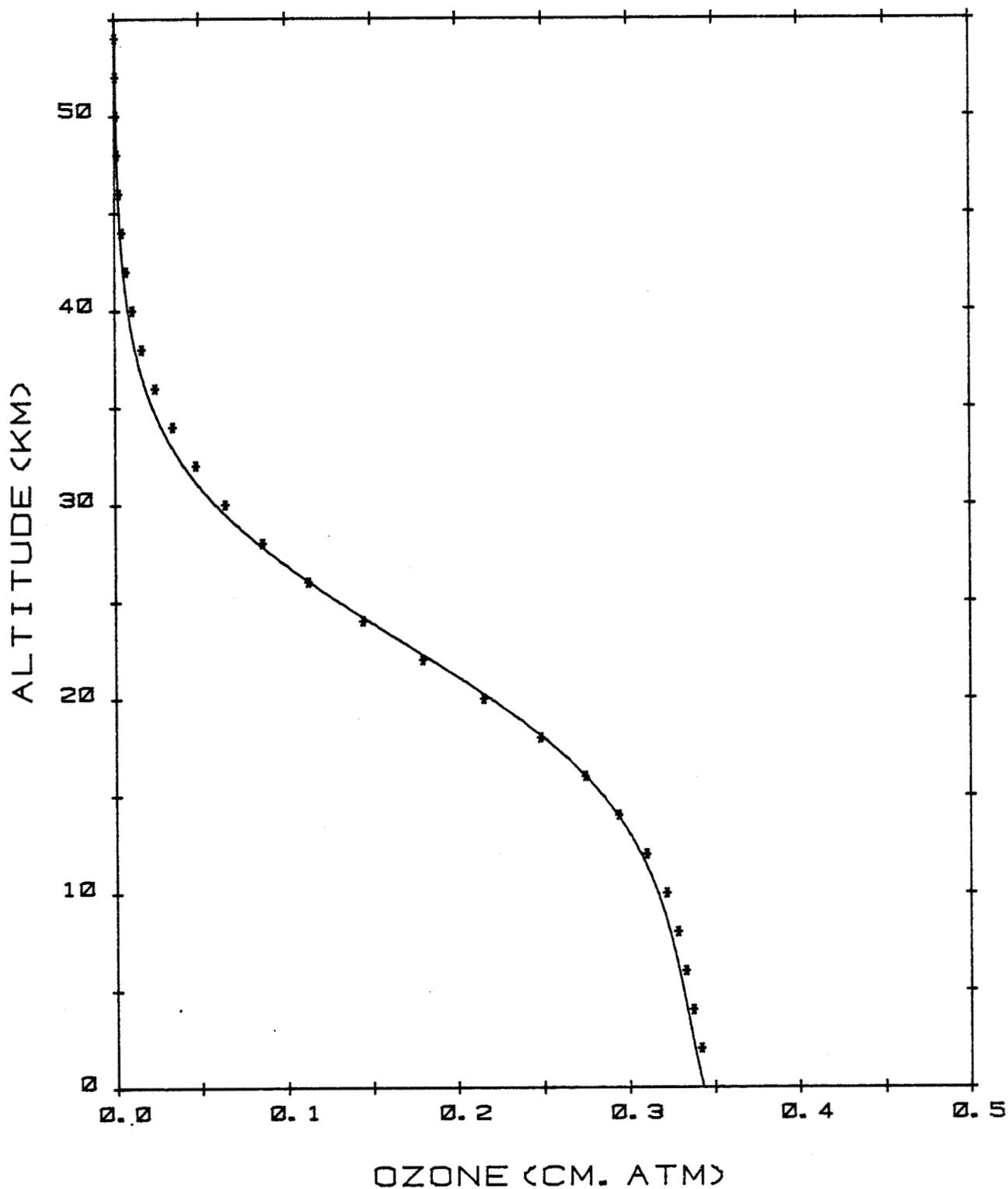
FIGURE I.5



BUS LILLE

Profils des taux d'échauffement et de refroidissement (en K/jour) de l'atmosphère par la vapeur d'eau, le gaz carbonique et l'ozone.

FIGURE 1.6

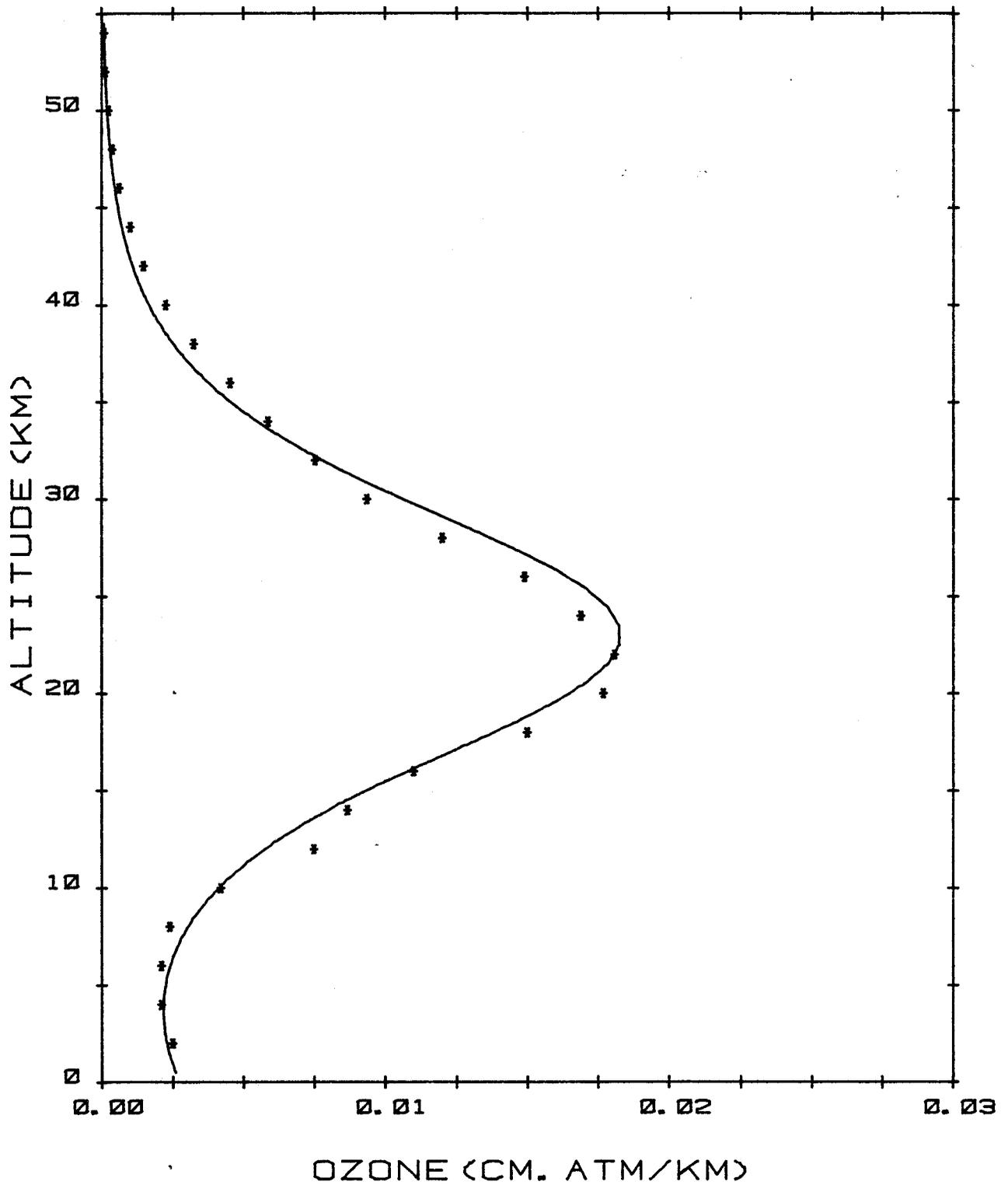


Quantité d'ozone intégrée depuis le sommet de l'atmosphère.

— paramétrisation de WANG (1976)

*** données initiales de MINZNER (1976)

FIGURE I.7



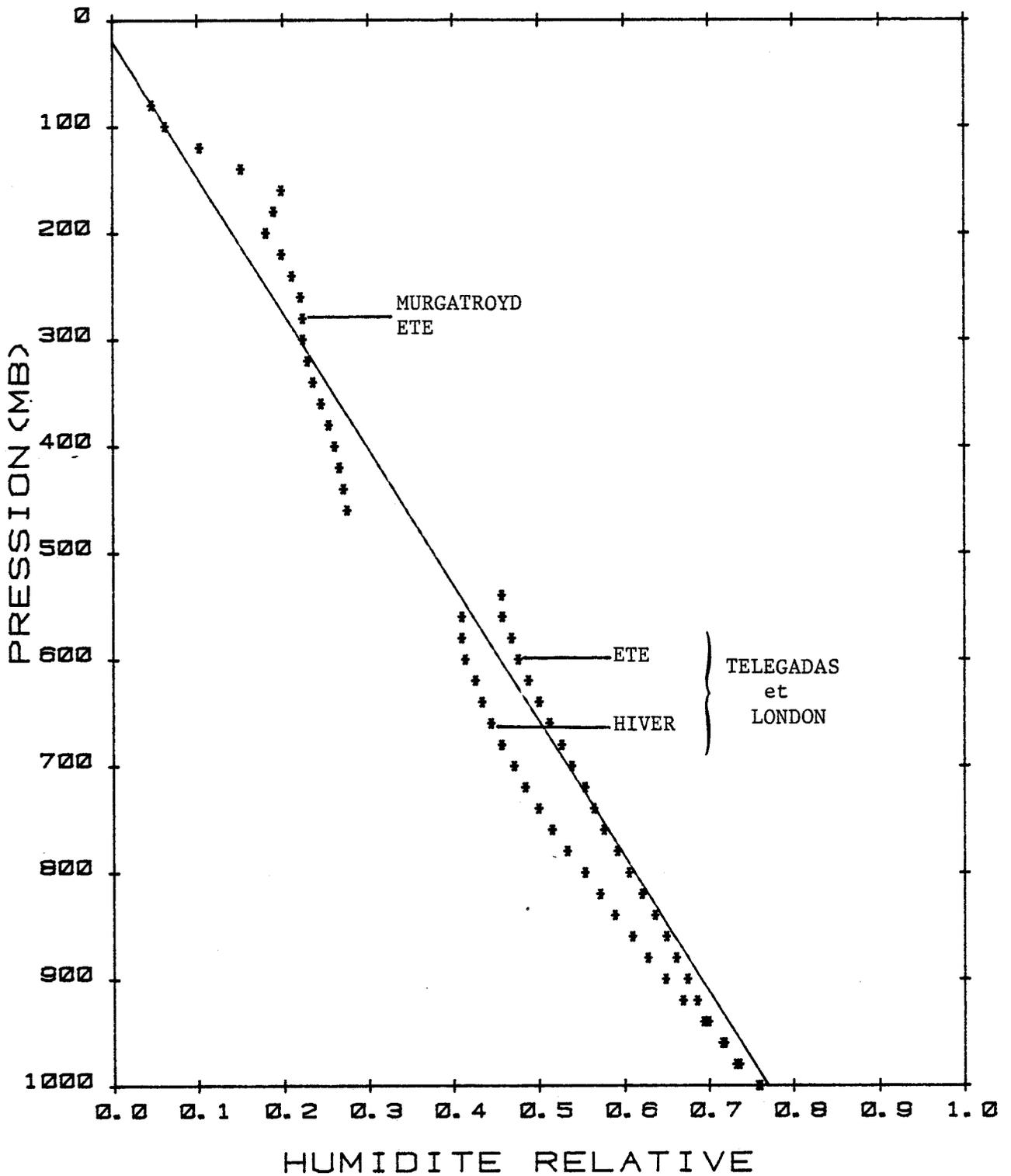
Concentration d'ozone en fonction de l'altitude.

— paramétrisation de WANG (1976)

* * * données initiales de MINZNER (1976)



FIGURE 1.8



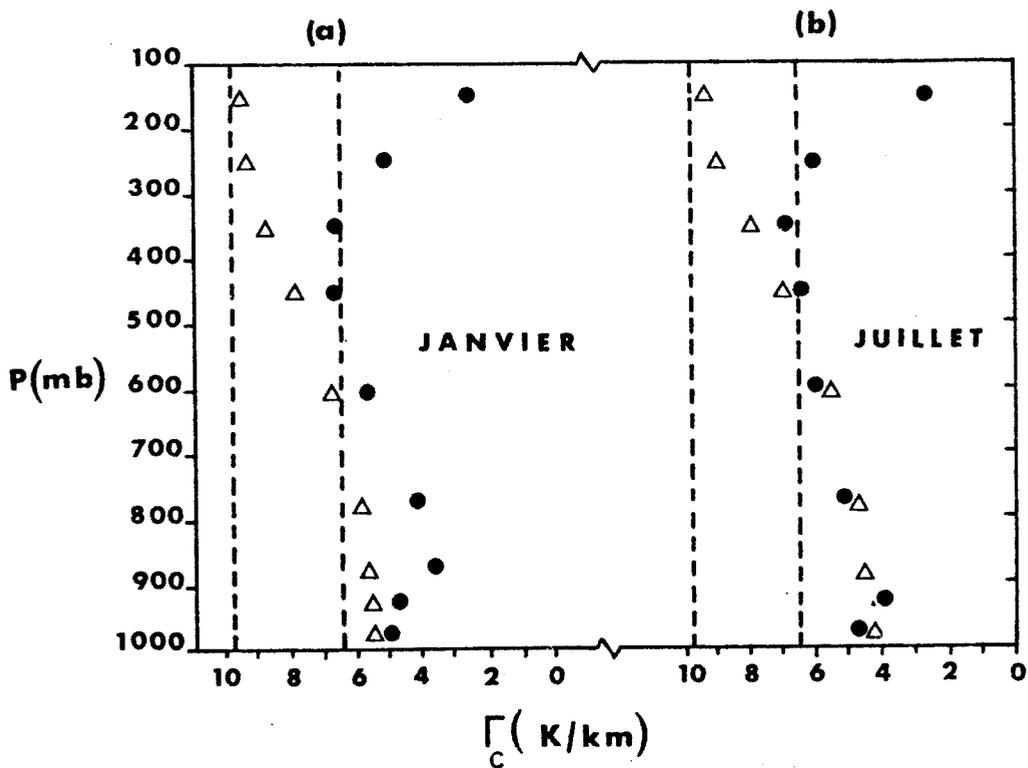
Paramétrisation de l'humidité relative en fonction de la pression.

MURGATROYD (1960)

TELEGADAS et LONDON (1954)

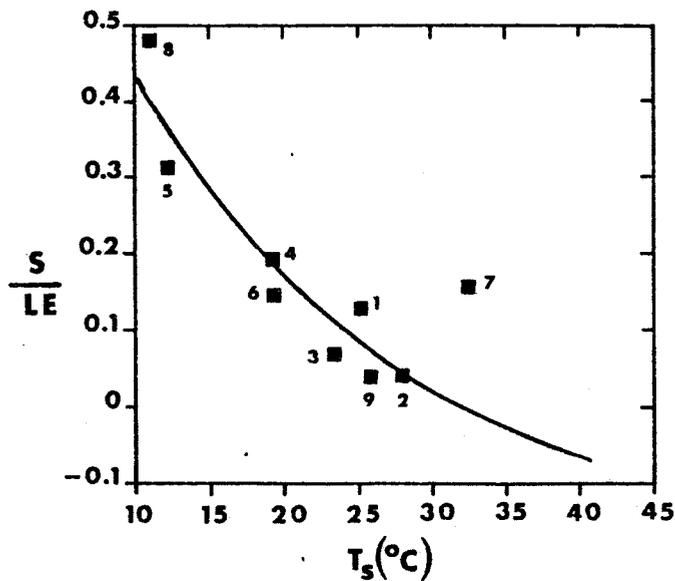


FIGURE (I.9)



Gradient hémisphérique moyen (●) et gradient adiabatique humide (Δ) en fonction de la pression. Les lignes en pointillées repèrent les gradients de 6.5 et 9.8 K/km. (a) en Janvier et (b) en Juillet (Stone et Carlson, 1979)

FIGURE (I.10)



Rapport de Bowen en fonction de la température. Les points 1 à 9 sont donnés par Priestley et Taylor (1972).



CHAPITRE II

ETATS D'EQUILIBRE

DES DIFFERENTS MODELES

RADIATIFS CONVECTIFS

INTRODUCTION

Dans ce chapitre, les états d'équilibre de cinq modèles radiatifs convectifs ayant un nombre croissant de degrés de liberté sont présentés. Ces états d'équilibre serviront par la suite d'état de référence aux différents tests de sensibilité effectués dans cet exposé.

I - MODELES RADIATIFS CONVECTIFS A COUVERTURE NUAGEUSE FIXEE

I.1 - Les différents modèles étudiés

Trois modèles radiatifs convectifs à couverture nuageuse fixée ont été définis et sont respectivement appelés HA, HR et HRGA. Ils se distinguent les uns des autres par les caractéristiques suivantes :

- * Le modèle HA est un modèle à humidité absolue fixée.
- * Les modèles HR et HRGA sont deux modèles à humidité relative fixée. Dans le premier, le gradient critique est fixé à 6,5 K/km. Dans le second, on utilise le gradient adiabatique humide.

Quelque soit le modèle, l'état d'équilibre final est obtenu en moyenne au bout de 1300 itérations, soit 325 jours lorsque le pas de temps d'intégration est de 6 h. A l'équilibre, la précision exigée sur le profil de température est de 0,01 K tandis que celle sur l'équilibre radiatif au sommet de l'atmosphère doit être inférieure à $0,1 \text{ W/m}^2$. Dans chaque couche du modèle, la précision obtenue sur l'équilibre radiatif est alors de 10^{-3} K/jour .

Dans un premier temps, les états d'équilibre des modèles HA, HR et HRGA sont obtenus en atmosphère claire. Puis la couverture nuageuse est fixée arbitrairement et l'épaisseur optique du nuage est ajustée de façon à obtenir une température de surface voisine de 288 K. En atmosphère claire, les températures de surface à l'équilibre sont respectivement égales à 296,57K avec le modèle HA, 302,09 K dans le modèle HR et 299,22 K dans le modèle HRGA. Au sommet de l'atmosphère, la fraction du rayonnement solaire réfléchi vers l'espace ne dépend que de la réflexion propre du sol et de la diffusion Rayleigh qui contribue pour une part non négligeable à l'albédo planétaire. Cet albédo est faible et est égal en moyenne à 0,12 pour les trois modèles. Une diminution de l'albédo planétaire dans les modèles HR et HRGA (par rapport au modèle HA) est à relier directement à une absorption plus forte du rayonne-

ment solaire par la vapeur d'eau. Si ces températures d'équilibre ne sont pas représentatives de l'état climatique réel de l'atmosphère, elles permettent cependant de comparer les états d'équilibre obtenus dans le cas le plus simple à ceux d'autres auteurs. A titre de comparaison, la température de surface obtenue à l'équilibre par MANABE et STRICKLER (1964) est de 300,3 K à humidité absolue fixée et de 307,2 K à humidité relative fixée pour MANABE et WETHERALD (1967). A l'équilibre, le profil de température dépend des caractéristiques propres de l'atmosphère et du sol, sans oublier l'utilisation des schémas de transfert radiatif infrarouge et solaire différents. Dans les modèles de MANABE et STRICKLER, ou MANABE et WETHERALD, la constante solaire est égale à 1393 W/m^2 au lieu de 1360 W/m^2 , ce qui tend à augmenter la quantité d'énergie solaire absorbée par le sol et par conséquent la température de surface. Sous cette condition, pour le modèle à humidité relative fixée, la température de surface serait égale à 304,71 K et à 298,24 K pour le modèle à humidité absolue fixée. (Ces températures sont calculées ici à l'équilibre, c'est-à-dire de façon non interactive avec la procédure d'ajustement convectif, à l'aide des résultats obtenus au chapitre III). La différence entre les températures de surface de MANABE et al et ce modèle en atmosphère claire, soit respectivement 2,49 K et 2,06 K provient par exemple d'une paramétrisation différente de la diffusion RAYLEIGH, d'un contenu total en vapeur d'eau dans l'atmosphère plus élevé pour le modèle à humidité absolue fixée. Pour MANABE et STRICKLER (1964), le profil d'humidité absolue dans la basse troposphère est obtenu à partir des mesures de radio-sondages de LONDON (1957) correspondant à 35°N au mois d'Avril. Le contenu total en vapeur d'eau équivalent est plus élevé que celui relatif au profil d'Atmosphère Standard (1976) utilisé dans le modèle HA. Dans le domaine infrarouge, l'effet de serre joué par la vapeur d'eau est donc renforcé dans les basses couches de l'atmosphère, ce qui conduit à une température de surface également plus chaude. Ainsi, la comparaison des états d'équilibre de différents modèles radiatifs convectifs en atmosphère claire permet de comparer les schémas de transfert radiatif infrarouge et solaire utilisés par les différents auteurs et de mesurer la différence de sensibilité de ces modèles. Les paramètres caractéristiques des états d'équilibre obtenus avec les modèles HA, HR et HRGA en atmosphère claire sont regroupés sur le tableau (II.0). Ceux correspondant à une température de surface voisine de 288 K sont reportés sur le tableau (II.1).

Le profil de température est décrit par la température de surface T_s , la température de la tropopause T_{trop} , la température au sommet de l'atmosphère T_{som} qui est celle du dernier niveau du modèle. Le bilan radiatif en surface est caractérisé par les flux de chaleur latente et sensible $LE + S$, les flux descendants infrarouge et solaire $F_I^\downarrow(0)$ et $F_S^\downarrow(0)$ ainsi que la température radiative du sol T_r . $F_I^\uparrow(z_{trop})$ et $F_S^\uparrow(z_{trop})$, (respectivement $F_I^\downarrow(z_{trop})$ et $F_S^\downarrow(z_{trop})$) permettent de calculer le bilan radiatif de la tropopause. Enfin, $F_I^\uparrow(Z)$, T_p et α , c'est-à-dire le flux infrarouge sortant au sommet du modèle la température planétaire moyenne et l'albédo planétaire définissent le bilan radiatif du système terre-atmosphère.

I.2 - Propriétés de la couverture nuageuse

Dans les modèles HA, HR et HRGA, une température de surface voisine de 288 K et un albédo planétaire moyen de 0,32 sont obtenus pour une couverture nuageuse unique égale à 0,5 dans la couche comprise entre 5 et 6 km. Les épaisseurs optiques sont également ajustées en fonction de la température de surface et valent respectivement 10 dans le modèle HA et 8 dans les modèles HR et HRGA. Utilisées dans le schéma radiatif de courtes longueurs d'onde avec la méthode "6 Eddington", elles correspondent à des réflectivités moyennes de 0,57 et 0,53 avec les caractéristiques diffusantes des nuages citées au paragraphe (III.1) du premier chapitre. Les propriétés radiatives des nuages ainsi fixées montrent, à l'aide du tableau (II.1) que l'état d'équilibre du système terre-atmosphère est tel que les principales composantes du bilan radiatif et la température de surface sont en bon accord avec les données satellitaires. Dans les modèles radiatifs convectifs où l'altitude du sommet du nuage est fixée (modèle FCA : fixed cloud top altitude), l'altitude d'un nuage équivalent unique dépend de la discrétisation verticale du modèle mais est en général voisine de celle retenue ici. Sur le tableau (II.2) sont reportées les propriétés des nuages fixées dans différents modèles radiatifs convectifs (HUMMEL (1980), MANABE et WETHERALD (1967), RAMANTHAN (1976), WANG et al (1976)) auxquelles sont ajoutées celles des modèles HA et HR. CHOU et al (1981) dans un modèle bidimensionnel dans lequel la couverture nuageuse

et l'altitude du sommet du nuage équivalent sont fixées, utilisent une épaisseur optique égale à 7 dans toutes les bandes de latitude. Enfin, STONE et al (1977) ont calculé l'épaisseur optique des six classes de nuages définies dans la climatologie de LONDON (1957) et ont assigné respectivement des épaisseurs optiques de 2,6,8,16,16 et 32 pour les Ci, A_s, St, Ns, Cu et Cb. Globalement d'après cette climatologie, ceci correspond à une épaisseur optique de 2 pour les nuages hauts, 8 pour les nuages moyens et 16 pour les nuages bas. Pour les modèles HA, HR et HRGA, les épaisseurs optiques pour lesquelles l'état d'équilibre correspondant est proche de celui observé en moyenne planétaire, sont respectivement égales à 10,8 et 8. Ces valeurs sont donc proches de celles précédemment citées. D'autre part, l'altitude du sommet du nuage et la couverture nuageuse diffèrent peu des valeurs couramment utilisées dans différents modèles radiatifs convectifs.

I.3 - Le profil de température des modèles HA et HR

Les profils de température d'équilibre des modèles HA, HR sont tracés sur la figure (II.1). A titre de comparaison, celui du modèle d'Atmosphère US Standard (SELBY et al, 1976) y est également présenté.

Dans la troposphère, le gradient de température est égal à 6,5 K/km. La température de surface détermine avec le gradient critique les températures en dessous de la tropopause située à 12 km dans les deux modèles. L'altitude de la tropopause correspond à l'altitude du niveau situé juste au dessus de la dernière couche convective. En réalité, l'altitude de la tropopause varie de 16 à 8 km entre l'équateur et le pôle, 12 km correspondant aux latitudes moyennes. Au dessus de la tropopause et jusque 20 km environ, la température est sensiblement constante : dans le modèle HR, la différence de température entre ces deux altitudes est de 4 K. Le profil US Standard y est tout à fait isotherme. Dans la stratosphère, le modèle HA conduit à des températures plus froides que celles du modèle HR ou du profil US Standard. Au sommet du modèle où l'altitude est voisine de 50 km, la température du dernier niveau est égale à 261 K dans le modèle HA et atteint respectivement 266 K et 270 K pour les modèles HR et US Standard. Globalement, l'accord avec les températures moyennes observées est tout à fait satisfaisant avec le modèle HR, en particulier dans la stratosphère.

Sur la figure (II.2) sont représentés à titre de comparaison les profils de température obtenus par RAMANATHAN (1976) et le modèle HR ainsi que le profil US Standard. Au dessus de la tropopause, le profil de tempéra-

ture du modèle HR est en bon accord avec celui de RAMANATHAN (1976) bien que les schémas de transfert radiatif infrarouge et solaire soient différents et que la discrétisation verticale du modèle de RAMANATHAN soit plus fine (1 km dans la stratosphère jusque 50 km).

Sur la figure (II.3) sont tracés les profils des rapports de mélange des modèles HA et HR. Pour le modèle HA, le profil utilisé est celui du modèle d'atmosphère US Standard (1976). En dessous de 4 km, le rapport de mélange du modèle HR à l'état d'équilibre est supérieur à celui du modèle HA, puis plus faible jusqu'au "sommet" de l'atmosphère. Le refroidissement de la stratosphère dû à la vapeur d'eau est donc plus grand dans le modèle HA que dans le modèle HR, ce qui donne donc un profil de température plus froid également. Cependant, il faut remarquer que pour une même répartition du contenu total en vapeur d'eau dans l'atmosphère le profil de température du modèle HA n'est pas identique au profil US Standard de SELBY et al (1976). Parmi les raisons physiques possibles, on peut souligner que le modèle radiatif convectif est un modèle unidimensionnel moyenné à l'échelle planétaire, qui négligeant toutes les advections, le transport des flux méridiens et zonaux, ne restitue pas forcément tous les détails du profil de température. On peut également expliquer partiellement cette différence sensible à l'aide de la figure (I.5) présentée au chapitre précédent où sont représentés les profils des taux d'échauffement et de refroidissement dus aux différents gaz absorbants. Si l'absorption par la vapeur d'eau dans la stratosphère est surestimée, le refroidissement dû à ce gaz est trop important et la température plus froide également. Enfin, pour obtenir une température de surface voisine dans les deux modèles, l'épaisseur optique ajustée dans le modèle HR est plus faible que celle nécessaire dans le modèle HA : ceci est également directement lié au profil d'humidité absolue. A l'équilibre, le contenu total en vapeur d'eau dans le modèle HR est supérieur à celui du modèle HA bien qu'au dessus de 4 km, le rapport de mélange soit systématiquement plus faible. Toute la vapeur d'eau est donc concentrée dans les trois premières couches du modèle et en particulier en dessous de la base du nuage. Cela signifie que pour un nuage situé dans une même couche et pour une couverture nuageuse identique dans les deux modèles, l'effet de serre total joué à la fois par la vapeur d'eau et par le nuage a un impact beaucoup plus faible dans le modèle HR que dans le modèle HA. L'émission du système terre-atmosphère est donc plus forte,

d'où une tendance au refroidissement. Pour compenser le déficit énergétique et rétablir une température de surface voisine de 288°K, l'énergie solaire absorbée doit être augmentée, soit diminuer l'épaisseur optique du nuage.

I.4 - Profils des flux radiatifs ; Profils des taux d'échauffement et de refroidissement

Sur les figures (II.4) et (II.5) sont tracés les flux radiatifs infrarouge et solaire en fonction de l'altitude et les profils des taux d'échauffement et de refroidissement obtenus à l'équilibre avec le modèle HR. Sur la figure (II.4), les "ruptures" visibles sur les profils des flux montants et descendants, de courtes et de grandes longueurs d'onde coïncident avec l'altitude où est fixé le nuage. De même, sur la figure (II.5), la variation brutale du taux d'échauffement et de refroidissement met en évidence leur effet radiatif sur le bilan énergétique total. Le flux net de courtes longueurs d'onde varie peu dans la troposphère qui est approximativement transparente au rayonnement solaire. Avec le modèle HR, la différence de flux net entre le sommet de l'atmosphère et le sol est de $56,7 \text{ W/m}^2$ et de $41,7 \text{ W/m}^2$ entre la tropopause et le sol. Dans le domaine infrarouge, ces variations de flux sont respectivement égales à $156,3 \text{ W/m}^2$ et $141,3 \text{ W/m}^2$. 90 % du flux infrarouge perdu vers l'espace par la surface et l'atmosphère est émis par la troposphère. A l'équilibre, le flux net convectif en surface est plus faible avec le modèle HA qu'avec le modèle HR ($84,6 \text{ W/m}^2$ au lieu de $99,5 \text{ W/m}^2$) pour une température de surface identique. Cette différence de $14,9 \text{ W/m}^2$ entre les deux modèles provient également de la distribution du contenu total en vapeur d'eau de l'atmosphère, particulièrement en dessous de la base du nuage et est surtout perceptible au niveau du flux infrarouge descendant en surface. Avec le modèle HA, $F_I^\downarrow(0)$ est égal à $304,6 \text{ W/m}^2$ tandis qu'avec le modèle HR, $F_I^\downarrow(0)$ atteint $316,5 \text{ W/m}^2$, soit $11,9 \text{ W/m}^2$ d'écart. Ceci est en accord avec les profils du rapport de mélange présentés sur la figure (II.3) où en dessous de 3 km, le rapport de mélange est plus grand pour le modèle HR. Ce dernier point met en évidence l'impact radiatif de l'augmentation du contenu en vapeur d'eau de l'atmosphère. Il montre également que le choix d'un modèle radiatif convectif à humidité relative fixée permet d'aborder de façon plus réaliste les processus d'échanges radiatifs qu'un modèle radiatif convectif

à humidité absolue fixée où le nombre de contraintes est maximum. Avec le modèle HR, le flux net convectif en surface est égal à $99,5 \text{ W/m}^2$ à l'équilibre, en bon accord avec les 105 W/m^2 observés par BUDYKO (1978) ou les $102,6 \text{ W/m}^2$ obtenus par WETHERALD et MANABE (1975) à l'aide de leur modèle de circulation générale. A l'aide d'un modèle radiatif convectif à humidité absolue fixée, MANABE et STRICKLER (1964) obtiennent un flux net en surface égal à $105,6 \text{ W/m}^2$ tandis que LE + S n'est que de $84,6 \text{ W/m}^2$ avec le modèle HA. Cette différence dépend évidemment du choix de la distribution du contenu total en vapeur d'eau dans l'atmosphère.

