

Université du Québec à Chicoutimi

**Programme de simulation climatique:
développement et applications**

**par
Ludovic Perelman
Département des Sciences Pures**

**Mémoire présenté en vue de l'obtention
de la maîtrise en sciences de l'atmosphère**

Février 1981



Mise en garde/Advice

Afin de rendre accessible au plus grand nombre le résultat des travaux de recherche menés par ses étudiants gradués et dans l'esprit des règles qui régissent le dépôt et la diffusion des mémoires et thèses produits dans cette Institution, **l'Université du Québec à Chicoutimi (UQAC)** est fière de rendre accessible une version complète et gratuite de cette œuvre.

Motivated by a desire to make the results of its graduate students' research accessible to all, and in accordance with the rules governing the acceptance and diffusion of dissertations and theses in this Institution, the **Université du Québec à Chicoutimi (UQAC)** is proud to make a complete version of this work available at no cost to the reader.

L'auteur conserve néanmoins la propriété du droit d'auteur qui protège ce mémoire ou cette thèse. Ni le mémoire ou la thèse ni des extraits substantiels de ceux-ci ne peuvent être imprimés ou autrement reproduits sans son autorisation.

The author retains ownership of the copyright of this dissertation or thesis. Neither the dissertation or thesis, nor substantial extracts from it, may be printed or otherwise reproduced without the author's permission.

REMERCIEMENTS

=====

Je tiens avant tout à remercier mon directeur de thèse, le Dr. G. Gallagher, pour son appui constant et ses conseils avisés tout du long de la préparation de ce diplôme, ainsi que le Dr. G. Paulin pour l'attention et les précieux conseils qu'il m'a accordés pendant la rédaction de ma thèse. Un remerciement spécial à Luc Bouchard pour l'aide qu'il m'a souvent donnée dans la programmation du simulateur ainsi que pour toutes les conversations enrichissantes que nous avons eues; à Carl Tremblay qui a effectué la majeure partie du travail de dactylographie et de mise en page du texte sur ordinateur. Enfin, je remercie le Dr. R. Verreault, directeur du programme de maîtrise en sciences de l'atmosphère, ainsi que l'administration et tous les services de l'U.Q.A.C. qui, d'une façon ou d'une autre, ont rendu possible la présentation de ce travail.

TABLE DES MATIERES

=====

REMERCIEMENTS	i
TABLE DES MATIERES	ii
TABLE DES SYMBOLES	iv
TABLE DES FIGURES	x
INTRODUCTION	1
1- les modèles climatiques- types et usages	1
2- objectifs et méthodologie du programme	4
I- DETAILS DU PROGRAMME	6
1- présentation générale	6
2- découpage de l'atmosphère en couches	7
3- découpage du sol et du sous-sol	11
4- traitement de l'énergie solaire	14
5- traitement de l'infrarouge thermique	18
6- phénomènes convectifs	23
7- autres phénomènes paramétrisés	26
8- équations générales des bilans	27
II- FUNCTIONNEMENT ET PREMIERS RESULTATS	31
1- initialisation	31
2- résultats	35
3- analyse des résultats	39
III- ADVECTION	41
1- considérations générales	41
2- détails du calcul	42
IV- RESULTATS DEFINITIFS	46
1- évolution estivale de la température d'une région test (Saguenay-Lac St-Jean)	46
2- calcul de l'advection pour la bande de latitude 46-50 degrés Nord	45
3- analyse des résultats	47

CUNCLUSION	49
BIBLIOGRAPHIE	54
APPENDICE I- ORGANISATION GENERALE DU PROGRAMME	58
APPENDICE II- CALCUL DETAILLE DE LA CONVECTION D'APRES RENNICK GRAPHIQUES	59
	61

SYMBIOLIS UTILISES DANS LE TEXTE

Symbol	Signification
a	albédo du sol
Ac	coefficient de retard de la réaction de l'atmosphère vis-à-vis de la convection
β	gradient de température vertical dans l'atmosphère
β_s	gradient de température vertical dans l'atmosphère standard
$\beta(\mu_0)$	fraction diffusée vers l'arrière pour la radiation unidirectionnelle
C_i	chaleur massique de la couche 'i'
C_{es}	pourcentage d'eau contenue dans le sol
LOND	énergie échangée par conduction dans le sol
C_p	chaleur massique à pression constante
C_{pv}	chaleur massique à pression constante pour la vapeur d'eau
C_w	chaleur massique de l'eau liquide
δ	fraction de l'énergie de l'atmosphère perdue en infrarouge vers l'espace
δ_i	épaisseur d'une couche de sol 'i'
$\Delta E_a(j)$	advection totale journalière du jour 'j'

Δ_{sj}	écart de température journalier dû au soleil
Δt	pas de temps utilisé dans le programme
Δt_j	écart de température journalier total
e	tension de vapeur d'eau
Eex	énergie sortant du système
Ein	énergie dans l'infrarouge thermique émise par la couche étudiée
Eirb	énergie dans l'infrarouge thermique provenant du haut de l'atmosphère et arrivant dans la couche étudiée
Ep	coefficient nécessaire au calcul de l'énergie infrarouge par la méthode de Simpson
Er(t)	énergie contenue dans l'atmosphère au temps 't' d'après les mesures
es	tension de vapeur saturante
Es(t)	énergie contenue dans l'atmosphère au temps 't', calculée par le programme
ϵ	rapport de la constante des gaz pour l'air sec et la vapeur d'eau: $\epsilon = R_d/R_v = 0.622$
ϵ_i	émissivité globale pour la couche 'i'
f(j)	facteur de proportionalité entre l'énergie advectée avec le soleil et l'énergie solaire absorbée

Fa	proportion de l'énergie advectée en relation avec des phénomènes aléatoires
Fs	proportion de l'énergie advectée en relation avec le cycle solaire
g	accélération de la pesanteur
Go	coefficient dans le calcul du gradient vertical de température dans l'atmosphère par la méthode de Rennick
h	épaisseur d'une couche d'atmosphère
Ht	hauteur de la tropopause
I	différence entre l'énergie calculée et l'énergie réelle chaque jour de simulation
laad,i	énergie advectée par seconde dans la couche 'i', en relation avec des phénomènes aléatoires
lat	énergie dans l'infrarouge thermique perdue par le système pendant une journée de simulation
lsad	énergie advectée dans le système, en relation avec le cycle solaire
lsad,i	énergie advectée par seconde dans la couche 'i', en relation avec le cycle solaire
k	$k = Rd/Cp$, permet de relier la température et la pression sur l'adiabatique sèche
Ki,i+1	coefficient de conduction entre les couches 'i' et 'i+1'
L	longueur parcourue par la lumière dans une couche

Lv	chaleur latente de vaporisation de l'eau
λ	longueur d'onde de la radiation
Mat	masse d'air contenue dans la troposphère
Mat,i	masse d'air dans une couche de la troposphère
Mi	masse de la couche 'i'
μ_0	paramètre lié à la hauteur du soleil
Ns	nombre de couches dans la stratosphère
Nt	nombre de couches dans la troposphère
Po	pression normale (1013.25 mb.)
Poo	pression de référence pour la température potentielle (1000 mb.)
P(z)	pression atmosphérique en fonction de l'altitude
Qi+i+1	énergie échangée par conduction entre les couches de sol 'i' et 'i+1'
qs	échange d'énergie par convection entre le sol et l'atmosphère
r	altitude de la base d'une couche atmosphérique
ka	constante des gaz parfaits pour l'air sec
Re(μ_0)	facteur de réflexion sur un nuage
Rt	rayon de la Terre

r_s	rapport de mélange saturant
$r(z)$	rapport de mélange en fonction de l'altitude
ρ_0	masse volumique de l'air dans les conditions normales (1.29 Kg/m ³)
ρ_s	masse volumique du sol sec
$\rho(z)$	masse volumique de l'air en fonction de l'altitude
S_i	énergie solaire incidente dans la couche 'i'
S	énergie solaire incidente en haut de l'atmosphère
$S_{r,i}$	énergie solaire réfléchie en dessous et revenant dans la couche 'i'
S_{at}	énergie solaire absorbée par le système dans la journée
$S_{at,i}$	énergie solaire absorbée par seconde dans la couche 'i'
T_0	température dans les conditions normales (273°K)
T_0	température moyenne au sol dans une journée
$T_{f,i}$	température finale de la couche 'i' après le calcul de la convection
T_i	température d'une couche 'i'
$T_{r,i}$	température prévue par la théorie de Rennick pour la couche 'i'

$\bar{T}_r(o)$	température moyenne au sol telle que mesurée pour une journée
T_s	température moyenne de la stratosphère
$T(z)$	température en fonction de l'altitude dans l'atmosphère
θ	température potentielle
θ_e	température potentielle équivalente
θ_h	hauteur du soleil
τ_n	épaisseur optique généralisée pour un nuage
U	lame d'eau contenue dans une couche
V_a	énergie nécessaire à l'évaporation
W_o	albédo par diffusion simple sur un nuage
Z	altitude
Z_i	altitude moyenne de la couche 'i'

TABLE DES FIGURES

=====

- I hauteur de la tropopause en fonction de sa température
- II hauteur de la tropopause en fonction de la température de surface
- III épaisseur optique généralisée d'un nuage
- IV(a) albédo d'un nuage par bande de longueur d'onde
- IV(b) albédo d'un nuage - moyenne sur tout le spectre
- V spectre d'absorption de la basse atmosphère (vapeur d'eau + CO₂)
- VI comparaison des émissivités par les méthodes de Simpson et W'Elsasser
- VII comparaison des émissivités par diverses méthodes
- VIII valeur du correcteur E_p
- IX profil de température moyen dans l'atmosphère
- X paramétrisation de la convection
- XI calcul de la convection, $A_c = 0$ et $A_c \leq 1$
- XII diffusivité thermique dans le sol d'après Lettau
- XIII conduction thermique dans le sol sec d'après Lettau
- XIV contenu en vapeur d'eau de l'atmosphère

- XV contenu en CO₂ de l'atmosphère
- XVI contenu en O₃ de l'atmosphère
- XVII coefficients d'absorption solaire dans l'atmosphère
- XVIII transparence de l'atmosphère vis à vis du rayonnement solaire
- XIX émissivité dans la stratosphère
- XX énergie solaire reçue au sol par ciel clair
- XXI énergie solaire moyenne reçue au sol
- XXII infrarouge thermique perdu vers l'espace (calcul et mesures)
- XXIII équilibre radiatif de l'atmosphère
- XXIV onde de température à 2.25 cm. dans le sol
- XXV profil de température dans le sol en fonction de la date
- XXVI évolution de la température journalière
- XXVII évolution de la température pendant l'été (sans advection)
- XXVIII comparaison de l'évolution (heure/heure VS moyenne)
- XXIX proportion du T journalier dû au soleil (d'après Crowe)
- XXX évolution de la température pendant l'été (advection comprise)
- XXXI advection en fonction de la date (Saguenay-Lac St-Jean et Atlantique Nord)

XXXII advection pour les points de la bande de latitude 45-50
degrés nord

XXXIII transport d'énergie par les courants marins pour la bande de
latitude 45-50 degrés nord

RESUME

L'objet de ce travail de maîtrise était le développement d'un programme de simulation aussi proche que possible de l'idéal proposé par Mason (1976). En fait, notre choix s'est porté sur un modèle colonne à bilan d'énergie qui met l'emphase sur le calcul des effets locaux. Enfin, nous avons utilisé ce modèle pour quantifier l'importance relative de la circulation générale et des effets locaux dans le climat d'une région.

Pour parvenir à ces résultats, nous calculons les échanges dus à des phénomènes d'origine locale:

- l'énergie solaire incidente, absorbée et réfléchie
- les échanges d'énergie infrarouge dans l'atmosphère en utilisant une méthode composite de celles de Simpson (1928) et d'Elsasser (1942)
- les échanges d'énergie par conduction dans le sol à l'aide des théories et des mesures de Lettau (1954) et Sellers (1965)

De plus, nous paramétrisons les effets liés à la circulation générale:

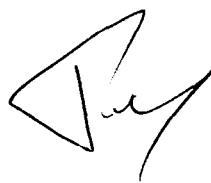
- la densité des nuages au-dessus de la région étudiée (à partir de statistiques locales)
- les phénomènes convectifs et le cycle de l'eau à l'aide de la paramétrisation de Rennick (1978)

Les principaux résultats que nous avons obtenus sont une simulation raisonnablement exacte du climat estival de la région Saguenay-Lac St.Jean (province de Québec, latitude 48 degrés nord) incluant un calcul de l'advection. En effet, nous avons calculé que la région exportait, entre Mai et Septembre, une quantité d'énergie équivalente à dix pour cent de l'énergie solaire absorbée pendant l'été; ce qui provoque

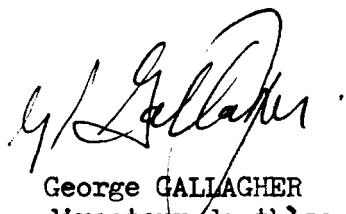
une diminution du maximum de la température annuelle de l'ordre de 4°C.

Enfin, pour démontrer les possibilités du modèle, nous avons montré la méthode qu'il serait possible d'employer pour calculer les flux d'énergie méridionaux à l'aide du simulateur et comparer ces calculs aux mesures du transport d'énergie aérien par Oort et Rasmusson (1971). Cette dernière méthode semble fournir un moyen de calculer le transport d'énergie océanique, extrêmement difficile à mesurer directement.

Notre modèle de simulation a atteint les objectifs que nous nous étions fixés au départ; et en lui incorporant les améliorations suggérées dans la conclusion, nous aurions un simulateur versatile et facile à utiliser pour de multiples recherches.



Ludovic PERELMAN
auteur



George GALLAGHER
directeur de thèse

INTRODUCTION

1) Les modèles climatiques - types et usages

Depuis le premier modèle climatique à bilan d'énergie proposé par Simpson (1928), de très nombreux chercheurs ont tenté d'améliorer notre connaissance des processus climatiques par divers moyens. Nous allons essayer d'établir une certaine hiérarchie des modèles existants, et de discuter leur intérêt et leurs possibilités respectives en nous inspirant d'études analogues de Schneider et Dickinson (1974) et North (1975).

a) Les modèles globaux et les modèles-colonne à bilan d'énergie. Ils permettent de déduire les propriétés radiatives de l'atmosphère sans perturbation et sont généralement utilisés pour calculer l'impact d'un changement de composition de l'atmosphère. Nous pouvons citer, à titre d'exemple, les quelques travaux qui suivent:

Manabe et Moller (1961) puis Manabe et Wetherald (1967) qui ont travaillé sur l'équilibre thermique de l'atmosphère en fonction des quantités en présence des constituants les plus importants (vapeur d'eau, CO₂, ozone); Rasool et Schneider (1971) ont étudié l'effet sur le climat d'une grande augmentation de la concentration du CO₂ et de la quantité d'aérosols (effets de l'homme sur son environnement); Paltridge (1974) a étudié la rétroaction de l'ennuagement en réponse à une variation de l'énergie solaire; cet effet constitue un des points importants dans l'étude des changements climatiques à long terme (prévision de l'apparition de la prochaine ère glaciaire par exemple); Ramanathan et ses collègues (1976 et 1977) ont montré l'impact du changement de concentration du CO₂ et de l'ozone sur l'équilibre de l'atmosphère (encore les effets de l'homme sur son milieu de vie); enfin, Coackley (1977) a généralisé l'étude de Paltridge en étudiant la rétroaction de certains paramètres climatiques quand on modifie les autres; il démontre que l'on peut négliger cette rétroaction (comme

c'est l'habitude dans ce genre d'étude) dans les interactions entre les paramètres suivants: température moyenne de surface et gradient de température moyen dans l'atmosphère ainsi que l'humidité relative à la surface et le profil d'humidité dans l'atmosphère.

b) Les modèles zonaux à bilan d'énergie annuel. Ce sont les modèles les plus utilisés pour les études climatiques à long terme; parmi les plus connus, nous pouvons citer ceux de Budiko (1956 et 1969), London (1957), Sellers (1969 et 1973). Ces modèles demandent généralement peu de temps de calcul et fournissent un bilan d'énergie moyen un peu partout à la surface de la terre, ce qui a permis à des chercheurs comme Bryan (1962), Wyrtky (1965) et Emig (1967) de les utiliser pour calculer le transport d'énergie annuel moyen dans les océans. Les études de climat à long terme ont surtout eu pour but de calculer les possibilités d'une prochaine ère glaciaire en supposant une variation de l'énergie solaire disponible; North (1975) a montré que les modèles de Budiko et de Sellers permettent l'existence stable de deux climats très différents: celui que nous connaissons actuellement et un autre où la terre serait couverte de glace. D'après Budiko, une variation de la constante solaire de l'ordre de cinq pour cent nous amènerait à une ère glaciaire alors que, plus récemment, des auteurs comme Ohring et Adler (1978) et Nicolis (1979) prétendent qu'une variation de deux pour cent seulement serait suffisante; ces calculs permettent de penser comme North à la possibilité d'une alternance des deux climats d'équilibre sur la terre. Une dernière utilisation de ces modèles, moins fréquente, est de permettre la vérification des modèles de circulation générale plus compliqués; Gal-Chen et Schneider (1975) ont ainsi testé le modèle de Manabe et Wetherald (1975). Ces modèles sont cependant perfectibles, et Gal-Chen et Schneider proposent d'y adjointre un calcul de radiation multicouches et, comme Coackley et Wieliki (1979), posent le problème des paramétrisations à partir des mesures climatiques. Enfin, North et Coakley (1979) font une étude de sensibilité pour ce type de modèle à moyenne annuelle et à moyenne saisonnière et recommandent cette dernière version.

c) Les modèles de circulation générale. Ce sont traditionnellement les modèles de la prévision météorologique; ils sont axés sur la dynamique de l'atmosphère et ne tiennent généralement pas compte des effets locaux. Cependant il est possible avec ces modèles de traiter des problèmes climatiques de courte durée (typiquement jusqu'à quelques mois, en grande partie à cause du temps de calcul très élevé dû à la complexité de tels modèles); ces calculs ont été proposés par NCAR (1971) et en partie réalisés par Manabe et Wetherald (1975) qui ont repris avec succès certains calculs sur la réaction du climat aux modifications de composition de l'atmosphère, calculs déjà effectués auparavant avec leur modèle à bilan d'énergie. Plus récemment, d'autres chercheurs ont repris certaines simulations déjà réussies par les modèles à bilan d'énergie dans le but d'améliorer la précision des résultats, ou plus simplement, de démontrer la possibilité de ce type de calcul à l'aide de modèles de circulation générale; par exemple, Stone et ses collègues (1977) ont comparé les résultats de simulation d'hiver et d'été, et Washington et Chervin (1979) se sont penchés sur les effets de la pollution thermique à grande échelle.

d) Les autres modèles climatiques que l'on ne peut rattacher à un genre bien défini ne sont pas très répandus mais peuvent parfois ouvrir des horizons intéressants, comme le modèle thermodynamique de Paltridge (1975).

Il existe enfin toute une série de paramétrisations de phénomènes reliés au climat; les principales, dont nous aurons l'occasion de reparler plus loin, peuvent être classées dans les catégories qui suivent.

- Le comportement thermique de l'atmosphère - Les couches limites dans l'atmosphère - Les nuages et leurs propriétés - L'énergie solaire - L'énergie dans l'infrarouge thermique - La composition de l'atmosphère - Les propriétés du sol et du sous-sol - Le transport d'énergie d'un lieu à un autre - Les effets du relief terrestre.

On se rend compte que depuis quelques années le sentiment de l'importance de la simulation pour la compréhension des phénomènes

climatiques a beaucoup progressé; pour atteindre le point où GARP (1975) en a fait son deuxième objectif majeur. Ce qui démontre l'importance prise par la simulation climatique, le projet GARP étant un des plus gros projets de recherche dans le monde actuellement.

2) Objectifs et méthodologie du programme

Nous pouvons maintenant essayer de définir les caractéristiques idéales d'un programme de simulation climatique et discuter des méthodes que nous avons choisies afin de nous en approcher le plus possible. D'après Mason (1976), le modèle idéal est un modèle physico-mathématique de l'atmosphère, des océans, des continents et des calottes glaciaires traité comme un système géophysique complexe de telle façon qu'il permette de modifier la composition de l'atmosphère, le contenu en eau au sol et sa nature, la végétation, etc... Mason recommande aussi la plus grande prudence dans l'utilisation des données climatiques, trop souvent prises sur des périodes trop courtes; il cite en exemple la période 1931-1960, très souvent utilisée, et qui, d'après lui, est probablement la période climatique la plus anormale du dernier millénaire.

Après une étude de ces considérations, nous avons décidé de construire un modèle climatique à bilan d'énergie à cause de sa simplicité et du temps machine limité qu'il demande tout en offrant des possibilités de simulation intéressantes. Nous voulions de plus un modèle particulièrement axé sur les propriétés locales par opposition aux modèles existant qui sont généralement globaux ou zonaux. Cette approche devrait être favorable à une étude plus détaillée du climat local et permettre une comparaison de l'importance relative des effets de la circulation générale et des effets des paramètres locaux sur le climat d'une région. Pour parvenir à ce résultat, nous devions tendre à calculer les effets des phénomènes locaux et à paramétriser ceux de la circulation générale; les calculs que nous devons effectuer à l'échelle locale affectent:

- l'énergie solaire incidente (directe ou diffuse), réfléchie, diffusée et absorbée;
- les échanges d'énergie infrarouge dans l'atmosphère;
- les propriétés du sol et du sous-sol (émissivité et albédo en fonction de la couverture de la surface, conduction de la chaleur dépendamment de la nature du sous-sol);
- la petite convection (provoquée par le réchauffement quotidien du sol par le soleil);
- l'évaporation en fonction des autres paramètres calculés.

De la même façon, les paramétrisations que nous devons réaliser pour représenter l'action de la circulation générale doivent porter sur les points suivants:

- l'importance et la nature de la couverture nuageuse (en fait, les phénomènes locaux sont responsables d'une fraction de l'ennuagement et nous devrions en tenir compte);
- la grande convection (provoquée par les mouvements verticaux associés aux systèmes synoptiques);
- la condensation et la précipitation (ici aussi, il peut y avoir une origine locale à ces phénomènes, mais sa contribution est généralement peu importante à nos latitudes);
- les transports d'énergie sous toutes ses formes (advection) et les transports de matière (gaz, poussières, aérosols, etc...) d'un lieu à un autre.

Le programme que nous avons finalement mis au point est conforme à ces principes généraux sauf que nous avons paramétrisé ensemble la petite et la grande convection avec le cycle de l'eau, ce qui nous a évité l'inclusion d'une modélisation des couches limites atmosphériques. Nous avons pu ainsi reproduire le climat local de la région du Saguenay - Lac St-Jean (comme représenté par les mesures faites aux stations de Normandin et de Bagotville), et estimer la part de l'advection dans le climat. Nous avons calculé une exportation d'énergie de l'ordre de dix pour cent de l'énergie solaire absorbée au cours de l'été; cette exportation est responsable d'une baisse de la température maximum annuelle d'environ 4°K. Ces expériences ont démontré la fiabilité et l'intérêt du modèle qui, bien qu'encore améliorable, nous permet maintenant d'envisager des études climatiques plus détaillées.

1- DETAILS DU PROGRAMME

1) Présentation générale

Notre programme de simulation climatique est un programme unidimensionnel multicouches qui divise la verticale en quatre zones aux propriétés distinctes, chaque zone étant composée de plusieurs couches; la division adoptée est la suivante:

a) La stratosphère est la partie supérieure de l'atmosphère pour laquelle nous considérons d'une part que l'effet de la vapeur d'eau devient négligeable et d'autre part que la présence de l'ozone a un effet appréciable, nous supposons de plus cette zone approximativement isotherme.

b) La troposphère est la partie inférieure de l'atmosphère dans laquelle nous considérons que la vapeur d'eau a des effets appréciables (absorption de l'énergie solaire, absorption et émission de l'infrarouge thermique).

c) La surface du sol dans le programme, est en général composée de deux couches: la couche supérieure, à la surface même du sol, permet l'ajustement de la quantité d'énergie qui pénètre dans le sol et la couche inférieure, immédiatement en dessous, servant, comme on le verra plus tard, de référence à la température de l'air.

d) le sous-sol est la partie supérieure de la strate terrestre, sa profondeur étant choisie de telle sorte que la variation thermique saisonnière que l'on peut observer à ce niveau soit négligeable. Dans le cas d'une étendue d'eau, la profondeur doit être choisie en dessous du niveau le plus bas atteint par la thermocline.

Nous effectuons ensuite le bilan d'énergie de chaque couche; l'équation générale du bilan peut s'écrire:

$$E_{in} - E_{ex} = M C \Delta T \quad (1)$$

où E_{in} représente l'énergie entrant dans la couche, E_{ex} l'énergie sortant de la couche, M est la masse par unité de surface dans la couche, C est la chaleur massique (pour les couches atmosphériques on prend $C = C_p$, chaleur massique à pression constante) et ΔT la variation de température correspondante.

Cette procédure permet, après une initialisation des valeurs des paramètres dans les couches, de calculer l'évolution du système au cours du temps; les termes E_{in} et E_{ex} proviennent des calculs d'énergie suivants:

- a) énergie solaire reçue et absorbée dans la couche
- b) énergie solaire réfléchie ou diffusée et ainsi perdue par la couche
- c) énergie dans l'infrarouge thermique absorbée dans la couche
- d) énergie dans l'infrarouge thermique émise et perdue par la couche
- e) énergie échangée par des processus convectifs
- f) énergie échangée par conduction dans le sol

Chacun de ces calculs va être expliqué en détail dans les pages suivantes.

2) Découpage de l'atmosphère

L'atmosphère initiale peut être choisie soit 'réelle': toutes les données concernant l'atmosphère sont alors entrées dans le fichier des données, soit 'quasi-standard': dans ce dernier cas, nous supposons une atmosphère en équilibre hydrostatique où la température suit une loi linéaire avec l'altitude:

$$T(z) = T(0) - \beta z \quad (2)$$

où $T(z)$ est la température à l'altitude z , et β est le gradient vertical de température que l'on suppose constant (dans l'atmosphère standard $\beta = \beta_s = 6.5^{\circ}\text{K}.\text{km}^{-1}$).

Cette équation pour la température n'est valide que dans la troposphère; la stratosphère telle que définie précédemment consiste en une zone isotherme de température T_s . Cette température est reliée à la température moyenne journalière sous abris météorologique par l'intermédiaire de la hauteur de la tropopause en utilisant les relations suivantes:

$$T_s = 256.23 - 3.53 \cdot 10^{-3} H_t \quad (3)$$

$$H_t = \frac{\bar{T}(0) - 218}{\beta_s} \quad (4)$$

équations dans lesquelles H_t représente la hauteur de la tropopause, $\bar{T}(0)$ est la température sous abris météorologique pour la journée et $\beta_s = 6.5^{\circ}\text{K}.\text{km}^{-1}$.

Nous avons réalisé la paramétrisation de l'équation (3) à partir des valeurs de T_s et H_t proposées par Crowe (1971); les résultats obtenus sont comparés à ceux obtenus par Rennick (1977) sur les figures I et II; on pourra remarquer que les valeurs de H_t obtenues pour des températures moyennes au sol comprises entre 273 et 300°K sont très voisines, puisque l'écart maximum entre ces limites de température est seulement de 250 m; l'écart entre les températures T_s correspondantes atteignant au plus 5°K.

Notre paramétrisation est donc très voisine de celle de Rennick pour le domaine des températures habituelles sous nos latitudes mais permet par contre, contrairement à celle de Rennick, d'avoir la tropopause qui approche le niveau du sol et cela avec des températures moyennes en

surface qui demeurent très réalistes (nuits polaires; la tropopause arrive à l'altitude $z = 1\text{km}$ pour $T = \bar{T}(0) = 224.5^\circ\text{K}$).

On suppose ensuite que l'air a un comportement de gaz parfait pour lequel on écrit l'équation d'état:

$$\rho(z) = \rho_0 \frac{P(z)}{P_0} \frac{T_0}{T(z)} \quad (5)$$

ou $\rho(z)$ est la masse volumique de l'air à l'altitude z , $P(z)$ la pression atmosphérique et $T(z)$ la température à la même altitude z . ρ_0 , P_0 , T_0 sont respectivement les valeurs de la masse volumique, pression et température à un point de référence (dans le programme nous avons choisi les conditions normales $\rho_0 = 1.29 \text{ kg.m}^{-3}$, $P_0 = 101.325 \text{ kPa}$, $T_0 = 273^\circ\text{K}$). On remplace ensuite $\rho(z)$ par l'expression (5) dans l'équation hydrostatique:

$$dP(z) = -\rho(z) g dz \quad (6)$$

que l'on intègre pour donner la pression atmosphérique en fonction de l'altitude:

$$P(z) = P_0 \left\{ \frac{T_0 - \beta z}{T_0} \right\}^\alpha \quad (7)$$

où $\alpha = g \rho_0 T_0 / \beta P_0$, si on reporte cette expression dans l'équation (5) on obtient l'expression de la densité de l'air en fonction de l'altitude, ce qui nous permet, à l'aide d'un calcul simple, de diviser la troposphère en un nombre quelconque de couches de masses égales. Pour cela, on doit d'abord calculer la masse d'air contenue dans toute la troposphère:

$$M_{at} = \frac{P_0}{g} \left\{ 1 - \left\{ \frac{T_0 - \beta H_t}{T_0} \right\}^\alpha \right\} \quad (8)$$

si on décide alors de diviser la troposphère en N_t couches de masses égales, chaque couche 'i' contiendra une masse d'air $M_{at,i} = M_{at}/N_t$, et l'altitude de la base d'une couche 'i' sera alors:

$$r(i) = \frac{T_0}{\beta} \left\{ 1 - \left\{ 1 - (i-1) M_{at,i} \frac{g}{P_0} \right\}^{1/\alpha} \right\} \quad (9)$$

Dans le cas de la stratosphère un calcul analogue nous amène à l'équation suivante pour la pression atmosphérique:

$$P(z) = P(H_t) e^{-g \frac{\rho_0 T_0}{P_0 T_s} (z - H_t)} \quad (10)$$

qui permet ensuite la division de la stratosphère en couches de masses égales (la masse des couches de la stratosphère pouvant être différente de celle des couches de la troposphère). Dans ce dernier cas, si on veut N_s couches de masses égales dans la stratosphère, l'altitude à la base de la couche 'i' sera:

$$r(i) = H_t + \frac{P_0 T_s}{\rho_0 T_0 g} \ln \left\{ \frac{(i-1) g \rho_0 T_0}{N_s P_0 T_s} + 1 \right\} \quad (11)$$

Dans nos premiers tests, nous avions choisi de découper l'atmosphère en dix couches de masses égales comme le proposait Crowe; ce découpage donnait satisfaction pour la troposphère mais il arrivait que la stratosphère se réduise à une seule couche l'été, ce qui introduisait des erreurs dans le calcul de la convection, aussi nous avons eu recours à un découpage plus fin: la troposphère et la stratosphère sont respectivement divisées en couches de masse égales, le nombre initial de

couches pour chacune des zones de l'atmosphère étant alors une donnée d'entrée du programme (typiquement, nous utilisons huit couches dans la troposphère et cinq dans la stratosphère).

Au cours de l'évolution subséquente, la hauteur de la tropopause varie en accord avec la température journalière météorologique moyenne (dans notre cas la température de la couche inférieure de surface) pendant la journée considérée, en suivant les équations (3) et (4). Le programme doit donc modifier chaque jour en fonction de la température moyenne calculée $\bar{T}(o)$, la répartition des couches dans l'atmosphère, puisque dépendamment du déplacement de la troposphère qui suit $\bar{T}(o)$, la masse contenue dans la tropopause et dans la stratosphère se modifie obligeant ainsi un réaménagement des couches.

Quand la masse des couches de la stratosphère ou de la troposphère dépasse une valeur déterminée à l'avance (donnée d'entrée du programme), le programme modifie le nombre de couches pour retrouver une masse d'air comprise dans les limites qu'on a convenu d'accepter pour chaque couche. Cette méthode nous assure d'avoir toujours une résolution suffisante dans toute l'atmosphère quelle que soit la hauteur de la tropopause en plus de nous permettre de conserver le minimum de trois couches nécessaires au calcul de la convection dans la stratosphère même en période estivale.

3) Découpage du sol et du sous-sol

Dans notre programme, l'atmosphère peut recouvrir deux sols de nature très différentes: les sols constitués d'un milieu solide et les sols constitués d'un milieu liquide.

La plus grande partie de nos tests a porté sur l'étude des sols solides par lesquels nous commencerons l'analyse.

Sols solides

Nous avons divisé le sol en couches dont l'épaisseur et les paramètres physiques sont spécifiés à l'initialisation, les paramètres considérés étant:

- l'albédo de la surface - l'émissivité de la surface - la densité
- la chaleur massique - la conductivité thermique - le pourcentage d'eau en fonction de la profondeur.

Tout au long des calculs, nous considérons que tous ces paramètres sont constants excepté en ce qui concerne les changements de propriétés physiques de l'eau emprisonnée dans le sol avec la température. S'il tombe de la neige ou s'il y a formation de glace à la surface, le programme peut corriger de lui-même l'albédo et l'émissivité de la surface ainsi modifiée.

De plus comme nous l'avons dit précédemment, les deux couches de surface jouent un rôle particulier:

- La couche supérieure assure le transfert de l'énergie radiante qu'elle reçoit, vers le sous-sol, grâce à la conduction; elle devra donc avoir une variation journalière de température assez grande (comme on l'observe à la surface du sol) pour permettre l'entrée de l'énergie dans le sous-sol.

- La couche inférieure est définie de telle sorte qu'elle serve de référence de température de l'air à 1.2 mètre, nous devons donc la choisir de telle sorte qu'elle ait une variation de température journalière de même amplitude que celle que l'on observe à ce niveau au-dessus du sol (température sous abris météorologique).

Ce sont les termes du bilan d'énergie de ces couches que nous comparons avec les diverses mesures faites dans les stations météorologiques; nous expliciterons ces termes un peu plus loin.

Sols liquides

Dans le cas des étendues d'eau, le problème qui se pose est légèrement différent du milieu solide à cause des deux points suivants:

- a) possibilité de transfert de masse avec uniformisation de température
- b) absorption de l'énergie solaire sur une certaine profondeur

Ces caractéristiques du milieu liquide nous ont amenés à un découpage vertical différent du milieu solide; dans le cas des étendues d'eau nous considérons seulement trois couches:

- 1) la couche de surface ou couche '1' dans laquelle se fait l'absorption de l'énergie solaire.
- 2) la couche intermédiaire ou couche '2' qui s'étend de la limite inférieure de la couche de surface jusqu'à la thermocline.
- 3) la couche de fond ou couche '3' en dessous de la thermocline, qui reste à température constante et sert seulement de réservoir de masse quand la thermocline se déplace.

L'échange d'énergie entre les couches '1' et '2' se faisant par conduction si $\rho_1 < \rho_2$ ou par mélange convectif des deux couches si $\rho_1 > \rho_2$.

On donne initialement la profondeur de la thermocline en fonction du temps ainsi que l'épaisseur de la couche de surface. En mer, on considère que le mélange des deux couches supérieures dû au vent est tel que l'on a toujours $T_1 = T_2$, ce qui n'est pas le cas pour les étendues d'eau de moindre dimension (lacs,...). On traite ensuite l'étendue d'eau de la même manière que le milieu solide vis-à-vis de l'interaction avec l'atmosphère.

4) Rayonnement solaire

Après avoir calculé la quantité d'énergie solaire disponible en haut de l'atmosphère en fonction de la date (année, mois, jour et heure) et du lieu considéré avec le programme d'Audet (1975), nous calculons séparément les trois termes essentiels suivants: l'absorption, la diffusion et la réflexion.

Absorption

Pour l'absorption du rayonnement solaire, nous traitons globalement toute l'énergie solaire indépendamment de la longueur d'onde mais en considérant que les agents responsables de l'absorption sont:

- a) la vapeur d'eau dans la troposphère (Kondratyev 1969)
- b) l'eau liquide dans les nuages
- c) l'ozone dans la stratosphère (Howard 1955, 1962)

Nous pouvons alors calculer le coefficient d'absorption en fonction de l'altitude d'après les profils moyens d'humidité pour la région étudiée. Pendant le déroulement de chaque test, ces coefficients d'absorption restent constants à leurs valeurs initiales. Comme l'énergie réfléchie par les nuages ou par le sol est partiellement réabsorbée par l'atmosphère, nous avons dû modifier le coefficient d'absorption de l'énergie réfléchie dans la stratosphère pour tenir compte du caractère spectral de l'absorption par l'ozone.

De plus pour minimiser les erreurs aux bas angles solaires, nous calculons les masses atmosphériques traversées en tenant compte de la courbure de la terre comme le fait Kondratyev (1971); il en résulte l'équation suivante donnant le chemin parcouru L en fonction de l'épaisseur h de la couche traversée par un rayon lumineux faisant un angle θ avec l'horizontale:

$$L = - (Rt + r) \sin \theta + \sqrt{(Rt + r)^2 \sin^2 \theta + h^2 \{ 2(Rt + r) + h \}} \quad (12)$$

où Rt est le rayon de la terre et r représente l'altitude à la base de la couche considérée.

Diffusion

Dans tous nos tests, nous avons considéré la diffusion de Rayleigh par l'atmosphère sans nuage, en supposant que l'air était le seul agent diffusant, bien qu'il soit possible de tenir compte d'autres sources diffusantes, comme les aérosols, dans le programme (Kondratyev 1969).

Réflexion

La réflexion sur le haut des nuages dépend de la masse totale du nuage en dessous par l'intermédiaire d'une épaisseur optique généralisée τ_n obtenue à partir de la théorie de Mie; on trouvera sur la figure III la courbe reliant τ_n à la masse d'eau liquide contenue dans le nuage.

Cette courbe a été obtenue par Stephens (1978) en utilisant un ensemble de nuages standards dont la distribution verticale des grosseurs des gouttelettes est uniforme, la courbe III est alors obtenue à partir de la théorie de Mie.

Il est ensuite possible de calculer l'albédo des nuages en utilisant le modèle de Coakley et Chylek (1975) en séparant le spectre solaire en deux bandes: la première pour laquelle on considère que le nuage est non-absorbant, $0.3 \mu\text{m} < \lambda < 0.75 \mu\text{m}$, la seconde pour laquelle le nuage constitue un milieu absorbant, $0.75 \mu\text{m} < \lambda < 4 \mu\text{m}$. Ce qui conduit aux

formules suivantes pour la réflexion R_e sur le haut du nuage, en fonction de la hauteur du soleil et du contenu en eau du nuage:

milieu non-absorbant:

$$R_e(\mu_0) = \frac{\beta(\mu_0) \tau_n/\mu_0}{1 + \beta(\mu_0) \tau_n/\mu_0} \quad (13)$$

milieu absorbant:

$$R_e(\mu_0) = \frac{v^2 - 1}{R} \begin{Bmatrix} \tau_{eff} & -\tau_{eff} \\ e & -e \end{Bmatrix} \quad (14)$$

équations dans lesquelles nous avons:

$$v^2 = \left\{ 1 - w_0 + 2 \beta(\mu_0) w_0 \right\} / (1 - w_0) \quad (15)$$

$$\tau_{eff} = \left\{ (1 - w_0) \left\{ 1 - w_0 + 2 \beta(\mu_0) w_0 \right\} \right\}^{1/2} \tau_n/\mu_0 \quad (16)$$

$$R = (v+1)^2 e^{\tau_{eff}} - (v-1)^2 e^{-\tau_{eff}} \quad (17)$$

$$\theta_h = \frac{\pi}{2} - \text{Arc cos } \mu_0 \quad (18)$$

θ_h est la hauteur angulaire du soleil au-dessus de l'horizon; w_0 est l'albédo par une diffusion simple; c'est-à-dire le pourcentage de l'énergie diffusée à l'extinction d'un faisceau lumineux traversant un nuage; et $\beta(\mu_0)$ est la fraction diffusée vers l'arrière de la radiation unidirectionnelle d'angle θ_h .