La figure (II.5) sur laquelle sont tracés les profils des taux d'échauffement et de refroidissement permet de mettre en évidence, outre le refroidissement local dû à la présence du nuage unique, la dissymétrie entre la perte d'énergie infrarouge vers l'espace et le gain par rayonnement solaire dans la troposphère. La perte totale d'énergie par rayonnement est évidemment équilibrée par un apport d'énergie convective de la surface. Enfin, l'équilibre radiatif de la stratosphère se remarque par la symétrie entre les profils des taux d'échauffement et de refroidissement.

I.5 - Le gradient adiabatique humide

Le modèle HRGA est semblable au modèle HR mais le gradient critique fixé à $6,5 \text{ K/km}$ est remplacé par le gradient adiabatique humide dont les propriétés sont rappelées au paragraphe (C.II) du premier chapitre. Dans la colonne 4 du tableau (II.1) sont reportés les températures et les flux caractéristiques de cet état d'équilibre. Comme dans le modèle HR, un nuage de nébulosité 0,50 est fixé dans la couche entre 5 et 6 km et a une épaisseur optique égale à 8. Ainsi, les variations observées entre les modèles HR et HRGA sont uniquement dues au choix d'un gradient dépendant de la température. Sur la figure (II.6) sont comparés les profils de température des modèles HR et HRGA et sur le tableau (II.3) est reportée la valeur du gradient adiabatique humide en fonction de l'altitude dans la troposphère. En dessous de 3,5 km, Γ_a est inférieur à $6,5 \text{ K/km}$ puis augmente avec l'altitude pour atteindre $9,8 \text{ K/km}$ à 12 km. Le profil de température obtenu avec le gradient adiabatique humide se distingue de celui obtenu avec le modèle HR par une diminution de la température de surface ($T_S = 287,95 \text{ K}$ au lieu de $288,66 \text{ K}$) et une altitude de la tropopause plus basse (10 km au lieu de 12 km). Seul l'état d'équilibre de la troposphère est affecté, la température planétaire restant égale à $253,3 \text{ K}$ et le flux infrarouge sortant au sommet de l'atmosphère

à $233,5 \text{ W/m}^2$ dans les deux modèles. L'une des conditions d'équilibre du modèle étant l'égalité entre l'énergie solaire absorbée et le flux net infrarouge au sommet de l'atmosphère (relation I.1) il n'est pas surprenant que $F_I^\uparrow(Z)$ reste sensiblement constant puisque l'albédo ne peut varier que très faiblement via l'absorption du rayonnement solaire par la vapeur d'eau. L'utilisation du gradient adiabatique humide modifie l'ajustement convectif et donc la quantité d'énergie convective dissipée dans chaque couche en augmentant l'énergie dissipée dans les basses couches ($\Gamma_a < \Gamma_c$) et en la diminuant dans la haute troposphère. Il en résulte une diminution de l'altitude de la tropopause dans la mesure où la stratosphère correspond à un gradient de température inférieur au gradient critique dont la valeur est maintenant plus forte en altitude. Globalement, les résultats présentés ici montrent que l'énergie convective nécessaire pour maintenir le gradient adiabatique humide est supérieure à celle du cas où le gradient critique est fixé à $6,5 \text{ K/km}$. ($LE + S = 103,3 \text{ W/m}^2$ au lieu de $99,5 \text{ W/m}^2$). Le flux infrarouge en surface augmente quelque peu dans la mesure où la température des basses couches est plus forte et donc aussi le contenu en vapeur d'eau plus grand ; cependant cette augmentation reste faible ($0,2 \text{ W/m}^2$) et le réchauffement de la basse troposphère se fait essentiellement au détriment de la surface qui se refroidit de $0,71 \text{ K}$. Ce résultat semble logique : le gradient adiabatique humide est plus faible dans les basses couches du fait pour l'essentiel de la dissipation du flux de chaleur latente dont le rôle est de refroidir la surface au profit de l'atmosphère. HUMMEL et KUHN (1980) ont effectué le même genre de travail pour différentes répartitions de la couverture nuageuse. Dans le cas d'une couche unique ($A_c = 0,50$) située à 500 mb , ils obtiennent entre le gradient fixé à $6,5 \text{ K/km}$ et le gradient adiabatique humide une diminution de la température de surface de $1,35 \text{ K}$ soit sensiblement le double de notre résultat. Lorsque la couverture nuageuse occupe deux ou trois couches distinctes, l'effet du gradient sur la température de surface est inverse puisqu'elle augmente respectivement de $1,65$ et de $2,43 \text{ K}$. Par rapport aux résultats publiés par HUMMEL et KUHN (1980), la sensibilité de la température de surface au gradient adiabatique humide est donc dans le modèle HRGA plus faible mais de même signe.

L'utilisation du gradient adiabatique humide ou d'un gradient critique fixé permet de mettre en évidence la contrainte que celui-ci impose sur le modèle radiatif convectif lui-même, en particulier sur la sensibilité de la température de surface. Pour des conditions hémisphériques moyennes, la

structure verticale de la température dans la basse troposphère est bien représentée par le gradient adiabatique humide. Les tests suivants et les études de sensibilité du chapitre III sont cependant effectués pour la plupart avec un gradient de 6,5 K/km, de façon à pouvoir comparer nos résultats à ceux d'autres auteurs.

II - MODELES RADIATIFS CONVECTIFS A NEBULOSITE INTERACTIVE

II.1 - Les différents modèles étudiés

Quatre modèles radiatifs convectifs à nébulosité interactive ont également été définis et sont respectivement appelés HRN et HRNGA. Dans le modèle HRN, le gradient critique est fixé à 6,5 K/km tandis que dans le modèle HRNGA, Γ_c est le gradient adiabatique humide. Enfin, on appellera respectivement HRNO et HRNGAO, les deux modèles identiques aux modèles HRN et HRNGA mais dans lesquels la couverture nuageuse est regroupée en trois couches distinctes. Les états d'équilibre de ces modèles sont présentés et comparés à ceux des modèles HRN et HRNGA. Cependant, ils ne seront pas utilisés comme états de référence dans les différents tests de sensibilité effectués par la suite. Avec ces différents modèles, le temps d'intégration nécessaire pour obtenir la même précision sur l'état d'équilibre est identique à celui des trois modèles à couverture nuageuse fixée. Sur le tableau (II.4) sont reportées les caractéristiques des états d'équilibre de ces quatre modèles avec schéma de génération de nuages ; ils sont présentés de manière analogue à ceux du tableau (II.1).

II.2 - Propriétés de la couverture nuageuse : modèles HRN et HRNO

Les résultats présentés dans le tableau (II.4) montrent que le schéma de génération de nuages décrit au paragraphe (C.II) du chapitre précédent permet d'obtenir un état d'équilibre de l'atmosphère sensiblement identique à ceux correspondant aux modèles HA et HR. Une couverture nuageuse équivalente de 0,47 donne à l'équilibre une température de surface de 288 K et un albédo planétaire de 0,30. Les épaisseurs optiques des différents types de nuages sont prescrites en fonction de l'altitude et valent respectivement 18 dans les 3 couches entre 0 et 3 km, 8 dans celles comprises entre 3 et 8 km

et enfin 2 entre 8 km et l'altitude de la tropopause. Dans les modèles à nébulosité interactive comme dans les trois autres modèles, ces épaisseurs optiques sont en accord avec celles calculées par STONE et al (1977) et permettent d'obtenir également les principales composantes du bilan radiatif et la température de surface en bon accord avec les données satellitaires.

Dans le schéma original de génération de nuages de WANG et al (1981) épaisseurs optiques caractérisant les mêmes types de nuages situés dans les mêmes intervalles d'altitude sont respectivement fixées à 16,6 et 2. Cependant, les schémas de transfert radiatif de grandes et de courtes longueurs d'onde sont différents et il n'y a pas d'hypothèse de recouvrement au hasard de la nébulosité partielle dans les différentes couches. La nébulosité équivalente dans la troposphère est obtenue en effectuant simplement la somme des nébulosités partielles dans chaque couche. WANG obtient ainsi une nébulosité totale égale à 0,51 à comparer à 0,47 pour le modèle HRN. De plus, la discrétisation verticale de l'atmosphère en dessous de la tropopause est également différente (trois couches seulement entre 5 et 12 km).

Le profil de la nébulosité partielle dans chaque couche est tracé sur la figure (II.7). Sur le tableau (II.5) sont reportées dans les colonnes 2 et 3 les valeurs correspondantes, ainsi que la nébulosité équivalente calculée à l'état d'équilibre pour les trois classes de nuages, soit 0,157 pour les nuages bas, 0,284 pour les nuages moyens et 0,124 pour les nuages hauts, c'est-à-dire une nébulosité équivalente totale égale à 0,471. Ce schéma de génération de nuages affecte donc à l'équilibre la nébulosité équivalente la plus grande aux nuages moyens (entre 3 et 8 km) et aux nuages hauts la nébulosité la plus faible, ce qui est en contradiction avec les hypothèses de MANABE et WETHERALD (1967), comme le montre le tableau (II.2) s'appuyant sur la climatologie de LONDON (1957). Dans leur modèle radiatif convectif où trois couches nuageuses distinctes sont définies, ils donnent au contraire aux nuages moyens la nébulosité la plus faible ($A_c = 0,090$) et aux nuages bas la plus élevée ($A_c = 0,313$), les cirrus ont une couverture nuageuse égale à 0,228. Dans le modèle HRN, la nébulosité partielle la plus élevée se situe dans la couche entre 7 et 8 km, et vaut 0,085.

Sur le tableau (II.5), dans les colonnes 4 et 5 sont reportées les nébulosités partielles et la couverture nuageuse équivalente pour les trois

classes de nuages obtenues avec le modèle HRNO. On rappelle que dans ce modèle, dans un premier temps, les nuages apparaissent partout jusqu'à la tropopause, puis ils sont regroupés pendant l'intégration numérique en trois couches distinctes comme dans le modèle de circulation générale du LMD : les nuages bas fixés en dessous de la couche limite planétaire, les nuages moyens caractérisant la couverture nuageuse dans la moyenne troposphère, et enfin les nuages hauts en dessous de la tropopause. A l'équilibre, la répartition de la couverture nuageuse en fonction de l'altitude est sensiblement identique à celle du modèle HRN et privilégie également les nuages de la moyenne troposphère. Globalement, la nébulosité équivalente totale est identique ($A_c = 0,473$ au lieu de $0,471$ dans le modèle HRN). Cependant, il faut remarquer que la nébulosité du nuage entre 5 et 6 km augmente par rapport à celle du modèle HRN ($A_c = 0,306$ au lieu de $0,284$) ; celle des deux autres types de nuages diminuant conjointement. Sur le tableau (II.4), on compare les états d'équilibre des modèles HRN et HRNO. Ces états sont très proches l'un de l'autre. A une répartition de la couverture nuageuse légèrement différente, mais globalement identique dans les deux modèles correspond une diminution de la température de surface de $0,53$ K et une différence sur le flux infrarouge sortant au sommet de l'atmosphère égale à $0,4 \text{ W/m}^2$ (c'est-à-dire encore une augmentation de l'albédo planétaire de $0,0011$). Ces différences mettent en évidence la sensibilité de la température de surface à l'effet de serre des nuages et donc à leur altitude. En effet, le regroupement des nuages en trois couches ne modifie pas l'albédo qui, toutes choses restant égales par ailleurs, dépend des propriétés optiques des nuages et du taux de couverture nuageuse A_c . Puisque A_c est calculé en accord avec l'hypothèse de recouvrement au hasard et les propriétés optiques des nuages inchangées, l'albédo reste constant dans le processus. Il n'en est pas de même de l'effet de serre qui dépend principalement de l'altitude de la base et du sommet du nuage. En particulier dans le modèle HRNO, la nouvelle répartition de la couverture nuageuse conduit à une diminution du flux infrarouge descendant au sol de $3,7 \text{ W/m}^2$, donc à une diminution de la température de surface bien que la nébulosité équivalente reste identique dans les deux modèles.

En résumé, ce schéma de génération de nuages permet d'obtenir une couverture nuageuse générée par la procédure d'ajustement convectif. L'interaction entre la nébulosité et la convection ajoute un degré de liberté supplémentaire au modèle sans changer ou rendre incohérent l'équilibre

final aussi bien sur la température de surface que sur le flux infra-rouge sortant au sommet de l'atmosphère et l'albédo planétaire.

La répartition de la couverture nuageuse en fonction de l'altitude montre que ces nuages ainsi générés ne sont pas forcément représentatifs de la couverture nuageuse observée mais que globalement leurs effets radiatifs tant dans le domaine solaire que dans le domaine infrarouge sont identiques. Ainsi, plusieurs répartitions verticales de la nébulosité conduisent au même état d'équilibre. Cela reste sans doute vrai tant que les épaisseurs optiques définissant les trois classes de nuages restent prescrites. Dans le schéma de génération de nuages de WANG et al, les épaisseurs optiques peuvent être également déterminées par la procédure d'ajustement convectif : c'est alors la nébulosité partielle dans chaque couche du modèle qui est prescrite. Avec le modèle HRN, plusieurs tentatives pour déterminer à la fois l'épaisseur optique et la nébulosité partielle parallèlement au schéma d'ajustement convectif ont échoué. Il n'a pas été possible d'obtenir un accord correct entre observations et simulations pour à la fois la température de surface et l'albédo planétaire : l'effet de serre l'emportant sur l'effet d'albédo ou inversement.

II.3 - Comparaison des états d'équilibre des modèles HR et HRN

Sur la figure (II.1) le profil de température d'équilibre du modèle HRN est également reporté. Il se superpose parfaitement à celui du modèle HR. La différence entre les températures de surface est égale à 0,64 K entre les deux modèles, inférieure à 0,10 K sur le dernier niveau du modèle.

Sur la figure (II.8) sont tracés les flux radiatifs de grandes et de courtes longueurs d'onde pour le modèle HRN comme sur la figure (II.4). La figure (II.9) présente également les profils des taux d'échauffement solaire et de refroidissement infrarouge correspondants. Sur les figures (II.8) et (II.9), les "ruptures" visibles sur les figures (II.4) et (II.5) n'apparaissent plus. En effet, les nuages sont présents dans toutes les couches jusqu'à la tropopause. De plus, la nébulosité partielle dans chaque couche est petite ; son impact radiatif individuel est donc fortement atténué, même si globalement l'état d'équilibre final est pratiquement identique à celui du modèle HR. Mise à part cette différence, les observations faites au paragraphe (I.4) sur les profils des flux infrarouge et

solaire , les profils des taux de refroidissement et d'échauffement restent justes ici.

Avec le modèle HRN, le schéma de génération de nuages s'appuie sur le profil du taux de dissipation du flux de chaleur latente dans l'atmosphère ; les nuages ainsi générés sont des nuages convectifs puisque la nébulosité partielle est proportionnelle au taux d'échauffement par apport d'énergie convective par l'intermédiaire du gradient critique.

Le profil du flux de chaleur latente en fonction de l'altitude est déterminé en supposant que le rapport de BOWEN B, fonction de la température de surface est indépendant de l'altitude. Ce rapport B intervient de façon explicite à chaque itération de l'intégration numérique. Sur la figure (II.10) sont tracés les profils des flux de chaleur latente et sensible ainsi que leur somme ($LE + S$) qui à l'équilibre est égale à la somme des flux nets radiatifs. La figure (II.10) montre que déterminés par le rapport de BOWEN indépendant de l'altitude, les flux de chaleur latente et sensible sont dissipés de manière très régulière jusqu'à la tropopause comme le flux net radiatif.

Sur la figure (II.11) sont reportés en fonction de l'altitude les profils des taux d'échauffement des flux de chaleur latente et sensible dans chaque couche du modèle. A titre de comparaison est également reporté le taux de dissipation du flux de chaleur latente calculé par NEWELL et al (1974). Il est obtenu à l'aide de mesures des champs de température, de vent et d'humidité recueillis par bande de latitude sur une période d'environ une dizaine d'années. La figure (II.11) montre que le taux de dissipation des flux de chaleur latente et sensible est maximal dans la couche entre 7 et 8 km (c'est également dans cette couche que se situe la plus forte nébulosité partielle, ce qui est logique de par la définition même de A_c dans le schéma de génération de nuages). Par contre, pour NEWELL et al (1974), le flux de chaleur latente se dissipe dans les très basses couches de l'atmosphère entre 2 et 5,5 km qui correspondent respectivement aux altitudes du sommet des nuages bas et moyens. Avec le schéma de génération de nuages, le taux de dissipation du flux de chaleur sensible est quasiment constant dans toute la troposphère, alors qu'il se dissipe beaucoup plus rapidement dans la couche limite planétaire. Par conséquent, le choix d'un rapport de BOWEN déterminé en surface et indépendant de l'altitude est physiquement peu réaliste et en tous cas donne des profils de flux de chaleur latente et sensible erronés. Ce dernier point met une fois de plus en évidence les

nombreuses limitations que comporte le schéma de génération de nuages et la contrainte due à l'ajustement convectif. On a aussi essayé d'exprimer le rapport de BOWEN en fonction de l'altitude pour que les flux de chaleur latente et sensible soient dissipés plus rapidement dans les basses couches du modèle. Les nouveaux états d'équilibre ainsi obtenus sont très semblables à celui correspondant au rapport de BOWEN indépendant de l'altitude. C'est la raison pour laquelle ils ne sont pas présentés ici.

II.4 - Comparaison des états d'équilibre des modèles HRN et HRNGA

Globalement, on peut dire en comparant les colonnes 2, 4 du tableau (II.4) aux colonnes 3,4 du tableau (II.1) que les variations observées entre les états d'équilibre des modèles HRN et HRNGA sont identiques à celles discutées au paragraphe (I.5) entre les modèles HR et HRGA. Comme précédemment, l'introduction du gradient adiabatique humide comme gradient critique entraîne une diminution de la température de surface égale 0,82 K, de même l'altitude de la tropopause descend de 12 km à 10 km comme dans le cas de la couverture nuageuse fixée. Il en résulte une augmentation du flux net convectif généré en surface de $1,7 \text{ W/m}^2$ tandis qu'au sommet de l'atmosphère, le flux infrarouge sortant diminue de $1,7 \text{ W/m}^2$.

A l'équilibre avec le modèle HRNGA, la nébulosité équivalente est inférieure à celle obtenue avec le modèle HRN. D'une part, la température de surface est plus froide, donc le rapport de BOWEN est plus grand : la nébulosité partielle dans chaque couche diminue puisqu'elle est inversement proportionnelle au rapport B. D'autre part, l'altitude de la tropopause étant plus basse, deux couches atmosphériques supplémentaires restent claires par rapport au modèle HRN. Cependant si la nébulosité équivalente diminue globalement, cela n'est pas vrai pour les trois classes de nuages considérées individuellement. Sur la figure (II.12) sont comparées les distributions de la nébulosité en fonction de l'altitude des modèles HRN et HRNGA, les nébulosités équivalentes par classe de nuages sont reportées dans les colonnes 3 et 7 du tableau (II.5). Les nébulosités équivalentes des nuages situés en dessous de 3 km et au dessus de 8 km diminuent tandis que celles des nuages moyens passent de 0,284 à 0,329. Dans les basses couches entre 3 et 8 km, le gradient critique est supérieur à 6,5 K/km, la convection doit donc apporter dans ce cas, plus d'énergie que dans le modèle HRN. La couverture nuageuse

proportionnelle à la dissipation du flux de chaleur latente augmente en conséquence. Corrélativement, la nébulosité équivalente des nuages hauts diminue puisqu'elle concerne moins de couches ($A_c = 0,051$ au lieu de $0,124$). Enfin, la nébulosité des nuages bas diminue également en liaison avec un refroidissement radiatif plus faible.

Enfin, un dernier état d'équilibre a été obtenu avec le modèle HRNGAO. Dans ce modèle, le schéma de génération de nuages est identique à celui utilisé dans le modèle HRNO mais le gradient critique est le gradient adiabatique humide. Les nébulosités des trois classes sont reportées dans la dernière colonne du tableau (II.4). Les remarques faites au paragraphe I.2 lors de la comparaison entre les états d'équilibre des modèles HRN et HRNO s'appliquent également au cas présent, en particulier plusieurs répartitions verticales de la nébulosité conduisent à des états d'équilibre voisins. La seule différence notable par rapport au cas précédent est que l'altitude de la tropopause augmente d'un niveau, de 10 à 11 km, entre les modèles HRNGA et HRNGAO, cependant, le taux d'échauffement par convection dans cette couche est inférieur à $0,05$ K/jour dans cette couche, ce qui est peu significatif.

CONCLUSION

Dans ce chapitre sont décrits les états d'équilibre de cinq modèles radiatifs convectifs ayant un nombre différent de degrés de liberté. Trois points importants sont à souligner. D'abord, le modèle radiatif convectif à humidité absolue fixée a un nombre de contraintes trop élevé pour pouvoir prendre en compte tous les processus climatiques. Le profil de température d'équilibre dépend essentiellement du choix de la distribution du profil de vapeur d'eau. Le deuxième point à souligner est que le schéma de génération de nuages permet d'obtenir un état d'équilibre identique à celui du modèle HR dans lequel la couverture nuageuse est fixée. Enfin, l'utilisation du gradient adiabatique humide en tant que gradient critique, ajoute un degré de liberté supplémentaire au modèle mais ne change pas profondément l'état d'équilibre final.

TABLEAU RECAPITULATIF

* A couverture nuageuse fixée :

Modèle HA : Humidité absolue fixée

$$\Gamma_C = 6,5 \text{ K/km}$$

Modèle HR : Humidité relative fixée

$$\Gamma_C = 6,5 \text{ K/km}$$

Modèle HRGA : Humidité relative fixée

$$\Gamma_C : \text{gradient adiabatique humide}$$

* A couverture nuageuse interactive :

Modèle HRN : Humidité relative fixée

$$\Gamma_C = 6,5 \text{ K/km}$$

Modèle HRGA : Humidité relative fixée

$$\Gamma_C : \text{gradient adiabatique humide}$$

TABLEAU II.0

	HA	HR	HRGA
T_S	296.57	302.09	299.22
T_{trop}	219.56 (12 km)	218.89 (13.7)	220.37 (13.7)
T_{som}	261.23	259.93	258.31
T_r	313.30	325.04	323.53
T_p	269.02	269.13	269.15
LE + S	107.7	160.7	166.70
$F_I^\downarrow(0)$	306.5	401.9	390.7
$F_S^\downarrow(0)$	266.5	256.7	256.1
$F_I^\uparrow(z_{trop})$	306.9	306.1	307.3
$F_I^\downarrow(z_{trop})$	24.5	22.6	23.9
$F_S^\downarrow(z_{trop})$	322.1	323.2	322.9
$F_S^\uparrow(z_{trop})$	39.7	39.7	39.5
$F_I^\uparrow(Z)$	297.0	297.4	297.5
α	0.1254	0.1240	0.1237

Atmosphère claire : Etats d'équilibre des modèles HA, HR, HRGA.
 Les températures sont en (K) ; les flux sont
 en (W/m^2).



TABLEAU II.1

	HA	HR	HRGA
nuage	$A_C = 0.50$ $\tau = 10$	$A_C = 0.50$ $\tau = 8$	$A_C = 0.50$ $\tau = 8$
T_S	288.34	288.66	287.95
T_{trop}	211.42 (12 km)	213.04 (12 km)	214.43 (10 km)
T_{som}	260.91	265.94	266.79
T_r	302.78	305.40	305.38
T_p	251.95	253.33	253.31
LE + S	84.6	99.5	103.3
$F_I^\downarrow(0)$	304.6	316.5	316.7
$F_S^\downarrow(0)$	191.1	196.4	196.1
$F_I^\uparrow(z_{trop})$	233.2	237.8	240.1
$F_I^\downarrow(z_{trop})$	20.2	19.3	22.7
$F_S^\downarrow(z_{trop})$	322.0	322.3	320.0
$F_S^\uparrow(z_{trop})$	109.0	103.9	102.7
$F_I^\uparrow(z)$	228.5	233.5	233.5
α	0.3272	0.3124	0.3125

Etats d'équilibre des modèles HA, HR, HRGA.

Les températures sont en (K) ; les flux sont en (W/m^2).



TABLEAU II.2

	Altitude (km)	Réfectivité	Nébulosité
RAMANATHAN	6.25	0.52	0.45
WANG	5.5	*	0.50
HUMMEL	5.5	0.32	0.50
MODELE HA	6.0	0.57	0.50
MODELE HR et HRGA	6.0	0.53	0.50
WETHERALD et MANABE	<u>nuage haut</u>		
	10	0.20	0.228
	<u>nuage moyen</u>		
	4.1	0.48	0.090
	<u>nuage bas</u>		
	2.7	0.69	0.313
	(base : 1.7)		

Propriétés de la couverture nuageuse dans différents modèles radiatifs convectifs.

L'altitude donnée correspond à l'altitude du sommet du nuage.

* Valeur non disponible



TABLEAU II.3

z (km)	HRGA	HRNGA
0	4.94	5.01
1	5.26	5.35
2	5.64	5.75
3	6.12	6.25
4	6.71	6.87
5	7.40	7.58
6	8.15	8.32
7	8.84	8.98
8	9.38	9.47
9	9.71	9.76
10	9.80	9.80
11	9.80	9.80
12	9.80	9.80

*Gradient adiabatique humide en (K/km) pour
les modèles HRGA et HRNGA*



TABLEAU II.4

	HRN	HRNO	HRNGA	HRNGAO
nuage	$A_c = 0.471$ $\tau = f(z)$	$A_c = 0.473$ $\tau = f(z)$	$A_c = 0.459$ $\tau = f(z)$	$A_c = 0.463$ $\tau = f(z)$
T_s	288.03	287.50	287.21	286.66
T_{trop}	212.82 (12 km)	212.54 (12 km)	213.57 (10 km)	211.50 (11 km)
T_{som}	265.92	266.10	266.97	267.05
T_r	305.09	304.65	304.67	304.27
T_p	254.51	254.40	254.04	254.12
LE + S	101.0	101.1	102.7	103.08
$F_I^\downarrow(0)$	314.4	310.7	313.5	309.8
$F_S^\downarrow(0)$	196.5	197.5	194.5	195.8
$F_I^\uparrow(z_{trop})$	242.4	241.8	242.5	241.1
$F_I^\downarrow(z_{trop})$	19.3	19.1	22.2	19.8
$F_S^\downarrow(z_{trop})$	322.4	322.4	320.1	321.4
$F_S^\uparrow(z_{trop})$	99.3	99.7	99.8	100.3
$F_I^\uparrow(z)$	237.9	237.5	236.2	236.5
α	0.2995	0.3006	0.3042	0.3037

Etats d'équilibre des modèles HRN, HRNO, HRNGA et HRNGAO.

Les températures sont en (K) ; les flux sont en W/m^2 .



TABLEAU II.5

z (km)	Modèle HRN		Modèle HRNO		Modèle HRNGA		Modèle HRNGAO	
	C_i	A_c	C_i	A_c	C_i	A_c	C_i	A_c
0	0.071		0.050		0.062		0.045	
1	0.052	0.157	0.072	0.148	0.051	0.150	0.071	0.143
2	0.043		0.034		0.046		0.035	
3	0.046		0.032		0.051		0.036	
4	0.056		0.035		0.067		0.040	
5	0.064	0.284	0.127	0.306	0.081	0.329	0.157	0.347
6	0.073		0.077		0.095		0.096	
7	0.085		0.078		0.089		0.075	
8	0.065		0.062		0.041		0.040	
9	0.044	0.124	0.028	0.110	0.010	0.051	0.002	0.041
10	0.019		0.021					
11	0.002		0.003					
12								

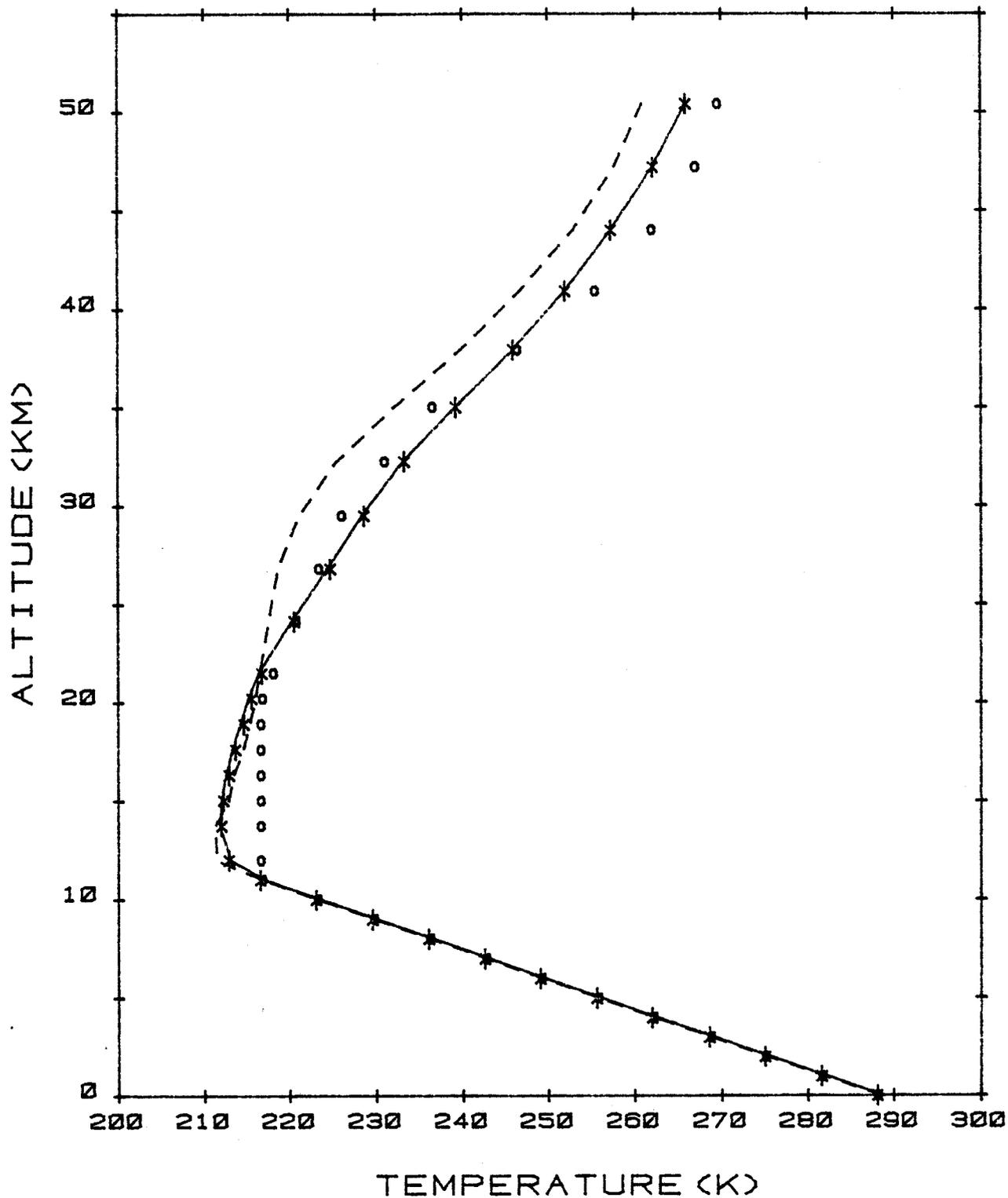
Répartition de la nébulosité partielle dans les modèles avec schéma de génération de nuages

C_i : nébulosité partielle par couche

A_c : nébulosité équivalente par classe de nuages.



FIGURE (II.1)

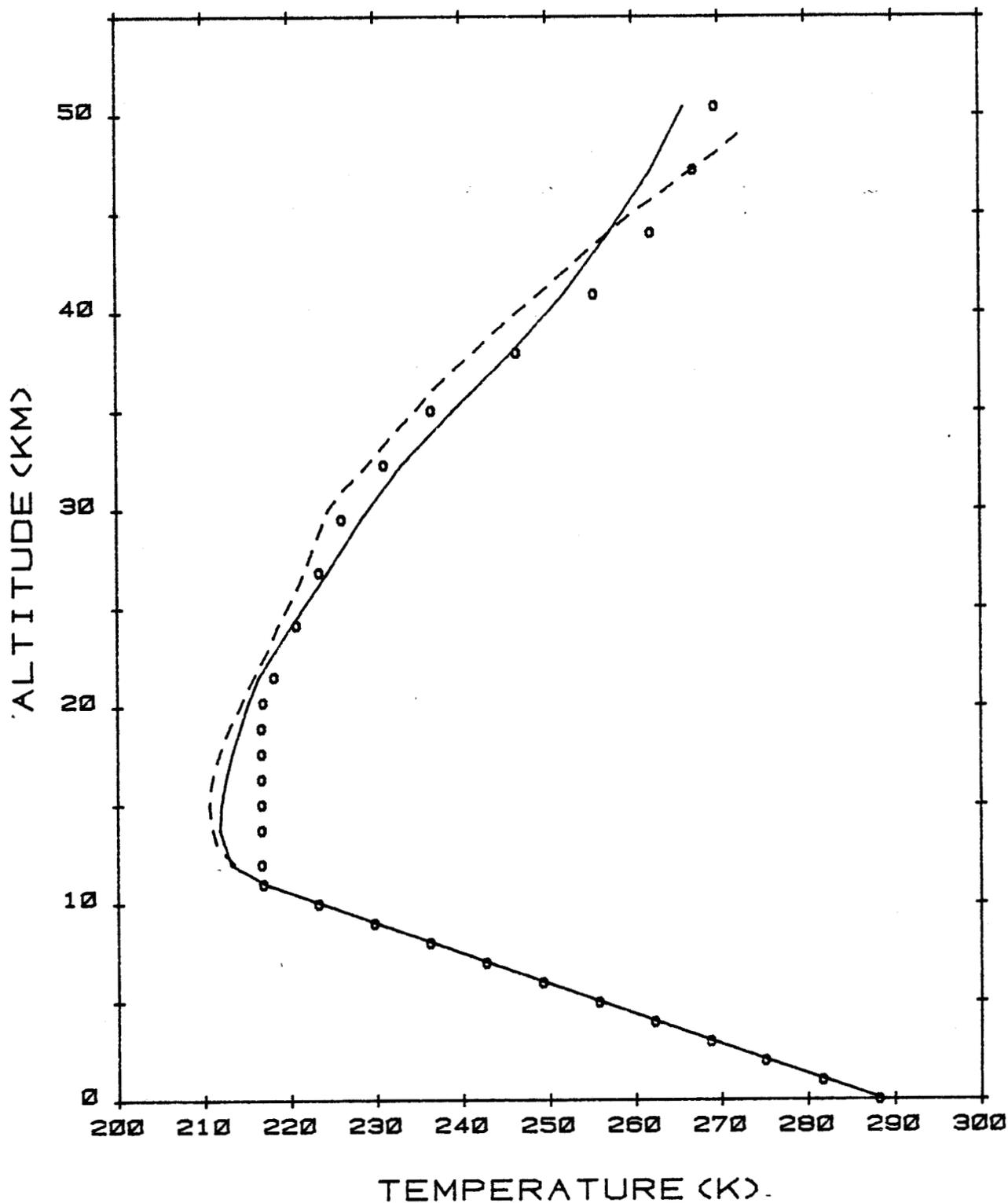


Profils de température pour différents modèles

- modèle HA
- modèle HR
- * * * * * modèle HRN
- o o o o Atmosphère US STANDARD (1976)



FIGURE (II.2)

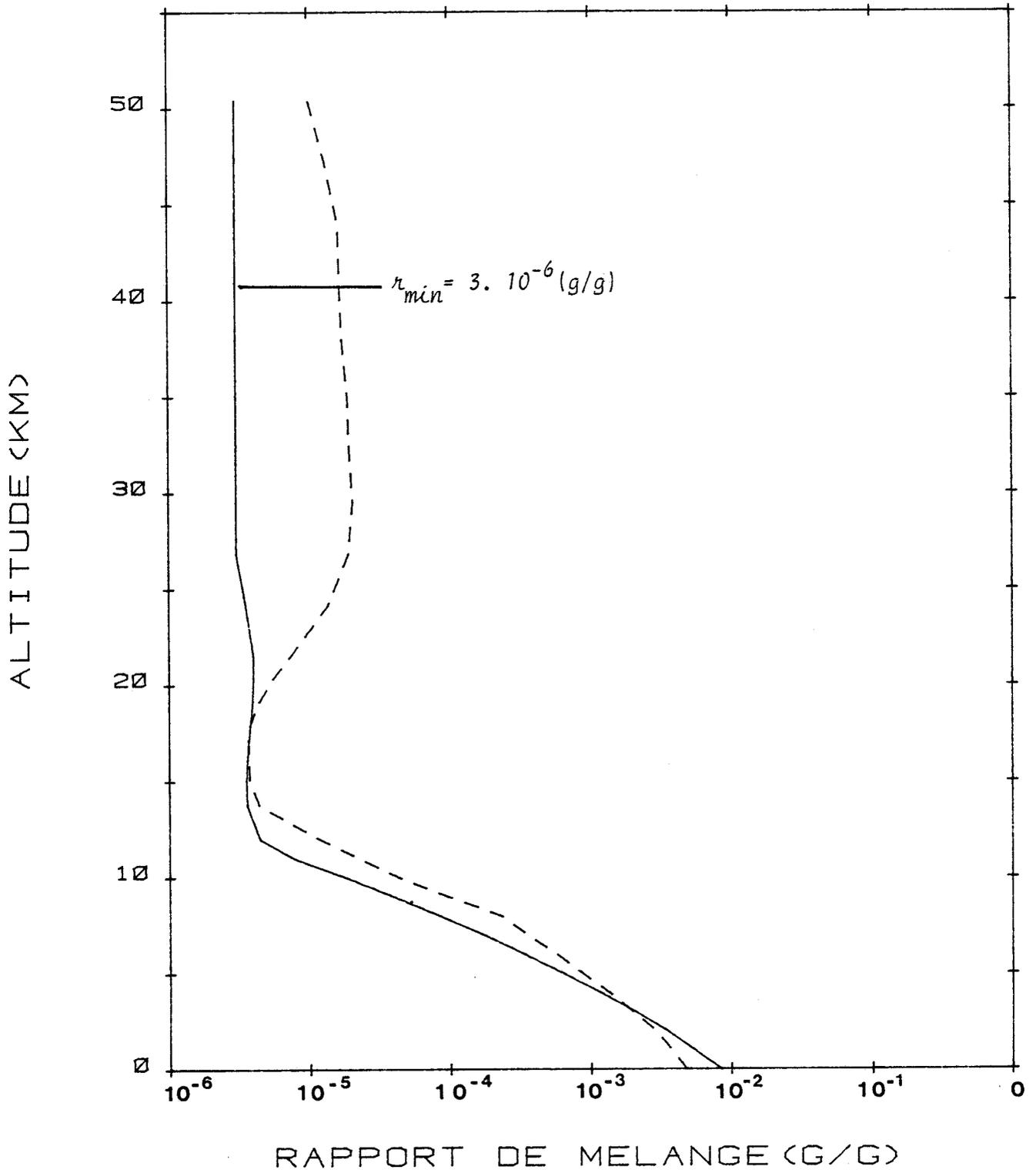


Comparaison entre différents profils de température.

- RAMANATHAN (1976)
- modèle HR
- o o o o atmosphère US STANDARD (1976)



FIGURE (II.3)



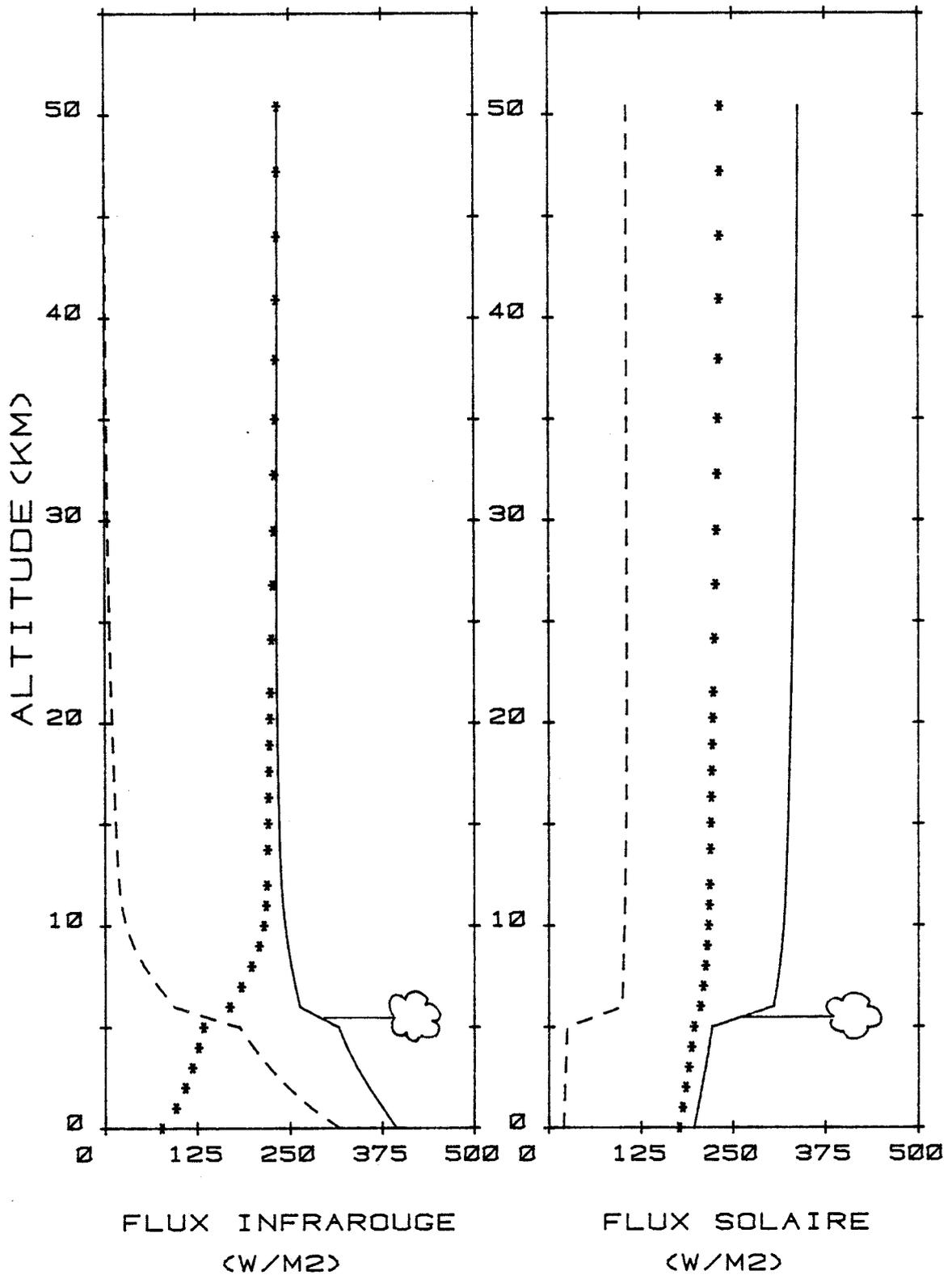
Distribution du contenu total en vapeur d'eau dans l'atmosphère.

— modèle HR

- - - modèle HA



FIGURE (II.4)



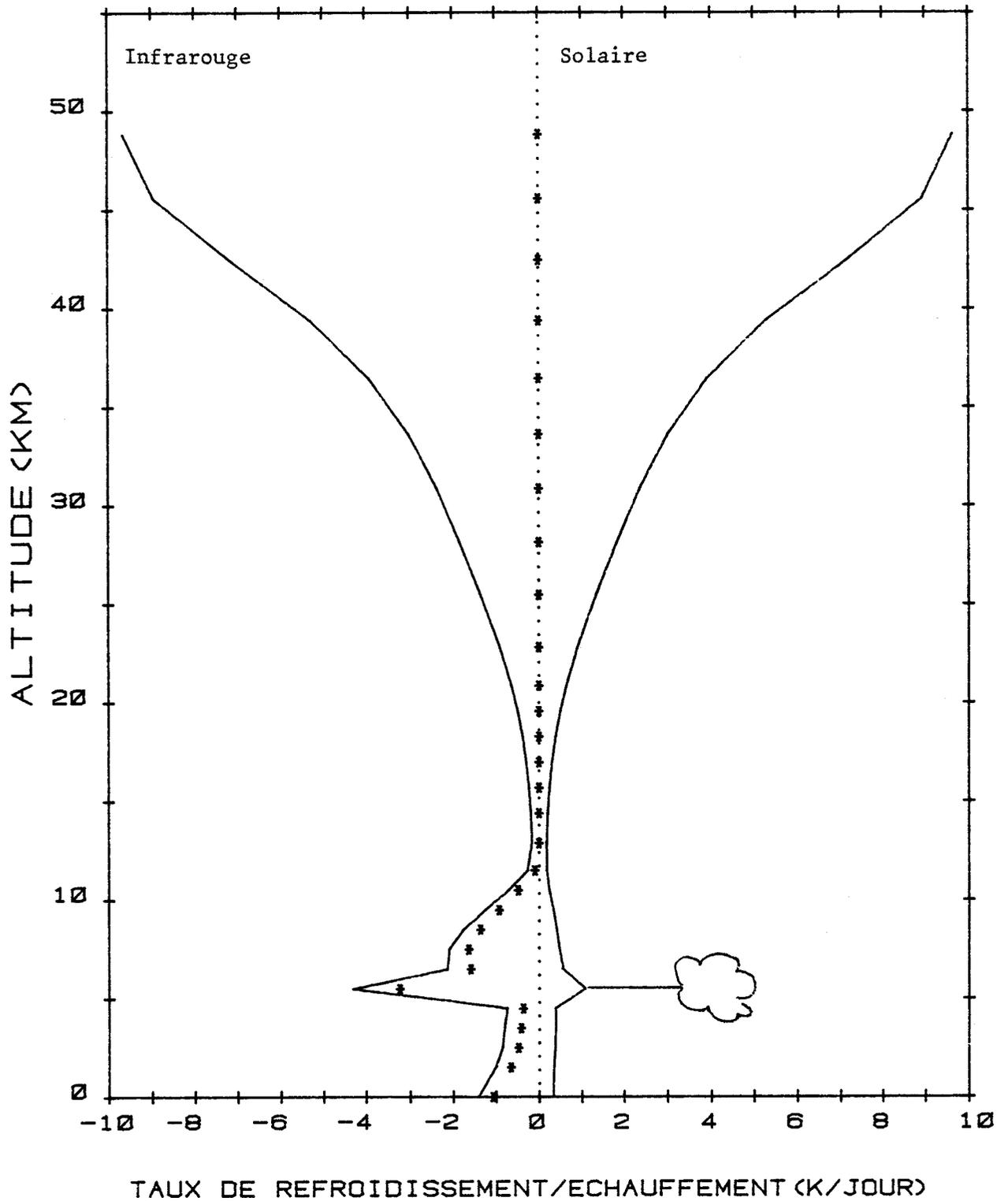
Modèle HR : Profils des flux radiatifs infrarouge et solaire.

— F_S^{\downarrow} et F_I^{\uparrow}
 - - - F_S^{\uparrow} et F_I^{\downarrow}

*** flux nets infrarouge et solaire



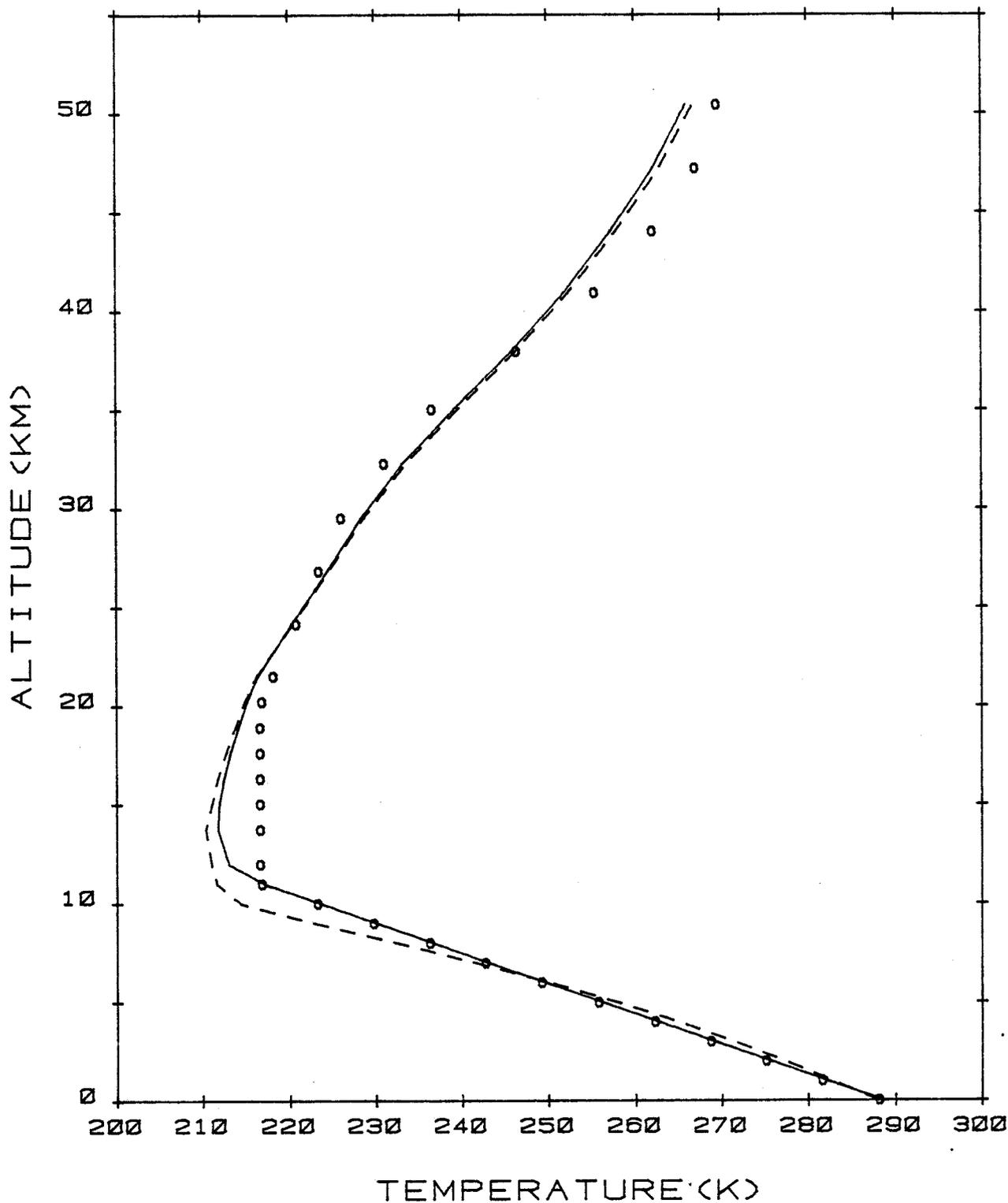
FIGURE (II.5)



Modèle HR : (*) Taux d'échauffement par convection.



FIGURE (II.6)



Profils de température avec $\Gamma_c = 6,5$ K/km ou Γ_c égal au gradient adiabatique humide.

- modèle HR
- - - modèle HRGA
- o o o o modèle US STANDARD (1976)



FIGURE (II.7)

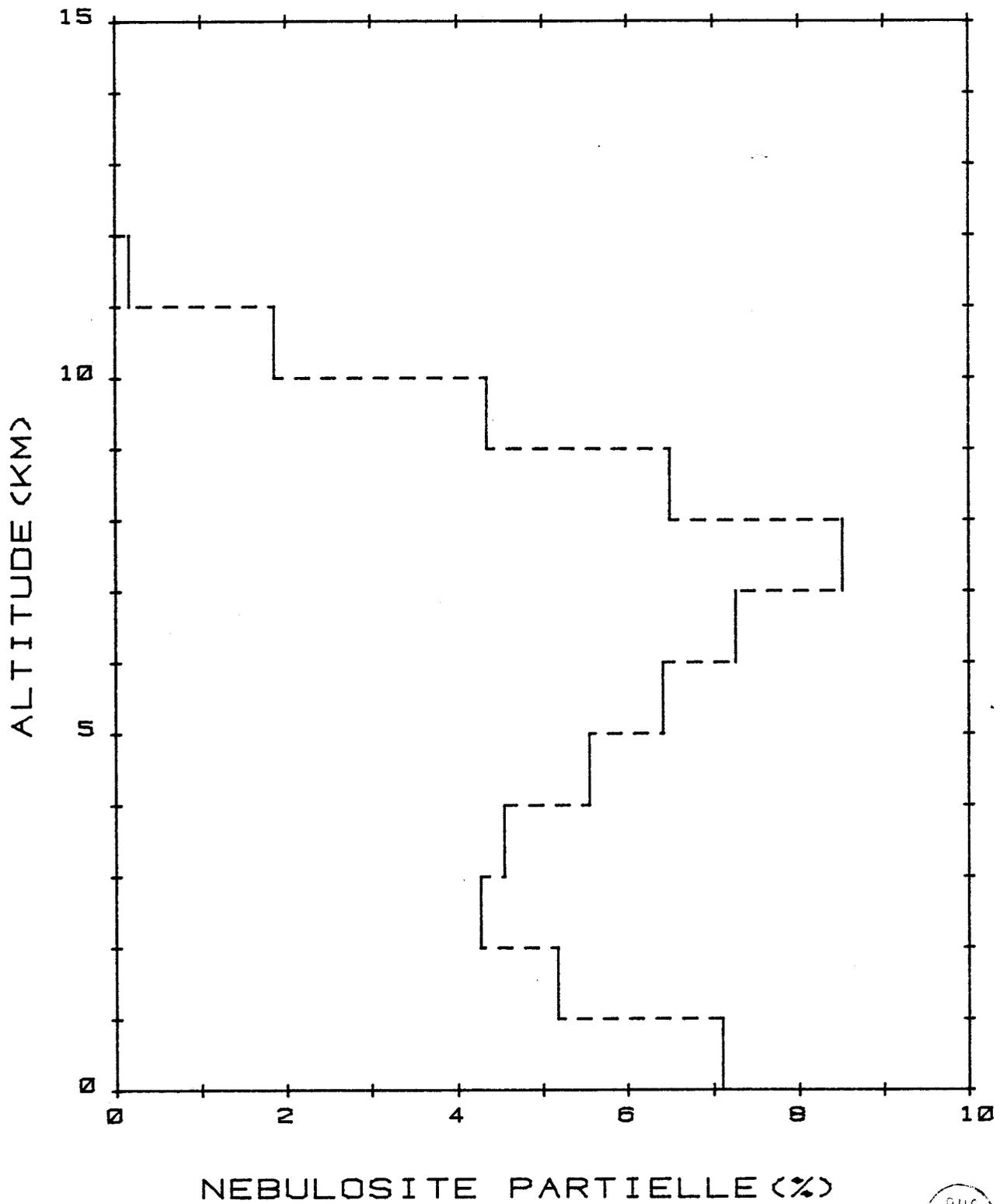
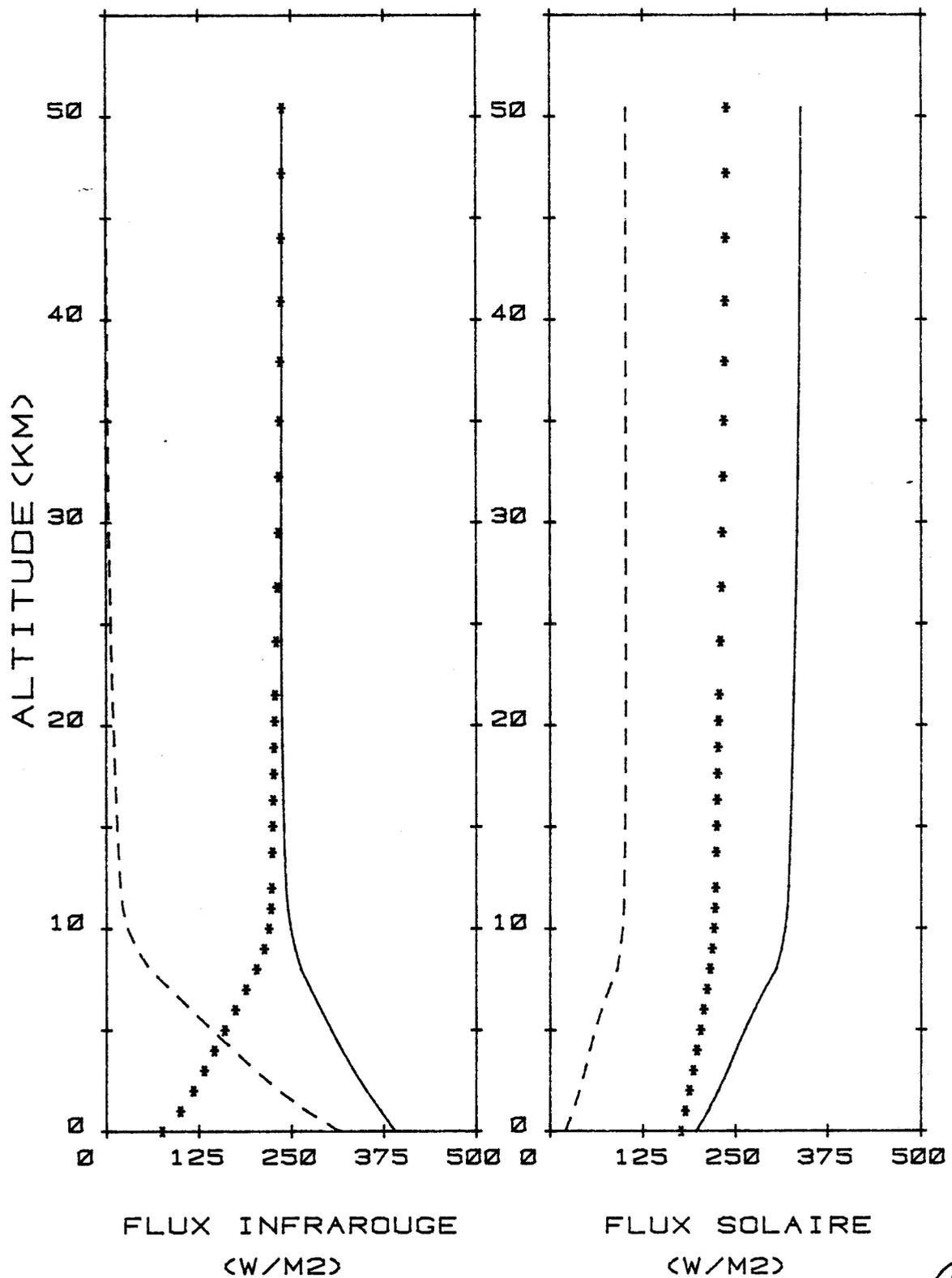


Schéma de génération de nuages : répartition de la couverture nuageuse pour le modèle HRN.

BUS
LILLE

FIGURE (II.8)



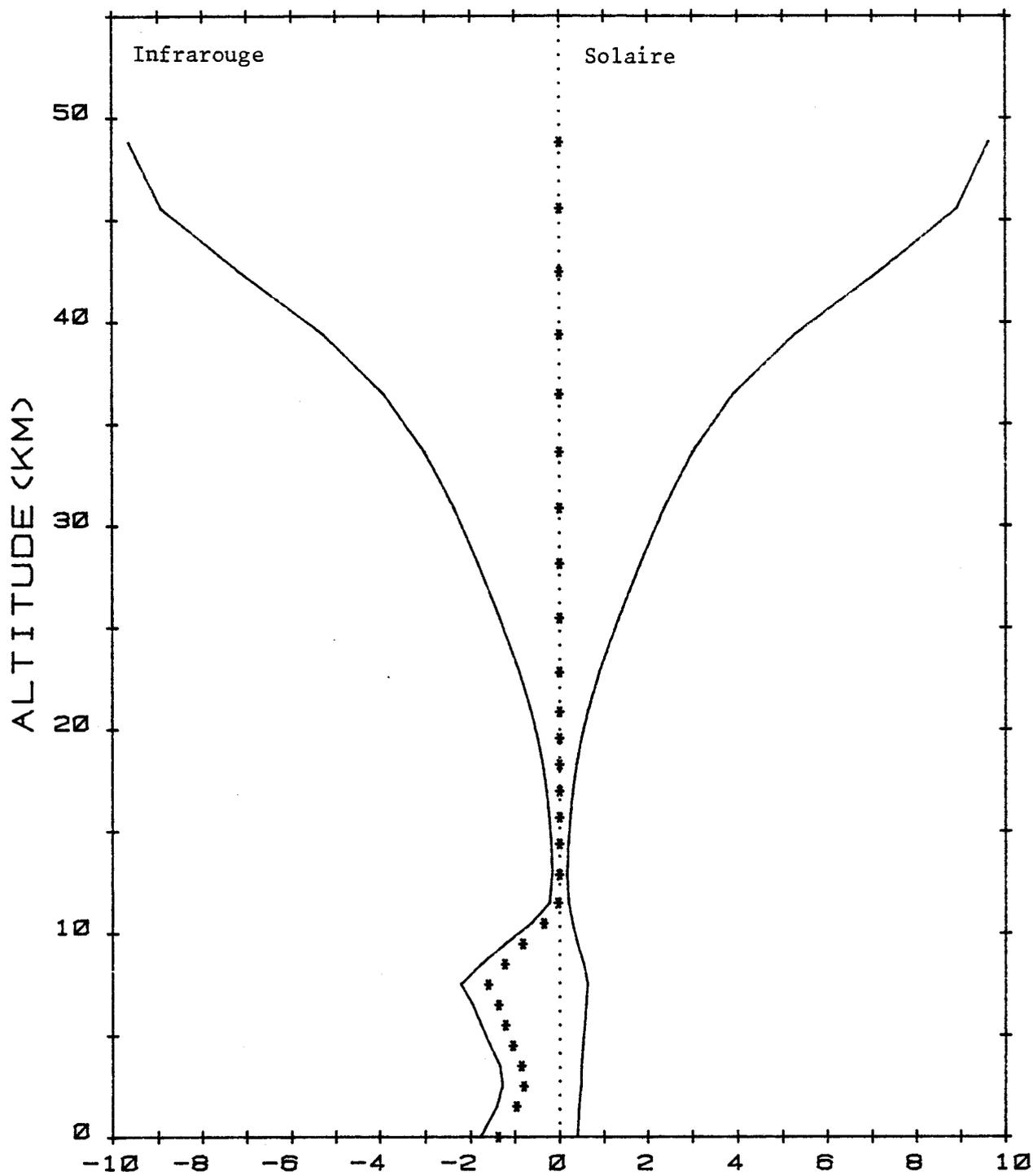
Modèle HRN : Profils des flux radiatifs infrarouge et solaire.