Les équations (13) à (18) représentent le modèle '1' de Coakley et de Chylek valide seulement pour des longueurs d'ondes ou groupes de longueurs d'ondes pour lesquelles Z_n et W_0 sont uniformes; à partir de ce modèle, Stephens a paramétré l'albédo de ses nuages standards pour les deux bandes de longueurs d'ondes précitées. On trouvera sur la figure IVa l'albédo ainsi obtenu en fonction de la masse du nuage et de la hauteur du soleil. Ici encore nous avons calculé un albédo moyen du nuage pour tout le spectre solaire en tenant compte du fait que la bande $3\text{--}7.5 \mu\text{m}$ représente 52.88% de l'énergie solaire incidente et la bande $7.5\text{--}4 \mu\text{m}$, 47.12%; quelques uns des résultats obtenus se trouvent à la figure IVb. On remarquera que pour les bas angles solaires et les fortes masses d'eau liquide, la courbe devient irrégulière, cette irrégularité correspond aux limites du modèle de Coakley et Chylek qui perd sa validité dans ces domaines; nous avons cependant conservé ce calcul puisqu'alors la quantité d'énergie mise en cause est de peu d'importance.

Pour utiliser ce modèle, il faut connaître le contenu en eau des nuages, ce qui n'est pas une donnée météorologique normalement disponible. Cependant, les données d'ennuagement (fraction du ciel couvert de nuages) existent; nous avons donc dû évaluer les résultats du modèle en fonction de la couverture nuageuse. Nous avons cherché, pour le mois de Juillet à Normandin, quelle était la quantité d'eau qui permettait un calcul correct de l'énergie solaire reçue au sol, et par la suite, nous avons conservé la valeur du rapport de la quantité d'eau à l'ennuagement ainsi trouvé pour toute la durée de la simulation.

La réflexion au sol dépend de la nature du sol que l'on a spécifié dans les données du programme ainsi que des conditions calculées (angles solaires, etc...); on peut aussi, évidemment, se choisir un sol tel que l'albédo reste constant à sa valeur initiale quelles que soient les conditions calculées, c'est la procédure que nous avons employée le plus fréquemment.

Après avoir calculé les coefficients d'absorption et de diffusion pour toutes les couches de l'atmosphère ainsi que la réflexion sur les

nuages, nous pouvons faire le bilan de l'énergie solaire dans l'atmosphère en utilisant finalement la loi de Beer, c'est-à-dire une loi exponentielle avec ces coefficients: $I_t = I_0 e^{-Cx}$, où I_t est l'énergie transmise à travers une couche d'épaisseur x et ayant un coefficient d'absorption C quand l'énergie incidente est I_0 .

5) Infrarouge thermique

Pour une part importante, le comportement de l'atmosphère est dû aux caractéristiques du gaz carbonique et de la vapeur d'eau vis-à-vis du rayonnement de grande longueur d'onde, en particulier dans la région $7-14 \mu\text{m}$ (fenêtre dans l'absorption).

Nous avons donc décidé d'adopter une représentation des échanges dans l'infrarouge qui tienne compte de la longueur d'onde; soit une théorie analogue à celle de Simpson (1928) où nous supposons une absorption telle qu'indiquée sur la figure V. Ce spectre d'absorption est obtenu en supposant que la quantité de vapeur d'eau contenue dans la couche considérée dépasse un minimum déterminé expérimentalement (la valeur proposée par Simpson est de 0.034 g.cm^{-2}).

Afin de vérifier cette supposition, nous avons calculé l'émission infrarouge pour des couches d'atmosphère contenant diverses quantités de vapeur d'eau (lame d'eau U , $0.0034 < U < 1.7 \text{ g.cm}^{-2}$) par deux méthodes différentes, celle de Simpson et celle, plus élaborée, d'Elsasser (1942). Les résultats obtenus sont compilés dans le tableau I ci-après; on trouvera un résumé de ce tableau sur la figure VI.

Les résultats obtenus montrent un très net désaccord entre les deux méthodes; le plus grand écart que l'on trouve entre les deux théories arrive pour une lame d'eau $U = .034 \text{ g.cm}^{-2}$ (valeur limite de la théorie de Simpson), pour laquelle Simpson propose une valeur de l'émissivité 41% plus élevée que celle calculée par Elsasser; les deux méthodes arrivent à des résultats identiques pour des lames d'eau comprises entre $U = .35 \text{ g.cm}^{-2}$ (à $T = 300^\circ\text{K}$) et $U = 1.5 \text{ g.cm}^{-2}$ (à $T = 240^\circ\text{K}$), passé ce point, c'est la théorie d'Elsasser qui donne les valeurs les plus élevées.

Un trouvera de plus sur la figure VII une comparaison des calculs de l'émissivité globale d'une couche d'atmosphère en fonction de la quantité d'eau qu'elle contient par différents auteurs, telle que donnée par Kondratyev (1965); la différence que l'on constate entre la méthode d'Elsasser que nous utilisons et certaines autres provient de ce qu'Elsasser suppose que la quantité de gaz carbonique présente dans une couche atmosphérique suffit toujours pour l'absorption totale dans la bande $14 \mu\text{m}$. Nous avons adopté cette même simplification qui se justifie quand on considère la grande épaisseur des couches atmosphériques que nous utilisons dans notre programme.

lame d'eau g/cm ²	température °K	Simpson Ly/min	Elsasser Ly/min	émissivité Simpson	apparente Elsasser
.0034	240		.1007		.373
	260		.1346		.362
	280	théorie	.1723	théorie	.345
	300		.2176		.331
.01	240	non	.1207	non	.447
	260		.1620		.436
	280	valide	.2094	valide	.419
	300		.2665		.405
.034	240	.2083	.1427	.772	.529
	260	.2737	.1925	.737	.518
	280	.3525	.2509	.706	.502
	300	.4468	.3217	.679	.489
.34	240	.2083	.1897	.772	.704
	260	.2737	.2578	.737	.694
	280	.3525	.3404	.706	.681
	300	.4468	.4410	.679	.670
1.0	240	.2083	.2120	.772	.786
	260	.2737	.2889	.737	.778
	280	.3525	.3831	.706	.767
	300	.4468	.4981	.679	.757
1.7	240	.2083	.2210	.772	.820
	260	.2737	.3016	.737	.812
	280	.3525	.4007	.706	.802
	300	.4468	.5227	.679	.793

Emissivité globale d'une couche atmosphérique

Tableau I

Ces résultats montrent la nécessité d'un calcul plus détaillé que celui de Simpson, tant pour les basses valeurs de l'humidité pour lesquelles la théorie de Simpson ne s'applique pas que pour les hautes valeurs de l'humidité pour lesquelles la théorie de Simpson donne des valeurs nettement trop basses.

Nous avons alors cherché un moyen de concilier les deux calculs, c'est-à-dire que nous avons conservé le découpage en bandes spectrales de la théorie de Simpson tout en utilisant le résultat global trouvé par la méthode d'Elsasser; ces calculs sont effectués de la façon suivante:

Cas sec

Comme on peut le constater sur le tableau I et sur la figure VI, lorsque la couche considérée contient une quantité de vapeur d'eau inférieure à 0.35 g.cm^{-3} , l'émissivité globale calculée par la méthode d'Elsasser est plus basse que celle calculée par la méthode de Simpson, c'est ce que nous appelons le 'cas sec'.

Pour traiter ce cas, nous effectuons le calcul de l'absorption globale par la méthode d'Elsasser, puis pour garder le caractère spectral nous multiplions l'absorption de la figure V (méthode de Simpson) par un facteur E_p :

$$E_p = \frac{E_{\text{Elsasser}}}{E_{\text{Simpson}}} \quad (19)$$

nous obtenons ainsi l'absorption qui correspond au calcul d'Elsasser avec la répartition spectrale proposée par Simpson.

Cas humide

Si au contraire du cas précédent, l'humidité contenue dans la couche dépasse 0.35 g.cm^{-3} , alors l'émissivité globale calculée par la méthode d'Elsasser donne des valeurs supérieures à celle calculée par la méthode de Simpson, c'est ce que nous avons appelé le 'cas humide'.

Pour traiter ce cas, nous supposons que la fenêtre proposée par Simpson tend à se rétrécir, il suffit alors de multiplier l'absorption de la figure V dans les domaines où elle est inférieure à l'unité par le facteur de correction Ep .

On trouvera sur la figure VIII les valeurs obtenues pour le correcteur Ep en fonction de la température et du contenu en eau de la couche. La cassure dans la pente que l'on observe pour $\text{Ep} = 1$ correspond au passage du 'cas sec' au 'cas humide'; la deuxième cassure dans la pente que l'on observe pour $\text{Ep} = 2$ marque la fin de la validité de ce calcul, pour des valeurs plus grandes de l'humidité, on ne peut plus concilier les calculs de Simpson et d'Elsasser. La valeur de la lame d'eau limite est d'environ 3 g.cm^{-3} , valeur très élevée dans la pratique surtout si on considère que cette quantité de vapeur d'eau doit être contenue dans une seule couche (à titre d'exemple: l'atmosphère moyenne à 45 degrés Nord contient seulement 2.85 g.cm^{-3} dans son ensemble en juillet).

Le calcul précédent n'est valide que pour un ciel clair, si nous nous trouvons en présence de nuages dans une couche, la fenêtre d'absorption se bouche progressivement quand la densité du nuage augmente; la valeur limite pour laquelle on considère la couche comme un corps noir est une donnée d'entrée du programme (dans la majorité des tests que nous avons effectués, nous avons considéré qu'un nuage devenait corps noir à partir d'un contenu en eau liquide de $.75 \text{ g.m}^{-3}$).

6) Phénomènes convectifs

Pour paramétriser les échanges d'énergie dûs aux phénomènes convectifs, nous avons repris l'idée de Manabe (1964) qui consiste à calculer l'équilibre obtenu par des échanges radiatifs, puis ramener le profil de température ainsi obtenu en coïncidence avec le profil moyen observé en conservant l'énergie du système.

Mais tandis que Manabe considérait que le profil de température moyen observé était donné par l'atmosphère standard, nous avons adopté le profil de température proposé par Rennick (1977) à partir des compilations de mesures effectuées par Oort et Rasmusson (1972): ces deux profils que l'on retrouve sur la figure IX diffèrent essentiellement dans la partie moyenne de la troposphère où le profil de Rennick suppose une plus grande quantité d'énergie emmagasinée que dans le cas du profil standard, nous obtiendrons donc des valeurs des échanges convectifs plus grands que ceux que Manabe a calculés.

Le profil de température proposé par Rennick est défini par l'équation suivante:

$$T(z) = \left\{ \frac{P(z)}{P(0)} \right\}^k \bar{T}(0) - \left\{ \frac{P(z)}{P_00} \right\}^{k_0} G_0 \left\{ P(0) - P(z) \right\} \quad (20)$$

où $k = Ra/Cp$, Ra étant la constante des gaz parfaits pour l'air et Cp la chaleur massique à pression constante de l'air, $P_00 = 1000$ mb. G_0 est une constante dépendant de $T(0)$ et qui est calculée en fonction de $(\partial \theta / \partial P)_0$ compatible avec la condition $(\partial \theta / \partial P)_0 = 0$ à la surface; on trouvera des explications et les calculs détaillés à l'appendice II.

$$G_0 = \left\{ \alpha_0 + \alpha_1 \bar{T}(0) + \alpha_2 \bar{T}(0)^2 + \alpha_3 \bar{T}(0)^3 \right\} \left(\frac{\partial \theta}{\partial P} \right)_0 \quad (21)$$

où $\alpha_0 = 2.83600971 \cdot 10^3$, $\alpha_1 = -2.92491718 \cdot 10^1$,
 $\alpha_2 = 1.0066823 \cdot 10^{-1}$ et $\alpha_3 = -1.1554555 \cdot 10^{-4}$.

$$\left(\frac{\partial \theta}{\partial P} \right)_0 = \frac{\theta(0)}{C_p \bar{T}(0)} \left(\frac{\partial T}{\partial P} \right)_0 \left\{ r_s(0) \frac{\partial L_v}{\partial T} + L_v \frac{\partial r_s}{\partial T} - L_v \frac{r_s(0)}{\bar{T}(0)} \right\} \quad (22)$$

ou θ est la température potentielle à la hauteur z , θ_e est la température potentielle équivalente, $r(0)$ est le rapport de mélange au niveau du sol et L_v est la chaleur latente de vaporisation de l'eau.

Les équations (20), (21) et (22) permettent de calculer le profil de température moyen dans la troposphère en fonction de la température sous abris météorologique; c'est ce profil correspondant à une température $\bar{T}(0) = 288^\circ K$ que nous avons comparé au profil standard sur la figure IX.

Pour effectuer le calcul des échanges d'énergie impliqués par la convection, nous partons du profil de température obtenu en ne tenant compte que des échanges radiatifs, chaque couche a alors une température uniforme T_i .

On écrit d'abord l'équation de conservation de l'énergie dans le système:

$$\sum_{i=1}^n M_i C_i (T_{f,i} - T_i) = 0 \quad (23)$$

où n est le nombre de couches concernées par la convection et $T_{f,i}$ est la température atteinte par la couche 'i' après le processus de convection.

La méthode que nous utilisons consiste à ramener le profil des T_i à une forme semblable au profil de Rennick tout en ne faisant qu'une redistribution de l'énergie contenue dans l'atmosphère et la surface du sol; nous avons alors la relation de définition des T_f,i :

$$T_{f,i+1} - T_{f,i} = (T_{i+1} - T_i)(1 - A_c) + (T_{r,i+1} - T_{r,i})A_c \quad (24)$$

où $T_{r,i}$ est la température prévue par Rennick pour la couche 'i' et A_c est un facteur de retard à atteindre l'équilibre final, $0 \leq A_c < 1$.

Le système d'équation (23) et (24) est résolu à chaque pas de temps dans le programme et nous permet de calculer la quantité d'énergie mise en cause dans le processus. On trouvera sur les figures X et XI l'effet du calcul sur les températures des couches de l'atmosphère; il est à noter qu'il y a trois façons de calculer la convection. Elles sont illustrées sur la figure XI:

a) $A_c = 0$

On ne fait pas de calcul de convection, c'est la valeur utilisée dans le cas des inversions nocturnes.

b) $A_c = 1$

Le profil de température final est le profil de Rennick, et tel que mentionné plus haut, ce profil détermine la convection acceptable par ce modèle; c'est la valeur de A_c que nous utilisons habituellement pendant le jour.

c) $0 < A_c < 1$

Le profil de température final se trouve entre le profil radiatif et celui de Rennick, ces valeurs de A_c simulent un retard de l'atmosphère à l'ajustement convectif à cause de l'inertie de l'atmosphère à atteindre son équilibre.

Cette paramétrisation tient compte de tous les phénomènes non-radiatifs qui peuvent se trouver dans l'atmosphère et qui produisent

des échanges d'énergie dans l'atmosphère sans changer son contenu global; dans le cas de notre programme sous sa forme actuelle, les phénomènes ainsi paramétrisés sont:

- a) Les échanges convectifs verticaux d'origine locale.
- b) Les échanges d'énergie convectifs verticaux dus à la circulation générale.
- c) Les échanges d'énergie dus au cycle de l'eau (évaporation, condensation, précipitation...).

Si ce type de paramétrisation a l'avantage d'englober tous les phénomènes dont nous ne tenons pas compte explicitement, elle a l'inconvénient de rendre l'étude de cas spéciaux difficile puisque dans ces cas le profil de température dans l'atmosphère à l'équilibre n'est plus obligatoirement le profil de Rennick.

7) Autres phénomènes paramétrisés

Les autres phénomènes qu'il faut paramétriser pour permettre la bonne marche du programme sont les phénomènes reliés à l'eau:

- l'ennuagement - les précipitations - le contenu en eau de l'atmosphère - le pourcentage d'eau dans un sol solide - la profondeur de la thermocline pour une étendue d'eau.

Actuellement tous ces paramètres sont entrés dans le programme sous forme de polynômes en fonction du temps (nombre de jours écoulés depuis le début de l'année); et sont basés sur la climatologie du lieu.

b) Equations générales des bilans

bien que dans le programme tous les bilans des couches s'établissent à l'aide de l'équation générale (1), les termes particuliers à chaque couche dépendent de la position de la couche dans l'ensemble sol-atmosphère; nous allons maintenant passer en revue toutes les équations de bilan que nous utilisons dans le programme.

a) couche supérieure de l'atmosphère (couche '1').

$$S_i + S_{r,i} + E_{irb} - E_{ir} = M_i C_{p,i} \Delta T_i \quad (25)$$

Dans cette équation les termes ont la signification suivante:

S_i est l'énergie solaire incidente absorbée par la couche; $S_{r,i}$ est l'énergie solaire réfléchie par les couches en dessous et absorbée au retour; E_{irb} est l'énergie dans l'infrarouge thermique émise par les couches en dessous et absorbée par la couche; E_{ir} est l'énergie émise par la couche, une moitié vers le haut, l'autre vers le bas; si on appelle ϵ_i l'émissivité globale de la couche, on aura $E_{ir} = 2 \epsilon_i \sigma T_i^4$, σ étant la constante de Stéphan, $\sigma = 5.67 \cdot 10^{-8} \text{ W.m}^{-2} \text{ K}^{-4}$; M_i est la masse par unité de surface dans la couche; $C_{p,i}$ est la chaleur massique à pression constante de l'air à la température T_i ; ΔT_i est la variation de température de la couche correspondant à la variation d'énergie dans cette couche.

b) couche d'atmosphère quelconque.

$$S_i + S_{r,i} + E_{irb} + E_{irh} - E_{ir} + Q_{s,i} = M_i C_{p,i} \Delta T_i \quad (26)$$

E_{irh} est l'énergie dans l'infrarouge thermique émise par les couches au-dessus et absorbée par la couche; $Q_{s,i}$ est le gain d'énergie de la couche 'i' dans les échanges convectifs. Les autres termes ayant la même signification que dans l'équation précédente.

c) surface et sous-sol.

Si on ne tient pas compte pour le moment des deux couches de surface, nous considérons que le seul transfert d'énergie admissible dans le sol est celui par conduction thermique.

Le transfert d'une couche 'i' vers la couche inférieure 'i+1' s'écrit donc:

$$Q_{i \rightarrow i+1} = \frac{-k_{i,i+1} (T_{i+1} - T_i)}{z_{i+1} - z_i} \quad (27)$$

où $Q_{i \rightarrow i+1}$ est le taux d'énergie transférée par conduction de la couche supérieure 'i' à la couche inférieure 'i+1'; $k_{i,i+1}$ est le coefficient de transfert entre les deux couches; T_{i+1} est la température de la couche 'i+1' (on suppose la température uniforme dans toute la couche); T_i est la température de la couche 'i' (on suppose la température uniforme dans toute la couche); z_{i+1} est la profondeur au centre de la couche 'i+1' et z_i est la profondeur au centre de la couche 'i'.

L'application de l'équation (1) pour le bilan donne alors l'emmagasinement par unité de temps:

$$M_i C_i \frac{\Delta T_i}{\Delta t} = Q_{i-1 \rightarrow i} - Q_{i \rightarrow i+1} = \Delta Q_i \quad (28)$$

Comme nous avons $M_i = \rho_i \delta_i$, δ_i étant l'épaisseur de la couche 'i', cette équation peut se mettre sous la forme plus connue:

$$\rho_i C_i \frac{\Delta T_i}{\Delta t} = \frac{\Delta Q_i}{\delta_i} \quad (29)$$

Pour la couche la plus profonde du sol, nous négligeons le transfert vers la couche 'i+1', transfert assez petit à cause du choix de la profondeur de la couche inférieure comme nous l'avons dit précédemment.

Nous pouvons maintenant écrire les équations de bilan de toutes les couches du sol.

- Couche '1' (couche supérieure de surface).

$$M_1 C_1 \Delta T_1 = S_1 (1-a) - E_{ir} + E_{irh} + \text{COND} \quad (30)$$

les termes de l'équation ayant la signification suivante:

$S_1 (1-a)$, S_1 est l'énergie solaire arrivant au sol et a est l'albédo de la surface; ce terme représente donc la fraction de l'énergie solaire pénétrant dans le sol; E_{ir} est l'énergie dans l'infrarouge thermique émise par le sol vers l'atmosphère; si on appelle ϵ_1 l'émissivité globale de la surface du sol on aura: $E_{ir} = \epsilon_1 \sigma T_1^4$; E_{irh} est l'énergie dans l'infrarouge thermique émise par l'atmosphère et absorbée par le sol et COND est le gain d'énergie par conduction en provenance des autres couches du sol.