— F_S^\downarrow et F_I^\uparrow
 --- F_S^\uparrow et F_I^\downarrow

*** flux nets infrarouge et solaire

FIGURE (II.9)

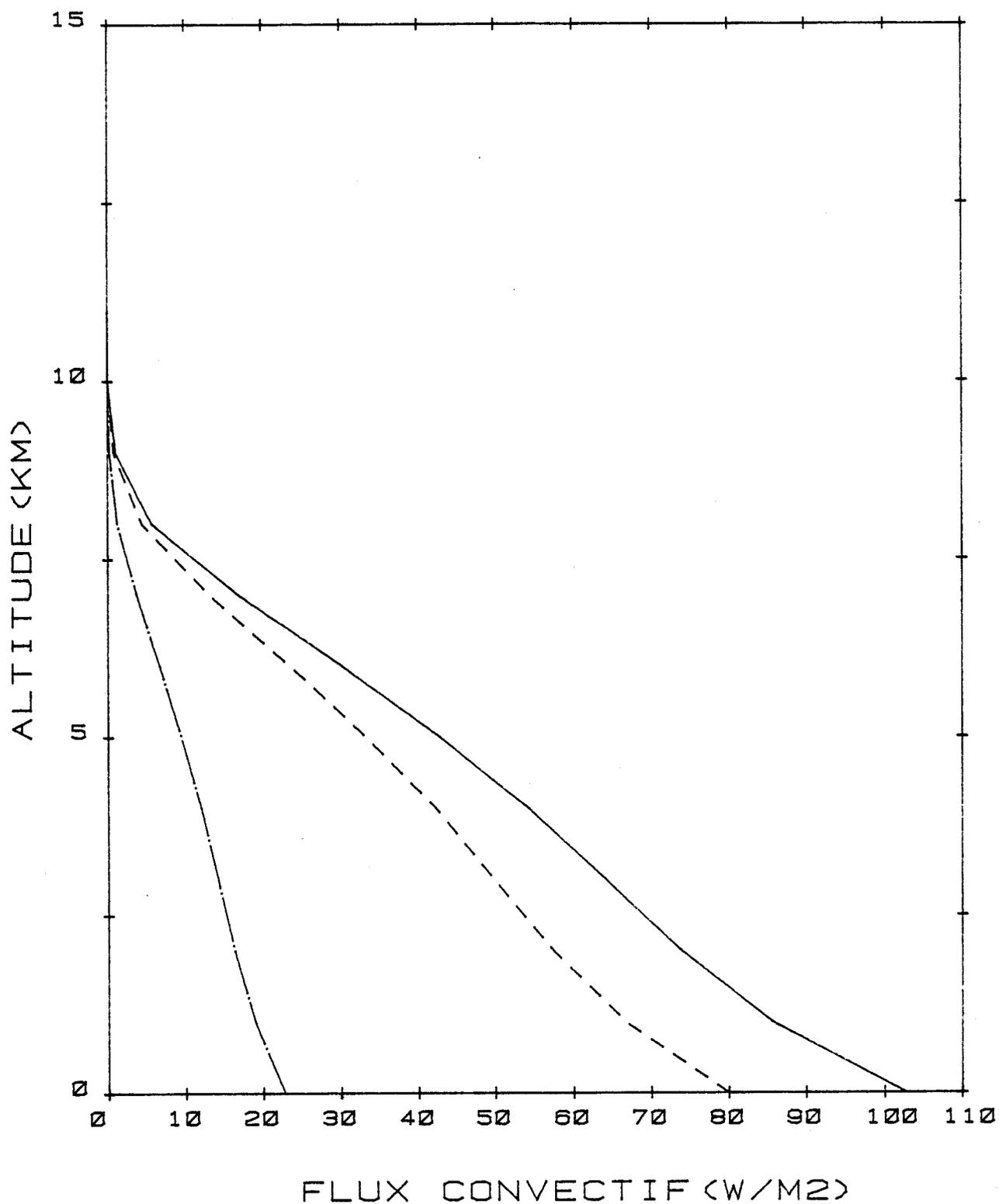


TAUX DE REFROIDISSEMENT/ECHAUFFEMENT (K/JOUR)

Modèle HRN : (*) Taux d'échauffement par convection



FIGURE (II.10)



Modèle HRN : Profils des flux de chaleur latente et sensible.

LE et S sont en (W/m^2)

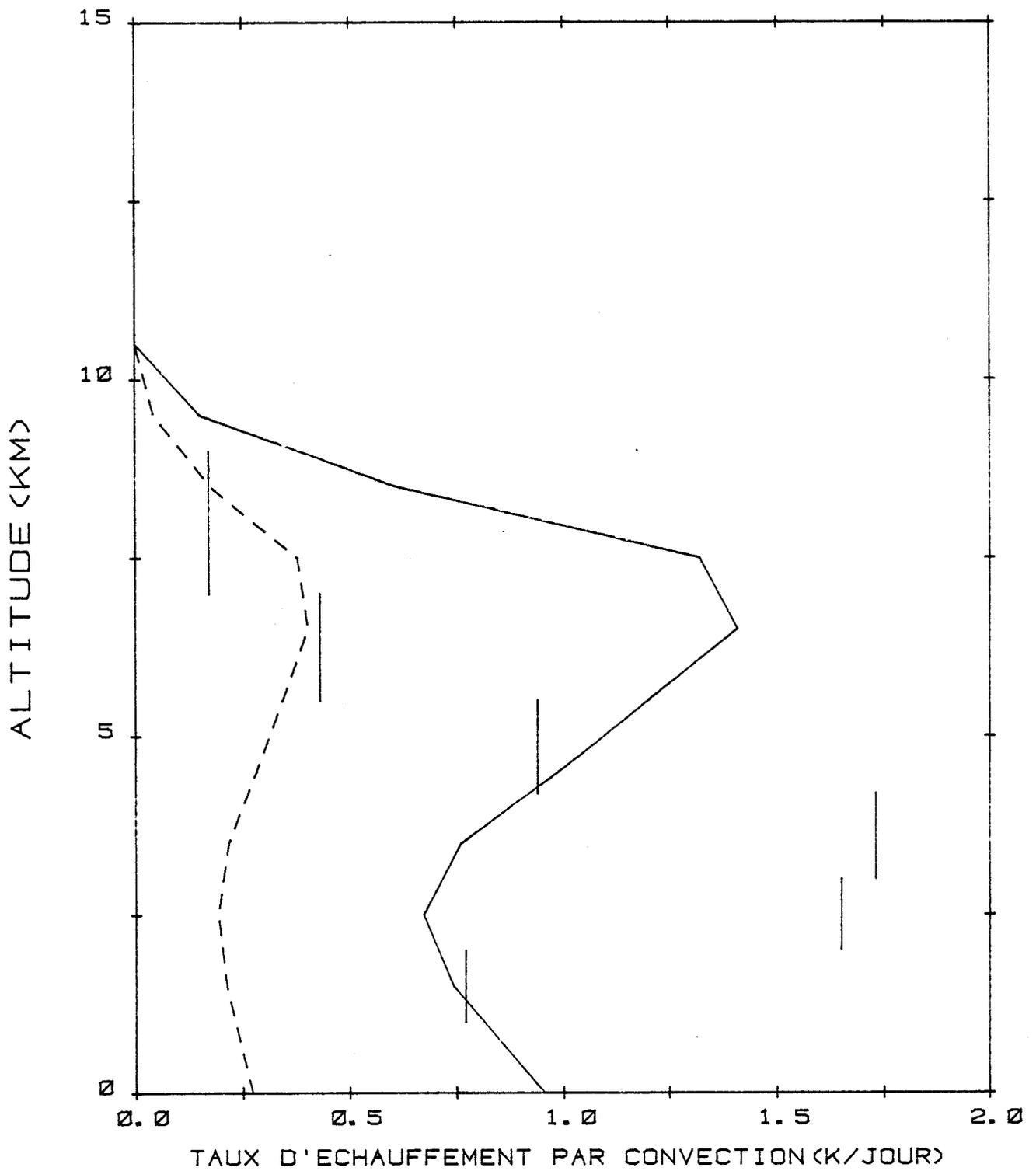
— LE + S

- - - LE

- . - . S



FIGURE (II.11)



Modèle HRN : Taux d'échauffement par dissipation des flux de chaleur latente et sensible.

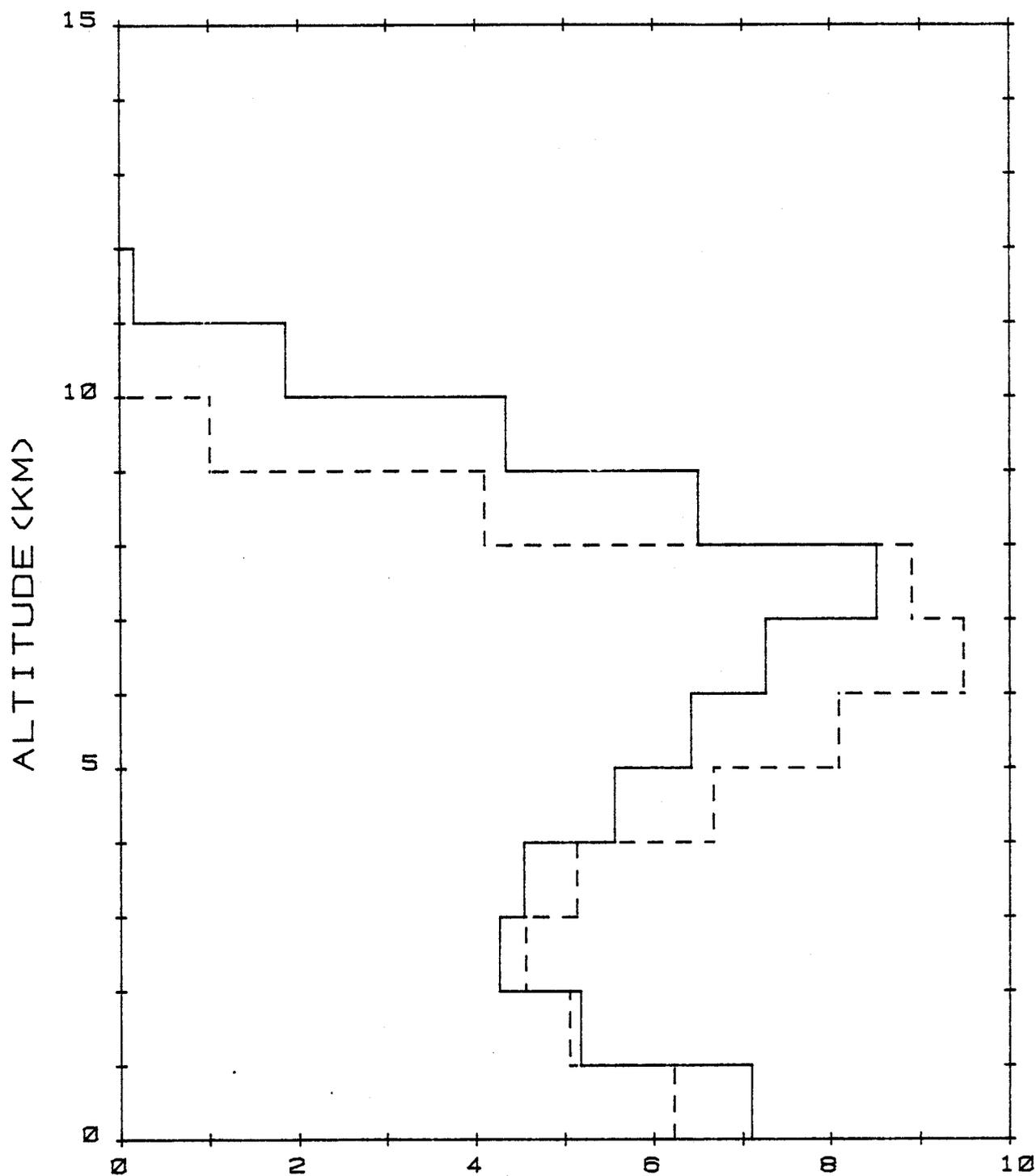
— $\frac{\partial T}{\partial x}$ (LE)

- - - $\frac{\partial T}{\partial x}$ (S)

| échauffement par dissipation du flux de chaleur latente calculé par NEWELL (1974)



FIGURE (II.12)



NEBULOSITE PARTIELLE (%)



Comparaison de la répartition de la couverture nuageuse entre les modèles HRN et HRNGA.

- modèle HRN
- - - modèle HRNGA

CHAPITRE III

ETUDE DE LA SENSIBILITE

DES DIFFERENTS MODELES

INTRODUCTION

De très nombreux tests de sensibilité ont déjà été réalisés à l'aide de modèles radiatifs convectifs. Il s'agit d'étudier la réponse du système terre-atmosphère à une perturbation d'un des paramètres externes du modèle comme une variation de la constante solaire ou de la concentration en gaz carbonique ou internes comme une augmentation de la couverture nuageuse ou de l'altitude du sommet du nuage. L'impact produit par cette perturbation est mesuré principalement par la sensibilité de la température de surface et du flux infrarouge sortant au sommet de l'atmosphère. La variation de la température de surface traduit avec les contraintes de l'ajustement convectif la réponse de la troposphère tandis que celle du flux infrarouge est la conséquence du déséquilibre introduit par cette perturbation sur l'état énergétique du système global. Ces différents tests permettent aussi de valider les schémas de transfert radiatif infrarouge et solaire utilisés dans des modèles climatiques plus complets. Par rapport à un modèle de circulation générale, la réponse du modèle radiatif convectif à une perturbation externe est obtenue de façon plus rapide. Son analyse est également plus simple. En effet, les nouveaux états d'équilibre sont obtenus plus facilement, toutes constantes de temps étant par ailleurs filtrées: on néglige en particulier toute la dynamique de l'atmosphère et des océans. En contre partie, en limitant le nombre de degrés de liberté, c'est à dire en omettant un certain nombre des réactions du système climatique, le signal mesuré ne correspond pas forcément à la réponse réelle du climat.

Dans un premier temps, la sensibilité du modèle HR est comparée à celles d'autres auteurs. Les sensibilités de la température de surface et du flux infrarouge sortant au sommet de l'atmosphère obtenues à l'aide de quatre modèles radiatifs convectifs différents sont résumées dans un article présenté par CHYLEK et KIEHL (1981). Ce sont les modèles de RAMANATHAN (1976), COAKLEY (1977), MANABE et WETHERALD (1967), WANG et al (1976). Ils sont identiques au modèle HR, c'est à dire à humidité relative fixée avec une couverture nuageuse telle que la température de surface soit voisine de 288 K pour l'état d'équilibre de référence. Puis les sensibilités du modèle HA et du modèle HRN sont comparées à celle du modèle HR. Les différences ainsi observées permettent de mesurer l'effet de réduction ou d'amplification que la variation d'un paramètre (en particulier la couverture nuageuse) peut avoir sur la modification d'un autre. Enfin, la sensibilité des principaux termes du bilan radiatif aux propriétés radiatives des nuages

est calculée à l'aide des modèles HA et HR pour lesquels la couverture nuageuse est fixée. L'impact climatique d'une augmentation de la nébulosité A_c , de l'altitude du sommet du nuage Z_n , ou encore de l'épaisseur optique τ est calculé. Les principaux paramètres utilisés pour effectuer ces tests sont le flux solaire incident au sommet de l'atmosphère S_0 , la concentration en gaz carbonique C_{CO_2} , la réflexion isotrope du sol A_s , le gradient critique Γ_c et enfin l'humidité relative de surface H . Les états de référence pour les différents modèles sont ceux présentés au chapitre II. La méthode utilisée est la suivante : pour une variation d'un des paramètres externes cités ci-dessus, on calcule un nouvel état d'équilibre pour les 3 modèles. Ainsi, cet état d'équilibre se caractérise par une nouvelle température de surface et un nouveau flux infrarouge au sommet de l'atmosphère. Les sensibilités de ces deux variables en fonction de la perturbation δx d'un paramètre d'entrée x sont spécifiées respectivement par les quantités $x \frac{\delta T_S}{\delta x}$ et $x \frac{\delta F_I^\uparrow}{\delta x}$. δT_S et δF_I^\uparrow sont les différences de température de surface et de flux infrarouge entre le nouvel état d'équilibre et l'état de référence. Calculées de cette façon, les quantités $x \frac{\delta T_S}{\delta x}$ et $x \frac{\delta F_I^\uparrow}{\delta x}$ ne représentent pas exactement des dérivées partielles, au sens mathématique du terme. Les interactions induites par la variation du paramètre x sur les autres paramètres externes et internes du modèle sont également contenues dans ces quantités. A titre d'exemple, une augmentation du flux solaire S_0 conduit à une augmentation de l'énergie solaire directement absorbée par le sol, c'est-à-dire encore à une température de surface plus élevée. L'évaporation en surface est donc plus forte également, donc le contenu total en vapeur d'eau de l'atmosphère augmente. Avec le modèle radiatif convectif à humidité relative fixée et à couverture nuageuse fixée, une augmentation du flux solaire conduit finalement à une augmentation de l'effet de serre par l'intermédiaire d'un accroissement du contenu en vapeur d'eau de la troposphère ce qui à son tour implique une augmentation de la température de surface (rétroaction positive). Ainsi, $x \frac{\delta T_S}{\delta x}$ correspond à l'augmentation de la température de surface due à la fois à l'augmentation de l'énergie solaire directement absorbée par le sol, à l'augmentation de l'effet de serre par la vapeur d'eau dans la troposphère et à leurs interactions.

Le test de sensibilité du climat à un doublement de la concentration au gaz carbonique est développé de manière plus détaillée dans le chapitre suivant. Les cinq nouveaux états d'équilibre obtenus avec les trois modèles HA, HR et HRN sont reportés à titre de référence dans les tableaux (III.1), (III.2) et (III.3). Ils correspondent respectivement à une augmentation de la constante solaire de 2 %, à la réflexion du sol A_S de 10 %, à un doublement de la concentration en gaz carbonique, à une augmentation du gradient critique Γ_c qui passe de 6,5 à 7 K/km, à un accroissement de l'humidité de surface de 77 % à 87 %.

I - COMPARAISON DES SENSIBILITES DE T_S ET DE F_I^\uparrow DU MODELE HR A CELLES D'AUTRES MODELES RADIATIFS CONVECTIFS

Les quantités $x \frac{\delta T_S}{\delta x}$ et $x \frac{\delta F_I^\uparrow}{\delta x}$ sont calculées à l'aide du tableau (III.2). Elles sont comparées à celles obtenues avec les différents modèles radiatifs convectifs présentés dans l'article de CHYLEK et KIEHL (1981) dans le tableau (III.4). Les sensibilités calculées dans cet article sont obtenues pour une perturbation faible (de l'ordre de 1 %) des différents paramètres externes du modèle. Enfin dans la dernière colonne du tableau (III.4) est reportée une estimation de l'erreur faite sur le calcul de $x \frac{\delta T_S}{\delta x}$ et $x \frac{\delta F_I^\uparrow}{\delta x}$. On estime que la précision obtenue sur la température est égale à 0,01 K et celle du flux infrarouge à 0,1 W/m². Elles correspondent respectivement aux précisions exigées sur le profil de la température d'équilibre et sur le bilan radiatif au sommet de l'atmosphère, c'est-à-dire aux critères de convergence du modèle.

Le tableau (III.4) montre que la sensibilité de la température de surface à une perturbation d'un paramètre externe du modèle est en assez bon accord avec celles données par CHYLEK. $C_{CO_2} \frac{\delta T_S}{\delta C_{CO_2}}$ est plus faible que celles obtenues avec tous les autres modèles radiatifs convectifs. En ce qui concerne la sensibilité du flux infrarouge au sommet du modèle, elle se situe également dans la gamme des sensibilités correspondant aux autres modèles, sauf encore dans le cas du doublement de la concentration au gaz carbonique où elle est beaucoup plus faible ($x \frac{\delta F_I^\uparrow}{\delta x} = 0,26 \text{ W/m}^2$). Cependant, il faut souligner que l'erreur sur le calcul de $x \frac{\delta F_I^\uparrow}{\delta x}$ est également très grande, en particulier celle relative au gradient critique

et à l'humidité relative en surface où elle atteint 100% ; dans ces conditions, la détermination de la variation du flux infrarouge au "sommet" de l'atmosphère est très aléatoire.

Le tableau (III-4) permet de remarquer que la sensibilité de la température de surface à une augmentation de la constante solaire est identique dans le modèle de RAMANATHAN et dans le modèle HR alors que la sensibilité du flux infrarouge au sommet de l'atmosphère est plus faible dans le modèle HR. Les états d'équilibre de référence des deux modèles sont également différents. Dans le modèle de RAMANATHAN, à une température de surface d'équilibre voisine de 288 K, correspondent un flux infrarouge au sommet du modèle égal à $277,3 \text{ W/m}^2$ et un albédo planétaire de 0,33. Dans le modèle HR, ils valent respectivement $233,51 \text{ W/m}^2$ et 0,31. Entre les deux modèles, la couverture nuageuse est également différente. Dans le modèle de RAMANATHAN, la nébulosité est égale à 0,45 et l'altitude du sommet du nuage est fixée à 6,25 km. L'albédo de surface étant par ailleurs identique dans les deux modèles, l'effet de serre dû à la couverture nuageuse dans le modèle de RAMANATHAN est donc plus grand que dans le modèle HR pour lequel l'altitude du sommet du nuage est de 6 km mais il est pondéré par une nébulosité plus faible. Ainsi pour une température de surface identique, l'échauffement de l'atmosphère est plus grand dans le modèle HR que dans le modèle de RAMANATHAN. Dans le modèle HR, une opacité plus élevée de l'atmosphère dans le domaine solaire se traduit par un albédo planétaire plus faible : l'énergie solaire absorbée par la vapeur d'eau est supérieure à celle absorbée dans le modèle de RAMANATHAN.

Avec le modèle HR, la diminution de l'albédo planétaire résultant d'une augmentation de la constante solaire de 2 % est égale à 0,001. Calculée à l'aide de la relation (I.1), elle vaut 0,002 chez RAMANATHAN. En valeur relative, cela signifie donc que la paramétrisation de l'absorption par la vapeur d'eau dans le schéma de transfert radiatif de courtes longueurs d'onde du modèle de RAMANATHAN est plus sensible à une augmentation du contenu total en vapeur d'eau que ne l'est celle utilisée dans le schéma de rayonnement décrit au chapitre I, (paragraphe B-1). Par ailleurs, on peut aussi penser que pour la distribution du contenu total en vapeur d'eau correspondant à l'état d'équilibre de référence au modèle HR ($T_s = 288,66 \text{ K}$), les bandes d'absorption par la vapeur d'eau dans le domaine solaire sont

plus proches de la saturation, ceci expliquerait une variation absolue de l'albédo planétaire deux fois moins élevée que dans le modèle de RAMANATHAN. Cette hypothèse cependant, devrait s'appuyer sur une comparaison plus précise des deux schémas de transfert radiatif du rayonnement solaire et demande à être approfondie davantage. Pourtant, si on admet que l'augmentation de la température de surface est identique dans les deux modèles (puisque la quantité $S_0 \frac{\delta T_s}{\delta S_0}$ est la même), celle du contenu total en vapeur d'eau dans l'atmosphère est aussi du même ordre de grandeur à cause des caractéristiques du modèle radiatif convectif à humidité relative fixée de l'ajustement convectif. La différence observée est donc fortement dépendante de la paramétrisation de l'absorption par la vapeur d'eau.

Le tableau(III-4) montre également que la sensibilité de la température de surface mais surtout celle du flux infrarouge au sommet de l'atmosphère à une augmentation du gradient critique Γ_c est très différente selon les auteurs. On peut cependant noter que la sensibilité du flux infrarouge $\Gamma_c \frac{\delta F_I^\uparrow}{\delta \Gamma_c}$ est relativement faible alors que celle de la température de surface $\Gamma_c \frac{\delta T_s}{\delta \Gamma_c}$ est beaucoup plus forte. Cela signifie que pour des modèles radiatifs convectifs où l'altitude du sommet du nuage est fixée, une augmentation du gradient critique n'a qu'une influence locale dans les basses couches de l'atmosphère. Lorsqu'on augmente le gradient de température, le profil de température dans la troposphère est plus froid et le flux infrarouge au sommet de l'atmosphère diminue. Pour compenser le déséquilibre énergétique qui en résulte, la température de surface augmente. Le flux convectif généré en surface décroît, la contrainte imposée par le gradient critique sur le profil de température étant plus large. Avec le modèle HR, la précision obtenue sur le flux infrarouge sortant est estimée à $0,1 \text{ W/m}^2$. Dans ces conditions, l'erreur faite sur le calcul de $\Gamma_c \frac{\delta F_I^\uparrow}{\delta \Gamma_c}$ est au moins de l'ordre de grandeur du signal effectivement mesuré lorsque le gradient critique augmente de $0,5 \text{ K/km}$, compte tenu du critère de convergence. La sensibilité du flux infrarouge à une variation du gradient critique est donc très mal mesurée. En toute logique, cette sensibilité devrait être faible compte tenu de l'influence locale du gradient critique sur le profil de température troposphérique. Dans l'article de CHYLEK et KIEHL, $\delta \Gamma_c$ est égal à $0,05 \text{ K/km}$ sauf pour WANG où il est de $0,5 \text{ K/km}$ comme pour le modèle HR ; dans ce cas, $\Gamma_c (\delta F_I^\uparrow / \delta \Gamma_c)$ est égal à $0,15 \text{ W/m}^2$ à comparer à $-2,7 \text{ W/m}^2$.

Une variation de 1% de certains paramètres tels que Γ_c ou A_s ne perturbe que très faiblement T_s ou F_I^\uparrow . Les sensibilités ainsi obtenues n'ont de sens qu'à la condition que δT_s ou δF_I^\uparrow soient nettement supérieurs à l'imprécision qui résulte du critère de convergence adopté, soit ici $\delta T_s < 0,01$ K et $\delta F_I^\uparrow < 0,1$ W/m². C'est la raison pour laquelle nous avons perturbé Γ_c de 0,5 K/km au lieu de 0,05 K/km chez CHYLEK. La précision demandée sur le calcul des flux n'est pas indiquée dans cet article. Sous cette réserve, les résultats présentés dans le tableau (III-4) s'accordent à ceux d'autres auteurs cités dans l'article de CHYLEK et KIEHL (1981)

II - COMPARAISON DES SENSIBILITES DE T_s ET DE F_I^\uparrow OBTENUES AVEC LES MODELES HA ET HRN A CELLES DU MODELE HR

Les sensibilités de la température de surface et du flux infrarouge sortant au sommet de l'atmosphère sont également calculées avec les modèles HA et HRN. Elles sont reportées dans le tableau (III-5) et comparées à celles obtenues avec le modèle HR. La variation du paramètre externe x est identique dans les trois modèles et est appliquée sur le flux solaire S_0 , la concentration en gaz carbonique C_{CO_2} , la réflexion du sol A_s , le gradient critique Γ_c et enfin sur l'humidité relative en surface dans le modèle HRN. Les états d'équilibre de référence sont ceux décrits au chapitre II.

II-1 - Comparaison entre les modèles HA et HR

Le tableau (III-5) montre que la sensibilité de la température de surface, à une augmentation du flux solaire, de la concentration en gaz carbonique ou de la réflexion de sol obtenue avec le modèle radiatif convectif à humidité absolue fixée est plus faible que celle calculée avec le modèle HR. Il en est également de même quant à la sensibilité du flux infrarouge au sommet de l'atmosphère. Par contre, $\Gamma_c \frac{\delta T_s}{\delta \Gamma_c}$ est supérieure à celle du modèle HR. Ces sensibilités plus faibles en général sont dues à l'indépendance des profils de température et d'humidité absolue pendant l'intégration numérique. Dans le modèle à humidité absolue fixée, le nombre de degrés de liberté est minimum, la variation de l'état d'équilibre correspond à la réponse la plus proche de ce que l'on appelle un "ajustement purement radiatif". A une perturbation d'un des paramètres externes du modèle correspond la variation de température nécessaire au rétablissement des principaux équilibres radiatifs, en particulier au sommet de l'atmosphère. Dans le modèle à humidité relative fixée, s'ajoutent les effets induits par la variation du contenu de l'atmosphère en vapeur d'eau. Pour

le modèle HA, l'opacité de l'atmosphère reste identique lorsque T_s varie alors qu'elle augmente avec la température dans le modèle HR. C'est ce "feedback" positif entre les profils de température et d'humidité absolue qui augmente la sensibilité de la température de surface. Ces différents tests permettent donc une fois de plus de mettre en évidence le rôle prépondérant joué par la vapeur d'eau dans l'équilibre énergétique total du système terre-atmosphère.

La sensibilité du modèle HA à une augmentation du gradient critique est plus élevée que pour le modèle HR ($\Gamma_c \frac{\delta T_s}{\delta \Gamma_c} = 26,9$ K au lieu de $22,3^\circ\text{K}$) tandis que le flux infrarouge au "sommet" de l'atmosphère est pratiquement insensible ($\Gamma_c \frac{\delta F_I^\uparrow}{\delta \Gamma_c} = 0,1$ W/m²). A l'équilibre, un gradient critique plus élevé conduit à un profil de température plus froid, par conséquent l'émission infrarouge de l'atmosphère diminue. Pour le modèle HA, le profil d'humidité absolue étant fixé, l'opacité infrarouge de l'atmosphère et l'énergie solaire absorbée sont constantes, une augmentation du gradient de température entraîne donc globalement un réchauffement du système terre atmosphère. Parallèlement, l'altitude de la tropopause diminue puisque la condition $-\frac{dT}{dz} < \Gamma_c$ est plus facilement remplie. A l'équilibre, lorsque le gradient de température passe de 6,5 à 7 K/km la température de surface croît de 2,11 K. De même l'énergie convective générée en surface et nécessaire pour rétablir l'équilibre radiatif du système terre-atmosphère est plus faible (79,7 W/m² au lieu de 84,6 W/m²). Au contraire pour le modèle HR, l'opacité de l'atmosphère diminue avec la température puisque le contenu total en vapeur d'eau est plus faible. Une quantité d'énergie solaire absorbée dans l'atmosphère plus faible, associée à un gradient de température plus élevé conduit globalement à un refroidissement radiatif plus important à la fois pour la surface et pour l'atmosphère. Les flux convectifs ne diminuent plus que de 1,5 W/m² à comparer à 4,9 W/m² pour le modèle HA. Ces deux effets, refroidissement radiatif plus grand et diminution moindre des flux convectifs atténuent la variation de la température de surface ($\delta T_s = 1,72$ K) et expliquent une sensibilité de température à un accroissement de Γ_c plus faible pour le modèle HR que pour le modèle HA.

II-2 - Comparaison entre les modèles HRN et HR

La sensibilité de la température de surface du modèle à couverture

nuageuse interactive est plus faible dans l'ensemble que celle obtenue avec le modèle HR dans lequel la couverture nuageuse est fixée. $\Gamma_c \frac{\delta T_s}{\delta \Gamma_c}$ est en particulier beaucoup plus faible. La réponse de la couverture nuageuse à une perturbation d'un paramètre externe du modèle module la variation de la température de surface. La sensibilité du flux infrarouge au sommet de l'atmosphère à une augmentation du flux solaire incident au sommet de l'atmosphère, ou à la réflexion du sol est plus faible que pour le modèle HR, elle est même de signe opposée dans le cas d'une augmentation de la concentration en gaz carbonique ou de l'humidité relative.

Par rapport au modèle HR, les sensibilités obtenues avec le modèle HRN dépendent également de la réponse de la couverture nuageuse à la perturbation introduite dans le modèle. A une variation d'un des paramètres externes du modèle correspond directement une augmentation ou une diminution de la température de surface, qui entraîne à son tour une distribution différente de la couverture nuageuse dans la troposphère. Celle-ci réagit à son tour sur la température de surface. Ce "feedback" supplémentaire s'ajoute à celui de l'effet de serre par la vapeur d'eau, ce qui soit amplifie la variation de la température de surface (le "feedback" est alors compté positivement), soit atténue l'effet direct de la perturbation δx sur T_s (rétroaction négative). Sur le tableau (III-3) où sont reportés les nouveaux états d'équilibre obtenus avec le modèle HRN figurent également les nouvelles nébulosités équivalentes correspondant aux différents tests de sensibilités.

La sensibilité de la température de surface à une augmentation du flux solaire incident au sommet de l'atmosphère est égale à 108,1 K pour le modèle HR, elle chute à 82,7 K pour le modèle HRN. De même, celle du flux infrarouge sortant passe de 251,1 W/m² à 98,4 W/m² entre les deux modèles. Parallèlement à cette diminution importante de ces deux sensibilités correspond une augmentation de 5 % de la nébulosité équivalente (elle passe de 0,471 à 0,495). Ce sont particulièrement les nébulosités des nuages hauts et bas qui augmentent le plus ($\delta A_c = 0,019$ pour les nuages hauts et $\delta A_c = 0,012$ pour les nuages bas alors que $\delta A_c = 0,007$ pour les nuages moyens). Alors que dans le modèle HR à couverture nuageuse fixée, un albédo planétaire plus faible était la conséquence directe d'une augmentation du flux solaire, donc de l'énergie solaire absorbée dans l'atmosphère, dans le modèle HRN, un albédo planétaire plus fort à l'équilibre est lié à l'augmentation de la couverture nuageuse, en particulier à celle des nuages bas qui sont aussi les plus

réfléchissants. L'effet d'albédo des nuages l'emportant sur leur effet de serre, la sensibilité de la température de surface est donc réduite. Au sommet de l'atmosphère, le flux infrarouge sortant augmente mais la sensibilité correspondante est environ deux fois et demi plus faible que celle obtenue avec le modèle HR, ce qui traduit bien l'effet d'opacité des nuages. Ce sont les nuages hauts qui sont les plus efficaces (la différence de température entre le sommet du nuage et la surface est maximum, donc aussi l'effet de serre). La compensation relative de l'effet de serre des nuages hauts sur l'effet d'albédo des nuages bas, une couverture nuageuse équivalente plus grande sont les raisons essentielles pour lesquelles les sensibilités de la température de surface et du flux infrarouge sortant sont plus faibles que celles du modèle HR.

Lorsque l'humidité relative en surface augmente de 77 % à 87 %, la température de surface croît de 0,4 K (de 288,03 K à 288,40 K) tandis que le flux infrarouge au sommet de l'atmosphère diminue de $1,3 \text{ W/m}^2$. La nébulosité équivalente augmente de 2,5 %, soit de 8,9 % pour les nuages hauts et de 6,4 % pour les nuages bas, tandis que la couverture nuageuse équivalente des nuages moyens reste constante et vaut 0,283. L'impact d'une augmentation de l'humidité relative sur la température de surface est environ deux fois plus faible que celle correspondant au modèle HR. De plus, la sensibilité du flux infrarouge sortant au sommet de l'atmosphère est négative. L'albédo planétaire croît de 0,004 entre les deux états d'équilibre. L'augmentation de l'humidité relative de la troposphère accroît son opacité. Par conséquent, le flux émis par le système terre-atmosphère diminue. Il en résulte bien entendu une augmentation de la température de surface. L'atmosphère étant plus opaque se refroidit davantage, le déficit est comblé par les flux turbulents qui augmentent. La couverture nuageuse étant sensiblement proportionnelle au flux de chaleur latente augmente également. Dans la mesure où du fait de la saturation des bandes d'absorption de la vapeur d'eau, ce sont principalement les couches supérieures de la troposphère qui sont davantage refroidies radiativement, c'est aussi dans ces régions que l'augmentation du réchauffement convectif est la plus forte. Il en résulte donc une nébulosité des nuages hauts plus élevée. L'influence de ces nuages dans l'infrarouge est beaucoup plus forte que pour les nuages bas, cependant la variation de la température de surface est fortement diminuée par l'action de la couverture nuageuse ($\delta T_s = 0,45 \text{ K}$ pour HRN au lieu de 1,71 pour le modèle HR), ce qui montre bien que l'effet d'albédo des nuages est nettement

supérieur à leur effet de serre. Ce deuxième exemple illustre de nouveau l'influence de la couverture nuageuse sur le bilan radiatif du système terre atmosphère.

Le tableau (III-5) montre que la sensibilité de la température de surface à une augmentation du gradient critique Γ_c est beaucoup plus faible que celle correspondant au modèle HR. Cela est également vrai pour la sensibilité du flux infrarouge sortant au sommet de l'atmosphère. Lorsque le gradient critique passe de 6,5 à 7K/km, la couverture nuageuse équivalente diminue à 3,4 % et vaut alors 0,455 tandis que la température de surface augmente de 0,45 K. Seule la nébulosité équivalente des nuages hauts diminue de 0,124 à 0,083 directement liée à un affaiblissement de l'altitude de la tropopause de 12 km à 11 km. Celle des nuages bas et moyens n'augmentent faiblement que de 0,008 et 0,004. La diminution de l'effet de serre des nuages hauts entraîne une variation de la température de surface moins forte que celle produite dans le modèle HR où la couverture nuageuse est fixée. L'effet résultant sur les termes du bilan radiatif de l'atmosphère est faible (le flux infrarouge diminue de $0,2 \text{ W/m}^2$ pour le modèle HR et reste sensiblement constant pour le modèle HRN) ; par contre, en surface les variations de couverture nuageuse équilibrent presque l'influence de l'augmentation de température : $\delta F_I^\downarrow(0) = 6,7 \text{ W/m}^2$ pour le modèle HA, $8,3 \text{ W/m}^2$ pour HR et $1,2 \text{ W/m}^2$ pour HRN. Il faut noter que pour le modèle HR, l'humidité absolue ne décroît qu'à partir de 3 km d'altitude du fait de l'augmentation de la température de surface ($\delta T_s = 1,5^\circ\text{K}$) qui compense l'influence du gradient critique plus élevé. De ce fait, l'humidité des trois premiers kilomètres de la troposphère augmente, il en est donc de même pour l'émissivité des basses couches ce qui explique pour le modèle HR l'accroissement de $\delta F_I^\downarrow(0)$.

Dans ces deux paragraphes, la comparaison de la sensibilité de la température de surface et du flux infrarouge sortant au sommet de l'atmosphère entre un modèle à humidité absolue fixée et un modèle à humidité relative fixée montre que lorsque le profil d'humidité absolue est indépendant du profil de température, les sensibilités de T_s et de F_I sont minimum et correspondent à une réponse purement radiative du système terre-atmosphère. Cette dernière est fortement sous évaluée et n'est certainement pas représentative du signal climatique qui serait réellement observé. D'autre part, lorsqu'on ajoute un degré de liberté supplémentaire au modèle radiatif convectif à humidité relative fixée en considérant une nébulosité partielle

interactive avec la procédure d'ajustement convectif, on diminue aussi la sensibilité de la température de surface pour l'ensemble des tests de sensibilité effectués. On obtient également une variation de l'état d'équilibre au sommet de l'atmosphère fort différente et parfois opposée à celle obtenue avec le modèle à humidité relative fixée et à couverture nuageuse imposée. Il est aussi acquis que la distribution verticale de la nébulosité moyenne dans le modèle HRN n'est pas représentative de la couverture nuageuse réellement observée à l'échelle planétaire et que seuls les effets radiatifs de la couverture nuageuse équivalente sont physiquement réalistes, c'est à dire coïncident avec un état d'équilibre raisonnable de l'atmosphère. On peut estimer que globalement la réponse du modèle à la variation d'un paramètre climatique est peut être plus proche de la réalité dans ce cas, mais ce n'est pas sûr ; dans le cas présent la couverture nuageuse a joué le plus souvent un rôle régulateur en introduisant une réaction négative, par l'intermédiaire principalement de son influence sur l'albédo (constante solaire, albédo de sol et humidité relative). Ce rôle des nuages est fortement discuté, et CESS (1976) d'après des observations de flux hors atmosphère ou WETHERALD et MANABE (1980) ont obtenu des résultats contraires : les variations de couverture nuageuse ont globalement peu d'influence, leurs effets sur l'albédo et dans l'infrarouge se compensant presque complètement. Bien que d'autres auteurs (HARTMANN et SHORT, 1980, OHRING et CLAPP, 1980) contredisent ces résultats, il n'en reste pas moins que la réponse du présent modèle traduit un biais systématique vers la prépondérance de l'effet d'albédo et que cela n'est pas forcément réaliste.

III - SENSIBILITE DES MODELES HA ET HR AUX PROPRIETES RADIATIVES DES NUAGES

Les nuages exercent une profonde influence sur le bilan énergétique global du système terre atmosphère aussi bien dans le domaine solaire que dans le domaine de grandes longueurs d'onde (SCHNEIDER, 1972). En réfléchissant une partie plus ou moins importante du rayonnement solaire absorbé, ils provoquent un refroidissement de la surface et des basses couches de l'atmosphère, la température de surface diminue. En revanche, aux grandes longueurs d'onde ils font obstacle au refroidissement du sol et de la basse troposphère, cet effet de serre tend au contraire à augmenter la température de surface. Il est donc intéressant à l'aide d'un modèle climatique simple de mesurer le rôle modulateur des nuages sur le rayonnement atmosphérique et de tester les contributions relatives de l'effet de serre et de l'effet d'albédo

sur le bilan énergétique global de l'atmosphère. De nombreuses études ont déjà été réalisées sur le sujet et sont d'ailleurs rappelées dans le paragraphe précédent. Des variations de l'altitude du sommet du nuage, de la nébulosité ou de l'épaisseur optique du nuage conduisent à des variations de la température de surface et des termes du bilan radiatif au sommet de l'atmosphère. Inversement, des perturbations climatiques comme celles étudiées dans ce travail provoquent par rétroaction une modification de la couverture nuageuse globale et de sa distribution dans l'atmosphère. Le "feedback" qui en résulte peut à son tour soit amplifier (le "feedback" est alors compté positivement) soit diminuer (dans ce cas il est compté négativement) l'effet direct de ces perturbations. Aussi est-il intéressant d'étudier les sensibilités de la température de surface ($x \frac{\delta T_s}{\delta x}$) et du flux infrarouge sortant au sommet de l'atmosphère ($x \frac{\delta F_I^\uparrow}{\delta x}$) à une augmentation de la couverture nuageuse, de l'épaisseur optique ou encore de l'altitude du sommet du nuage. Elles sont calculées à l'aide des modèles HA et HR dans lesquels on rappelle que le gradient critique est fixé à 6,5 K/km. Les états d'équilibre de référence, correspondant à une température de surface voisine de 288 K, sont ceux décrits au chapitre II. Un nuage unique, avec une nébulosité égale à 0,5 est fixé dans la couche comprise entre 5 et 6 km. Pour le modèle HA, l'épaisseur optique ajustée pour obtenir les principaux paramètres du bilan radiatif en accord avec les données satellitaires est égale à 10. Elle est fixée à 8 pour le modèle HR. Les quantités ($x \frac{\delta T_s}{\delta x}$) et ($x \frac{\delta F_I^\uparrow}{\delta x}$) sont ensuite calculées soit en fixant l'altitude du sommet du nuage à 7 km (le nuage occupant alors la couche entre 6 et 7 km), soit en augmentant la couverture nuageuse de 10 % ($A_c = 0,55$). Enfin, la sensibilité de la température de surface et du flux infrarouge au sommet de l'atmosphère est aussi calculée en diminuant arbitrairement l'épaisseur optique de 1,5 pour les deux modèles ($\tau = 8,5$ pour le modèle HA et $\tau = 6,5$ pour le modèle HR).

Sur le tableau (III.6) sont mis en parallèle les paramètres caractéristiques de l'état d'équilibre obtenu après perturbation d'une des propriétés optiques du nuage et ceux de l'état d'équilibre de référence du modèle HA. Il en est de même sur le tableau (III.7) pour le modèle HR. Pour les deux modèles les quantités ($x \frac{\delta T_s}{\delta x}$) et ($x \frac{\delta F_I^\uparrow}{\delta x}$) sont reportées sur le tableau (III.8). Enfin, comme dans le paragraphe précédent, la sensibilité du modèle HR est comparée à celles des modèles de RAMANATHAN (1976), COAKLEY (1977), MANABE et WETHERALD (1967), WANG et al (1980) qui sont présentés dans

l'article de CHYLEK et KIEHL (1981) et reportées sur le tableau III.9.

Comme pour les tests précédents, la réponse de l'atmosphère à une perturbation d'une des caractéristiques des nuages est commandée par les contraintes du modèle : d'une part, l'équilibre énergétique de l'atmosphère c'est-à-dire l'équilibre entre la perte d'énergie par rayonnement et le gain d'énergie par convection, d'autre part, l'équilibre du bilan radiatif au sommet de l'atmosphère et le gradient critique de température. Globalement, le tableau (III.8) montre que la sensibilité de la température pour le modèle à humidité absolue fixée (modèle HA) est plus faible que celle correspondant au modèle à humidité relative fixée (modèle HR).

III.1 - Altitude du sommet du nuage

Dans l'infrarouge, les nuages forment écran au rayonnement émis par le sol et les basses couches de l'atmosphère ; leur effet de serre dépend très directement de leur altitude puisqu'il est en quelque sorte proportionnel à la différence de température entre la surface et le sommet du nuage. En conséquence, à une altitude plus élevée du sommet du nuage correspondrait un flux infrarouge émis au sommet de l'atmosphère plus faible. Cependant, la principale contrainte du modèle radiatif convectif est l'équilibre radiatif entre l'énergie solaire absorbée et le flux infrarouge réémis, l'albédo planétaire reste sensiblement constant (α est égal à 0.3143 au lieu de 0.3124). La différence observée est à relier directement à une quantité de vapeur d'eau plus faible au dessus du nuage lorsque celui-ci est plus élevé. L'énergie solaire absorbée par la vapeur d'eau diminue donc, l'albédo planétaire croît légèrement ; le flux infrarouge au sommet de l'atmosphère est donc contraint à rester sensiblement constant quelque soit l'altitude du nuage ($\delta F_I^\uparrow (Z) = 0,6 \text{ W/m}^2$), ce qui entraîne forcément une augmentation de la température de surface. Il faut remarquer que pour le modèle HA, la sensibilité de la température de surface est plus faible que pour le modèle HR ($\times \frac{\delta T_s}{\delta x} = 10$ au lieu de 16 pour le modèle HR). Ce fait est à relier directement à un profil d'humidité absolue fixé dans l'atmosphère et mis en évidence par une augmentation du flux infrarouge descendant en surface plus fort pour le modèle HR que pour le modèle HA ($\delta F_I^\downarrow (0) = 16,1 \text{ W/m}^2$ à comparer à $3,5 \text{ W/m}^2$). En surface, on remarque que l'augmentation de l'altitude du sommet du nuage

conduit à un flux convectif plus faible. LE+S diminue de 1 W/m^2 pour le modèle HR et de $6,1 \text{ W/m}^2$ pour le modèle HA, conséquence d'une diminution du refroidissement radiatif dans la couche nuageuse. Lorsque l'altitude du nuage est plus haute, sa température d'émission est plus faible : il se refroidit donc moins. Dans le modèle radiatif convectif, les flux convectifs ne sont pas générés explicitement en surface mais résultent du déséquilibre radiatif de l'atmosphère. L'ajustement convectif décrit au chapitre I impose l'équilibre entre l'énergie perdue par rayonnement et l'énergie gagnée par convection soit:

$$- \left(\frac{\partial F}{\partial z} \right)_{\text{rad}} = - \left(\frac{\partial F}{\partial z} \right)_{\text{conv}} = \frac{\partial}{\partial z} (LE + S) \quad (\text{III.1})$$

d'où :

$$LE + S = - \int_0^{\infty} \left(\frac{\partial F}{\partial z} \right)_{\text{rad}} dz. \quad (\text{III.2})$$

Dans la troposphère, le refroidissement le plus fort se situe dans la couche où est fixé le nuage. A une augmentation de l'altitude du sommet du nuage est liée une diminution du refroidissement correspondant. Par ailleurs, l'effet d'écran du nuage joue pour la plus grande part dans la troposphère ce qui diminue encore le refroidissement radiatif de celle-ci. Il en résulte donc une diminution sensible des flux convectifs en surface, particulièrement pour le cas où l'humidité absolue reste constante. Pour le modèle HR, l'augmentation de l'humidité réduit fortement la variation des flux convectifs en réaugmentant le refroidissement radiatif de la troposphère.

Parmi les sensibilités présentées sur le tableau (III.8) et groupées dans l'article de CHYLEK, seule celle du modèle de COAKLEY (1977) est immédiatement comparable à celle du modèle HR où l'altitude du sommet du nuage est aussi fixée à 6 km. En effet, dans le modèle de RAMANATHAN (1976), l'altitude du sommet de nuage de référence est de 6,25 km au lieu de 6 km. Dans les modèles de MANABE et WETHERALD (1967) ou de WANG et al (1980), la sensibilité de la température de surface dépend du type de nuage considéré, la couverture nuageuse étant multiple. ($\times \frac{\partial T_s}{\partial x}$) obtenu avec le modèle HR est en bon accord avec le résultat présenté pour COAKLEY (16,0 K au lieu de 15,1).



III.2 - Couverture nuageuse

Une augmentation de la couverture nuageuse provoque directement un accroissement de l'albédo planétaire. Dans le domaine infrarouge, une nébulosité plus élevée tend à amplifier l'effet de serre des nuages. L'impact relatif de l'effet d'albédo et de l'effet de serre dépend de l'altitude du nuage. Les nuages bas qui sont aussi les plus réfléchissants favorisent l'effet d'albédo en diminuant la quantité d'énergie solaire absorbée, ce qui entraîne un refroidissement global de l'atmosphère et de la surface. Au contraire, les nuages hauts favorisent davantage l'effet de serre des basses couches au détriment de l'effet d'albédo. Ils sont à la fois plus froids et moins réfléchissants. Pour le modèle HR, une couverture nuageuse plus forte de 10 % entraîne une augmentation de l'albédo planétaire de 0,020 et une diminution de la température de surface de 1,23 K. Pour le modèle HA, l'albédo planétaire augmente de la même quantité et la température de surface diminue de 0,66 K. Comme dans le paragraphe précédent, la sensibilité de la température de surface à une augmentation de la nébulosité est plus faible pour le modèle HA que pour le modèle HR. Pour ce dernier, un profil de température plus froid conduit à une atmosphère moins opaque. La différence de sensibilité entre les modèles HA et HR est directement fonction du rôle joué par l'effet de serre dû à la vapeur d'eau, constant pour le modèle HA et dépendant de la température pour le modèle HR. Une température de surface plus froide et un flux sortant au sommet de l'atmosphère plus faible permettent de dire que lorsqu'on augmente la nébulosité d'un nuage moyen de 10 % l'effet d'albédo l'emporte sur l'effet de serre : globalement le système terre atmosphère se refroidit.

Par rapport à RAMANATHAN et à COAKLEY, la sensibilité de la température de surface et du flux infrarouge sortant est plus forte pour le modèle HR. L'atmosphère se refroidit davantage et le rôle joué par l'effet d'albédo des nuages est plus important que pour les deux autres modèles. Pour le modèle de RAMANATHAN (1976), la couverture nuageuse initiale est égale à 0,45 pour un nuage dont l'altitude du sommet fixée à 6,25 km. Dans le modèle de COAKLEY (1977), la nébulosité initiale est aussi de 0,50 et l'altitude de 6 km. La différence de sensibilité ne dépend donc que des schémas de transfert infrarouge et solaire en atmosphère nuageuse, en particulier dans le domaine solaire. Il faut cependant souligner que la variation maximale de la sensibilité

de la température de surface n'est que de 2,1 K. MANABE et WETHERALD (1967) ont étudié l'influence d'une augmentation de la couverture nuageuse sur la température de surface selon le type de nuages à l'aide de leur modèle à 3 nuages. Pour le nuage moyen (l'altitude du sommet est de 4,1 km), ils trouvent $\frac{dT_s}{dA_c} = - 39 \text{ K}$ à rapprocher de $- 20 \text{ K}$ pour le modèle HA et de $- 24,6 \text{ K}$ pour le modèle HR.

III.3 - Epaisseur optique

Pour les modèles HA et HR, la sensibilité de la température de surface et du flux infrarouge sortant à une variation de la réflectivité du nuage est calculée en diminuant l'épaisseur optique de $- 1,5$. La réflectivité du nuage moyen est alors de 0,54 au lieu de 0,57 pour le modèle HA et de 0,48 au lieu de 0,53 pour le modèle HR. Une diminution de l'épaisseur optique du nuage conduit au premier ordre à une augmentation de l'énergie solaire absorbée par le sol et l'atmosphère. A l'équilibre, une diminution de l'albédo planétaire s'accompagne corrélativement d'une température de surface plus chaude. Pour le modèle HA, l'albédo planétaire diminue de 0.012 et de 0.018 pour le modèle HR. Les températures de surface augmentent respectivement de 1,34 K et de 2,68 K. Au sommet de l'atmosphère, le flux infrarouge perdu vers l'espace croît de $4,2 \text{ W/m}^2$ pour le modèle HA et de 6 W/m^2 pour le modèle HR. Parallèlement, il en résulte en surface une augmentation des flux de chaleur latente et sensible de 3 W/m^2 et de $7,7 \text{ W/m}^2$: la réponse du modèle radiatif convectif est sensiblement identique à celle relative à une augmentation du flux solaire incident au "sommet" de l'atmosphère : l'amplitude de la sensibilité est encore une fois fonction du nombre de degrés de liberté du modèle.

La sensibilité de la température de surface du modèle HR est plus faible que celle des modèles de COAKLEY et de RAMANATHAN, de même pour celle du flux infrarouge sortant. Cette différence de sensibilité dépend de la manière dont sont traitées la diffusion par les nuages et l'interaction entre l'absorption moléculaire et la diffusion. Elle dépend aussi bien entendu de l'altitude du nuage comme le montre la différence de sensibilité entre les modèles de RAMANATHAN (1976) et COAKLEY (1977). Dans ces modèles en effet, le schéma de calcul du transfert de courtes longueurs d'onde est le même : celui de LACIS et HANSEN (1974). Nos résultats restent proches de ceux de ces auteurs, la sensibilité très faible observée pour le modèle de MANABE et WETHERALD (1967) correspond elle au fait qu'il s'agissait d'un cirrus élevé (14 km) dont l'effet de serre très important et le faible albédo limitent fortement la sensibilité de T_s .

CONCLUSION

Ce chapitre est consacré à l'étude de la sensibilité des modèles HA, HR et HRN à une perturbation d'un des paramètres externes du modèle comme le flux solaire S_0 ou le gradient critique Γ_c . Puis la sensibilité des modèles HA et HR aux propriétés optiques des nuages est calculée. Enfin, tous ces résultats sont comparés à ceux présentés par d'autres auteurs. L'ensemble de ce chapitre montre d'abord que les sensibilités de la température de surface et du flux infrarouge au sommet de l'atmosphère calculées avec les modèles HA et HRN sont plus faibles que celles correspondant au modèle HR. Ces sensibilités plus faibles sont liées pour le modèle HA à l'indépendance des profils de température et d'humidité absolue, c'est-à-dire au rôle joué par l'effet de serre dû à la vapeur d'eau sur le bilan radiatif global. Pour le modèle HRN, ces deux sensibilités sont pondérées par la réponse de la couverture nuageuse et par la contribution relative de l'effet de serre et de l'effet d'albédo. Enfin, pour le modèle HR, si les sensibilités de la température de surface et du flux infrarouge sont en assez bon accord avec celles résumées par CHYLEK (1981), elles sont fortement liées aux schémas de transfert radiatif infrarouge et solaire, en particulier quant au traitement du rayonnement de courtes et de grandes longueurs d'onde en atmosphère nuageuse. Elles sont aussi liées aux propriétés optiques des nuages.

TABLEAU III.1

	Etat de référence	S_0	A_S	C_{CO_2}	Γ_c
T_s	288.34	289.71	287.85	289.48	290.45
T_{trop}	211.42 (12 km)	212.60 (12 km)	211.05 (12 km)	212.45 (12 km)	209.33 (12 km)
T_{som}	260.91	261.68	260.91	244.23	260.92
T_r	302.78	304.25	302.18	303.76	303.84
T_p	251.95	253.20	251.52	251.95	251.95
LE + S	84.6	86.4	83.5	84.5	79.7
$F_I^\downarrow(0)$	304.6	310.4	302.5	310.8	311.3
$F_S^\downarrow(0)$	191.1	194.9	191.3	191.1	191.1
$F_I^\uparrow(z_{trop})$	233.2	238.1	231.5	234.9	232.6
$F_I^\downarrow(z_{trop})$	20.2	20.7	20.0	21.8	19.6
$F_S^\downarrow(z_{trop})$	322.0	328.4	322.0	322.0	322.0
$F_S^\uparrow(z_{trop})$	109.0	111.2	110.6	109.0	109.0
$F_I^\uparrow(Z)$	228.5	233.0	226.9	228.5	228.49
α	0.3272	0.3272	0.3318	0.3272	0.3272

Modèle HA : Etats d'équilibre obtenus après perturbation d'un des paramètres d'entrée.

$$\delta S_0 = 27.2 \text{ W/m}^2 \text{ (2 \%)} ; \delta A_S = 0.01 ; \delta C_{CO_2} = 330 \text{ ppm}$$

$$\delta \Gamma_c = 0.5 \text{ K/km.}$$



TABLEAU III.2

	Etat de référence	S_0	A_S	C_{CO_2}	Γ_c	H
T_s	288.66	290.83	287.87	290.35	290.38	289.37
T_{trop}	213.04 (12 km)	214.46 (12 km)	212.57 (12 km)	213.93 (12 km)	214.09 (11 km)	213.24 (12 km)
T_{som}	265.94	265.40	266.22	252.67	266.35	265.85
T_r	305.40	307.97	304.39	307.17	306.61	306.63
T_p	253.33	254.62	252.84	253.40	253.27	253.42
LE + S	99.5	104.5	97.4	101.8	98.0	103.7
$F_I^\downarrow(0)$	316.5	330.7	311.4	328.7	324.7	325.5
$F_S^\downarrow(0)$	196.4	199.4	197	195.7	196	196.3
$F_I^\uparrow(z_{trop})$	237.8	243.6	235.7	239.9	241.6	238.4
$F_I^\downarrow(z_{trop})$	19.3	20.4	19	21	25.9	19.6
$F_S^\downarrow(z_{trop})$	322.3	328.6	322.4	322.3	319.7	322.3
$F_S^\uparrow(z_{trop})$	103.9	105.5	105.7	103.6	102.9	103.5
$F_I^\uparrow(Z)$	233.5	238.5	231.7	233.8	233.3	233.8
α	0.3124	0.3114	0.3177	0.3116	0.3130	0.3114

Modèle HR : Etats d'équilibre obtenus après perturbation d'un des paramètres d'entrée

$$\delta S_0 = 27.2 \text{ W/m}^2 \text{ (2 \%)} ; \delta A_S = 0.01 ; \delta C_{CO_2} = 330 \text{ ppm} ;$$

$$\delta \Gamma_c = 0.5 \text{ K/km} ; \delta H = 0.01.$$



TABLEAU III.3

	Etat de référence	S_0	A_S	C_{CO_2}	Γ_c	H
T_s	288.03	289.68	287.44	289.50	288.48	288.40
T_{trop}	212.82 (12 km)	213.87 (12 km)	212.59 (12 km)	213.53 (12 km)	213.28 (11 km)	212.79 (12 km)
T_{som}	265.92	265.62	266.10	252.75	266.63	265.96
T_r	305.91	306.91	304.38	306.47	305.27	305.83
T_p	254.51	255.03	254.37	254.04	254.49	254.17
LE + S	101.0	103.8	99.7	101.9	99.7	103.8
$F_I^\downarrow(0)$	314.4	326.4	310.2	325.8	315.6	321.6
$F_S^\downarrow(0)$	196.5	196.3	198.4	193.7	196.4	193.8
$F_I^\uparrow(z_{trop})$	242.4	244.7	241.7	242.2	243.2	241.2
$F_I^\downarrow(z_{trop})$	19.3	20.1	19.1	20.9	20.6	19.5
$F_S^\downarrow(z_{trop})$	322.4	328.7	322.4	322.3	321.3	322.3
$F_S^\uparrow(z_{trop})$	99.3	104.1	99.9	101.1	98.9	100.6
$F_I^\uparrow(Z)$	237.9	239.9	237.4	236.2	237.8	236.6
α	0.2995	0.3075	0.3010	0.3046	0.2996	0.3032
A_c	0.471	0.495	0.461	0.489	0.455	0.483

Modèle HRN : Etats d'équilibre obtenus après perturbation d'un des paramètres d'entrée.

$$\delta S_0 = 27.2 \text{ W/m}^2 \text{ (2 \%)} ; \delta A_S = 0.01 ; \delta C_{CO_2} = 330 \text{ ppm}$$

$$\delta \Gamma_0 = 0.5 \text{ K/km} ; \delta H = 0.01$$



TABLEAU III.4

* Sensibilité de la température de surface.

$x \frac{\delta T_s}{\delta x}$	RAMANATHAN	COAKLEY	MANABE WETHERALD	WANG	Modèle HR	$\Delta (x \frac{\delta T_s}{\delta x})$
S_0	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
Γ_c	23.8	22.4	32.5	21.3	22.3	0.3
H	6.1	5.6	6.7	10.0	5.5	0.2

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

* correspond à des valeurs numériques non disponibles.

* Sensibilité du flux infrarouge au sommet de l'atmosphère.

$x \frac{\delta F_I^{\uparrow}}{\delta x}$	RAMANATHAN	COAKLEY	WANG	Modèle HR	$\Delta (x \frac{\delta F_I^{\uparrow}}{\delta x})$
S_0	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
Γ_c	- 1.3	- 3.1	- 0.15	- 2.7	2.6
H	4.8	2.3	6.1	2.5	1.5

$x \frac{\delta F_I^{\uparrow}}{\delta x}$ est en W/m^2 . $\Delta (x \frac{\delta F_I^{\uparrow}}{\delta x})$ est l'erreur commise sur $(x \frac{\delta F_I^{\uparrow}}{\delta x})$.



Comparaison de la sensibilité du modèle HR à celle d'autres auteurs

TABLEAU III.5

* Sensibilité de la température de surface.