- Couche '2' (couche inférieure de surface).

$$M_2 C_2 \Delta T_2 = \text{COND} - Q_s \quad (31)$$

Q_s est la perte d'énergie par échanges convectifs avec l'atmosphère.

- Autres couches du sous-sol.

Le bilan des autres couches du sous-sol est du type de l'équation (28) où seuls les échanges d'énergie par conduction thermique rentrent en ligne de compte. Ces équations de bilan dans les couches du sous-sol complètent l'ensemble des équations que nous résolvons dans notre programme. On trouvera le détail des valeurs utilisées dans nos tests dans le chapitre suivant.

II- FUNCTIONNEMENT ET PREMIERS RESULTATS

1) Initialisation

Les données que nous devons initialiser au commencement du calcul d'un test par le programme peuvent être classées en cinq groupes:

- a) contrôles généraux du programme
- b) données de lieu et de date
- c) contrôles de l'impression des résultats
- d) paramètres de la surface et du sous-sol
- e) paramètres de l'atmosphère

Pour chacun des groupes, nous allons discuter de la valeur attribuée aux principaux paramètres ainsi que de leurs influences sur le déroulement du programme.

a) Dans ce premier groupe contenant les contrôles généraux du programme, le paramètre le plus important est le pas de temps du calcul dans le programme: Δt . Il doit être choisi assez petit pour conserver une bonne précision dans les calculs tout en étant le plus grand possible pour minimiser le temps de calcul; dans la majorité de nos tests nous avons choisi $\Delta t = 1800$ s. Ce pas de temps est parfaitement adéquat en ce qui concerne les calculs relatifs à l'atmosphère, toutefois quand on considère des couches de sol assez minces il peut apparaître des oscillations dues aux instabilités numériques dans le calcul de la température de ces couches; pour pallier cet inconvénient nous faisons un calcul séparé pour le sol avec un pas de temps plus petit: $\Delta t' = \Delta t/n$, n étant un entier déterminé par le programme pour éliminer les oscillations parasites.

b) Les données de lieu (latitude, longitude) et de date (heure, jour, mois et année) ainsi que le fuseau horaire utilisé permettent le

calcul de l'énergie solaire incidente en fonction de l'heure locale de la région étudiée.

c) Les contrôles de sortie permettent de choisir les résultats qui seront imprimés.

d) Les paramètres qu'il faut initialiser pour avoir un comportement correct du sol sont:

- la masse volumique du sol sec, ρ_s , en fonction de la profondeur: dans les tests que nous avons effectués pour Normandin où le sol est constitué d'argile, nous avons pris une valeur de la masse volumique légèrement croissante avec la profondeur: $2.3 \leq \rho_s \leq 2.9$ (en g.cm^{-3}), valeur moyenne proposée par Sellers (1965) pour ce type de sol.

- la chaleur massique du sol sec, C, en fonction de la profondeur; pour Normandin nous avons pris pour valeur de C: $C = .224 \text{ cal.g}^{-1}$ (937 J.kg^{-1}), valeur moyenne proposée par Sellers pour ce type de sol.

- la conduction thermique du sol sec en fonction de la profondeur: dans nos tests, étant donné l'absence de mesures prises à Normandin, nous avons utilisé les travaux de Lettau (1954) pour estimer la valeur de la diffusivité thermique dans le sol et partant celle de la conduction thermique. On trouvera le résultat de ces calculs sur les figures XII et XIII.

- le pourcentage d'eau contenue dans le sol étudié, Ces, en fonction de la profondeur: pour Normandin nous avons pris pour valeurs de Ces: $Ces = .28$, valeur moyenne proposée par Sellers pour ce type de sol.

- enfin, nous devons préciser le découpage des couches du sol. Nous avons déjà donné précédemment quelques critères pour le choix de l'épaisseur des couches ainsi que pour le choix de la profondeur maximum à considérer; nous nous sommes efforcés de plus à faire coincider les profondeurs typiques du calcul avec les profondeurs où sont effectuées les mesures à Normandin, ce qui conduit au tableau des valeurs d'épaisseurs et de profondeurs qui suit:

numéro de la couche	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
épaisseur de la couche (cm)	1.5	1.5	8.0	25.0	35.0	50.0	50.0	50.0	50.0	50.0
profondeur au centre de la couche (cm)	.75	2.25	7.0	23.5	53.5	96.	146.	196.	246.	296.

Division du sol de Normandin en couches

tableau II

- enfin, dans le cas d'une étendue d'eau, il faut donner l'évolution de la profondeur de la thermocline avec le temps au cours de l'année si les données expérimentales sont disponibles, sinon on peut utiliser une paramétrisation de la profondeur de la thermocline en fonction de la température de surface comme celle proposée par Leblond (1979).

e) Nous avons décidé de garder la composition de l'atmosphère constante à sa valeur de juillet pour la latitude 48 degrés Nord, et ce pour les trois composants que nous avons considérés: la vapeur d'eau, l'ozone, et le gaz carbonique.

- Pour la vapeur d'eau nous avons repris la distribution proposée par Manabe et Moller (1961) à partir des travaux de Telegadas et London (1954), London (1956), Murgatroyd et son groupe (1955) et Tucker (1957); ceci donne à notre latitude la distribution de la figure XIV.

- Pour le gaz carbonique dont la distribution ne nous intéresse que dans la stratosphère (nous admettons l'hypothèse d'Elsasser que la quantité de CO₂ contenue dans la troposphère peut toujours être considérée comme suffisante pour avoir une absorption complète dans la

bande 15 μm), nous avons considéré une proportion constante de CO₂ de 0.0456 pour cent en masse, valeur proposée par le 'Handbook of Geophysics' (1960); ce qui donne la distribution de la figure XV dans l'atmosphère.

- Pour l'ozone, nous avons utilisé les valeurs proposées par Manabe (1964) à partir des travaux de Normand (1953), Vigroux (1953) et Tonsberg et Olsen (1943). Celles-ci permettent d'estimer la quantité totale d'ozone présente dans l'atmosphère à partir de mesures d'absorption ainsi que la distribution verticale d'ozone correspondante que l'on trouve sur la figure XVI.

Nous avons ensuite calculé des coefficients exponentiels pour l'absorption et la diffusion de l'énergie solaire:

- la diffusion par la loi de Rayleigh en considérant que l'air est le seul agent diffusant.

- l'absorption de l'énergie solaire par la vapeur d'eau, le gaz carbonique et l'ozone a été calculée en utilisant les distributions trouvées précédemment et les formules de Howard (1955) pour les bandes coïncidant avec le spectre solaire. On obtient ainsi le coefficient d'absorption solaire en fonction de l'altitude tel que présenté sur la figure XVII. A l'aide de ces coefficients, on peut calculer la transparence de l'atmosphère au rayonnement solaire que nous avons représentée sur la figure XVIII (calcul réalisé pour l'atmosphère moyenne à 45 degrés Nord en juillet), on remarquera que c'est surtout dans la troposphère que l'atmosphère perd sa transparence, ce qui s'explique par la répartition de la vapeur d'eau ainsi que par la loi de variation de la pression avec l'altitude.

Dans le domaine de l'infrarouge; l'émissivité des couches de la troposphère est calculée comme nous l'avons expliqué précédemment et ne nécessite pas d'intialisation supplémentaire de paramètre; pour la stratosphère, ce calcul n'est plus applicable puisque les agents absorbants importants sont maintenant le gaz carbonique et l'ozone, nous utilisons donc les formules de Howard (1955 et 1962) pour le gaz carbonique et de Walshaw (1957) pour l'ozone afin d'obtenir l'émissivité dans la stratosphère. On trouvera sur la figure XIX, l'émissivité globale en fonction de l'altitude en supposant des couches de un kilomètre d'épaisseur.

Il ne reste plus ensuite qu'à donner le pourcentage d'ennuagement en fonction de la date pour terminer l'intialisation des paramètres atmosphériques dans notre programme.

2) Résultats principaux

A l'aide des calculs précédemment développés nous pouvons faire les quelques tests qui suivent:

- a) énergie solaire reçue au sol
- b) énergie infrarouge thermique perdue vers l'espace
- c) équilibre radiatif de l'atmosphère
- d) emmagasinement de l'énergie dans le sol
- e) évolution de la température d'une journée d'été
- f) évolution de la température estivale d'une région test (Saguenay - Lac St-Jean, province de Québec)

Ces premières comparaisons du calcul avec les mesures nous ont permis de déterminer les points faibles de l'approche que nous avons prise et de tenter d'y remédier.

a) Nous avons fait le calcul d'énergie solaire reçue au sol dans le cas d'un ciel clair au mois de juillet, puis le même calcul dans le cas d'un couvert nuageux moyen; on trouvera ces deux courbes sur les figures XX et XXI. Nous attribuons le léger désacord entre les courbes calculées et les courbes mesurées pour les bas angles solaires au calcul imprécis de l'énergie diffuse incidente, ce terme devenant prépondérant pour les faibles angles d'incidence; cette erreur semble cependant peu conséquente étant donné que l'intégrale de l'énergie reçue pendant la journée est très peu altérée.

b) L'énergie infrarouge thermique que nous calculons et qui s'échappe de l'atmosphère vers l'espace est comparable à l'énergie mesurée par satellites, NOAA (1975, 1977 et 1979), comme on peut le

constater sur la figure XXII; cependant il ne faut pas attacher trop d'importance à cette comparaison car les mesures sont difficiles et peu précises et constituent de plus une moyenne sur un large territoire, alors qu'une faible variation de l'énergie perdue affecte sensiblement la température du sol et de l'atmosphère.

c) Les paramètres de l'atmosphère paraissant bien simulés, nous avons calculé l'équilibre radiatif de l'atmosphère; pour cela nous avons annulé la convection (en posant $A_c = 0$), et nous avons essayé de maintenir le sol à une température constante (en prenant une couche de surface de 6 mètres d'épaisseur); on trouvera les résultats de ces calculs sur la figure XXIII. Comme on peut le constater nous ne reproduisons pas tout à fait la courbe de Manabe, les différences principales se trouvant d'une part au sol où nous n'avons pas réussi à maintenir la température constante, et où il apparaît une inversion de température de 4°K juste au-dessus du sol, d'autre part dans la stratosphère où nous n'avons pas une résolution suffisante pour reproduire la courbe désirée; nous considérons cependant ces résultats satisfaisants pour la poursuite des calculs.

d) Afin d'évaluer l'absorption de l'énergie dans le sol indépendamment du reste du programme nous avons réalisé un petit programme annexe avec les mêmes lois de conduction dans le sol que dans le programme général; ensuite nous avons imposé à la couche '2' l'onde de température représentée sur la figure XXIV, cette température coincide avec la température mesurée sous abris pour la période estivale. Nous pouvons ainsi simuler l'évolution du sol pendant plusieurs années de façon beaucoup plus rapide; il suffit ensuite de s'assurer que la présence des éléments extérieurs au sol conduit à la bonne courbe de température sous abris pour retrouver les valeurs de température calculées dans le sol par le programme annexe. Nous obtenons ainsi les résultats présentés sur la figure XXV; pendant la période estivale, l'accord entre les mesures et le calcul est très satisfaisant (à 1°K près à toutes les profondeurs), les résultats sont moins bons l'hiver, surtout en ce qui concerne la profondeur atteinte par le gel. Nous avons aussi calculé les différents équilibres du sol en fonction du

temps, jusqu'à cinq ans de simulation; la différence d'une année à l'autre provient de légères erreurs au moment de l'initialisation des températures au début du programme et du fait que la conduction n'est probablement pas constante tout au long de l'année, l'effet global demeure cependant peu important dans le cas du sol que nous avons considéré.

e) Le premier test complet que nous avons fait subir au programme a été de calculer l'évolution journalière de la température pour une journée moyenne de juillet, on trouvera le résultat de ce calcul sur la figure XXVI. On remarque immédiatement que si l'amplitude journalière est la même que celle que l'on mesure en moyenne, la forme de la courbe obtenue est significativement différente; la montée en température que nous calculons le matin est beaucoup plus rapide que celle que l'on observe expérimentalement, ce qui fait que le maximum arrive plus tôt (vers 13 h.) que ce que nous attendions (vers 14 h.30); par contre la descente en température dans l'après midi semble se faire à un taux correct tout en gardant la même avance que le maximum.

Il y a probablement deux phénomènes responsables de ces divergences entre le calcul et l'expérience:

- la convection, que nous avons paramétrisée pour des valeurs moyennes de la température au sol et pour un profil moyen de température dans l'atmosphère; en réalité le profil d'équilibre de l'atmosphère est probablement fonction des autres paramètres météorologiques (nature du sol, ensoleillement, vent, etc...), aussi la paramétrisation de la convection devrait changer avec l'heure du jour et permettrait probablement ainsi de se rapprocher de la courbe expérimentale.

- L'autre point susceptible d'apporter des erreurs est le choix de la profondeur pour laquelle nous comparons la température avec la température mesurée sous abris, point pour lequel nous n'avons pas la certitude que la courbe d'évolution de la température devrait être identique à celle observée sous abris météorologique.

La correction de ces deux causes d'erreur ne pourrait se faire que dans le cadre d'une étude de la couche limite atmosphérique et nécessiterait probablement un programme bidimensionnel.

f) Le test ultime pour le programme consiste à reproduire l'évolution de la température estivale dans une région test (Saguenay-Lac St-Jean, Province de Québec); pour la conduite de cette simulation, nous avons supposé un albédo constant $\alpha = 0.17$. En plus de l'évolution de la température que l'on trouvera figure XXVII, le programme peut fournir tous les bilans d'énergie des couches dont nous donnons un exemple dans le tableau III ci-après:

Energie solaire	incidente en haut de l'atmosphère	1.52 Ly/min ($1060. \text{W/m}^2$)
	absorbée au sol	.62 Ly/min (432.4 W/m^2)
Infrarouge thermique	atm. vers le sol	.52 Ly/min (362.6 W/m^2)
	sol vers atm.	.61 Ly/min (425.4 W/m^2)
	perdu vers l'espace	.32 Ly/min (223.1 W/m^2)
Convection	sol vers atm.	.19 Ly/min (132.5 W/m^2)
Evaporation (*)		.20 Ly/min (139.5 W/m^2)
Conduction vers le sous-sol		.14 Ly/min (97.6 W/m^2)

* L'évaporation a été estimé à l'aide d'une formule de Penmann, en supposant un vent constant de 240 mille/jour (4.47 m/s).

Bilan d'énergie au sol, 17 Juillet à 14 h.(HNE) à Normandin.

tableau III

Pour comparer maintenant l'évolution de la température estivale que nous calculons avec celle que l'on peut observer, il faut remarquer que, dans le programme, la seule source d'énergie est le soleil; nous devons donc obtenir l'évolution de la température provoquée par le soleil seulement en excluant l'effet de la circulation générale. On arrive à ce résultat en faisant les moyennes de température heure par heure au lieu de considérer seulement les moyennes du minimum et du maximum journalier, on filtre ainsi les max-min accidentels (fronts); on trouvera les courbes obtenues par les deux méthodes pour la région test sur la figure XXVIII, c'est la courbe (b) des moyennes horaires que nous allons comparer à nos calculs.

On remarque immédiatement sur la figure XXVII que les valeurs de la température calculée sont beaucoup plus hautes que les valeurs observées, on remarquera aussi que la descente à l'automne est beaucoup plus rapide dans le calcul que dans la réalité. Ces résultats suggèrent que l'énergie solaire locale n'est pas la seule responsable de la température de la région test; ce sont les calculs découlant de cette supposition que nous avons développé dans les pages subséquentes.

3) Analyse des résultats

L'analyse des résultats précédents semble montrer que nous avons réussi à obtenir une simulation assez précise du comportement de l'atmosphère et du sol pour la région test, et ce, avec des moyens assez facilement généralisables à n'importe quelle région (expérience a,b,c et d); mais l'expérience (e) montre la faiblesse de la paramétrisation des phénomènes convectifs que nous avons choisi, cependant pour les calculs climatiques qui nous intéressent présentement, l'erreur sur la forme de la courbe de l'évolution de la température journalière ne devrait pas avoir une grande influence et nous l'avons négligée par la suite.

L'erreur la plus importante dans le programme, comme nous l'avons présenté jusqu'ici, est mise en évidence par l'expérience (f) où nous

nous apercevons qu'il est impossible de ne pas tenir compte de l'advection d'énergie par la circulation générale si l'on veut expliquer le climat d'une région quelconque; l'importance de l'advection variera avec la latitude, la nature du sol, la saison, etc... Il nous a semblé important de calculer ce terme pour différentes régions et comparer ensuite nos résultats avec les valeurs observées; c'est à cette étude que seront consacrés les prochains chapitres.

La dernière difficulté rencontrée par le programme peut aussi être rattachée à l'expérience (e): c'est le problème de l'hiver, dès l'apparition de la neige et de la glace l'identification de la température sous abris météorologique avec une température dans le sol n'est plus acceptable, et ici encore nous aurions besoin d'une paramétrisation de la couche limite atmosphérique pour comparer les calculs de notre programme avec les observations météorologiques. On notera pourtant que bien que l'identification des températures ne soit plus valide, le programme fonctionne encore correctement sauf en ce qui a trait à la paramétrisation de la convection qui dépend justement de la température sous abris météorologique; c'est la raison pour laquelle nos tests sont restés confinés à la période estivale dans notre région.

III- ADVECTION

1) Considérations générales

Les résultats que nous avons discutés précédemment nous ont montré la nécessité de tenir compte de l'advection d'énergie dans le calcul du climat; notre programme de simulation permet justement le calcul de ce terme d'advection si on admet que les autres termes du bilan d'énergie ont été correctement simulés, ce que nous avons supposé. Nous avons également considéré que toute l'atmosphère est engagée dans le processus de l'advection comme le suggèrent les quelques exemples suivants:

- Sol et bas niveaux

évaporation suivie d'un transport de la vapeur d'eau vers une autre région; masse d'air froid arrivant dans les basses couches de l'atmosphère à l'occasion d'un front froid.

- Moyens et hauts niveaux

masse d'air chaud pénétrant dans notre région lors du passage des fronts chauds; condensation de vapeur d'eau provenant d'une autre région.

Ainsi nous faisons entrer (ou sortir) l'énergie advectée de chacune des couches dont nous tenons compte dans le calcul de la convection en accord avec ses propriétés physiques (masse thermique, coefficient d'absorption de l'énergie solaire, etc...).

Si on considère l'ensemble des phénomènes qui produisent l'advection, on peut s'apercevoir que certains d'entre eux sont directement reliés au cycle diurne et plus particulièrement à l'énergie solaire incidente (par exemple, si une partie de l'eau évaporée au sol n'est pas recondensée dans l'atmosphère au-dessus, l'énergie correspondant à cette évaporation est exportée à l'extérieur de la région étudiée); d'autres phénomènes reliés à l'advection sont plutôt de nature aléatoire (transports en rapport avec les fronts, etc...). Nous

avons donc séparé le calcul de l'advection en deux parties: la première fraction de l'énergie advectée est proportionnelle à l'énergie solaire incidente et la deuxième est répartie également pendant les 24 heures de la journée pour tenir compte du caractère aléatoire.

Afin d'estimer l'importance relative de chacune des deux fractions, nous avons supposé que l'advection obéit aux mêmes lois que l'écart de température journalier vis-à-vis de l'importance relative de l'énergie solaire et des phénomènes aléatoires. Ces lois ont été étudiées par Crowe (1971), et on trouvera sur la figure XXIX les courbes donnant l'importance relative de l'énergie solaire dans le cycle des températures journalières en fonction de la date et de la latitude. Un exemple simple va nous permettre de mieux comprendre la signification de ces courbes: si on se place au Pôle, l'hiver, la température varie de façon irrégulière avec l'heure du jour mais on peut tout de même observer un maximum et un minimum de température quotidien, soit Δt_j leur différence. On peut aussi faire pour une même journée, la moyenne des températures observées à chaque heure pendant plusieurs années; la moyenne ainsi obtenue fait disparaître la contribution des phénomènes aléatoires et la courbe de température quotidienne obtenue est une droite horizontale. Cette dernière courbe caractérise l'effet du soleil sur l'évolution de la température journalière, effet mesuré par la différence Δs_j entre le maximum et le minimum de température sur la courbe; dans notre exemple nous avons $\Delta s_j = 0$ et il n'y a pas d'effet du soleil sur la température hivernale au Pôle.

D'une manière générale, la contribution solaire au cycle diurne est mesurée par le rapport $\Delta s_j / \Delta t_j$ qui a été calculé par Crowe (1971) en fonction de l'époque de l'année pour diverses stations sur le globe et porté sur la figure XXIX.

2) Détails du calcul

Pour calculer la quantité d'énergie à advector pendant la journée 'j+1', on compare à la fin du jour 'j' la température moyenne au sol

$\bar{T}(o)$, calculée par le programme, avec $\bar{T}_r(o)$, température moyenne mesurée pour la même journée; cette dernière étant fournie au programme par l'intermédiaire de son développement en série de Fourier en fonction du temps (en jours écoulés depuis le début de l'année, et en se limitant en général aux cinq premières harmoniques).

Nous avons vu à propos de la convection qu'à une température moyenne au sol correspond un profil de température dans l'atmosphère et par conséquent une énergie emmagasinée dans l'atmosphère en utilisant la paramétrisation de Kennick; après chaque jour de simulation nous pouvons donc calculer $E_s(j)$ et $E_r(j)$, contenu en énergie de l'atmosphère correspondant respectivement aux températures $T(o)$ et $T_r(o)$. Le surplus d'énergie calculée contenue dans l'atmosphère sera alors:

$$I = E_s(j) - E_r(j) \quad (32)$$

C'est cette énergie qu'il faudra enlever au système au cours de la simulation du jour suivant. Mais on doit tenir compte du fait que quand l'énergie emmagasinée dans l'atmosphère augmente (diminue), la perte d'infrarouge vers l'espace augmente (diminue), nous considérons que cette augmentation (diminution) se fait en conservant le rapport suivant:

$$\delta = \frac{I_{at}}{E_s(j)} \quad (33)$$

où I_{at} est la perte d'infrarouge vers l'espace pendant la journée de simulation et $E_s(j)$ l'énergie moyenne contenue dans l'atmosphère le même jour (en moyenne, les valeurs obtenues pour δ sont de l'ordre de 0.01).

Donc pour enlever réellement à l'atmosphère l'énergie en trop I , nous devrons enlever pendant la simulation du jour ' $j+1$ ':

$$-\Delta E_a(j+1) = I \left\{ 1 - \frac{|I|}{I} \delta \right\} \quad (34)$$

où $\Delta E_a(j+1)$ représente l'advection d'énergie totale pour le jour 'j+1'; advection qui doit ramener le système calculé en coïncidence avec les mesures.

Comme nous l'avons dit précédemment, l'advection est ajoutée au système de deux façons: une procédure correspondant à la fraction aléatoire et l'autre correspondant aux échanges d'énergie accompagnant le cycle solaire; soit F_s cette dernière fraction, déterminée à partir des travaux de Crowe, alors la fraction aléatoire sera donnée par $F_a = 1 - F_s$.

Nous pouvons ensuite calculer l'énergie advectée par des phénomènes aléatoires dans une couche 'i' par seconde en admettant que l'advection se fait dans toutes les couches atmosphériques au prorata de leurs masses thermiques:

$$I_{aad,i} = \frac{F_a \Delta E_a (j+1)}{86400 \text{ s/jour}} \frac{M_i C_i}{\sum_k M_k C_k} \quad (35)$$

Nous devons aussi répartir entre toutes les couches la fraction d'énergie advectée due à l'insolation:

$$I_{sad} = F_s \Delta E_a (j+1) \quad (36)$$

en considérant que pour toutes les couches au cours de la journée de simulation, le rapport $f(j)$ suivant est conservé, c'est-à-dire que l'énergie advectée dans une couche est directement proportionnelle à l'énergie solaire absorbée dans cette couche:

$$f(j) = \frac{I_{sad}}{S_{at}} \quad (37)$$

où S_{at} est l'énergie solaire absorbée par le système pendant la journée écoulée. Pour chaque couche nous aurons donc une énergie advectée en suivant le cycle solaire qui aura la forme suivante:

$$I_{sad,i} = f(j) \cdot Sat,i \quad (38)$$

où Sat,i est l'énergie solaire absorbée par la couche ' i ' au moment considéré.

Ce calcul de l'advection une fois inclus dans le programme, nous a permis de reprendre, en les améliorant, les tests que nous avions effectués précédemment; nous allons maintenant discuter les résultats obtenus.

IV- RESULTATS DEFINITIFS

1) Evolution estivale de la température

C'est le test (f) que nous avons repris ici en tenant compte de l'advection afin de calculer l'apport d'énergie supplémentaire nécessaire à la région pour atteindre les températures effectivement mesurées. Comme on peut le constater sur la figure XXX, l'adjonction de l'advection nous a permis de ramener les courbes de températures mesurée et calculée en coïncidence; la quantité d'énergie advectée nécessaire pour y parvenir apparaît sur la figure XXXI, et comme nous l'avions pressenti, la région testée doit exporter de l'énergie l'été et en importer l'automne pour atteindre sa température.

Pour comparer ces résultats aux quelques mesures incomplètes qui existent nous devrons ne conserver que les échanges d'énergie méridionaux pour toute la bande de latitude concernée ce qui nous fournira le matériel pour une comparaison avec les résultats de Oort et Rasmusson (1972).

2) Advection pour la bande de latitude 45-50 degrés Nord

Pour obtenir une estimation rapide de l'énergie advectée dans la bande de latitude, nous avons décidé de ne considérer que deux points: le premier, la région du Saguenay-Lac-St-Jean, que nous avons étudiée en détail jusqu'ici et que nous avons considérée représentative de toutes les terres à la même latitude; le deuxième point, devant être représentatif de toutes les mers à la même latitude, a été choisi dans l'Atlantique Nord en dehors des courants marins les plus importants (Lat. 48 degrés Nord, Long. 25 degrés Ouest). On obtient ensuite la quantité d'énergie advectée en tenant compte de la pondération terre-mer de la bande de latitude considérée (dans le cas présent, les continents

occupent 57.8% de la surface contre 42.2% aux océans); nous pouvons ensuite comparer ce résultat aux valeurs de Oort et Rasmusson correspondantes sur la figure XXXII.

3) Analyse des résultats

Après avoir ajouté le calcul de l'advection, nous avons pu reproduire le 'climat' de notre région avec une précision acceptable et nous avons ainsi obtenu la quantité d'énergie advectée nécessaire à l'équilibre climatique pour la période estivale, cependant nous n'avons pas pu nous débarrasser complètement d'une certaine instabilité dans le calcul de l'advection (instabilité qui n'apparaît pas dans le calcul de la température moyenne). Ces difficultés de calcul semblent liées au réaménagement des couches de l'atmosphère après un déplacement trop important de la tropopause depuis sa position initiale; cette instabilité demeure toutefois acceptable pour la précision que nous recherchons. On notera également une difficulté au moment de l'initialisation, l'advection calculée, importation ou exportation selon qu'on considère la mer ou la terre, étant largement surestimée; le programme prend ensuite une dizaine de jours à se stabiliser.

On remarquera que la terre et la mer (au moins les lieux choisis pour le calcul) ont un comportement complètement opposé à notre latitude: la terre se réchauffe très vite au printemps et les continents se mettent à exporter de l'énergie pour toute la durée de l'été (jusqu'au 15 Septembre), ensuite le soleil ne suffit plus à l'équilibre et il y a importation. Dans le cas de l'océan, le réchauffement est plus difficile à cause de la masse de la couche mélangée (la profondeur de la première thermocline varie entre 35 m. et 120 m. d'après Pattullo (1952)) et la mer doit importer de l'énergie jusqu'à la fin du mois de Juillet, ensuite c'est le processus inverse, l'océan exporte de l'énergie jusqu'à la fin de la simulation. L'énergie mise en cause par les océans est beaucoup plus importante que dans le cas des terres émergées; on arrive ainsi à calculer l'advection d'énergie pour la latitude comme on le

trouve sur la figure XXXII (c'est alors seulement le transport méridional qui est responsable de cette advection). Le transport d'énergie que nous avons calculé est très différent du transport atmosphérique trouvé par Oort et Rasmusson (transport mesuré entre les niveaux de pression 1000 mb et 75 mb); pour expliquer ce désaccord il faut se souvenir que dans notre programme le terme d'advection inclue toutes les formes de transport d'énergie d'une région vers une autre, ce qui comprend, en plus du terme de transport atmosphérique calculé par Oort et Rasmusson, la conduction en sous-sol, le transport par les cours d'eau et le transport par les courants marins. On peut penser raisonnablement que seul le dernier processus mentionné a quelque importance, ce qui nous permet de dire que l'advection que nous avons calculée à notre latitude ne sera compatible avec le transport net atmosphérique mesuré que si il existe pour l'ensemble des océans à notre latitude un transport net d'énergie par les courants marins tel qu'on le trouve sur la figure XXXIII. Ce dernier résultat serait particulièrement intéressant si nous pouvions améliorer la précision des calculs puisque, d'après Palmén et Newton (1969), il n'existe pas de mesures ni de calculs fiables du transport océanique en fonction de la date, au point que deux auteurs, Bjerknes (1964) et Sellers (1965) ne s'accordent même pas sur le sens du transport par les océans à travers l'équateur (relativement peu important cependant, il est vrai).

CONCLUSION

=====

Après avoir complété le calcul de l'advection il semble que nous ayons atteint la majeure partie des objectifs que nous nous étions fixés au commencement.

a) Le calcul de l'énergie solaire est conforme aux mesures quant à l'intensité moyenne reçue au sol tant par ciel clair que par temps nuageux; il pourrait cependant être intéressant de sophistiquer notre calcul dans le cadre d'applications particulières telles que: l'agriculture, les capteurs solaires, etc.... Les modifications devraient permettre de calculer séparément l'énergie solaire directe et l'énergie solaire diffuse, comme le font Hay (1976) ou Suckling et Hay (1976 et 1977).

b) La quantité d'infrarouge thermique qui s'échappe vers l'espace est également conforme aux mesures effectuées par satellites, bien que généralement la valeur que nous calculons soit un peu inférieure aux mesures. Nous pouvons identifier quatre causes possibles à ce léger désaccord sans que les données disponibles nous permettent de conclure; nous allons discuter de ces quatre causes dans les lignes suivantes.

- Notre calcul sous-estime les pertes infrarouges du système sol-atmosphère à cause de l'hypothèse d'Elsasser que nous avons adoptée concernant les propriétés absorbantes du CO₂. Si cette hypothèse n'est pas fondée, nous accordons à l'atmosphère un effet d'écran thermique trop important en augmentant la participation de l'atmosphère moyenne, plus froide, et en diminuant la quantité d'infrarouge provenant des couches plus basses et pouvant traverser l'atmosphère pour s'échapper vers l'espace.

- De la même façon nous avons pu surestimer la quantité de vapeur d'eau ou d'ozone présente dans l'atmosphère à notre latitude en moyenne, ce qui produirait une erreur de même nature que dans l'hypothèse précédente.

- Il se peut aussi que le calcul des propriétés émissives des nuages ne soit pas tout à fait exact à cause de la forme simplifiée que nous avons adoptée; bien que, dans notre cas, les nuages soient forcés à leur valeur moyenne observée et à une hauteur déterminée dans les données

d'entrée. Dans nos tests nous avons environ 60% de couverture nuageuse, les nuages s'étendant entre 3000 m. et 6000 m. et ayant alors un comportement radiatif de quasi-corps noir.

- Enfin, et c'est la raison qui nous semble plus probable, notre interprétation des mesures faites par satellite n'a pas toute la signification souhaitée parce que:

i) les mesures ont été faites pendant peu de temps, typiquement de un à cinq ans, on peut alors à peine parler de 'moyenne climatique', les conditions de composition de l'atmosphère et de température du sol et dans l'atmosphère pouvant alors être très éloignées des conditions moyennes que nous cherchons à reproduire;

ii) les mesures sont faites sur de larges territoires dont les caractéristiques peuvent être très disparates, ce qui entraîne un effet de moyenne spatiale assez éloigné de nos hypothèses de calcul;

iii) enfin, la forme sous laquelle les données nous sont accessibles (isolines d'énergie, de faible résolution, à la surface de la terre) laisse place à une incertitude importante.

A cause de toutes ces difficultés, nous avons été amenés à conclure que nos calculs ne différaient pas de façon significative des mesures effectuées par satellites.

c) Nous obtenons l'emmagasinement de l'énergie dans le sol de façon raisonnablement précise, bien qu'il soit possible d'améliorer les résultats en considérant la variation des propriétés du sol avec l'époque de l'année et les conditions climatiques qui prévalent; en particulier, les déplacements de l'eau de ruissellement dans le sol (dégel au printemps, mousson, etc...) amènent une augmentation importante de la conduction thermique apparente dans les couches où ils ont lieu, un tel phénomène peut être paramétrisé en fonction de la date pour une région particulière, mais le calcul complet risque de s'avérer des plus ardu, aussi ne l'avons nous pas envisagé.

d) L'évolution de la température à court terme (une journée ou moins) n'est pas simulée de façon tout à fait satisfaisante; bien que l'écart quotidien entre le maximum et le minimum de température ainsi que la température moyenne soient correctement calculés, l'allure de la courbe de température journalière est quelque peu différente de celle observée dans la pratique. Cette difficulté découle probablement des deux hypothèses de calculs suivantes:

i) l'identification de la température calculée à quelques centimètres dans le sol avec la température sous abris météorologique peut être correcte en ce qui concerne l'écart de température quotidien sans l'être vis-à-vis de l'allure de la variation avec l'heure du jour. De plus, la profondeur pour laquelle cette identification peut tout de même être envisagée dépend de la nature du sol (composition, végétation au dessus, etc...) et, probablement aussi, de l'état de l'atmosphère. Enfin, ce procédé n'a plus aucune signification quand le sol est recouvert de neige ou de glace.

Pour éviter tous ces inconvénients il serait souhaitable d'ajouter à notre programme une simulation de la couche de surface atmosphérique; ce qui permettrait de calculer la température sous abris en fonction des autres paramètres du système sol-atmosphère. En l'absence de ce sous-programme, nous devons nous contenter de simulations sur des sols à évolution lente en évitant l'hiver;

ii) la paramétrisation de la convection à l'aide de la température moyenne de la journée peut donner des valeurs climatiques raisonnables mais ne nous laisse guère d'espoir en ce qui concerne la simulation de la variation diurne climatique. Pour résoudre ce problème, il faudrait séparer le calcul de la convection en deux parties: la première, basée sur une simulation de la couche limite planétaire, rendrait compte de la convection d'origine locale; la deuxième serait une paramétrisation des effets locaux de la circulation générale.

Ces modifications dans le calcul de la convection permettraient de plus de faire une meilleure simulation du cycle de l'eau (évaporation, condensation, précipitation) qui ne serait plus alors inclus implicitement dans le calcul de la convection. Dans une telle perspective, il deviendrait possible d'utiliser des modèles pour l'évaporation tels que ceux de Penmann (1976), McNaughton (1976) ou Thom (1977) alors que le calcul du reste du cycle serait assumé conjointement avec la convection.

e) Le calcul de l'évolution de la température à moyen terme (de quelques mois à une année) ne peut être séparé du calcul de l'advection pour la région considérée. En l'absence de données sur l'advection d'une région (transport méridional aussi bien que latéral en fonction de l'époque de l'année pour: la vapeur d'eau, la chaleur sensible,

l'énergie cinétique et l'énergie potentielle), nous avons décidé de calculer l'advection nécessaire pour retrouver les valeurs de températures mesurées. A partir des valeurs trouvées pour l'advection en divers sites, nous avons dû estimer l'advection pour une bande de latitude (ce qui élimine les effets du transport latéral d'énergie pour lequel il n'existe pas de données). Ce sont ces résultats que nous avons comparés aux valeurs de l'advection due au transport méridional atmosphérique qui nous ont conduits à l'estimation de l'énergie transportée par les courants marins présentée dans le chapitre précédent. Nous ferons toutefois remarquer que ce résultat a été donné plus à titre d'illustration des possibilités du modèle que comme un résultat tout à fait valide. En effet, en plus des quelques problèmes mentionnés dans les pages précédentes, le fait d'avoir calculé l'advection pour la latitude à l'aide de deux points seulement introduit une grande incertitude en nous amenant à négliger des lieux qui sont peut-être des drains ou des sources d'énergie importants; ce qui fausserait appréciablement le calcul de l'advection par le transport méridional. De plus, la région que nous avons choisie pour représenter les continents à une température estivale moyenne nettement inférieure à la moyenne continentale à la même latitude; ce qui conduit à une exagération de l'énergie exportée et à une erreur correspondante sur les courants marins. Nous devons enfin mentionner qu'une erreur sur la position de la thermocline ou sur la température de la couche mélangée entraînerait une erreur importante sur l'énergie advectée par les courants marins à cause de la très grande capacité thermique des masses d'eau en cause; ces erreurs demeurent malheureusement assez probables compte tenu de l'irrégularité des campagnes de mesure ainsi que des difficultés rencontrées.

Notre modèle permet donc le calcul de l'influence de nombreux paramètres climatiques et la diminution du nombre de phénomènes paramétrisés dans le modèle devrait permettre de réduire au minimum les risques d'erreur qu'entraînent la paramétrisation de phénomènes climatiques à l'aide des valeurs moyennes mesurées; ces erreurs constituant d'après Coakley et Wielicki (1979) la majeure source de divergence entre les modèles à bilan d'énergie et les modèles de

circulation générale. Notre modèle a acquis ces avantages au détriment du temps de calcul (près de 9 min. par mois de simulation sur CDC Cyber 171), et pour rendre notre simulateur plus aisément d'emploi il ne nous resterait plus qu'à réduire de façon appréciable ce temps de calcul; ce que nous devrions pouvoir faire, maintenant que la phase de développement est terminée, en revoyant la programmation afin qu'elle s'écarte le moins possible de l'organigramme général de l'appendice I.

Les usages que l'on peut faire d'un tel programme sont multiples et nous allons discuter de quelques uns parmi les plus intéressants.

a) Dans le domaine de l'agriculture: si, à notre programme complété vis-à-vis du calcul de l'énergie solaire directe et diffuse, on ajoute un sous-programme de simulation d'une serre, il devient possible d'estimer les meilleurs paramètres de construction et d'utilisation de la serre (isolation, énergie nécessaire au chauffage, etc...) en fonction du climat de la région considérée.

b) De la même façon, il serait possible d'estimer l'utilité d'un collecteur solaire ou de calculer la surface collectrice nécessaire à la production d'une énergie déterminée.

c) Nous pouvons aussi envisager des études climatiques fines d'une région telles que:

- effets d'un lac dans une région, calcul des échanges entre le lac et ses rives, etc...

- effets du changement d'un paramètre climatique tel que la modification du sol (forêt mise en culture par exemple, assèchement d'un marais, etc...).

De manière générale ce simulateur permet l'étude de tous les phénomènes qui n'ont pas une influence notable sur la circulation générale puisque seulement cette dernière voit ses effets paramétrisés, les phénomènes à plus petite échelle étant calculés en utilisant les lois physiques classiques.