$x \frac{\delta T_s}{\delta x}$	Modèle HA	Modèle HR	Modèle HRN	$\Delta (x \frac{\delta T_s}{\delta x})$
S_0	68.7	108.1	82.7	1.0
CO_2	1.1	1.7	1.5	0.02
A_s	- 5.0	- 7.9	- 5.9	0.2
Γ_c	26.9	22.3	5.9	0.3
H		5.5	2.8	0.2

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

* Sensibilité du flux infrarouge sortant au sommet de l'atmosphère.

$x \frac{\delta F_I^{\uparrow}}{\delta x}$	Modèle HA	Modèle HR	Modèle HRN	$\Delta (x \frac{\delta F_I^{\uparrow}}{\delta x})$
S_0	227.9	251.1	98.4	10.0
CO_2	0.0	+ 0.26	- 1.7	0.2
A_s	- 15.6	- 17.9	- 5.2	2.0
Γ_c	0.1	- 2.7	- 0.8	2.6
H		2.5	- 9.8	1.5

$x \frac{\delta F_I^{\uparrow}}{\delta x}$ est en (W/m^2). $(\Delta x \frac{\delta F_I^{\uparrow}}{\delta x})$ est l'erreur commise sur $(x \frac{\delta F_I^{\uparrow}}{\delta x})$.

Sensibilités des modèles HA, HR et HRN.



TABLEAU III.6

	Etat de reference	Altitude du nuage	Couverture nuageuse	Epaisseur optique
nuage	(5-6) km $\tau = 10$ $A_c = 0.50$	(6-7) km $\tau = 10$ $A_c = 0.50$	(5-6) km $\tau = 10$ $A_c = 0.55$	(5-6) km $\tau = 8.5$ $A_c = 0.50$
T_s	288.34	290.17	287.34	289.68
T_{trop}	211.42 (12 km)	212.52 (12 km)	210.51 (12 km)	212.43 (12 km)
T_{som}	260.91	260.91	260.90	260.92
T_r	302.78	303.40	301.49	304.40
T_p	251.95	251.64	250.04	253.11
LE + S	84.6	78.5	81.8	87.6
$F_I^\downarrow(0)$	304.6	308.1	303.4	310.2
$F_S^\downarrow(0)$	191.1	191.2	183.5	196.2
$F_I^\uparrow(z_{trop})$	233.2	232.5	225.9	237.9
$F_I^\downarrow(z_{trop})$	20.2	20.5	19.7	20.6
$F_S^\downarrow(z_{trop})$	322.0	322.0	322.0	322.0
$F_S^\uparrow(z_{trop})$	109.0	110.1	115.9	104.7
$F_I^\uparrow(Z)$	228.5	227.4	221.6	232.7
α	0.3272	0.3305	0.3474	0.3148



Modèle HA : Etats d'équilibre obtenus après perturbation d'une des propriétés optiques du nuage.

TABLEAU III.7

	Etat de reference	Altitude du nuage	Couverture nuageuse	Epaisseur optique
nuage	(5-6) km $\tau = 8$ $A_C = 0.50$	(6-7) km $\tau = 8$ $A_C = 0.50$	(5-6) km $\tau = 8$ $A_C = 0.55$	(5-6) km $\tau = 6.5$ $A_C = 0.50$
T_s	288.66	291.58	287.43	291.34
T_{trop}	213.04 (12 km)	214.49 (12 km)	212.14 (12 km)	214.62 (12 km)
T_{som}	265.94	265.15	266.54	265.02
T_r	305.40	307.72	303.70	308.81
T_p	253.33	253.15	251.51	254.93
LE + S	99.5	98.5	95.35	107.2
$F_I^\downarrow(0)$	316.5	332.6	311.3	334.2
$F_S^\downarrow(0)$	196.4	195.3	190.1	201.6
$F_I^\uparrow(z_{trop})$	237.8	238.0	230.5	244.9
$F_I^\downarrow(z_{trop})$	19.3	20.2	18.6	20.4
$F_S^\downarrow(z_{trop})$	322.3	322.2	322.4	322.2
$F_S^\uparrow(z_{trop})$	103.9	104.4	110.6	97.8
$F_I^\uparrow(Z)$	233.5	232.9	226.9	239.5
α	0.3124	0.3143	0.3319	0.2948

Modèle HR : Etats d'équilibre obtenus après perturbation d'une des propriétés optiques du nuage.

TABLEAU III.8

* Sensibilité de la température de surface.

$x \frac{\delta T_S}{\delta x}$	HA $\tau = 10$	HR $\tau = 8$	$\Delta (x \frac{\delta T_S}{\delta x})$
Altitude du nuage (6-7) km	10.1	16.1	0.1
Nébulosité $A_c = 0.55$	- 10.0	- 12.3	0.2
Epaisseur optique $\Delta\tau = - 1.5$	- 9.0	- 14.3	0.1

$(x \cdot \frac{\delta T_S}{\delta x})$ en °K. $\Delta (x \frac{\delta T_S}{\delta x})$ est l'erreur commise sur $(x \frac{\delta T_S}{\delta x})$.

* Sensibilité du flux infrarouge au sommet de l'atmosphère.

$x \frac{\delta F_I^\uparrow}{\delta x}$	HA	HR	$\Delta (x \frac{\delta F_I^\uparrow}{\delta x})$
Altitude du nuage (6-7) km	- 6.1	- 3.3	1.1
Nébulosité $A_c = 0.55$	- 69.0	- 66.0	2.0
Epaisseur optique $\Delta\tau = - 1.5$	- 28.0	- 32.0	1.3

$x (\frac{\delta F_I^\uparrow}{\delta x})$ en W/m². $x (\frac{\delta F_I^\uparrow}{\delta x})$ est l'erreur commise sur $(x \frac{\delta F_I^\uparrow}{\delta x})$



TABLEAU III.9

* Sensibilité de la température de surface.

$x \frac{\delta T_S}{\delta x}$	RAMANATHAN	COAKLEY	MANABE WETHERALD	WANG	Modèle HR	$\Delta (x \frac{\delta T_S}{\delta x})$
Altitude du nuage	11.0	15.1	17.5	(4.2;70.9)	16.1	0.1
Nébulosité	- 10.2	- 11.2	*	-(1.2;15.6)	- 12.3	0.2
Réflexion du nuage	- 38.4	- 32.3	- 7.3	*	- 28.4	0.1

* correspond à des valeurs numériques non disponibles. Dans les quatre modèles présentés par CHYLEK, l'altitude du sommet du nuage est fixée. La sensibilité de la température de surface en fonction de la nébulosité ou de l'altitude du nuage dépend du type de nuage considéré dans le modèle de WANG. La sensibilité $x \frac{\delta T_S}{\delta x}$ en fonction de la réflexion au sommet du nuage dans le modèle de WETHERALD et MANABE est obtenue pour un cirrus à 14 km d'altitude.
 $x \frac{\delta T_S}{\delta x}$ est en °K.

* Sensibilité du flux infrarouge au sommet de l'atmosphère. $x \frac{\delta F_I^\uparrow}{\delta x}$ est en W/m^2 .

$x \frac{\delta F_I^\uparrow}{\delta x}$	RAMANATHAN	COAKLEY	WANG	Modèle HR	$\Delta (x \frac{\delta F_I^\uparrow}{\delta x})$
Altitude du nuage	- 4.5	+ 1.6	*	- 3.3	1.1
Nébulosité	- 51.3	- 58.2	-(46.5;10.0)	- 66.0	2.0
Réflexion du nuage	- 89.7	- 76.7	*	- 63.6	1.3

Comparaison de la sensibilité du modèle HR aux propriétés optiques des nuages à celles d'autres auteurs.



CHAPITRE IV

IMPACT D'UNE AUGMENTATION

DU CO₂

SUR LE BILAN RADIATIF

I - INTRODUCTION

L'étude de la sensibilité du climat à une augmentation de la concentration en gaz carbonique dans l'atmosphère a déjà fait l'objet de très nombreuses recherches et publications. La raison essentielle de l'intérêt croissant porté par la communauté scientifique à cette étude depuis ces dernières années est que la concentration en gaz carbonique dans l'atmosphère est susceptible de doubler en moins d'un siècle (Energy and Climate, 1977). Cette variation du taux de CO_2 est principalement liée à l'augmentation de l'activité industrielle, en particulier à la consommation en hydrocarbures (charbon et pétrole) et pour une moindre part à une diminution des surfaces boisées et à des variations de la biosphère. L'abondance probable du gaz carbonique serait voisine de 600 ppm d'ici la première moitié du siècle prochain même si l'augmentation des besoins énergétiques restait lente. A cause de l'absorption du rayonnement infrarouge par les molécules du gaz carbonique, une augmentation de la concentration en CO_2 conduit à une augmentation de l'effet de serre dans l'atmosphère, c'est-à-dire corrélativement à une augmentation de la température de surface. Aujourd'hui, il est globalement estimé qu'un doublement de la concentration en gaz carbonique entraîne une variation de la température de surface de l'ordre de 2 à 4°K. L'impact d'une augmentation de la concentration en gaz carbonique sur le bilan énergétique global du système terre-atmosphère a été déterminé soit à l'aide des équations du bilan radiatif en surface et au sommet de l'atmosphère (IDS0, 1980 ; KANDEL, 1981 ; NEWELL et DOPPLICK, 1979), soit à l'aide de modèles climatiques type radiatif convectif (AUGUSTSSON et RAMANATHAN, 1977 ; COAKLEY, 1977 ; HUMMEL et RECK, 1981 ; SCHNEIDER, 1975 ; WETHERALD et MANABE, 1967) ou de circulation générale (WETHERALD et MANABE, 1975). IDS0, NEWELL et DOPPLICK ont estimé que la sensibilité de la température de surface à une augmentation de la concentration en CO_2 était de l'ordre de 0,25 K, c'est-à-dire inférieure à la limite de détection d'un signal climatique et environ 8 fois plus faible que la valeur généralement admise. Avec leur modèle de circulation générale, WETHERALD et MANABE (1975) trouvent une augmentation de la température de surface d'environ 2 K aux basses latitudes et de l'ordre de 7 à 10 K au niveau des pôles. Avec les modèles radiatifs convectifs, elle est dans l'ensemble voisine de 2 K.

Dans ce chapitre, l'étude de la sensibilité de la température de surface et des principales composantes du bilan énergétique global du système terre-atmosphère à un doublement de la concentration en gaz carbonique est effectuée à l'aide des cinq modèles radiatifs convectifs HA, HR, HRGA, HRN et HRNGA présentés au chapitre II. Dans un premier temps, l'étude de la sensibilité de la température de surface des différents modèles est abordée, reprenant ainsi partiellement et développant l'étude du chapitre III, puis une attention plus particulière est apportée sur la modification des profils de dissipation des flux de chaleur latente et sensible générés en surface.

I - EFFET PUREMENT RADIATIF D'UN DOUBLEMENT DE LA CONCENTRATION EN GAZ CARBONIQUE DANS LE DOMAINE INFRAROUGE

Dans le premier chapitre, la figure (I.5) montre que le refroidissement radiatif de la stratosphère au dessus de 20 km est principalement dû au gaz carbonique et essentiellement à la très forte bande fondamentale centrée autour de 15 μm . Par contre, le gaz carbonique est presque totalement transparent dans le domaine du rayonnement solaire. Dans le domaine infrarouge, une augmentation de la concentration en gaz carbonique conduit à une augmentation de l'épaisseur optique, c'est-à-dire de l'effet d'écran de la troposphère. Une absorption plus forte par le CO_2 conduit à un flux infrarouge descendant plus élevé en surface. Dans la stratosphère, le gaz carbonique absorbe le rayonnement émis par le sol et par l'atmosphère et réémet vers l'espace un rayonnement correspondant à une température beaucoup plus froide. Le flux infrarouge sortant au sommet de l'atmosphère diminue. Dans ces conditions, toutes choses restant par ailleurs inchangées, l'effet de serre joué par le gaz carbonique serait fortement accru. Pour aider à l'interprétation de la sensibilité du bilan radiatif à une augmentation de l'abondance du gaz carbonique, il apparaît utile de disposer d'une expression approximative du refroidissement radiatif d'une couche de l'atmosphère. Cette relation peut être obtenue à partir des équations (I.48) et (I.49) en faisant l'hypothèse que l'atmosphère est isotherme à la température $T(z)$. Moyennant cette hypothèse, les équations (I.48) et (I.49) s'écrivent sous la forme simple :

$$F_{Ij}^{\uparrow}(z_{2i+1}) = [\pi B_j(T_s) - \pi B_j(T(z_{2i}))] t_j(z_{2i+1}, 0, r) + \pi B_j(T(z_{2i})) \quad (\text{IV.1})$$

et

$$F_{Ij}^{\downarrow}(z_{2i+1}) = [F_{Ij}^{\downarrow}(Z) - \pi B_j(Z)] t_j(Z, z_{2i+1}, r) + \pi B_j(T(z_{2i})) \quad (\text{IV.2})$$

Soit $\frac{\partial F_{Ij}}{\partial z}(z_{2i})$ la divergence du flux net infrarouge dans la couche i à la température moyenne $T(z_{2i})$ dans l'intervalle spectral Δj . A l'aide des équations

tions (IV.1) et (IV.2) la perte d'énergie de la couche i s'écrit :

$$\frac{\partial F_{Ij}(z_{2i})}{\partial z} = [\pi B_j(T_S) - \pi B_j(T(z_{2i}))] \frac{\partial t_j(z_{2i}, 0, r)}{\partial z} - [F_{Ij}^\downarrow(\infty) - \pi B_j(T(z_{2i}))] \frac{\partial t_j(\infty, z_{2i}, r)}{\partial z} \quad (IV.3)$$

Le premier terme représente le réchauffement de la couche i par la contribution radiative de la surface ("heating from ground") pondéré par la transmission $t_j(z_{2i}, 0, r)$ entre la surface et l'altitude z_{2i} . Le second terme entre crochets, dans lequel $F_{Ij}^\downarrow(\infty)$ est nul, représente le refroidissement dû à l'émission de la couche i vers l'espace, modulé par la transmission entre le sommet de l'atmosphère et la couche i , (c'est ce que l'on appelle le "cooling to space"). L'équation (IV.3) montre que le refroidissement d'une couche de l'atmosphère ne dépend plus que de deux termes faciles à évaluer, l'échauffement par le sol et le refroidissement vers l'espace ; les deux termes entre crochets sont constants puisque l'atmosphère est isotherme. $\frac{\partial F_{Ij}(z_{2i})}{\partial z}$ ne dépend donc que de la variation de la transmission depuis le sol ou l'espace jusqu'à l'altitude considérée. Pour une couche située dans la basse atmosphère, la contribution de la surface à l'échauffement total de la couche est prépondérante. L'expression (IV.3) est introduite en première approximation pour mieux comprendre l'impact radiatif du gaz carbonique. En réalité dans cette équation, les contributions radiatives prépondérantes pour la couche i sont celles provenant des couches adjacentes. En effet, dès les premières couches du modèle, l'effet de la surface est complètement occulté par l'opacité supplémentaire du CO_2 dans ces couches. Dans la basse troposphère, une augmentation l'absorption par les molécules du gaz carbonique conduit à une diminution du refroidissement vers l'espace. De plus, à cause de la superposition de la bande à $15 \mu m$ du CO_2 et des ailes de la bande de rotation pure de la vapeur d'eau dans l'intervalle $(12-18) \mu m$, l'émission supplémentaire par le gaz carbonique est en partie absorbée par la vapeur d'eau. Au contraire, dans les couches stratosphériques, c'est le deuxième terme de l'équation (IV.3) qui est prépondérant. Une augmentation de la concentration en gaz carbonique conduit au contraire à un refroidissement radiatif de la stratosphère. Le refroidissement calculé dans la dernière couche du modèle passe de $9,7$ K/jour à $15,7$ K/jour lorsque la concentration en CO_2 est doublée.

L'impact purement radiatif d'un doublement de la concentration en gaz carbonique dans l'atmosphère est mesuré à partir de l'état d'équilibre du modèle HR présenté au chapitre II sur le tableau (II.1). Les profils de température et d'humidité absolue étant fixés (c'est-à-dire correspondant aux

profils d'équilibre pour une concentration en CO₂ de 330 ppm), les profils des flux infrarouges et des taux de refroidissement sont calculés pour une concentration double sans interaction avec la procédure d'ajustement convectif. Les termes radiatifs correspondants sont comparés sur le tableau (IV.1).

TABLEAU IV.1

	330 ppm	660 ppm
$F_I^\uparrow (0)$	393,69	393,69
$F_I^\downarrow (0)$	316,46	317,98
$F_I^\uparrow (z_{trop})$	237,83	235,47
$F_I^\downarrow (z_{trop})$	19,26	21,01
$F_I^\uparrow (Z)$	233,51	231,93

+1,15
-2,36
4,75
-1,58

Bilan infrarouge à 330 et 660 ppm.
Les flux sont en W/m². T_s = 288,66 K

A la surface, le flux infrarouge augmente de 1,5 W/m² en bon accord avec les 1.3 W/m² donné par RAMANATHAN et al (1979). Un doublement de la concentration en gaz carbonique provoque globalement un échauffement de la troposphère de 2,6 W/m² à comparer à 3 W/m² en moyenne pour RAMANATHAN et al. Par contre, dans la stratosphère, un doublement de la concentration en CO₂ entraîne un refroidissement global de 2,5 W/m². Cependant, le flux infrarouge au sommet de l'atmosphère diminue également de 1,6 W/m². A 25 km, RAMANATHAN estime de son côté que la perte infrarouge vers l'espace diminue d'environ 4 W/m².

En réalité, le nouvel équilibre énergétique du système terre atmosphère est le résultat de processus physiques beaucoup plus complexes, en particulier dans la troposphère. Une augmentation de la température de surface s'accompagne d'une augmentation parallèle de l'évaporation, c'est-à-dire encore du contenu total en vapeur d'eau de l'atmosphère. Dans la troposphère, l'effet de serre supplémentaire dû à la vapeur d'eau s'ajoute à celui déjà produit par le gaz carbonique et entraîne à son tour une température de surface plus élevée. Il y a donc en surface une amplification du

phénomène, c'est-à-dire encore un "feedback" positif. Avec le modèle radiatif convectif à humidité relative fixée, ce "feedback" est pris en compte explicitement pendant l'intégration numérique. Enfin, il faut également tenir compte de la réponse de la couverture nuageuse dont l'influence est soit de diminuer, soit d'amplifier l'effet direct du doublement de la concentration en CO_2 suivant le type de nuages considéré. Ce dernier "feedback" est simulé à l'aide du modèle HRN à nébulosité interactive. Enfin, les modèles HRGA et HRNGA permettent de mesurer la sensibilité de la température de surface lorsque le gradient critique égal à 6,5 K/km est remplacé par le gradient adiabatique humide. En toute rigueur, il faudrait également tenir compte de l'absorption des bandes du CO_2 situées au voisinage du maximum de la fonction de PLANCK à 9,4 et 10,4 μm . Beaucoup plus faible est l'influence de l'absorption par les bandes du gaz carbonique autour de 4,3 μm . Par souci d'économie de temps, l'effet de ces bandes d'absorption n'est pas pris en compte dans le schéma de transfert infrarouge.

II - LE PROFIL DE TEMPERATURE

Les états d'équilibre correspondant à un doublement de la concentration en gaz carbonique pour les modèles HA, HR, HRGA, HRN et HRNGA sont présentés sur les tableaux (IV.2) et (IV.3) en parallèle avec les états d'équilibre de référence où la concentration en CO_2 est de 330 ppm. Sur la figure (IV.1) sont tracés pour le modèle HR, les profils de température pour les états d'équilibre correspondant aux deux concentrations considérées (330 et 660 ppm). Cette figure montre qu'une augmentation de la concentration en gaz carbonique conduit à un profil de température plus élevé dans la troposphère et au contraire à une diminution de la température dans la stratosphère ; vers 20 km, le refroidissement est de 1,7 K et de 13,3 K au dernier niveau modèle vers 50 km. A la surface, quelque soit le modèle considéré, l'augmentation de la température de surface est inférieure à 2 K. Cette figure montre que la stratosphère est beaucoup plus sensible que la troposphère à la concentration en CO_2 . La sensibilité plus grande de la strato-

sphère s'explique d'une part par la faible densité de l'atmosphère et d'autre part par le fait qu'étant en équilibre radiatif entre principalement le refroidissement par le gaz carbonique et le réchauffement par l'ozone, elle subit de plein fouet les variations de concentration d'un de ces deux absorbants. Par ailleurs à ces altitudes les bandes d'absorption du CO_2 ne sont pas saturées et le refroidissement vers l'espace est maximum alors que dans la troposphère, les nuages, la vapeur d'eau et aussi le gaz carbonique des couches supérieures font écran.

II.1 - Comparaison de δT_S à celle d'autres modèles radiatifs convectifs

Sur les tableaux (IV.4), la variation de la température de surface δT_S des différents modèles HA, HR, HRGA, HRN et HRNGA est comparée à celle obtenue par d'autres auteurs. Sur le tableau (IV.4a) on compare le résultat du modèle à humidité absolue fixée à ceux de MANABE et STRICKLER (1964) et HANSEN et al (1981). Sur le tableau (IV.4b) celui du modèle HR est comparé à ceux d'AUGUSTSSON et RAMANATHAN (1977), HANSEN et al (1981), HUMMEL et KUHN (1980), RAMANATHAN (1975), SCHNEIDER (1975), WANG et al (1981), MANABE et WETHERALD (1967). Sur le tableau (IV.4c), δT_c est obtenue avec un gradient adiabatique humide (HANSEN et al, 1981 ; HUMMEL et KUHN, 1980 ; WANG et al, 1981). Enfin sur le tableau (IV.4d) la sensibilité de la température de surface obtenue avec le modèle HRN et le modèle HRNGA est comparée avec celle du modèle de WANG (1981) dans lequel le schéma de génération de nuages est identique à celui utilisé ici. Les différents tableaux montrent que la sensibilité de la température de surface à un doublement de la concentration en gaz carbonique est plus faible avec les modèles HA, HRN et HRNGA, que celles données par les autres auteurs ; δT_S est aussi compris entre les valeurs données par HUMMEL (1980) et HANSEN (1981) pour le modèle HRGA. Avec le modèle radiatif convectif à humidité relative fixée, l'augmentation de la température de surface varie également selon ces auteurs ; la variation la plus élevée est obtenue par MANABE et WETHERALD (1967). Cependant, RAMANATHAN (1978) souligne qu'après modifications apportées dans le schéma de transfert infrarouge (MANABE, 1971), δT_S diminue de 2,4 K à 1,95 K. La valeur obtenue avec le modèle HR (1,68 K) est à rapprocher de celles calculées par RAMANATHAN (1975) et SCHNEIDER (1975). Dans ces deux modèles, comme dans le modèle HR, seule la très forte bande d'absorption centrée à 15 μm est prise en compte dans l'absorption moléculaire. En particulier l'influence des deux bandes d'absorption du CO_2 centrées à 9,4 μm et 10 μm dans la fenêtre atmosphère est négligée, leur intensité

respective étant beaucoup plus faible que celle de la bande fondamentale. Si on tenait compte de cette absorption supplémentaire, même faible, on augmenterait le refroidissement infrarouge de la stratosphère ainsi que le flux descendant en surface, ce qui aurait pour effet d'augmenter la température de surface. AUGUSTSSON et RAMANATHAN (1977) ont réévalué la valeur de δT_S pour un modèle radiatif convectif lorsque l'absorption par ces bandes faibles est prise en compte. Dans ce cas, δT_S passe de 1,53 K à 1,98 K ; les faibles bandes contribuent donc pour environ 30 % à l'augmentation totale de la température de surface, ce qui est loin d'être négligeable. Dans ce cas, avec le modèle HR en négligeant tous les feedbacks δT_S serait égal à 2,18 K à rapprocher des valeurs calculées par HANSEN (1981), HUMMEL (1980), MANABE (1971), WANG (1981) soit 1,94 K, 1,94 K, 1,95 K et 1,96 K. Cet ordre de grandeur de l'influence des bandes faibles du gaz carbonique est à confirmer en introduisant dans le schéma de transfert infrarouge les coefficients d'absorption des deux bandes du CO_2 situées dans le proche infrarouge. La variation de T_S est pour le modèle HR en bon accord avec les résultats de RAMANATHAN et SCHNEIDER. Dans les mêmes conditions avec le modèle HA, on obtiendrait T_S égal à 1,48 K à rapprocher des 1,22 K obtenus par HANSEN (1981) et 1,33 K pour MANABE et STRICKLER (1964).

II.2 - Influence de la couverture nuageuse et du gradient adiabatique humide

La sensibilité de la température de surface à un doublement de la concentration en gaz carbonique dépend de la réponse de la couverture nuageuse pour le modèle HRN, du profil du gradient adiabatique humide pour le modèle HRGA et de leurs interactions mutuelles.

a. Le modèle HRN

La sensibilité de la température de surface à une augmentation de la concentration en gaz carbonique est plus faible avec le modèle HRN qu'avec le modèle HR (δT_S est égal à 1,48 K au lieu de 1,68 K lorsque la couverture nuageuse est fixée). Ceci est à relier directement à l'augmentation de la couverture nuageuse qui passe de 0,471 à 330 ppm à 0,489 pour une concentration de 660 ppm. C'est un résultat contraire à celui qu'obtient WANG (1981) pour qui δT_S passe de 1,96 K à 2,68 K du fait d'une très forte augmentation des nuages hauts. Le tableau (IV.5) permet de comparer les couvertures

nuageuses pour les deux états considérés. Sur ce tableau figure également à titre de comparaison, la variation de couverture nuageuse obtenue par WANG dans son modèle. De manière très schématique, les nuages les plus bas augmentent, les nuages moyens diminuent en quantité tandis que les nuages hauts augmentent plus ou moins fortement, l'augmentation la plus forte correspondant au cas où le gradient critique est égal au gradient adiabatique humide (modèle HRNGA). La couverture nuageuse est proportionnelle à l'énergie convective (équation I.94), c'est-à-dire en fait au refroidissement radiatif de la couche considérée. L'approximation du refroidissement vers l'espace permet de mieux comprendre la réponse du modèle. De façon générale, $\frac{\delta t_j}{\delta z}$ (équation IV.3) est faible lorsque t_j tend vers 0 car la transmission est alors asymptotique à zéro. Dans ces conditions, la haute troposphère se refroidit fortement lorsqu'on double la concentration en CO_2 car l'opacité de la stratosphère n'est pas trop forte, les bandes d'absorption du CO_2 ne sont pas saturées. Plus bas, l'opacité de l'atmosphère se renforçant, la tendance s'inverse et la moyenne troposphère se réchauffe. La réaction de la couverture nuageuse accentue ce processus. Le refroidissement de la haute troposphère conduisant à un accroissement de la convection dans cette zone augmente la couverture nuageuse, ce qui en retour accentue le refroidissement radiatif. Plus bas ces mêmes nuages faisant écran diminuent encore le refroidissement de la troposphère moyenne entraînant ainsi une diminution de la nébulosité correspondante, diminution de couverture nuageuse dont l'effet premier est de diminuer le refroidissement des couches correspondantes de l'atmosphère. Les couches les plus basses sont, elles, refroidies : d'une part, parce que leur émissivité augmente, à la fois du fait du doublement du CO_2 et de la réponse de la vapeur d'eau dont la concentration augmente et dont le rôle sur l'émissivité est maximum dans les basses couches ; d'autre part, du fait de la diminution de la couverture nuageuse moyenne, ce qui favorise les échanges radiatifs des basses couches vers la troposphère supérieure. Là encore, le refroidissement radiatif entraîne une augmentation de la couverture nuageuse. Ce comportement s'observe bien tant sur notre modèle que sur celui de WANG (1981), les différences de signe sur les sensibilités correspondent pour les nuages à un effet de serre prépondérant chez WANG et à un effet d'albédo prépondérant dans ce modèle. Pour l'essentiel, cette différence est due à ce que les nuages ont un recouvrement au hasard dans le modèle HRN alors que pour WANG, ils ne se recouvrent pas, ce qui vu de la surface augmente l'influence relative des nuages hauts, et donc leur effet de serre.

b. Le modèle HRGA

Dans le cas où la nébulosité et les propriétés optiques des nuages sont constantes, (chapitre II ; § 1.5) la température de surface à l'équilibre est plus faible lorsque le gradient critique est le gradient adiabatique humide (287,95 K au lieu de 288,66 K). De même, à un doublement de la concentration en gaz carbonique correspond une variation de température de surface plus faible pour le modèle HRGA (1,04 K) que pour le modèle HR (1,68 K). Cet effet est lié à l'accroissement de la convection dans les basses couches de la troposphère là où le gradient adiabatique humide est inférieur à 6,5 K/km et diminue encore dans le cas du doublement du CO₂ du fait de l'accroissement de la teneur en vapeur d'eau qui en résulte. A titre de comparaison sont reportés sur le tableau (IV.6) les profils du gradient adiabatique humide à 330 et à 660 ppm pour les modèles HRGA et HRNGA. Du seul point de vue radiatif la basse troposphère est comme on l'a vu au début de ce chapitre réchauffée par l'augmentation du gaz carbonique et de la vapeur d'eau. La diminution du gradient critique dans les basses couches provoque par l'intermédiaire de l'ajustement convectif une augmentation des flux de surface plus forte pour le modèle HRGA que pour le modèle HR, $\delta (LE + S) = 2,6 \text{ W.m}^2$ contre $1,4 \text{ W.m}^2$. L'augmentation des flux convectifs résulte dans un refroidissement relatif de la surface. Tout comme la couverture nuageuse, le gradient adiabatique humide induit une rétroaction négative.

c. Le modèle HRNGA

Si on considère maintenant le cas du modèle à nébulosité interactive (modèle HRNGA), on remarque là encore un comportement opposé par rapport au modèle de WANG, la différence de température de surface δT_S étant plus faible avec le modèle HRNGA que dans le modèle HRN, alors que δT_S augmente chez WANG. La comparaison de l'évolution de la couverture nuageuse dans les deux modèles (tableau IV.5) met en évidence un comportement très semblable : l'augmentation des nuages hauts est nettement plus forte avec le gradient adiabatique humide. Dans les cas de couverture nuageuse fixée (tableaux IV.4b et IV.4c), on remarque que WANG obtient une variation δT_S légèrement plus faible (0,4 K au lieu de 0,6 K) mais de même signe que pour HANSEN (1981) ou pour notre modèle lorsque l'on passe du gradient critique fixé à 6,5 K/km au gradient adiabatique humide. La différence de réponse observée lorsque la couverture nuageuse est interactive entre le modèle de WANG et le modèle HRNGA est donc due là aussi

à l'hypothèse de non recouvrement des nuages. Dans le cas d'un gradient critique interactif, la couverture nuageuse joue un rôle inverse au cas du gradient fixé et δT_S augmente lorsqu'on prend en compte une nébulosité générée par la procédure d'ajustement convectif. T_S est égal à 1,04 K et à 1,27 K pour les modèles HRGA et HRNGA respectivement contre T_S égal à 1,68 K et à 1,48 K pour les modèles HR et HRN. Ceci est à mettre en rapport avec la variation de l'effet de serre des nuages lorsque la concentration en gaz carbonique est doublée. L'effet de serre des nuages est sensiblement proportionnel à la différence de température entre la surface et le sommet du nuage (RAMANATHAN et COAKLEY, 1978). Dans le modèle HR, cette différence de température ne varie pas lors de l'expérience climatique alors que pour le modèle HRGA, elle varie du fait de la diminution du gradient adiabatique humide dans les basses couches. Il en résulte une diminution de l'effet de serre des nuages qui explique partiellement une différence de température plus faible. Avec la nébulosité interactive, cet effet n'apparaît plus. Une augmentation plus élevée de la température de surface résulte aussi du fort accroissement de la nébulosité équivalente des nuages hauts. Le résultat obtenu ici correspond apparemment à une prédominance de l'effet de serre des nuages sur leur effet d'albédo ; cependant il résulte partiellement de la contrainte d'une altitude fixe du sommet des nuages dans le cas non interactif.