BIBLIOGRAPHIE

=====

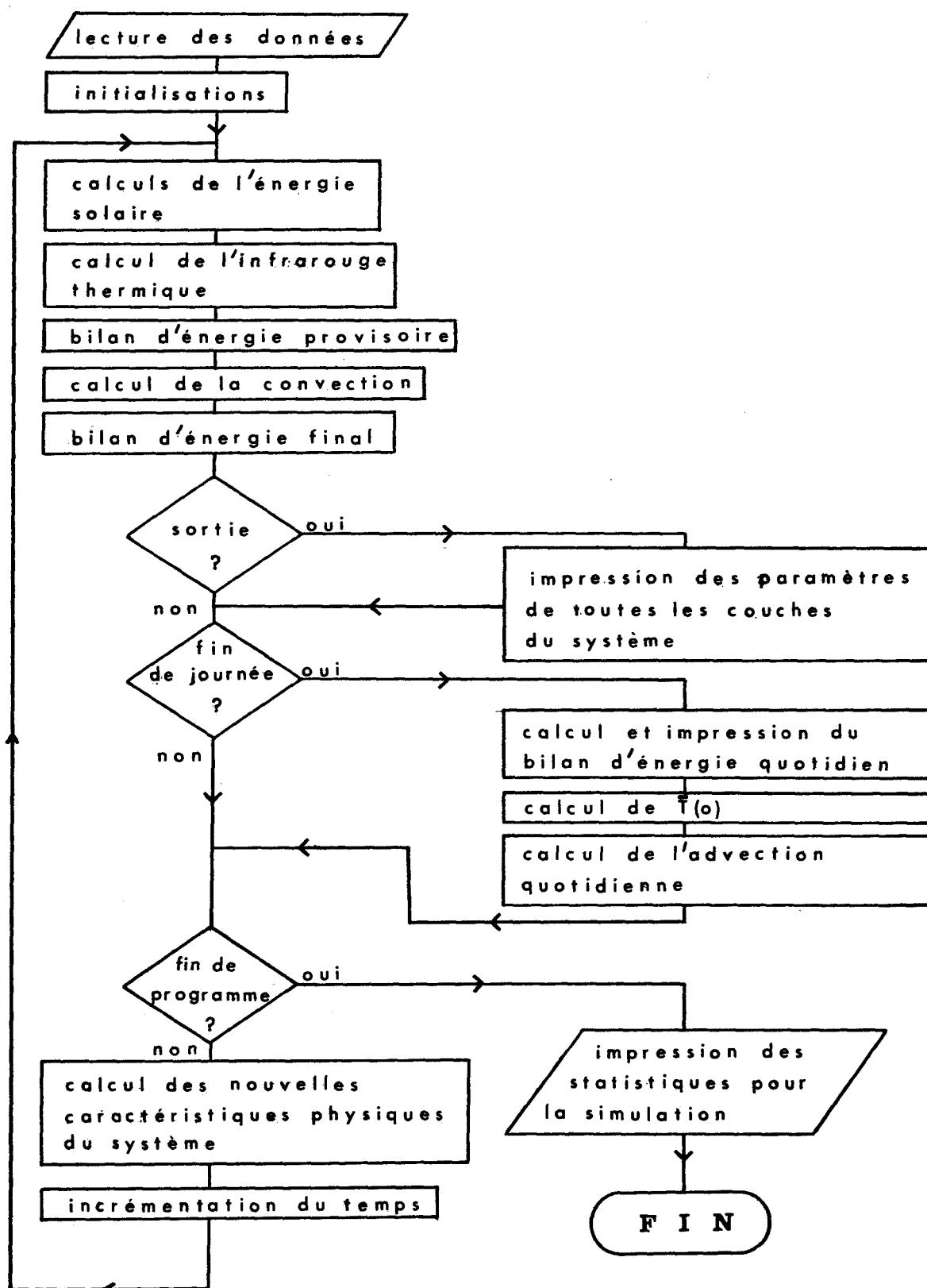
- AUDET H. 1975: Méthode de calcul de l'ensoleillement en un point de la surface terrestre; Un. du Québec à Chicoutimi, rapport interne
- BJERKNES J. 1964: Atlantic air-sea interaction; Advanced Geophys., Vol.10, pp.1-82
- BRYAN K. 1962: Measurements of meridional heat transport by ocean currents; J. Geophys. Res., Vol.67, pp.3403-3414
- BUDYKO M.I. 1956: The heat balance of Earth's surface; U.S. department of Commerce, Washington D.C., Translated by N.A. Stephanova, 1958
- BUDYKO M.I. 1969: The effect of solar radiation variations on the climate of the Earth; Tellus, Vol.31, No.5, pp.611-619
- COAKLEY J.A. Jr. 1977: Feedbacks in vertical-column energy balance models; J. Atm. Sciences, Vol.34, No.3, pp.465-470
- COAKLEY J.A. Jr. 1975: The two-stream approximation in radiative transfer: including the angle of the incident radiation; J. Atm. Sciences, Vol.32, No.2, pp.409-418
- COAKLEY J.A. Jr., WIELICKI B.A. 1979: Testing energy balance climate models; J. Atm. Sciences, Vol.36, No.11, pp.2031-2039
- CRUWE P.R. 1971: Concepts in climatology; Longman Group Ltd.
- ELSASSER W.M. 1942: Heat transfer by infrared radiation in the atmosphere; Meteor. studies, No.6, Harvard University Press
- EMIG M. 1967: Heat transport by ocean currents; J. Geophys. Res., Vol.72, No.10, pp.2519-2529
- FLANDERS D.H., SMITH W.L. 1975: Radiation budget data from the meteorological satellites ITOS I and NOAA technical memorandum NESS72, U.S. department of Commerce
- FUGLISTER F.C. 1960: Atlantic Ocean Atlas: temperature and salinity profiles and data from the International Geophysical Year of 1957-1958; Woods Hole Oceanog. Inst.
- GAL-CHEN T., SCHNEIDER S.H. 1976: Energy balance climate modeling: comparison of radiative and dynamic feedback mechanisms; Tellus, Vol.38, No.2
- GARP 1975: Report of the GARP Conferences on the physical basis of climate and climate modeling; World Met. Organisation, Geneva GARP series No.16
- GEOPHYSICS RESEARCH DIRECTORATE, U.S. AIR FORCE 1960: Handbook of geophysics; Macmillan and Co., New York
- GRUBER A. 1977: Determination of the Earth-Atmosphere radiation budget from NOAA satellite data; NOAA technical report NESS76, U.S. department of Commerce
- HAY J.E. 1976: A revised method for determining the direct and diffuse components of the total short-wave radiation; Atmosphere, Vol.14, No.4, pp.278-287
- HOURLY DATA SUMMARIES No.61 1968: Bagotville airport; Department of transport, Toronto
- HOWARD J.N., BURCH D.L., WILLIAMS D. 1955: Near infrared transmission through synthetic atmospheres; Geophysical research papers, No.40, Air Force Cambridge Research Center, AFCRC-TR-55-213

- HUWARD J.N., GARING J.S. 1962: The transmission of the atmosphere in the infrared. A review; *Infrared Phys.*, Vol.2
- HUTCHINS L.W., SHARFF M. 1947: Maximum and minimum monthly mean sea surface temperatures charted from the "World Atlas of Sea Surface temperatures"; *J. Mar. Res.*, Vol.6, No.3, pp.264-268
- KING C.A.M. 1969: *Oceanography for geographers*; Edward Arnold
- KUNDRATYEV K. Ya. 1969: *Radiation in the atmosphere*; Academic Press
- LEBLUND A. 1979: Etude de modèles pour la prédition de l'énergie interne du Lac Clair; thèse de doctorat, Department of Meteorology, McGill University
- LETTAU H. 1954: Improved models of thermal diffusion in the soil; *Trans. Amer. Geophys. Union*, Vol.35, No.1, pp.121-132
- LUNDUN J. 1957: A study of the atmospheric heat balance; New York Un., Dep. of Met. and Ocean., contract No.AF 19(122)-165
- MANABE S., MULLER F. 1961: On the radiative equilibrium and heat balance of the atmosphere; *Monthly Weather Rev.*, Vol.89, No.12, pp.503-532
- MANABE S., STRICKLER R.F. 1964: Thermal equilibrium of the atmosphere with a convective adjustment; *J. Atm. Sciences*, Vol.21, No.7, pp.361-385
- MANABE S., WETHERALD R.T. 1967: Thermal equilibrium model of the atmosphere with a given distribution of relative humidity; *J. Atm. Sciences*, Vol.24, pp.241-259
- MANABE S., WETHERALD R.T. 1975: The effects of doubling the CO₂ concentration on the climate of a general circulation model; *J. Atm. Sciences*, Vol.32, pp.3-15
- MASON B.J. 1976: Towards the understanding and prediction of climatic variations; *Quart. J. Royal Met. Soc.*, Vol.102, No.433, pp.473-498
- MCNAUGHTON G. 1976: Evaporation and advection I: evaporation from extensive homogeneous surfaces; *Quart. J. Royal Met. Soc.*, Vol.102, No.431, pp.181-192
- MURGATROYD R.J., GOLDSMITH P., HOLLINGS W.E.H. 1955: Some recent measurements of humidity from aircraft up to heights of about 50,000 ft. over Southern England; *Quart. J. Royal Met. Soc.*, Vol.81, No.350, pp.533-537
- NCAR 1971: The GCM-A key to long range forecasting; Quarterly No.33
- NICULIS C. 1979: The effects of solar output, infrared cooling and latitudinal transport on the evolution of the earth's climate; *Tellus*, Vol.31, No.3, pp.193-198
- NORMAND C. 1953: Atmospheric ozone and the upper-air condition; *Quart. J. Royal Met. Soc.*, Vol.79, no.339, pp.39-50
- NORTH G.R. 1975: Theory of energy-balance climate models; *J. Atm. Sciences*, Vol.32, No.11, pp.2033-2043
- NORTH G.R., COAKLEY J.A. Jr. 1979: Differences between seasonal and mean annual energy balance model calculations of climate and climate sensitivity; *J. Atm. Sciences*, Vol.36, No.7, pp.1189-1204
- UHRING G., ADLER S. 1978: Some experiments with a zonally averaged climate model; *J. Atm. Sciences*, Vol.35, No.2, pp.186-205
- OURT A.H., RASMUSSEN E.M. 1971: Atmospheric circulation statistics; NOAA professional paper 5, U.S. Department of Commerce
- PALMEN E., NEWTON C.W. 1969: Atmospheric circulation systems; Academic Press

- PALTRIDGE G.W. 1974: Global cloud cover and earth surface temperature; J. Atm. Sciences, Vol.31, No.9, pp.1571-1576
- PALTRIDGE G.W. 1975: Global dynamics and climate - a system of minimum entropy exchange; Quart. J. Royal Met. Soc., Vol.101, pp.475-484
- PATTULLO J. 1952: Mixed layer depth determined from critical gradient frequency; Scripps Inst. Oceanog., Ref. No.52-25
- PENMAN H.L., LUNG I.F. 1976: Profile and evaporation; Quart. J. Royal Met. Soc., Vol.102, No.434, pp.841-856
- PYLE R.L. 1962: Serial atlas of the marine environment: Folio 1, Sea surface temperature regime in the western North Atlantic 1953-1954; New York: Amer. Geog. Soc.
- RAMANATHAN V., AUGUSTSSON T. 1977: A radiative-convective model study of the CO₂ climate problem; J. Atm. Sciences, Vol.34, No.3, pp.448-451
- RAMANATHAN V., CALLIS L.B., BOUGHNER R.E. 1976: Sensitivity of surface temperature and atmospheric temperature to perturbations in the stratospheric concentration of ozone and nitrogen dioxide; J. Atm. Sciences, Vol.33, pp.1092-1112
- RASUL S.I., SCHNEIDER S.H. 1971: Atmospheric carbon dioxide and aerosols: effects of large increases on global climate; Sciences, Vol.173, pp.138-141
- RENNIK M.A. 1977: The parameterization of tropospheric lapse rates in terms of surface temperature; J. Atm. Sciences, Vol.34, No.6, pp.854-862
- SCHNEIDER S.H., DICKINSON R.E. 1974: Climate modeling; Rev. Geophys. Space Phys., Vol.12, pp.447-493
- SELLERS W.D. 1965: Physical climatology; The University of Chicago Press
- SELLERS W.D. 1969: A global climatic model based on the energy balance of the earth-atmosphere system; J. Applied Met., Vol.8, pp.392-400
- SELLERS W.D. 1973: A new global climatic model; J. Applied Met., Vol.12, No.2, pp.241-254
- SIMPSON G.C. 1928: Further studies in terrestrial radiation; Memoirs of the Royal Met. Soc., Vol.3, No.21, pp.1-26
- STEPHENS G. 1978: Radiation profiles in extended water clouds I: Theory; J. Atm. Sciences, Vol.35, No.11, pp.2111-2122
- STEPHENS G. 1978: Radiation profiles in extended water clouds II: Parameterization schemes; J. Atm. Sciences, Vol.35, No.11, pp.2123-2132
- STEPHENS G., PALTRIDGE G.W., PLATT C.M.R. 1978: Radiation profiles in extended water clouds III: Observations; J. Atm. Sciences, Vol.35, No.11, pp.2133-2141
- STUNE P.H., CHOW S., QUIRR W.J. 1977: The July climate and a comparison of the January and July climates simulated by the GISS general circulation model; Monthly Weather Rev., Vol.105, pp.170-194
- SUCKLING P.W., HAY J.E. 1976: Modeling direct, diffuse and total solar radiation for cloudless days; Atmosphere, Vol.14, No.4
- SUCKLING P.W., HAY J.E. 1977: A cloud layer-sunshine model for estimating direct, diffuse and total solar radiation; Atmosphere, Vol.15, No.4, pp.194-207
- TELEGADAS K., LUNDUN J. 1954: A physical model of the northern hemisphere troposphere for winter and summer; Scientific report No.1, contract AF19(122) 165, Res. Div., College of Engineering, New York Univ.

- THUM A.S., OLIVER H.R. 1977: On Penman's equation for estimating regional evaporation; Quart. J. Royal Met. Soc., Vol.103, No.436, pp.345-358
- TUNSBERG E., OLSEN E.L. 1943: Investigations on atmospheric ozone at Nordlysobservatoriet, Tromso; Geofysiske Publikasjoner, Vol.13, No.12
- TUCKER G.B. 1957: An analysis of humidity measurements in the upper troposphere and lower stratosphere over Southern England M.R.P. 1052, S.C. 111/235, Met. Research Committee, Air Ministry, England
- VIGRUX E. 1953: Contributions à l'étude expérimentale de l'absorption de l'ozone; Annales de Physique, Vol.8, pp.709-762
- WALSHAW C.D. 1957: Integrated absorption by 9.6 μm band of ozone; Quart. J. Royal Met. Soc., Vol.83, No.357, pp.315-321
- WASHINGTON W.M., CHERVIN R.M. 1979: Regional climatic effects of large-scale thermal pollution: simulation studies with the NCAR general circulation model; J. Applied Met., Vol.18, No.1, pp.3-16
- WIEGEL R.L. 1964: Oceanographical Engineering; Prentice Hall /Englewood Cliffs
- WILSON L.V. 1971: Atlas climatique: Le climat du Québec; Service météorologique du Canada
- WINSTUN J.S., GRUBER A. 1979: Earth-atmosphere budget analyses derived from NOAA satellites data, June 1974 - February 1978; Vol.1 and 2, U.S. department of Commerce

APPENDICE I- ORGANISATION GENERALE DU PROGRAMME



APPENDICE II- CALCUL DETAILLE DE LA CONVECTION D'APRES RENNICK

Dans son article sur la paramétrisation de la convection, Rennick parle du calcul de $\left(\frac{\partial \theta_e}{\partial P}\right)_o$ compatible avec la condition $\left(\frac{\partial \theta_e}{\partial P}\right)_o = 0$, nous allons expliciter dans les lignes qui suivent les relations mathématiques sous-entendues par cette condition.

La relation entre température potentielle et température potentielle équivalente est de la forme suivante:

$$\theta_e = \theta e^{\frac{L_v r_s}{C_{pd} T}} \quad (39)$$

que l'on peut dériver par rapport à la pression P :

$$\frac{\partial \theta_e}{\partial P} = \frac{\partial \theta}{\partial P} e^{\frac{L_v r_s}{C_{pd} T}} + \theta e^{\frac{L_v r_s}{C_{pd} T}} \frac{\partial}{\partial P} \left(\frac{L_v r_s}{C_{pd} T} \right) \quad (40)$$

Si maintenant on pose $\frac{\partial \theta_e}{\partial P} = 0$ dans cette équation, on est conduit à l'expression suivante:

$$\frac{\partial \theta}{\partial P} = - \frac{\theta}{C_{pd} T} \frac{\partial T}{\partial P} \left\{ r_s \frac{\partial L_v}{\partial T} + L_v \frac{\partial r_s}{\partial T} - L_v \frac{r_s}{T} \right\} \quad (41)$$

on utilise ensuite cette expression de $\frac{\partial \theta}{\partial P}$ pour la paramétrisation du gradient de température G_0 :

$$G_0 = \left\{ \alpha_0 + \alpha_1 \bar{T}(o) + \alpha_2 \bar{T}(o)^2 + \alpha_3 \bar{T}(o)^3 \right\} \left(\frac{\partial \theta}{\partial P} \right)_o \quad (42)$$

Les valeurs des termes de l'expressions de $\frac{\partial \theta}{\partial P}$ étant calculées à partir des relations connues de la thermodynamique qui suivent:

$$\frac{\partial L_v}{\partial T} = C_{pv} - C_w \quad (43)$$

où C_{pv} est la chaleur massique à pression constante pour la vapeur d'eau et C_w celle de l'eau liquide.

$$\frac{\partial e_s}{\partial T} = \frac{\epsilon L_v}{R_d T^2} e_s \quad (44)$$

où e_s est la tension de vapeur saturante de l'eau, ϵ est le rapport des constantes des gaz pour l'air sec et la vapeur d'eau; cette dernière équation est habituellement connue sous le nom d'équation de Clausius-Clapeyron.

$$r_s = \frac{\epsilon e_s}{P} \quad (45)$$

$$\frac{\partial r_s}{\partial T} = \frac{r_s^2}{\epsilon e_s} \left\{ \frac{P}{e_s} \frac{\partial e_s}{\partial T} - \frac{\partial P}{\partial T} \right\} \quad (46)$$

où r_s est le rapport de mélange saturant, les autres variables ayant la même signification que précédemment.