Plus le modèle radiatif convectif a de degrés de liberté, plus la sensibilité totale de la température de surface est difficile à analyser. Elle dépend en effet non seulement de la réponse individuelle des principaux paramètres affectés par l'augmentation de température mais aussi des effets combinés entre eux, c'est-à-dire des feedbacks qu'ils font naître. L'augmentation du contenu total en vapeur d'eau conduit à un feedback positif sur la température de surface. Tandis que dans les modèles HRN et HRGA, la couverture nuageuse et le gradient adiabatique humide font naître des feedbacks négatifs. Pour le modèle le plus complexe (HRNGA), les interactions mutuelles entre la vapeur d'eau, la couverture nuageuse et le gradient critique conduisent encore à des résultats différents puisque cette fois la couverture nuageuse joue apparemment un rôle amplificateur.

TABLEAU IV.2

	Modèle HA		Modèle HR		Modèle HRGA	
	330 ppm	660 ppm	330 ppm	660 ppm	330 ppm	660 ppm
Nuage	$A_C = 0.50$ $\tau = 10$	$A_C = 0.50$ $\tau = 10$	$A_C = 0.50$ $\tau = 8$			
T_S	288.34	289.48	288.66	290.35	287.95	288.99
T_{trop}	211.42 (12 km)	212.45 (12 km)	213.04 (12 km)	213.93 (12 km)	214.43 (10 km)	212.25 (11 km)
T_{som}	260.91	244.23	265.94	252.67	266.79	253.55
T_r	302.78	303.76	305.40	307.17	305.38	306.67
T_p	251.95	251.95	253.33	253.40	253.31	253.38
LE + S	84.6	84.5	99.5	101.8	103.3	106.0
$F_I^\downarrow(0)$	304.6	310.8	316.5	328.7	316.7	325.5
$F_S^\downarrow(0)$	191.1	191.1	196.4	195.7	196.1	195.5
$F_I^\uparrow(z_{trop})$	233.2	234.9	237.8	239.9	240.1	239.9
$F_I^\downarrow(z_{trop})$	20.2	21.8	19.3	21.0	22.7	21.6
$F_S^\downarrow(z_{trop})$	322.0	322.0	322.3	322.3	320.0	321.3
$F_S^\uparrow(z_{trop})$	109.0	109.9	103.9	103.6	102.7	103.0
$F_I^\uparrow(Z)$	228.5	228.5	233.5	233.8	233.5	233.7
α	0.3275	0.3272	0.3124	0.3116	0.3125	0.3115

Modèle à couverture nuageuse fixée : Etats d'équilibre des modèles HA, HR et HRGA à 330 ppm et à 660 ppm



TABLEAU IV.3

	Modèle HRN		Modèle HRNGA	
	330 ppm	660 ppm	330 ppm	660 ppm
Nuage	$A_c = 0.471$ $\tau = f(z)$	$A_c = 0.489$ $\tau = f(z)$	$A_c = 0.459$ $\tau = f(z)$	$A_c = 0.480$ $\tau = f(z)$
T_S	288.03	289.50	287.21	288.48
T_{trop}	212.82 (12 km)	213.53 (12 km)	213.57 (10 km)	214.93 (10 km)
T_{som}	265.92	252.75	266.97	253.70
T_r	305.09	306.47	304.67	305.91
T_p	254.51	254.04	254.04	253.55
LE + S	101.0	101.9	102.7	103.8
$F_I^\downarrow(0)$	314.4	325.8	313.5	324.1
$F_S^\downarrow(0)$	196.5	193.7	194.5	191.6
$F_I^\uparrow(z_{trop})$	242.4	242.2	242.5	242.8
$F_I^\downarrow(z_{trop})$	19.3	20.9	22.2	24.5
$F_S^\downarrow(z_{trop})$	322.4	322.3	320.1	319.9
$F_S^\uparrow(z_{trop})$	99.3	101.0	99.8	101.7
$F_I^\uparrow(Z)$	237.9	236.2	236.2	234.3
α	0.2995	0.3046	0.3042	0.3100



Modèle à couverture nuageuse interactive :

Etats d'équilibre des modèles HRN et HRNGA à 330 et à 660 ppm.

TABLEAU IV.4a : Modèle à humidité absolue fixée

	HA	MANABE et STRICKLER	HANSEN
δT_S	1.14	1.33	1.22

TABLEAU IV.4b : Modèle à humidité relative fixée. $\Gamma_c = 6,5$ K/km.

	HR	WETHERALD et MANABE	RAMANATHAN	SCHNEIDER	HANSEN	AUGUSTSSON RAMANATHAN	HUMMEL	WANG
δT_S	1.68	2.4	1.5	1.45	1.94	1.98	1.94	1.96

TABLEAU IV.4c : Modèle à humidité relative fixée
gradient adiabatique humide Γ_a

	HRGA	HUMMEL	HANSEN	WANG
δT_S	1.04	0.79	1.37	1.53

TABLEAU IV.4d : Modèle à humidité relative fixée
schéma de génération de nuages.

	HRN	WANG $\Gamma_c = 6.5$ K/km	HRNGA	WANG $\Gamma_c = \Gamma_a$
δT_S	1.48	2.68	1.27	2.80

Sensibilités des modèles HA, HR, HRGA, HRN et HRNGA à un doublement de la concentration en CO_2 . Comparaison à celles d'autres auteurs. δT_S est en (K).



TABLEAU IV.5

\bar{z} (km)	Modèle HRN A_C (330 ppm)	$\delta A_C : 330 \text{ ppm} \rightarrow 660 \text{ ppm}$		Modèle HRNGA A_C (330 ppm)	$\delta A_C : 330 \text{ ppm} \rightarrow 660 \text{ ppm}$	
		HRN	WANG		HRNGA	WANG
0						
1	0.071	+ 0.004	+ 0.002	0.062	+ 0.002	0
2	0.052	+ 0.002	+ 0.001	0.051	0	- 0.005
3	0.043	+ 0.001	- 0.006	0.046	0	- 0.011
4	0.046	- 0.001	- 0.005	0.051	- 0.001	- 0.010
5	0.056	- 0.001	- 0.001	0.067	- 0.003	+ 0.002
6	0.064	- 0.004	0	0.081	+ 0.001	+ 0.007
7	0.073	+ 0.001	+ 0.002	0.095	+ 0.001	+ 0.011
8	0.085	+ 0.003	+ 0.005	0.089	+ 0.015	+ 0.020
9	0.065	+ 0.006	+ 0.009	0.041	+ 0.015	+ 0.029
10	0.044	+ 0.005	+ 0.009	0.010	+ 0.008	
11	0.019	+ 0.005	+ 0.009			
12	0.002	+ 0.002	+ 0.009			

Modèles à couverture nuageuse interactive ; variation de la nébulosité partielle entre 330 et 660 ppm.

Comparaison avec le modèle de WANG (1981).



TABLEAU IV.6

z (km)	Modèle HRGA		Modèle HRNGA	
	330 ppm	660 ppm	330 ppm	660 ppm
0	4.94	4.84	5.01	4.89
1	5.26	5.13	5.35	5.19
2	5.64	5.48	5.75	5.56
3	6.12	5.93	6.25	6.02
4	6.71	6.49	6.87	6.60
5	7.40	7.16	7.58	7.28
6	8.15	7.90	8.32	8.02
7	8.84	8.63	8.98	8.74
8	9.38	9.23	9.47	9.30
9	9.71	9.63	9.76	9.67
10	9.80	9.80	9.80	9.80
11	9.80	9.80	9.80	9.80
12	9.80	9.80	9.80	9.80

Modèle HRGA et HRNGA : Gradient adiabatique humide en
(K/km) à 330 et à 660 ppm.



II.3 - Humidité relative interactive

Avec les modèles radiatifs convectifs à humidité relative fixée (HR, HRGA, HRN et HRNGA) lorsque la concentration en gaz carbonique augmente, la distribution de l'humidité relative en fonction de la pression est indépendante de la variation de la température de surface par rapport à celle de l'état d'équilibre de référence. Elle s'écrit d'après la relation (I.79) :

$$H = H_0 \frac{\left(\frac{P}{P_0} - 0,02\right)^\Omega}{1 - 0,02} \quad (\text{IV.4})$$

avec $\Omega = 1$

H_0 est l'humidité relative en surface et est égale à 0,77. Cependant CESS (1976) suggère que l'humidité relative peut dépendre de la température de surface. Approximativement, il propose :

$$\Omega = 1 - 0,03 \delta T_S^{(n)} \quad (\text{IV.5})$$

$$\text{où } \delta T_S^{(n)} = T_S^{(n)} - T_S(330) \quad (\text{IV.6})$$

représente la différence entre la température de surface après ajustement convectif à l'itération (n) pour une concentration double en gaz carbonique $T_S^{(n)}$ et la température de surface de l'état de référence $T_S(330)$. Pendant l'intégration numérique, $\delta T_S^{(n)}$ croît et l'humidité relative augmente. C'est donc un "feedback" positif qui tend à accroître la sensibilité de la température de surface. Sur le tableau (IV.7) sont comparées les sensibilités obtenues avec les modèles HR, HRGA, HRN et HRNGA lorsque l'humidité relative dépend ou non de la température de surface. A titre de comparaison, celles obtenues par AUGUSTSSON et RAMANATHAN (1977) sont également présentées.

TABLEAU IV.7

	HR	HRGA	HRN	HRNGA	AUGUSTSSON et RAMANATHAN
δT_S $\Omega = 1$	1.68	1.04	1.48	1.27	1.98
δT_S $\Omega = f(\delta T_S)$	1.97	1.16	1.70	1.40	2.60

Sensibilité de la température de surface en fonction de l'humidité relative

Ce tableau montre que la sensibilité de la température de surface augmente en moyenne de 16 % pour les modèles HR et HRN et d'environ 10 % pour les modèles HRGA et HRNGA. La variation de sensibilité obtenue avec le modèle HR est cependant deux fois plus faible que celle d'AUGUSTSSON et RAMANATHAN. Pour une part, cette différence est due à une surestimation de l'absorption du rayonnement solaire par la vapeur d'eau chez AUGUSTSSON et RAMANATHAN qui conduit à une diminution de l'albédo. De plus l'altitude du sommet du nuage est aussi plus haute (6,25 km). Ce test met une fois de plus en évidence le rôle prédominant joué par l'effet de serre dû à la vapeur d'eau dans la troposphère. Plus le contenu total en vapeur d'eau dans l'atmosphère augmente, plus l'opacité de l'atmosphère s'accroît, ce qui amplifie l'effet de serre dû au gaz carbonique: l'amplitude de la sensibilité globale de la température de surface dépend du nombre total de degrés de liberté que l'on accorde au modèle. On notera en particulier le rôle modérateur joué par la couverture nuageuse. Cette dernière varie peu entre les états d'équilibre où l'humidité relative est fixée ou interactive ($\delta A_c = 0,003$ pour les modèles HRN et HRNGA). Comme pour les autres tests, la couverture nuageuse réagit négativement pour le modèle HRN. En augmentant elle tend à faire croître l'albédo planétaire, c'est à dire réduire l'échauffement. De même, le gradient adiabatique humide joue un rôle modérateur très efficace en augmentant la convection dans les basses couches au détriment de la surface mais réagit sur la dynamique de l'atmosphère et des océans et finalement sur la circulation générale.

III - ESTIMATION QUANTITATIVE DES EFFETS DE LA VAPEUR D'EAU, DU GAZ CARBONIQUE
DE LA COUVERTURE NUAGEUSE, DU GRADIENT CRITIQUE ET DE LEURS INTERACTIONS

Les paragraphes précédents montrent que la sensibilité de la température de surface à un doublement de la concentration en gaz carbonique dépend du nombre de degrés de liberté que l'on accorde au modèle radiatif convectif. L'augmentation de température la plus faible est obtenue avec le modèle à humidité absolue fixée, le modèle HA dans lequel le nombre de contraintes est le plus grand ; la plus forte est obtenue avec le modèle HR, à humidité relative fixée. Cette différence de sensibilité est à relier directement à l'effet de serre joué par la vapeur d'eau dans la troposphère. Avec le modèle HRN, la sensibilité de la température de surface est modulée également par la réponse de la couverture nuageuse (l'augmentation de A_c conduit à un feedback négatif sur la température de surface). L'augmentation totale de la température est égale à la somme des contributions individuelles du gaz carbonique, de la vapeur d'eau, de la couverture nuageuse et des interactions mutuelles entre ces trois variables. De même, avec le modèle HRGA, la sensibilité de la température de surface est modulée par la variation du profil de température dans la troposphère par l'intermédiaire du gradient adiabatique humide. Il serait donc intéressant de séparer et d'analyser de façon quantitative les influences individuelles de ces différents paramètres et de mesurer leur degré d'interaction. L'analyse de ces différents feedbacks est envisagée avec les modèles HR et HRN dans lesquels le gradient critique est fixé à 6,5 K/km et avec le modèle HRGA dans lequel la couverture nuageuse est fixée. Les états d'équilibre obtenus avec ces trois modèles à 330 et à 660 ppm sont ceux présentés respectivement sur les tableaux (IV.2) et (IV.3).

. On rappelle que pour le modèle HR, l'augmentation de la température de surface est de 1,68 K, de 1,04 K pour le modèle HRGA et de 1,48°K pour le modèle HRN.

III.1 - Séparation des contributions du CO_2 , de H_2O et de A_c

La sensibilité totale de la température de surface à un doublement de la concentration en gaz carbonique dépend des variations de l'émissivité du gaz carbonique notée ϵ , du contenu total en vapeur d'eau ou de manière équivalente de la pression de vapeur à la surface e (relation I.80), de la couver-

ture nuageuse A_c , du gradient adiabatique humide Γ_a et des interactions entre ces quantités :

$$\delta T_S = \delta T_S (\delta \epsilon, \delta e, \delta A_c, \delta \Gamma_a) \quad (IV.7)$$

Soit $(\epsilon_1, e_1, A_{c1}, \Gamma_{a1})$ et $(\epsilon_2, e_2, A_{c2}, \Gamma_{a2})$ les quantités précédentes pour respectivement l'état (1) correspondant à la concentration actuelle en CO_2 (330 ppm) et l'état (2) correspondant au doublement de la concentration en gaz carbonique. La température de surface à l'équilibre de l'état (2) peut s'écrire au premier ordre en fonction de celle de l'état (1) :

$$T_S (\epsilon_2, e_2) = T_S (\epsilon_1, e_1) + \left(\frac{\partial T_S}{\partial \epsilon} \right)_{e_1} \delta \epsilon + \left(\frac{\partial T_S}{\partial e} \right)_{\epsilon_1} \delta e \quad (IV.8)$$

pour le modèle HR

$$\text{où } \delta e = \left(\frac{de}{dT_S} \right) \delta T_S \quad (IV.9)$$

correspond à la réaction de la vapeur d'eau et représente la variation de la pression de vapeur en surface consécutive à la variation de T_S . δe traduit en surface l'augmentation du contenu total en vapeur d'eau de l'atmosphère.

Pour le modèle HRN, $T_S (\epsilon_2, e_2, A_{c2})$ s'écrit en fonction de $T_S (\epsilon_1, e_1, A_{c1})$ au premier ordre :

$$T_S (\epsilon_2, e_2, A_{c2}) = T_S (\epsilon_1, e_1, A_{c1}) + \left(\frac{\partial T_S}{\partial \epsilon} \right)_{e_1, A_{c1}} \delta \epsilon + \left(\frac{\partial T_S}{\partial e} \right)_{\epsilon_1, A_{c1}} \delta e + \left(\frac{\partial T_S}{\partial A_c} \right)_{\epsilon_1, e_1} \delta A_c \quad (IV.10)$$

et de la même façon pour le modèle HRGA

$$T_S (\epsilon_2, e_2, \Gamma_{a2}) = T_S (\epsilon_1, e_1, \Gamma_{a1}) + \left(\frac{\partial T_S}{\partial \epsilon} \right)_{e_1, \Gamma_{a1}} \delta \epsilon + \left(\frac{\partial T_S}{\partial e} \right)_{\epsilon_1, \Gamma_{a1}} \delta e + \left(\frac{\partial T_S}{\partial \Gamma_a} \right)_{\epsilon_1, e_1} \delta \Gamma_a \quad (IV.11)$$

Dans les relations (IV.8), (IV.10) et (IV.11) les quantités $(\frac{\partial T_S}{\partial \epsilon})$, $(\frac{\partial T_S}{\partial e})$, $(\frac{\partial T_S}{\partial A_C})$ et $(\frac{\partial T_S}{\partial \Gamma_a})$ sont les dérivées partielles par rapport à ϵ , e , Γ_a et A_C lorsque toutes les autres variables sont fixées. Elles représentent la contribution individuelle de ces quatre paramètres à la sensibilité totale de la température de surface.

Les dérivées partielles du second ordre telles que $\frac{\partial}{\partial A_C} (\frac{\partial T_S}{\partial \epsilon})$ ou $\frac{\partial}{\partial A_C} (\frac{\partial T_S}{\partial e})$ exprimant l'effet d'amplification ou de réduction que la variation d'un paramètre peut avoir sur l'influence d'un autre. C'est ce que MITCHELL et al (1981) appellent un "effet de synergisme". Un exemple d'effet réducteur est fourni par $\frac{\partial^2 T_S}{\partial e \partial \epsilon}$: la superposition de l'absorption par la vapeur d'eau à l'absorption par le gaz carbonique conduit à une saturation plus rapide. Si on considère maintenant l'influence du gaz carbonique sur la troposphère supérieure, d'après la relation (IV.3), à humidité absolue constante il y a refroidissement car la quantité $\frac{\partial t_i}{\partial z}$ reste suffisamment grande. L'augmentation de l'absorption par la vapeur d'eau tend à saturer plus rapidement l'absorption dans la gamme des longueurs d'onde considérées (c'est-à-dire la bande ν_2 du CO_2), en conséquence $\frac{\partial t_i}{\partial z}$ décroît et il en est de même du refroidissement à la troposphère supérieure. Ces dérivées partielles du second ordre sont difficiles à calculer car elles sont généralement voisines du niveau de bruit du modèle.

Le calcul des dérivées partielles du premier ordre $(\frac{\partial T_S}{\partial \epsilon})$, $(\frac{\partial T_S}{\partial e})$, $(\frac{\partial T_S}{\partial A_C})$ et $(\frac{\partial T_S}{\partial \Gamma_a})$ s'effectue par l'intermédiaire du modèle HA avec par exemple :

$$(\frac{\partial T_S}{\partial \epsilon})_{e_1, A_{C_1}} \delta \epsilon = T_S(\epsilon_2, e_1, A_{C_1}) - T_S(\epsilon_1, e_1, A_{C_1}) \quad (IV.12)$$

$$(\frac{\partial T_S}{\partial e})_{\epsilon_1, A_{C_1}} \delta e = T_S(\epsilon_1, e_2, A_{C_1}) - T_S(\epsilon_1, e_1, A_{C_1}) \quad (IV.13)$$

et

$$(\frac{\partial T_S}{\partial A_C})_{\epsilon_1, e_1} = T_S(\epsilon_1, e_1, A_{C_2}) - T_S(\epsilon_1, e_1, A_{C_1}) \quad (IV.14)$$

pour le modèle HRN. Les quantités ϵ_2 , e_2 , A_{c2} et Γ_{a2} sont déterminées d'après l'état d'équilibre (2). Les températures T_S (ϵ_2 , e_1 , A_{c1}) etc..., sont obtenues à l'équilibre du modèle HA pour ϵ , e et A_c respectivement identiques à ϵ_2 , e_1 et A_{c1} .

III.2 - Contribution quantitative des différents paramètres

Le tableau (IV.8) présente les variations de température de surface et les dérivées partielles du premier ordre correspondantes pour les modèles HR, HRGA et HRN.

Tableau IV.8

Modèle	δT_S	$(\frac{\partial T_S}{\partial \epsilon}) \delta \epsilon$	$(\frac{\partial T_S}{\partial e}) \delta e$	$\frac{\partial T_S}{\partial e}$	$(\frac{\partial T_S}{\partial A_c}) \delta A_c$	$(\frac{\partial T_S}{\partial \Gamma_a}) \delta \Gamma_a$	$\sum_i (\frac{\partial T_S}{\partial x_i}) \delta x_i$
HR	1.68	1.13	0.54	0.40			1.67
HRN	1.48	1.17	0.48	0.40	- 0.096		1.55
HRGA	1.04	1.15	0.65	0.71		- 0.73	1.07

Sensibilité de la température de surface à différentes variables du modèle.

Le terme prépondérant est $(\frac{\partial T_S}{\partial \epsilon}) \delta \epsilon$ et vaut en moyenne 1,15 K. C'est encore la sensibilité du modèle HA dont la réponse est très proche de ce que FELS et KAPLAN (1975) appellent l'ajustement radiatif : les températures se modifient de façon à rétablir les conditions d'équilibre du modèle. L'augmentation de température correspondante δT_S est minimale. A humidité relative fixée, l'atmosphère réagit aussi par un accroissement du contenu total en vapeur d'eau. Cette réaction est mesurée par

$$(\frac{\partial T_S}{\partial e}) \delta e = (\frac{\partial T_S}{\partial e}) (\frac{de}{dT_S}) \delta T_S \quad (IV.15)$$

où $\frac{de}{dT_S} = 0,88 \text{ mb K}^{-1}$ représente à humidité relative constante (77 %) l'accroissement de la teneur en vapeur d'eau consécutive à l'augmentation de température et $\frac{\partial T_S}{\partial e} = 0,40 \text{ K mb}^{-1}$ est la sensibilité de la température de surface par rapport à une variation de la pression partielle e. Cette dernière sensibilité dépend fortement du profil de température de l'atmosphère. Pour un gradient de température donné, les variations de la pression partielle en surface mesurent bien les variations du profil d'humidité et $(\frac{\partial T_S}{\partial e})$ est le même pour les modèles HR et HRN pour lequel le gradient critique est fixé à $6,5^\circ\text{K/km}$. Par contre, le gradient adiabatique humide conduit à un profil de température et donc d'humidité fort différent : les températures de la basse troposphère étant plus élevées, l'humidité spécifique y est plus forte et pour le modèle HRGA, $\frac{\partial T_S}{\partial e}$ est supérieur de près d'un facteur deux à ce qu'il est pour HR ou HRN.

La couverture nuageuse induit une réaction négative sur la température de surface amplifiée par le feedback positif de la vapeur d'eau. Si δT_S est plus faible de 0,2 K pour le modèle HRN que pour le modèle HR, 0,1 K seulement est directement causé par la variation de la couverture nuageuse, 0,06 K sont dus au fait que δe est aussi plus faible. $\frac{\partial T_S}{\partial A_c}$ est ici voisin de -5,3 K à comparer avec les valeurs obtenues au chapitre III, soit -19,4 K pour le modèle HA et -24,7 K pour le modèle HR. Par rapport aux modèles à nébulosité non interactive, $(\frac{\partial T_S}{\partial A_c})$ apparaît nettement plus faible du fait de la variation "différenciée" de la couverture nuageuse avec l'altitude: la plus forte augmentation des nuages hauts explique la forte diminution de $\frac{\partial T_S}{\partial A_c}$.

Le gradient adiabatique humide introduit un feedback négatif pour des raisons physiques analysées au paragraphe précédent (§ II.2), l'ordre de grandeur du "feedback" correspondant $(\frac{\partial T_S}{\partial \Gamma_a}) \delta \Gamma_a$ peu différent de -0,73 K est à rapprocher du résultat qui peut être dérivé du tableau 3 de WANG et al (1981) soit $(\frac{\partial T_S}{\partial \Gamma_a}) \delta \Gamma_a$ égal à -0,45 K.

Les variations de température de surface diffèrent peu de ce que l'on peut obtenir par un calcul au premier ordre. Les expressions (IV.8), (IV.10) et (IV.11) conduisent aux résultats présentés dans la dernière colonne du

tableau (IV.8). Dans la mesure où les critères de convergence utilisés dans nos modèles conduisent à une précision de 0,01 K sur les températures, la seule différence significative est celle qui concerne le modèle HRN pour

lequel $\delta T_S - \sum_i \frac{\partial T_S}{\partial x_i} \delta x_i$ vaut -0,07 K. Pour le modèle HR, le très bon accord entre δT_S et $\sum_i \frac{\partial T_S}{\partial x_i} \delta x_i$ permet de conclure que $\frac{\partial}{\partial e} \left(\frac{\partial T_S}{\partial \epsilon} \right)$ est sensiblement

égal à zéro. L'écart observé pour le modèle HRN peut donc être attribué à l'influence de la couverture nuageuse c'est-à-dire :

$$\frac{\partial}{\partial A_c} \left(\frac{\partial T_S}{\partial \epsilon} \right)_{\epsilon_1} \delta A_c \delta \epsilon + \frac{\partial}{\partial A_c} \left(\frac{\partial T_S}{\partial e} \right)_{\epsilon_1} \delta A_c \delta e \approx - 0,07 \text{ K} \quad (\text{IV.16})$$

Le signe de ce "synergisme" correspond encore à un effet réducteur lié au rôle d'écran des nuages qui réduit l'efficacité propre de la vapeur d'eau ou du gaz carbonique. Compte tenu des précisions obtenues dans nos calculs, il n'a pas été possible de cerner plus précisément le rôle joué par chacun des termes de la relation (IV.16).

IV - SENSIBILITE DU BILAN ENERGETIQUE DE SURFACE A UNE AUGMENTATION DE LA CONCEN- TRATION EN GAZ CARBONIQUE

Une concentration en gaz carbonique plus élevée dans l'atmosphère augmente l'épaisseur optique aux grandes longueurs d'onde, le flux infrarouge descendant en surface est plus fort et l'absorption du rayonnement solaire par les molécules du gaz carbonique augmente également. Le bilan radiatif de surface est donc modifié. D'après la relation (I.4), il s'écrit :

$$(1 - A_S) F_S^\downarrow(0) + F_I^\downarrow(0) - \sigma T_S^4 - (LE + S) = 0 \quad (\text{IV.17})$$

avec $F_I^\downarrow(0)$ et $F_S^\downarrow(0)$ les flux infrarouge et solaire descendants en surface, LE le flux de chaleur latente et S le flux de chaleur sensible. A_S est la réflexion propre du sol.

Une perturbation X d'un des termes du bilan donne :

$$X = (1 - A_S) \delta F_S^\downarrow (0) + \delta F_I^\downarrow (0) - \delta (\sigma T_S^4) - \delta (LE + S) \quad (IV.18)$$

Dans le modèle radiatif convectif, X est la perturbation de l'état d'équilibre au début de l'intégration numérique à l'instant $t = 0$ (T_S est fixé). Si on néglige l'augmentation de l'absorption du rayonnement solaire faible devant celle de l'émission infrarouge vers la surface, on peut écrire :

$$X \approx \delta F_I^\downarrow (0) \quad (IV.19)$$

Au paragraphe I. on a estimé $X = 1,5 \text{ W/m}^2$ en bon accord avec $1,3 \text{ W/m}^2$ estimé par RAMANATHAN et al (1979) et NEWELL et DOPPLICK (1979). La sensibilité inverse de la température de surface, $\lambda = \frac{X}{\delta T_S}$ peut s'exprimer sous la forme suivante (KANDEL, 1981) :

$$\lambda = \lambda_0 + \lambda_1 \eta \quad (IV.20)$$

dans laquelle

$$\lambda_0 = \frac{\partial}{\partial T} [(1 - A_S) F_S^\downarrow (0) + F_I^\downarrow (0) - \sigma T_S^4 - (LE + S)] \quad (IV.21)$$

et

$$\lambda_1 = \frac{\partial}{\partial e} [(1 - A_S) F_S^\downarrow (0) + F_I^\downarrow (0) - \sigma T_S^4 - (LE + S)] \quad (IV.22)$$

où

$$\eta = \frac{\delta e}{\delta T_S} \quad (IV.23)$$

λ_0 représente la variation du bilan radiatif de surface due à l'effet purement radiatif du gaz carbonique sur la température de surface tandis que $\lambda_1 \eta$ correspond à l'augmentation de l'humidité atmosphérique liée à celle de l'évaporation de surface. A l'équilibre, le flux net radiatif de surface est égale à la somme des flux de chaleur latente et sensible, λ_0 et λ_1 mesurent donc la perturbation de ces flux turbulents générés en surface, induite par l'augmentation de la température de surface et de l'humidité absolue.

Dans la relation (IV.23), η est la variation de la pression partielle de vapeur d'eau par rapport à la température. Dans ce paragraphe, une attention particulière est portée sur les quantités $\frac{\partial}{\partial T} (LE + S)$ et $\frac{\partial}{\partial e} (LE + S)$.

Dans la suite de cet exposé, λ_0' et λ_1' seront en fait directement liés aux variations de $(LE + S)$, on posera :

$$\lambda_0' = \frac{\partial}{\partial T} (LE + S) \quad (IV.24)$$

et

$$\lambda_1' = \frac{\partial}{\partial e} (LE + S) \quad (IV.25)$$

soit $\lambda' = \lambda_0' + \lambda_1' \eta \quad (IV.26)$

Sur le tableau (IV.9) sont reportées les quantités λ' , λ_0' , λ_1' et η calculés avec les modèles HA, HR, HRGA HRN et HRNGA par les relations (IV.24), et (IV.25) et (IV.26).

Avec le modèle à humidité absolue fixée, η est nul et par conséquent $\lambda' = \lambda_0'$. Lorsque le profil d'humidité absolue est fixé, la sensibilité de la température de surface est minimum et la variation des flux de chaleur latente et sensible est voisine de 0 à l'équilibre.

$$HA : \quad \lambda' = \lambda_0' = \frac{\partial}{\partial T} (LE + S) \approx 0 \quad (IV.27)$$

Cela ne signifie pas vraiment que les variations individuelles de LE et de S se compensent. Comme on l'a vu au chapitre III, les flux de surface sont en fait gouvernés par le refroidissement radiatif de la troposphère ; le modèle ajuste implicitement la somme $(LE + S)$ en surface de façon à ce que leur dissipation dans la troposphère compense la perte d'énergie par rayonnement. Si les profils de température (par l'intermédiaire de Γ_c) et d'humidité absolue sont fixés par les conditions initiales, comme c'est le cas du modèle HA, la variation globale du refroidissement radiatif de la troposphère est très faible, même si la répartition verticale est modifiée lors du doublement du gaz carbonique par le refroidissement relatif de la haute troposphère et le réchauffement relatif des basses couches. Dans ces conditions, l'augmentation de $(LE + S)$ est en première approximation due uniquement à la variation de l'humidité absolue en surface via la température, c'est-à-dire encore :

$$\text{HR} : \lambda' = \lambda'_1 = \frac{\partial}{\partial e} (\text{LE} + \text{S}) \quad (\text{IV.28})$$

Le tableau (IV.9) présente les valeurs de λ'_1 obtenues pour les quatre modèles. Globalement $\lambda' \approx \lambda'_1$ reste faible quelque soit le modèle considéré. Les variations notables d'un modèle à l'autre sont significatives et correspondent (d'après le paragraphe II.2) au rôle régulateur de la couverture nuageuse pour le modèle HRN ou HRNGA, et à l'effet amplificateur de la vapeur d'eau dont la concentration augmente davantage dans les basses couches avec le modèle HRGA (λ'_1 est deux fois plus élevé pour le modèle HRGA que pour le modèle HR). Pour des conditions standards moyennes KANDEL (1981) obtient λ'_1 égal à $-12,4 \text{ W.m}^{-2}.\text{mb}^{-1}$, c'est-à-dire une valeur différente de celles obtenues dans les différents modèles. La comparaison de nos résultats avec les siens permet de mieux comprendre les propriétés et les limitations des modèles radiatifs convectifs. KANDEL utilise un modèle de surface dans lequel les flux LE et S sont explicitement calculés en fonction des différences d'humidité et de température en surface suivant les relations (I.2) et (I.3). Dans un modèle radiatif convectif, l'ajustement convectif par hypothèse érode toute discontinuité de température en surface. Il s'agit donc de modèles de nature très différente. Les états d'équilibre auxquels ils peuvent conduire devraient être comparables mais il n'en est pas de même des transitions entre ces états.