FIGURE I
HAUTEUR DE LA TROPOPAUSE EN
FONCTION DE SA TEMPERATURE

modèle utilisé
modèle de Rennick

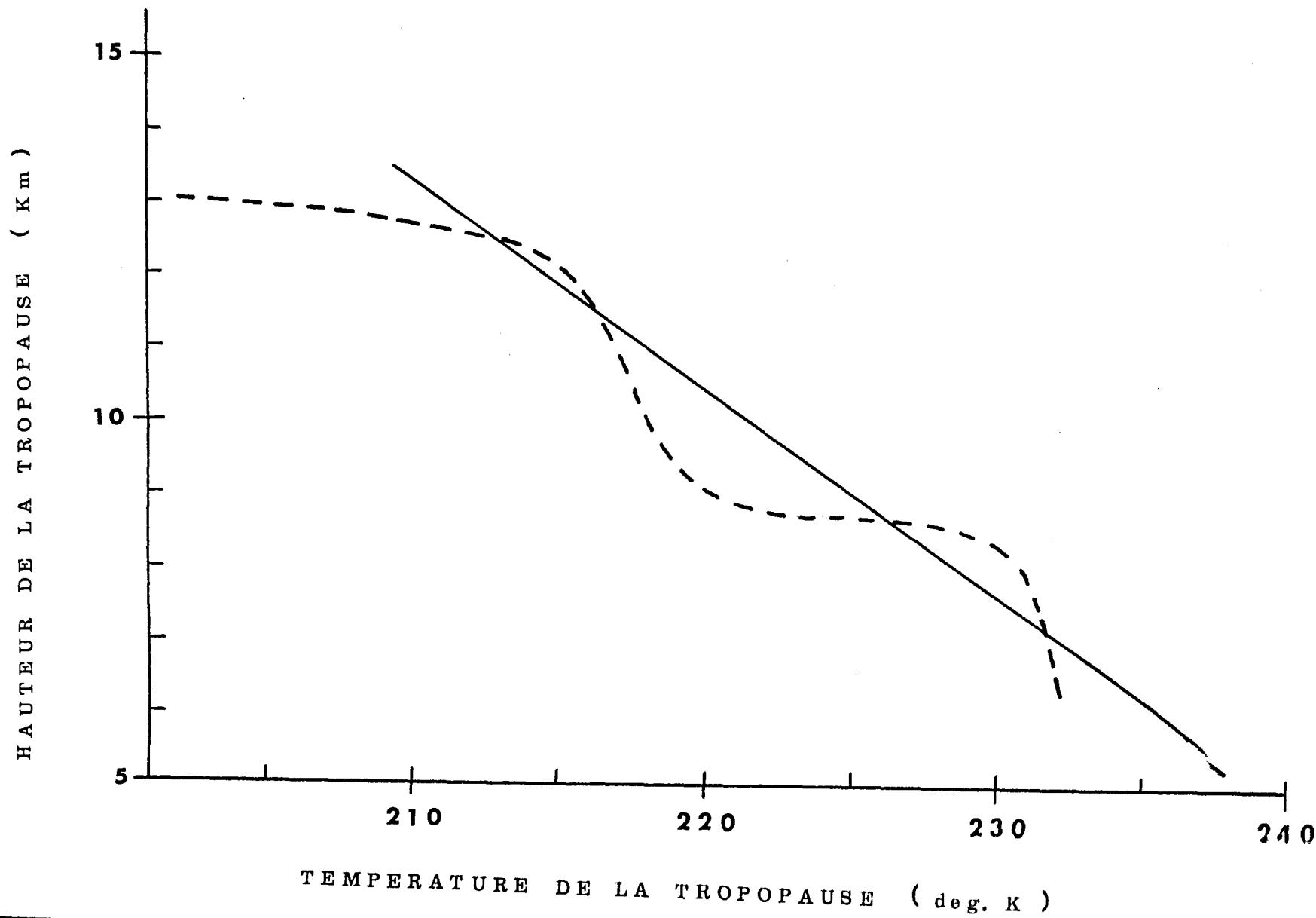


FIGURE II

HAUTEUR DE LA TROPOPAUSE EN FONCTION
DE LA TEMPERATURE MOYENNE AU SOL

— modèle utilisé
- - - modèle Rennick

HAUTEUR DE LA TROPOPAUSE (Km)

15

10

5

270

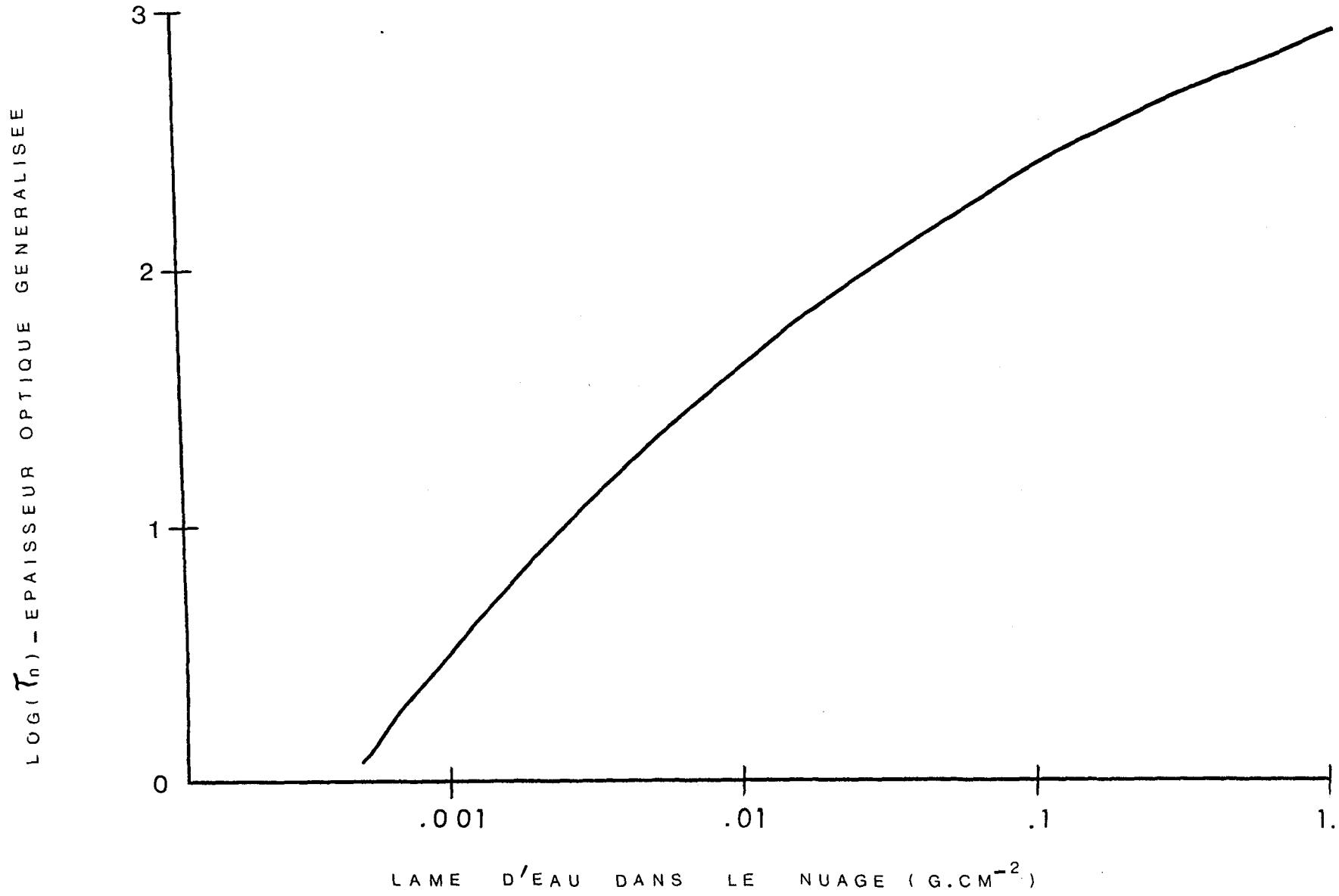
280

290

300

TEMPERATURE MOYENNE AU SOL (deg. K)

FIGURE III
EPATTEUR OPTIQUE GENERALISEE
DANS UN NUAGE



ALBEDO - ANGLE SOLAIRE 5 . 7 deg.

FIGURE IV.a

ALBEDO D'UN NUAGE

+ + bande .3 - .75 μ m
○ ○ bande .75 - 4. μ m
— ensemble du spectre

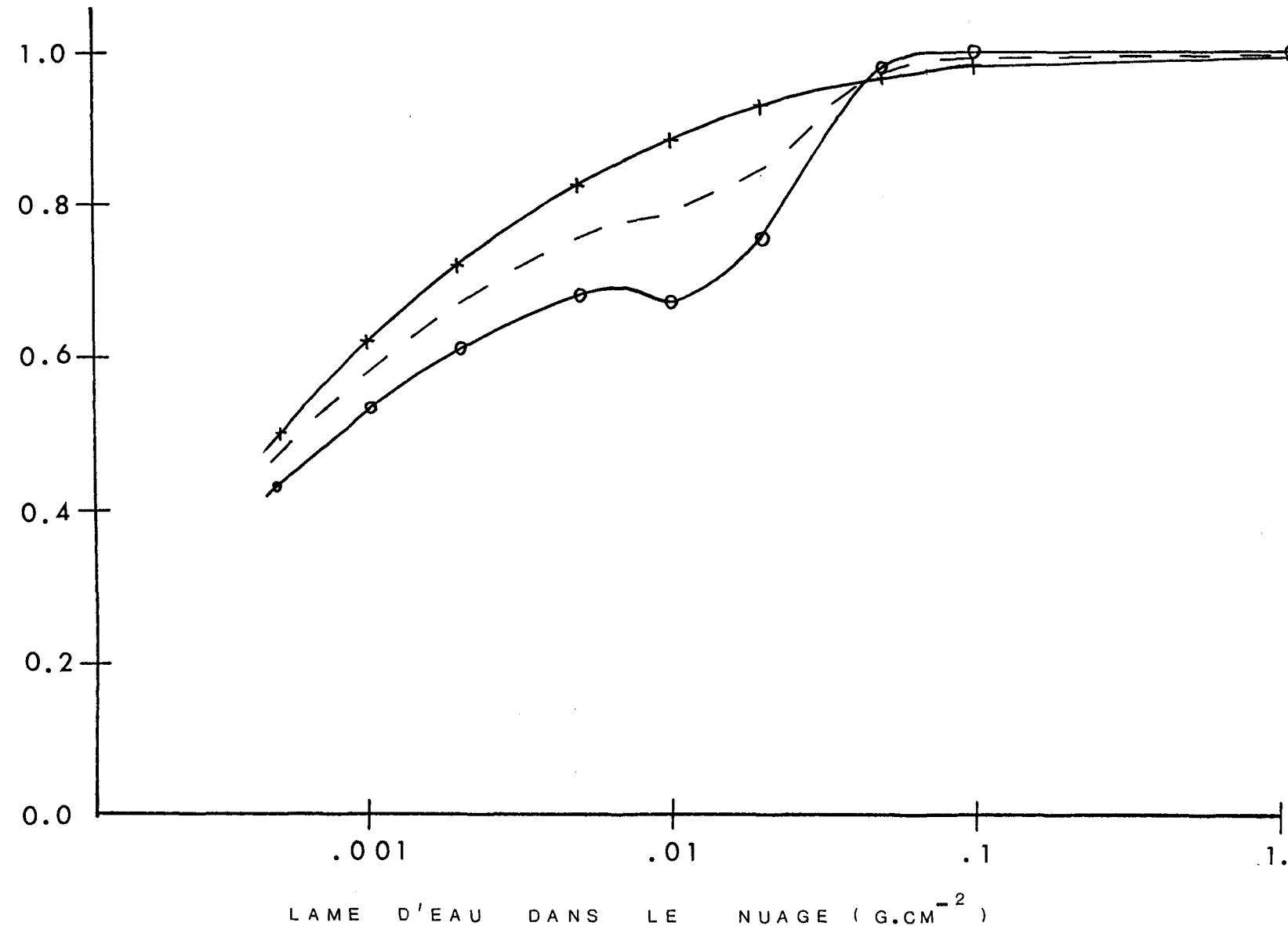


FIGURE IV.b

ALBEDO D'UN NUAGE

+ 90. deg.
○ 36.9 deg.
△ 5.7 deg.

HAUTEUR
du
SOLEIL

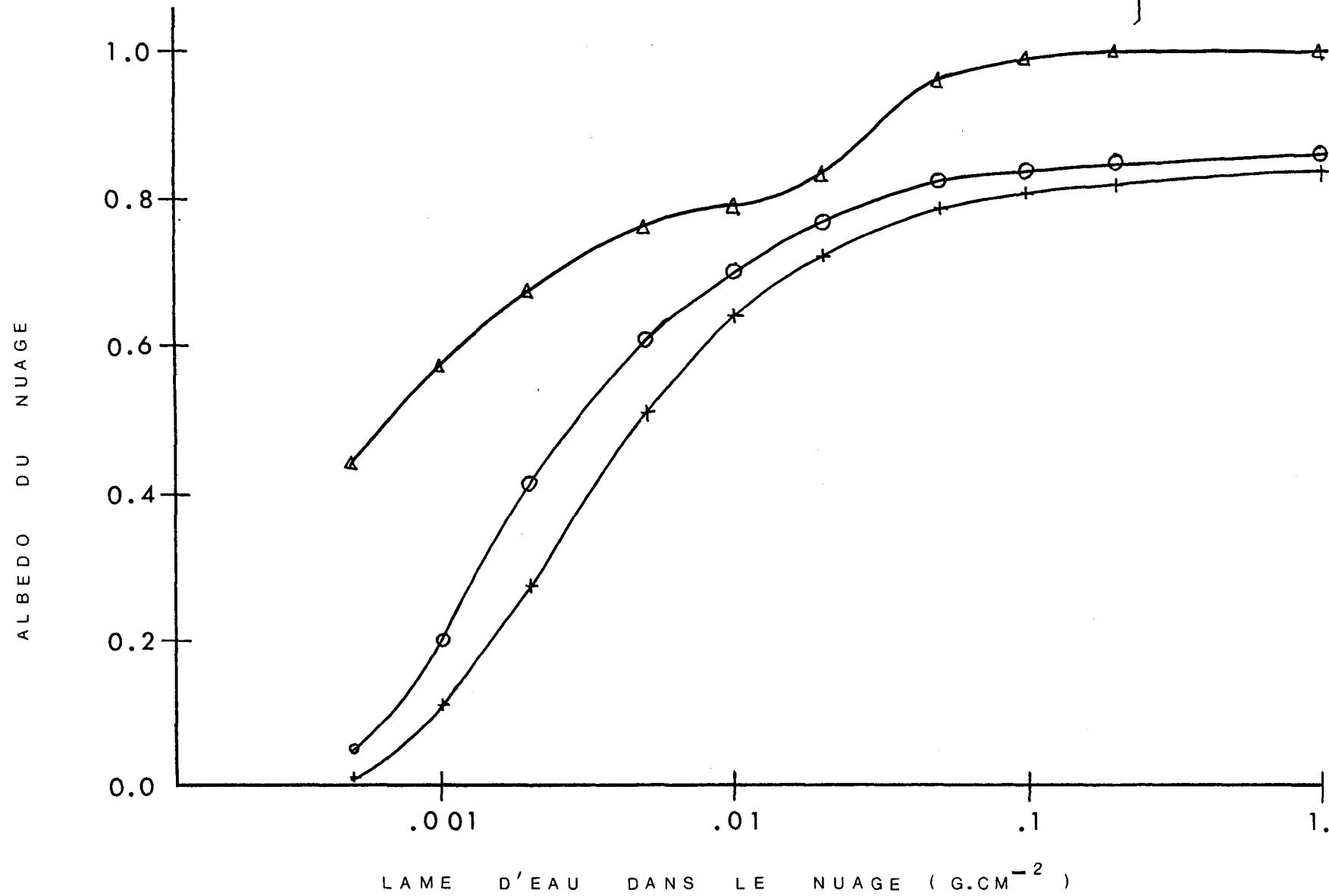
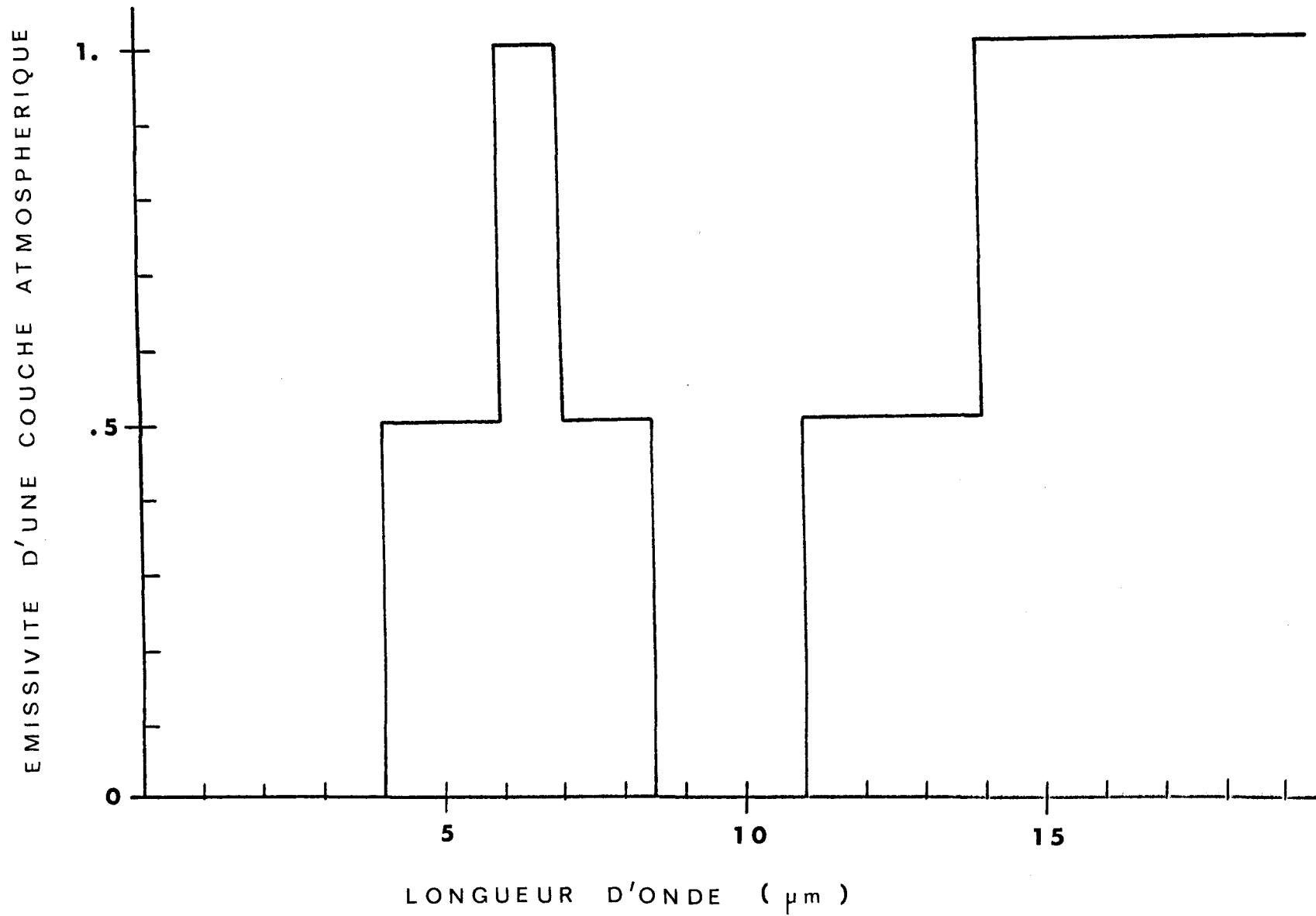


FIGURE V
ABSORPTION ATMOSPHERIQUE
(VAPEUR D'EAU ET CO₂)



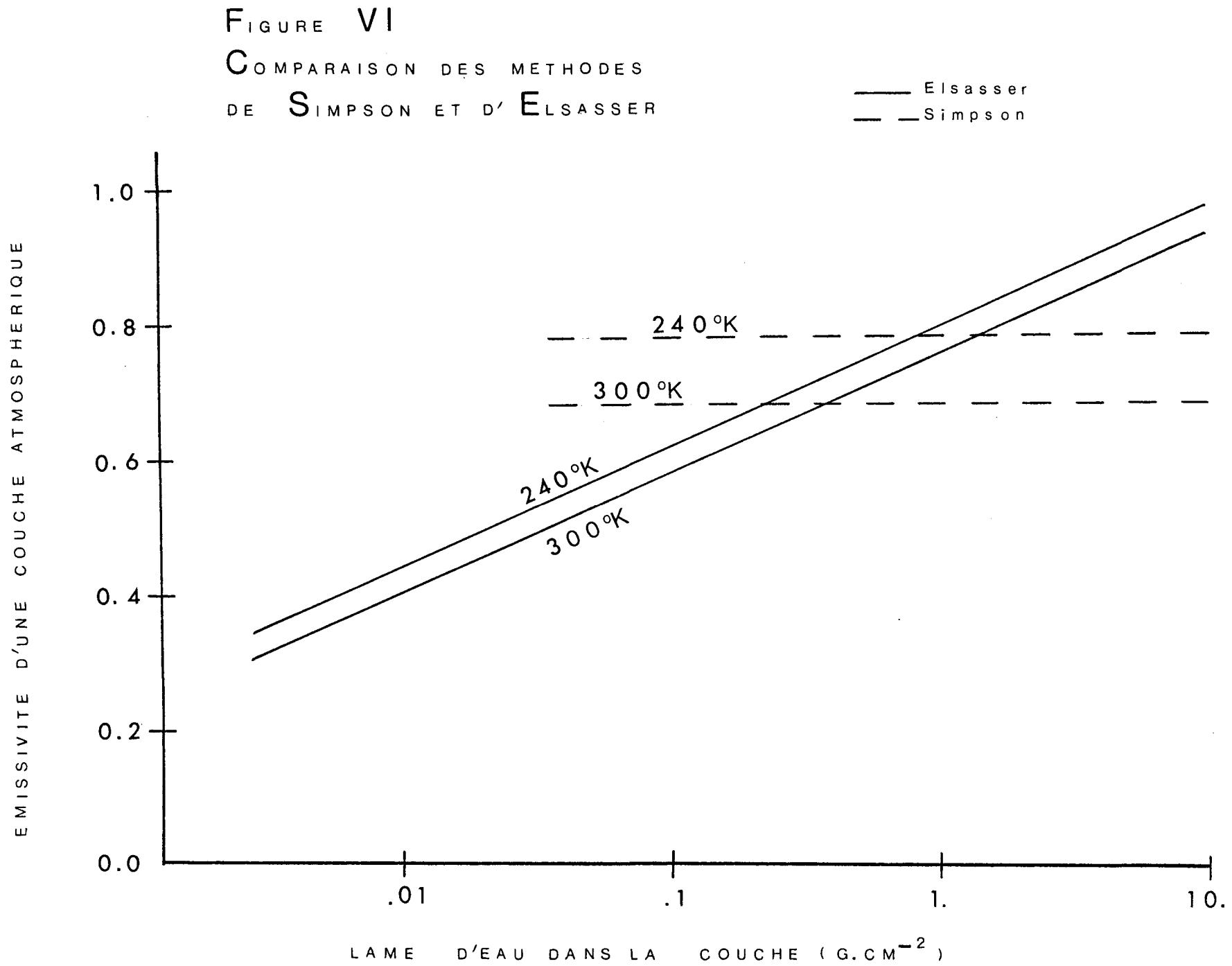


FIGURE VII

CALCUL DE L'EMISSIVITE PAR

DIVERSES METHODES (d'après Kondratyev)