En particulier, KANDEL montre que sans le "feedback" introduit par la vapeur d'eau ($\eta = 0$), la sensibilité de la température de surface serait très faible : $\delta T_s \approx 0,1 \text{ K}$; la sensibilité du modèle radiatif convectif est beaucoup plus forte ($\delta T_s = 1,14 \text{ K}$). Cette différence est principalement due à la variation des flux turbulents en surface et plus particulièrement de l'évaporation ($\frac{\partial \text{LE}}{\partial T} = 22 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$ et $\frac{\partial \text{S}}{\partial T} = -8,4 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$ pour KANDEL tandis que $\delta(\text{LE} + \text{S}) \approx 0$ pour le modèle HA). L'augmentation de l'humidité consécutive à cet accroissement de l'évaporation régule fortement le phénomène ($\frac{\partial \text{LE}}{\partial e} = -20 \text{ W.m}^{-2}.\text{mb}^{-1}$ et $\frac{\partial \text{S}}{\partial e} = +7,6 \text{ W.m}^{-2}.\text{mb}^{-1}$). Globalement, la sensibilité de la température de surface bien que plus forte reste du même ordre de grandeur (environ 3 K) que celle obtenue avec nos modèles.

En fait, dans les modèles qui calculent explicitement LE et S, il y a presque compensation des effets impliqués de LE et S consécutifs aux modifications de température et d'humidité. Pour $T_s = 288 \text{ K}$, et une humidité relative de 77% en surface $\frac{de}{dT_s} = 0,88 \text{ mb.K}^{-1}$ et dans ces conditions, pour KANDEL $\frac{\delta(\text{LE} + \text{S})}{\delta T_s} =$

+ 2,7 W/m²/K à comparer à 1,4 , 2,6 , 0,6 et 0,9 W/m²/K des modèles HR, HRGA, HRN et HRNGA respectivement. Le modèle radiatif convectif ne permet pas lui-même de déterminer les contributions individuelles des flux de chaleur latente et sensible et excepté dans le cas où la couverture nuageuse est interactive, l'équilibre du modèle est indépendant de cette partition. Pour estimer les variations individuelles de chacun de ces deux flux, il faut introduire une hypothèse supplémentaire comme celle d'un rapport de BOWEN ne dépendant que de la température (relation I.85).

Les sensibilités $\frac{\delta S}{\delta T_s}$ et $\frac{\delta LE}{\delta T_s}$ calculées de cette manière sont également présentées sur le tableau (IV.9). Si on prend en compte les résultats du modèle HA, montrant que pour les faibles perturbations considérées, les flux convectifs ne dépendent de la température de surface que par l'intermédiaire de l'humidité, on obtient ainsi $\frac{\partial S}{\partial T} \approx \frac{\partial LE}{\partial T} \approx 0$ pour les modèles radiatifs convectifs. De même, $\frac{\partial S}{\partial e}$ varie de -1,3 à -1,7 W.m⁻².mb⁻¹ et $\frac{\partial LE}{\partial e}$ varie de 2,3 à 4,3 W.m⁻².mb⁻¹ suivant les modèles considérés. La sensibilité maximum du flux d'évaporation est toujours obtenue pour le cas du gradient adiabatique humide qui favorise fortement la convection. Comparées aux valeurs obtenues dans le cas où les flux convectifs sont explicitement calculés, les différences apparaissent considérables (jusqu'à un facteur 10). alors que globalement les variations totales $\delta(L E + S)$ sont en bien meilleur accord.

L'ajustement convectif correspond bien pour un modèle unidimensionnel à la nécessité physique de l'équilibre énergétique de l'atmosphère. Le gradient critique est beaucoup plus arbitraire mais les deux cas retenus ici correspondent d'une part à une moyenne planétaire, d'autre part au cas des atmosphères tropicales fortement convectives. Les états d'équilibre du modèle sont donc probablement assez réalistes. Le modèle radiatif convectif filtre les transitions et est indépendant des sensibilités individuelles des flux de surface, seule intervient la somme (LE + S) dont la valeur totale est fixée par le refroidissement global de la troposphère. Les variations individuelles de ces flux résultent donc directement des perturbations du bilan radiatif de la troposphère, et non pas du bilan de surface.

CONCLUSION

Dans ce chapitre, l'étude de la sensibilité de la température et du bilan radiatif de surface à un doublement de la concentration en gaz carbonique montre que ces sensibilités dépendent du modèle radiatif utilisé, c'est à dire une fois de plus du nombre de degrés de liberté qu'on leur accorde. Compte tenu de la paramétrisation de l'absorption du gaz carbonique dans le schéma de transfert radiatif de grandes longueurs d'onde, l'augmentation de la température de surface due à une épaisseur optique plus forte de l'atmosphère dans le domaine infrarouge est du même ordre de grandeur que celles obtenues avec d'autres auteurs. Enfin, on a montré que l'évolution individuelle des principaux paramètres du bilan radiatif de surface ne pouvait être réalisée de manière satisfaisante à cause de la contrainte imposée par le schéma d'ajustement convectif lui-même. En particulier, le modèle ajuste la somme des flux de chaleur latente et sensible en surface de façon à rétablir l'équilibre énergétique global du système terre atmosphère. Seule la comparaison entre deux états d'équilibre successifs est réaliste : un tel modèle filtrant toutes les transitions. Ces différents tests de sensibilité confirment par ailleurs, comme d'autres auteurs, que le doublement de la concentration en gaz carbonique prévu dans quelques décennies serait susceptible de provoquer à l'échelle planétaire une augmentation de la température de surface de l'ordre de 1,5 K à 2 K sous réserve de tenir compte de la complexité des processus climatiques.

TABLEAU IV.9

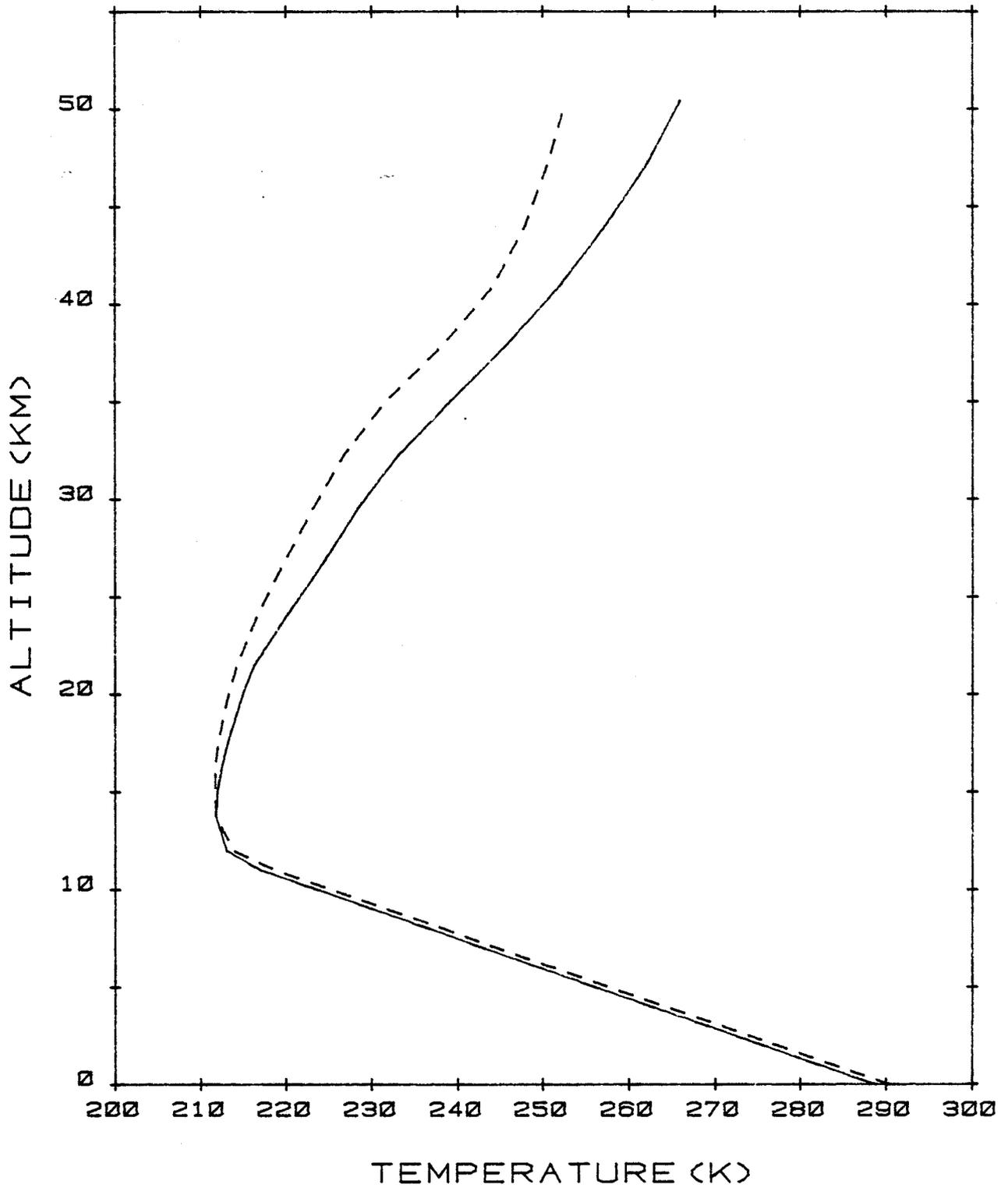
	HA	HR	HRGA	HRN	HRNGA
δT_S	1.14	1.68	1.04	1.48	1.27
$\frac{\delta F_I(0)}{\delta T_S}$	0.1	- 1.7	- 3.1	- 2.2	- 2.9
$\frac{\delta F_S(0)}{\delta T_S}$	- 0.1	- 0.4	- 0.5	- 1.7	- 2.1
$\frac{\delta(LE + S)}{\delta T_S}$	0.0	1.4	2.6	0.6	0.9
$\eta = \frac{\delta e}{\delta T_S}$		0.87	0.87	0.87	0.83
$\lambda'_0 = \frac{\partial(LE + S)}{\partial T_S}$	≈ 0				
$\lambda'_1 = \frac{\partial(LE + S)}{\partial e}$		1.6	3.0	0.7	1.1
$\frac{\delta LE}{\delta T_S}$	1.3	2.7	3.7	2.0	2.4
$\frac{\delta S}{\delta T_S}$	- 1.4	- 1.4	- 1.1	- 1.5	- 1.4
$\frac{\delta S}{\delta LE}$	- 1.0	- 0.5	- 0.3	- 0.7	- 0.6
$\frac{\partial LE}{\partial e}$		3.1	4.3	2.3	2.9
$\frac{\partial S}{\partial e}$		- 1.6	- 1.3	- 1.7	- 1.7

ABS
LILLE

Sensibilité des principaux paramètres du bilan radiatif de surface en fonction de la température de surface et de l'humidité absolue.

F_I , F_S , LE et S sont en W/m^2 ; T en (K) ; e en mb ; D en mb/K ;
 λ'_0 en $W/m^2/K$ et λ'_1 en $W/m^2/mb$.

Figure IV.1



Modèle HR : Profils de température à 330 et à 660 ppm.

— 330 ppm
- - - 660 ppm



CONCLUSION

CONCLUSION

L'objet principal de ce travail a été de mettre au point un modèle radiatif convectif pour disposer d'un modèle climatique simple unidimensionnel et étudier la complexité des processus climatiques de l'atmosphère. Dans le premier chapitre sont présentés les outils nécessaires pour construire ce modèle, c'est-à-dire le schéma d'ajustement convectif, les schémas radiatifs de courtes et de grandes longueurs d'onde. Le schéma d'ajustement convectif est analogue à celui décrit par MANABE et WETHERALD (1967). Les schémas de transfert radiatif de courtes et de grandes longueurs d'onde ont été développés au laboratoire, ils sont également utilisés dans le modèle de circulation générale du Laboratoire Météorologique de PARIS. Enfin un schéma de génération de nuages couplé à la procédure d'ajustement convectif est ajouté au modèle. A l'aide de ces différents schémas, les états d'équilibre de cinq modèles radiatifs convectifs ayant un nombre croissant de degrés de liberté sont comparés dans le deuxième chapitre. Pour ces modèles, que la couverture nuageuse soit fixée ou interactive, les propriétés optiques des nuages sont ajustées pour que les principaux paramètres du bilan radiatif, la température de surface, le flux infrarouge au sommet de l'atmosphère et l'albédo planétaire soient en accord avec les observations satellitaires. Dans ces conditions, les profils de température correspondants sont proches de ceux observés en moyenne annuelle à l'échelle planétaire. Les points importants à souligner quant aux caractéristiques de ces différents états d'équilibre sont d'une part le rôle majeur joué par effet de serre de la vapeur d'eau et d'autre part le rôle modulateur de la couverture nuageuse sur le rayonnement atmosphérique. En particulier, la dépendance des profils de température et d'humidité absolue provoque un "feedback" positif sur la température de surface, effet caractéristique de tous les modèles à humidité relative fixée. Le schéma de génération de la couverture nuageuse permet d'ajouter un degré de liberté supplémentaire au modèle, tout en gardant un état d'équilibre peu différent de celui obtenu à couverture nuageuse fixée. Il faut cependant noter que tout en ayant un schéma identique à celui proposé par WANG et al (1981), les résultats présentés dans cet exposé sont assez différents des siens. La différence notable entre les deux modèles réside dans le fait que la couverture nuageuse équivalente est calculée avec l'hypothèse d'un recouvrement aléatoire des

nébulosités partielles, ce qui tend à favoriser l'effet d'albédo des nuages. Dans le chapitre III, plusieurs tests de sensibilité à une perturbation d'un des paramètres du modèle sont effectués et comparés à ceux obtenus par d'autres auteurs. Les différences observées sur la sensibilité de la température de surface et du flux infrarouge sortant sont liées à l'utilisation de schémas de transfert de courtes et de grandes longueurs d'onde différents et aux propriétés radiatives des nuages. Dans le chapitre IV, l'étude de la sensibilité de la température de surface et des principaux termes du bilan radiatif de surface à un doublement de la concentration en gaz carbonique est abordée avec les différents modèles. Une attention particulière est portée sur la sensibilité des flux de chaleur latente et sensible générés en surface et sur les différents feedbacks que fait naître l'augmentation de l'absorption par les molécules du gaz carbonique.

Actuellement, on dispose donc d'un modèle climatique simple éprouvé par de nombreux tests de sensibilité, en particulier au doublement de l'abondance en gaz carbonique et possédant un nombre élevé de degrés de liberté en particulier grâce au schéma de génération de nuages. Mise à part la contrainte imposée par la procédure d'ajustement, plusieurs améliorations peuvent être apportées au modèle. Dans le schéma de transfert radiatif de grandes longueurs d'onde, la paramétrisation de l'absorption moléculaire par le gaz carbonique doit être complétée en tenant compte des faibles bandes d'absorption dans la fenêtre atmosphérique. Dans le schéma de génération de nuages, les tentatives relatives à la génération simultanée de la nébulosité et de l'épaisseur optique doivent être poursuivies pour obtenir une paramétrisation réaliste de la couverture nuageuse ; d'autre part, on devrait être capable de s'affranchir de la contrainte d'un rapport de BOWEN indépendant de l'altitude. Comme tous les modèles climatiques unidimensionnels, et parce que l'état d'équilibre final ne peut être représentatif que de l'état énergétique global du système terre atmosphère, ses contraintes sont nombreuses. L'énergie convective générée en surface sous forme turbulente est libérée en quantité suffisante pour compenser le déséquilibre énergétique au sommet de l'atmosphère. Le profil de température dans la troposphère est imposé par le choix du gradient critique. Ce modèle néglige aussi toute la dynamique de l'atmosphère et des océans, les flux de transports méridiens et zonaux. L'albédo de surface est également indépendant de la température ; le feedback résultant de l'interaction de la température de surface avec la variation de la limite de l'extension des glaces n'est pas pris en compte. Les états d'équilibre correspondants doivent donc être analysés en

conséquence. Ultérieurement, il serait particulièrement intéressant de poursuivre ce travail en incluant dans le modèle un schéma de dissipation indépendante des flux de chaleur latente et sensible. Cela permettrait de se libérer de la contrainte d'un gradient de température convectif.

BIBLIOGRAPHIE

REFERENCES

- 1 - AUGUSTSSON T. and RAMANATHAN V., 1977 :
A radiative-convective model study of the CO₂-climate problem
J. Atmos. Sci., 34, 448-451

- 2 - BIGNELL K.J., 1970 :
The water vapor infrared continuum
Quart. J. R. Met. Soc., 96, 390-404

- 3 - BREZINSKI C., 1973 :
Accélération de la convergence en analyse numérique.
Cours de D.E.A.
Publications de l'Université des Sciences et Techniques de LILLE

- 4 - BUDYKO M.I., 1978 :
In Climatic Change (Ed. Gribbin, J.) 85-113, Cambridge Univ.
Press., LONDON

- 5 - CESS R.D., 1976 :
Climate change : An appraisal of atmospheric feedback mechanisms employing zonal
climatology
J. Atmos. Sci., 33, 1831-1843

- 6 - CHARLOCK T.P., 1982 :
Cloud optical feedback and climate stability in a radiative convective
model
Tellus 34, 245-254

- 7 - CHYLEK P., and KIEHL J.T., 1981 :
Sensivities of radiative convective climate models
J. Atmos. Sci., 38, 1005-1110

- 8 - CHOU S.H., CURRAN R.J., and OHRING G., 1981 :
The effects of surface evaporation parameterisations on climate sensitivity
to solar constant variations
J. Atmos. Sci., 38, 931-938

- 9- COAKLEY J. A., Jr., 1977, a :
An efficient numerical approach to radiative convective equilibrium
J. Atmos. Sci., 34, 1402-1407

- 10 - COAKLEY J. A., Jr., 1977, b :
Feedbacks in vertical-column energy balance models
J. Atmos. Sci., 34, 465-470

- 11 - ELSASSER W.M., 1942 :
Heat transfer by infrared radiation in the atmosphere
Harvard Meteorological Studies N°6, 107 pp

- 12 - EMDEN R. , 1913 :
Über strahlungsgleichgewicht und atmosphärische strahlung
Sitz. d. Bayerische Akad. d. Wiss., Math Phys. Klasse, p 55

- 13- ENERGY and CLIMATE, 1977 :
Geophysics Study Board
National Academy of Sciences, Washington D.C.

- 14 - FELS S.B. and KAPLAN L.D., 1975:
A test of the role of longwave radiative transfer in a general
circulation model
J. Atmos. Sci., 32, 779-789

- 15 - FOUQUART Y., 1974 :
Utilisation des approximants de Padé pour l'étude des largeurs
équivalentes de raies formées en atmosphère diffusante
J. Quant. Spectros. Radiat. Transf., 14, 497- 508

- 16 - FOUQUART Y. and BONNEL B., 1980 :
Computations of solar heating of the earth's atmosphere : A new parameterization
Contributions to Atmos. Phys., 53, 35-62

- 17 - FOUQUART Y., LAVAL K. and SADOURNY R., 1978 :
The LMD General Circulation Model. Note LMD N°86, Laboratoire de Météoro-
logie Dynamique,
Ecole Normale Supérieure, 24 rue Lhomond, PARIS ; 24 pp.

- 18 - GOODY R.M., 1964 :
Atmospheric radiation, I Theoretical basis
Clarendon Press, 436 pp.

- 19 - HANSEN J., JOHNSON D., LACIS A., LEBEDEFF S., LEE P., RIND D., G. RUSSELL, 1981 :
Climate impact of increasing atmospheric carbon dioxide
Science, 213, N°4511, 957-966

- 20 - HARTMANN D.L. and SHORT D.A., 1980 :
On the use of earth radiation budget statistics for studies of clouds
and climate
J. Atmos. Sci., 37, 1233-1250

- 21 - HESS S.L., 1959 :
Introduction to Theoretical Meteorology
Holt, Rinehart and Winston, 362 pp. (see p. 94)

- 22 - HUMMEL J.R., 1980 :
Importance of separate clear and cloudy sky water vapor profiles in radiative-
convective models
"Atmospheric water vapor" (A. DEEPAK, T.D. WILKERSON, and L.H. RUHNKE, eds),
Academic Press, New York (1980).

- 23 - HUMMEL J.R., 1982 :
Surface temperature sensitivities in a multiple cloud radiative-convective models with a constant and pressure dependent critical lapse rate
Tellus, 34, 203-208

- 24 - HUMMEL J.R. and KUHN W.R., 1980 :
Comparison of radiative convective models with constant and pressure dependent lapse rates
Tellus, 33, 254-261

- 25 - HUMMEL J.R. and KUHN R., 1981 :
Surface temperature sensitivities from cloud cover variations in the HUMMEL-KUHN radiative convective model with three different cloud approximations
Tellus, 33, 444-452

- 26 - HUMMEL J.R. and RECK R.A., 1981 :
Carbon dioxide and climate : The effects of water transport in radiative convective models
J. Geophys. Res., 86, N° C12, 12.035-13.038

- 27 - HUNT G.E. and MATTINGLY S.R., 1976 :
Infrared radiative transfer in planetary atmospheres ; Effects of computational and spectroscopic economies on thermal heating/cooling rates
J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer, 16, 505-520

- 28 - IDS0 S.B., 1980 :
The climatological significance of a doubling of earth's atmospheric carbon dioxide concentration
Science, 207, 1462-1463

- 29 - JOSEPH J.H. and WISCOMBE W.J., 1976 :
The Delta Eddington Approximation for radiative flux transfer
J. Atmos. Sci., 33, 2452-2459

- 30 - KANDEL R.S., 1979 :
Carbon dioxide and climate : An appraisal perspective
Environment International, Vol. 2, 335-350
Pergamon Press Ltd 1979

- 31 - KANDEL R.S., 1981 :
Surface temperature sensitivity to increased atmospheric CO₂
Nature, 293, N° 5834, 634-636

- 32 - KRUEGER A.J. and MINZNER R.A., 1976 :
A midlatitude ozone model for the 1976 US Standard Atmosphere
J. Geophys. Res, 81, 4477-4481

- 33 - LACIS A.A. and HANSEN J.E., 1974 :
A parameterisation for the absorption of solar radiation in the earth
atmosphere
J. Atmos. Sci. 31, 118-133

- 34 - LENOBLE J., 1977 :
Standart procedures to compute atmospheric radiative transfer in scattering
atmosphere
I.A.M.A.P., Radiation Commission, edited at Boulder, Colorado, 125 pp.

- 35 - LONDON J., 1957 :
A study of the atmosphere heat balance. Final report, contract N° AF19 (122)-
165
Dept. of Meteor. and Oceanogr., New York University, 99 pp.

- 36 - Mc CLATCHEY R.A., FENN R.W., SELBY J.E.A., VOLZ F.E. and GARING J.S., 1971 :
Optical properties of the atmosphere
AFCRL 71-0279, Envir. Res. Papers N° 354, 91 pp.

- 37 - Mc CLATCHEY R.A., BENEDICT W.S., CLOUGH S.A., BURCH D.E., CALFEE R.F.,
FOX K., ROTHMAN L.S. and GARING J.S., 1973 :
AFCRL atmosphere absorption line parameters compilation.
AFCRL-TR-73-0096, Envir. Res. Papers N° 434, Bedford, Mass., 78 pp.

- 38 - MANABE S., 1971 :
Estimates of future changes of climate due to increase of carbon dioxide concentration in the air, in "Man's Impact on Climate"
edited by W.H. Matthews, W.W. Kellogg and G.D. Robinson, M.I.T. Press,
Cambridge, Mass.

- 39 - MANABE S. and MÖLLER F., 1961 :
On the radiative equilibrium and heat balance of the atmosphere
Mon. Wea. Rev., 89, N° 12, 503-532 (Paper A)

- 40 - MANABE S. and STRICKLER R.F., 1964 :
Thermal equilibrium of the atmosphere with a convective adjustment
J. Atmos. Sci., 21, 361-385 (Paper B)

- 41 - MANABE S. and WETHERALD R.T., 1967 :
Thermal equilibrium of the atmosphere with a given distribution of relative
humidity
J. Atmos. Sci., 24, 241-259 (Paper C)

- 42 - MASON B.J., 1971 :
The physics of clouds
Clarendon Press, 671 pp.

- 43 - MITCHELL C.S., POTTER G.L., ELLSAESSER H.W. and WALTON J.J., 1981 :
Case study of feedbacks and synergisms in a doubled CO₂ experiment
J. Atmos. Sci., 38, 1906-1910

- 44 - MÖLLER F., 1943 :
Die wärmestrahlung des wasserdampfes in der atmosphäre
Beiträge zur Geophysik, 58, 11-61

- 45 - MORCRETTE J.J. et FOUQUART Y., 1981 :
Calcul du transfert radiatif de grandes longueurs d'onde entre 0 et 90 km
d'altitude
Laboratoire d'Optique Atmosphérique, U.S.T.L. 59655- Villeneuve d'Ascq Cedex

- 46 - MURGATROYD R.J., 1960 :
Some recent measurements by aircraft of humidity up to 50,000 ft in the tropics
and their relationship to meridional circulation
Proc. Symp. Atmos. Ozone, Oxford, 20-25 July 1959, I.U.U.G. Monogr. N° 3,
Paris p. 30

- 47 - NEWELL R.E. and DOPPLICK T.G., 1979 :
Questions concerning the possible influence of anthropogenic CO₂ on
atmospheric temperature
J. Appl. Meteor., 18, 822-495

- 48 - NEWELL R.E., KIDSGN J.W., VINCENT D.G. and BOER G.T., 1974 :
The general circulation of the tropical atmosphere and interactions with
extratropical latitudes
The Massachusetts Institute of Technology, Press, Vol. 2
QC 880-G44 551.5'.17' 0913 72-6834
ISBN 0-262 - 14012.8
14020.9

- 49 - OGURA Y. and TAKAHASHI T., 1971 :
Numerical simulation of the life cycle of thunderstorm cell
Mon. Wea. Rev., 99, 895-911

- 50 - OORT A. and RASMUSSEN E.M., 1971 :
Atmospheric circulation statistics
Environmental Research Laboratories
Geophysical Fluid Dynamics Laboratory, Princeton, N.J.

- 51 - OHRING G. and CLAPP P., 1981 :
The effect of changes in cloud amount on the net radiation at the top of
the atmosphere
J. Atmos. Sci, 37, 447-454

- 52 - PRIESTLEY C.H.B. and TAYLOR R.J., 1972 :
On the assessment of surface heat flux and evaporation using large scale
parameters
Mon. Wea. Rev., 100, N° 2, 81-92

- 53 - RAMANATHAN V., 1975 :
A study of the sensitivity of radiative convective models, in "Second Confe-
rence on Atmospheric Radiation",
American Meteorological Society, Boston, Mass., 124-125

- 54 - RAMANATHAN V., 1976 :
Radiative transfer within the earth's troposphere and stratosphere
A simplified radiative convective model
J. Atmos. Sci., 33, 1330-1346

- 55 - RAMANATHAN V. and COAKLEY J.A., Jr., 1978 :
Climate modeling through radiative convective models
Rev. of Geophys. and Space Phys., 16, N° 4, 465-489

- 56 - RAMANATHAN V., LIAN M.S. and CESS R.D., 1979 :
Increased atmospheric CO₂ ; zonal and seasonal estimates of the effect
on the radiative energy balance of the earth troposphere system
J. Geophys. Res., 84, 4949-4958

- 57 - RENNICK M.A., 1977 :
The parameterisation of tropospheric lapse rates in terms of surface
temperature
J. Atmos. Sci., 34, 854-862

- 58 - RODGERS C.D. and WALSHAW C.D., 1966 :
The computation of the infrared cooling rate in planetary atmospheres
Quart. J. R. Met. Soc., 92, 67-92

- 59 - SCHNEIDER S.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

- 60 - SCHNEIDER S.H., 1975 :
On the carbon dioxide climate confusion
J. Atmos. Sci., 32, 2050-2066

- 61 - SCHNEIDER S.H. and DICKINSON R.E., 1974 :
Climate modeling
Rev. Geophys. and Space Phys., 12, N° 3, 447-493

- 62 - SELBY J.E.A., SHETTLE E.P. and Mc CLATCHEY R.A., 1976 :
Atmospheric transmittance from 0,25 to 28,5 μ
Supplement Lowtran 3B
AFGL-TR 76-0258, Envir. Res. Papers N° 587, 79

- 63 - SHETTLE E.P. and WEINMAN J.A., 1970 :
The transfer of solar irradiance through inhomogeneous turbid atmospheres
evaluated by Eddington's approximation
J. Atmos. Sci. 27, 1048-1055

- 64 - STEPHENS G.L., CAMPBELL G.G. and VONDER HAAR T.H., 1981 :
Earth radiation budgets
J. Geophys. Res., 86, N° C10, 9739-9760

- 65 - STONE P.H. and CARLSON J.H., 1979 :
Atmospheric lapse rate regimes and their parameterization
J. Atmos. Sci., 36, 415-423

- 66 - STONE P.H., CHOW S. and QUIRK W.J., 1977 :
The July climate and a comparison of the January and July climates simulated
by the GISS general circulation mode
Mon. Wea. Rev., 105, 170-194

- 67 - TELEGADAS K. and LONDON J., 1954 :
A physical model of Northern Hemisphere troposphere for winter and summer
Scientific Report N° 1, contract AF19 (122)-165, Research Div.
College of Engineering, New-York University, 55 pp

- 68 - WANG W.C., ROSSOW W.B. and YAO M.S., WOLFSON M., 1981 :
Climate sensitivity of a one dimensional radiative convective model with
cloud feedback
J. Atmos. Sci., 38, 1167-1178

- 69 - WANG W.C. and STONE P.H., 1980 :
Effect of ice-albedo feedback on global sensitivity in a one dimensional radiative convective climate model
J. Atmos. Sci., 37, 545-552

- 70 - WANG W.C., YUNG Y.L., LACIS A.A., MO T. and HANGEN J.E., 1976 :
Greenhouse effects due to man-made perturbations of trace gases
Science, 194, N° 4266, 685-690

- 71 - WASHINGTON W.M. and WILLIAMSON D.L., 1977 :
A description of the NCAR GCM's, in "GCM's of the atmosphere"
J. Chang., ed. Methods in computational physics, Vol. 17, Academic Press
111-172

- 72 - WETHERALD R.T. and MANABE S., 1980 :
Cloud cover and climate sensitivity
J. Atmos. Sci., 37, 1485-1510

- 73 - WETHERALD R.T. and MANABE S., 1975 :
The effects of doubling the CO₂ concentration on the climate of a general circulation model
J. Atmos. Sci., 32, 3-15