- Eisasser
- ×—+ Kondratyev
- Brooks
- △—△ Deacon

EMISSIVITE D'UNE COUCHE ATMOSPHERIQUE

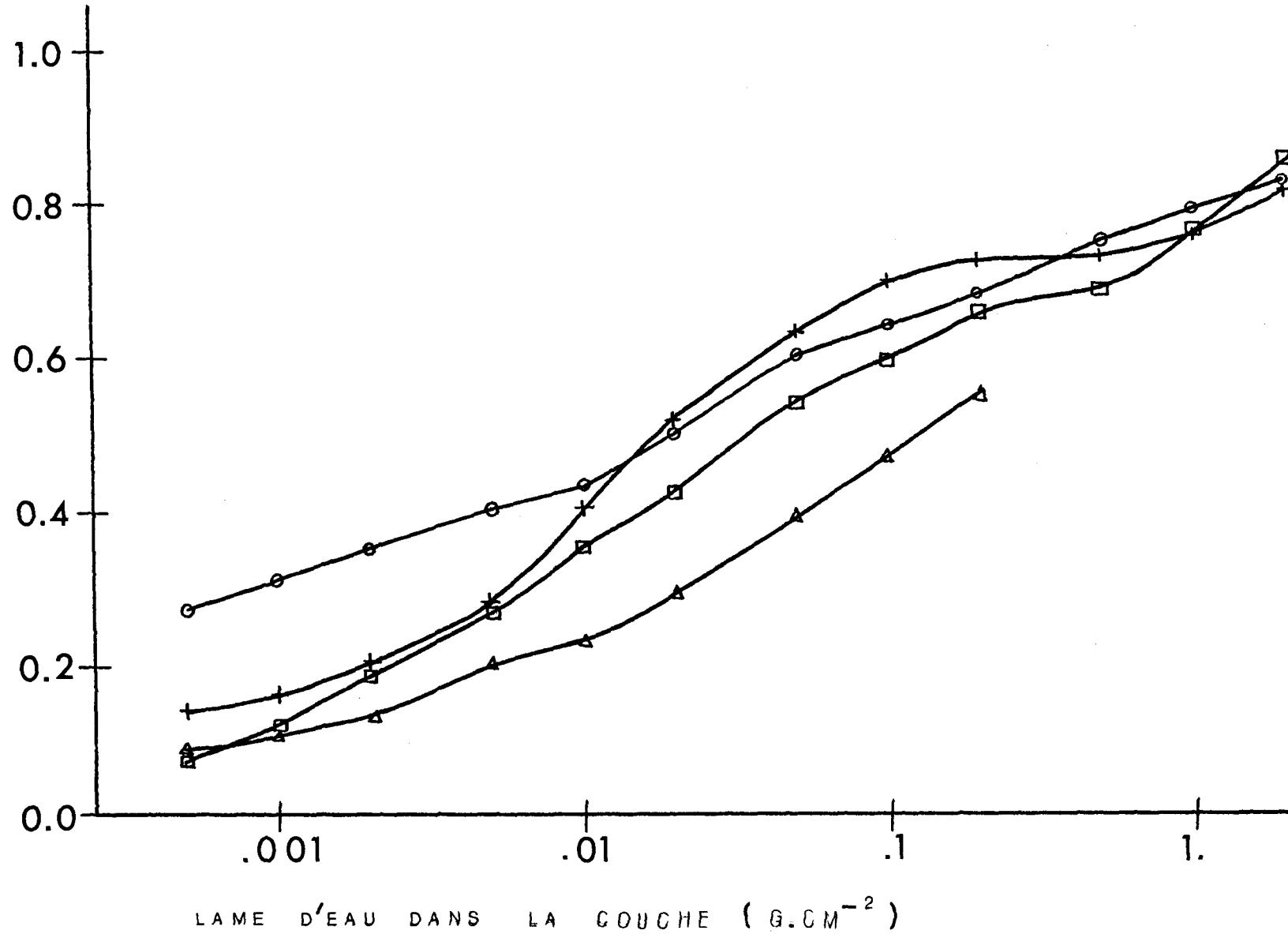


FIGURE VIII
CORRECTEUR POUR LE
SPECTRE DE SIMPSON

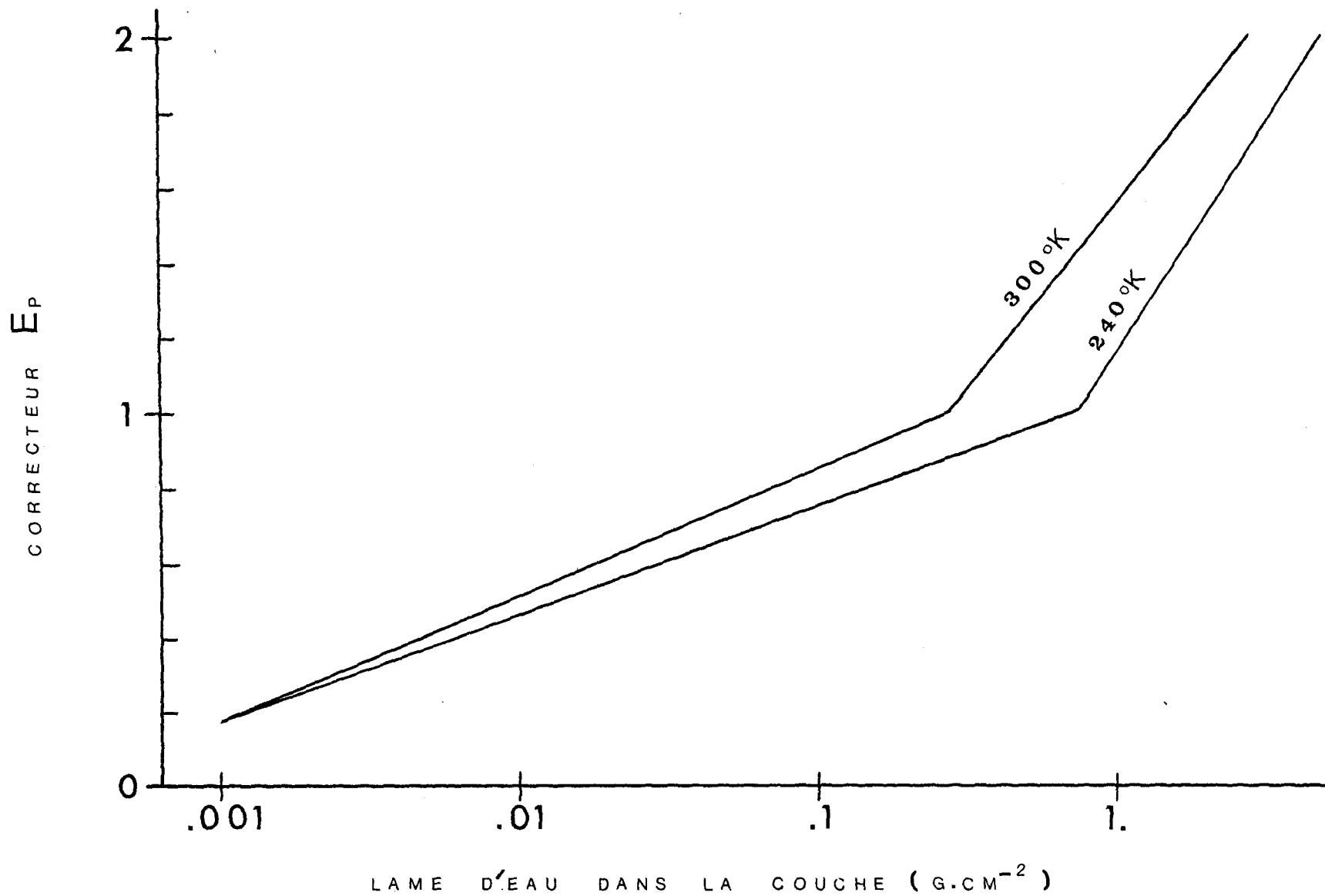


FIGURE IX
PROFIL DE TEMPERATURE
DANS L'ATMOSPHERE

▲—▲ profil standard
○—○ profil de Rennick

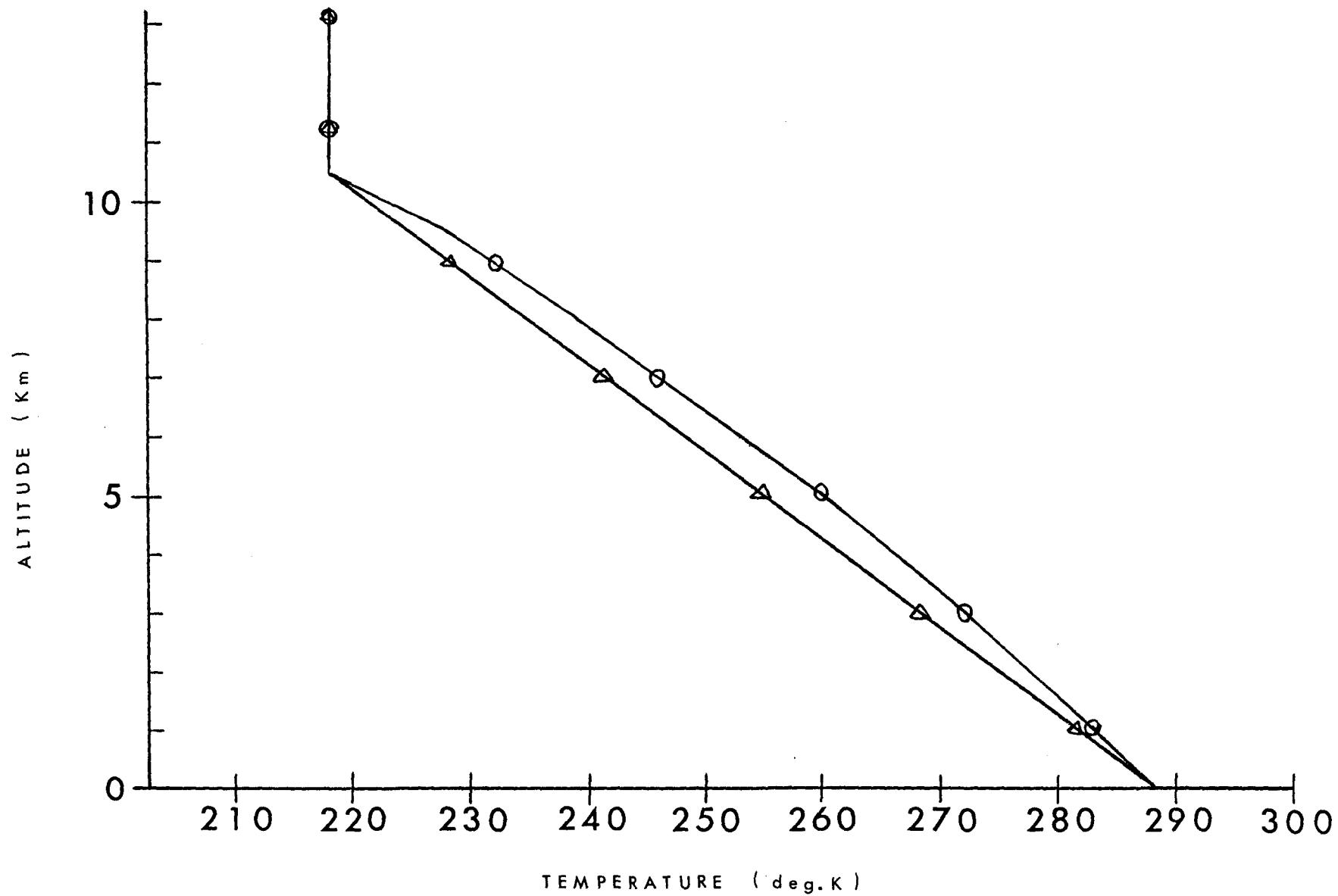


FIGURE X
PARAMETRISATION DE
LA CONVECTION

○—○ avant la convection
□—□ apres la convection

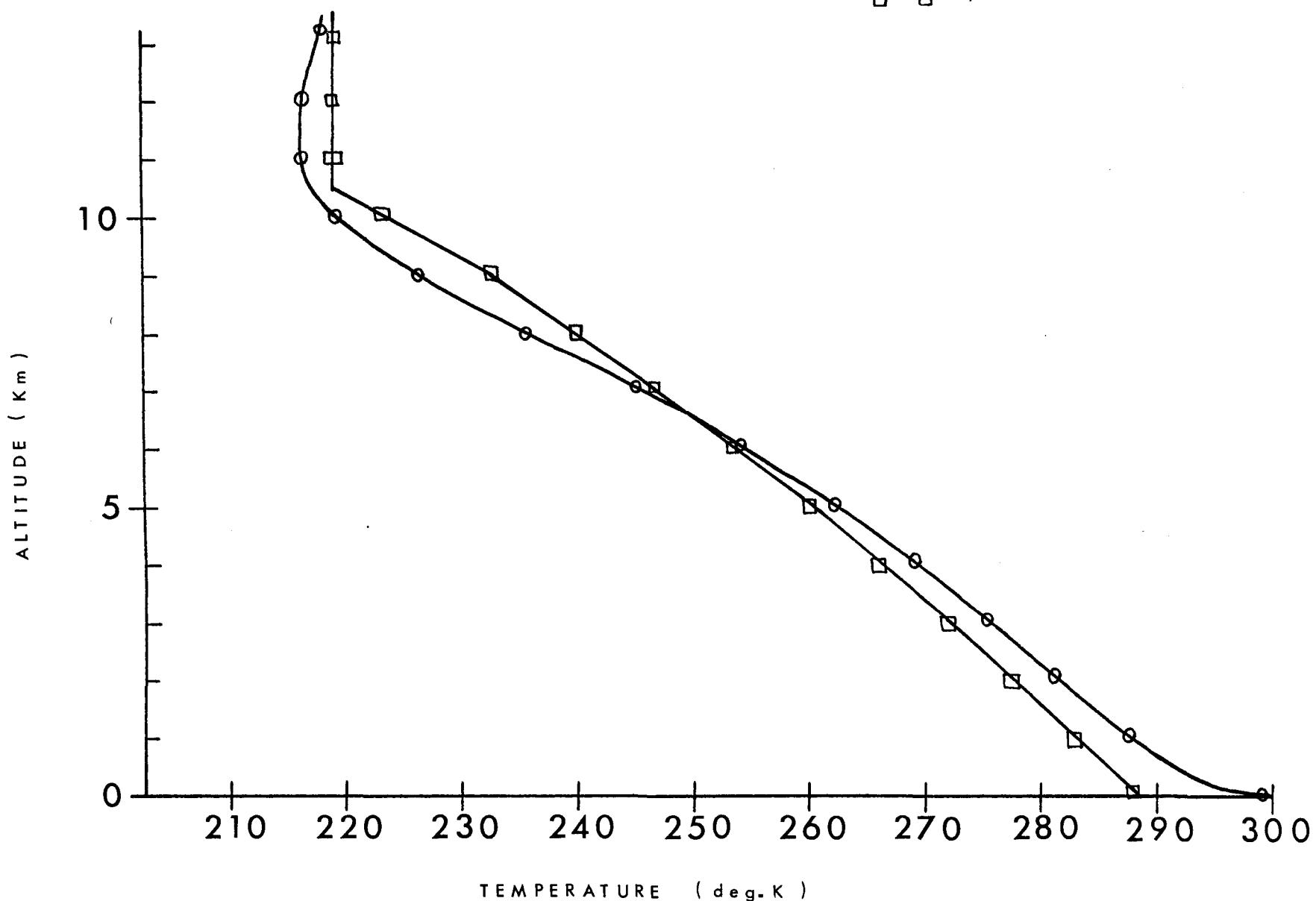


FIGURE XI

EFFETS DE LA CONVECTION SUR
LE GRADIENT DE TEMPERATURE

● profil de Rennick
◻ profil avant convection
— profil après convection

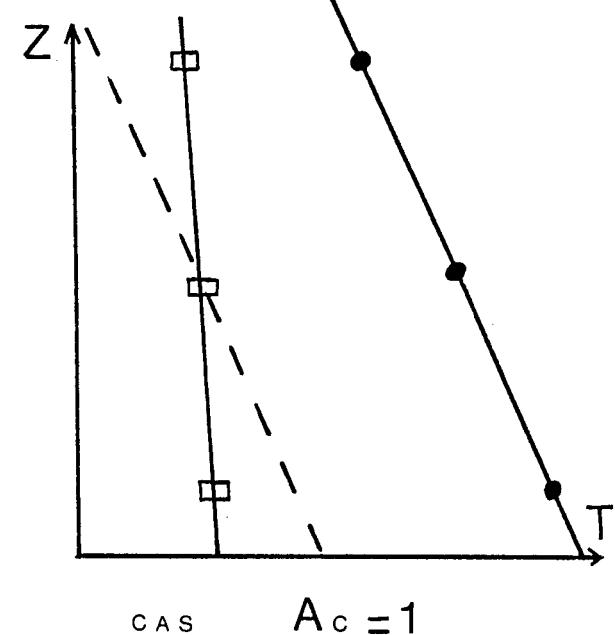
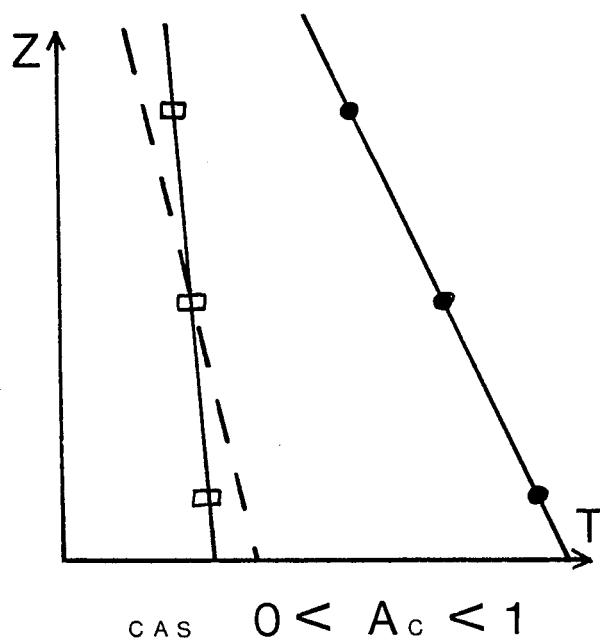
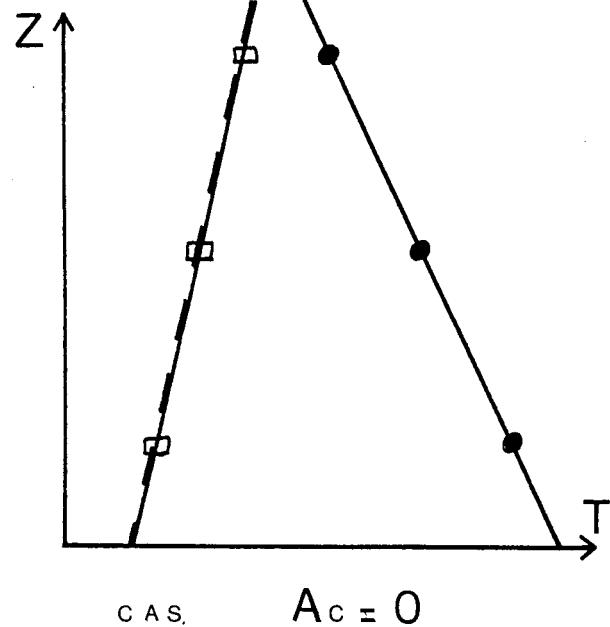


FIGURE XII
DIFFUSIVITE THERMIQUE DANS
LE SOL (D'APRES LETTAU)

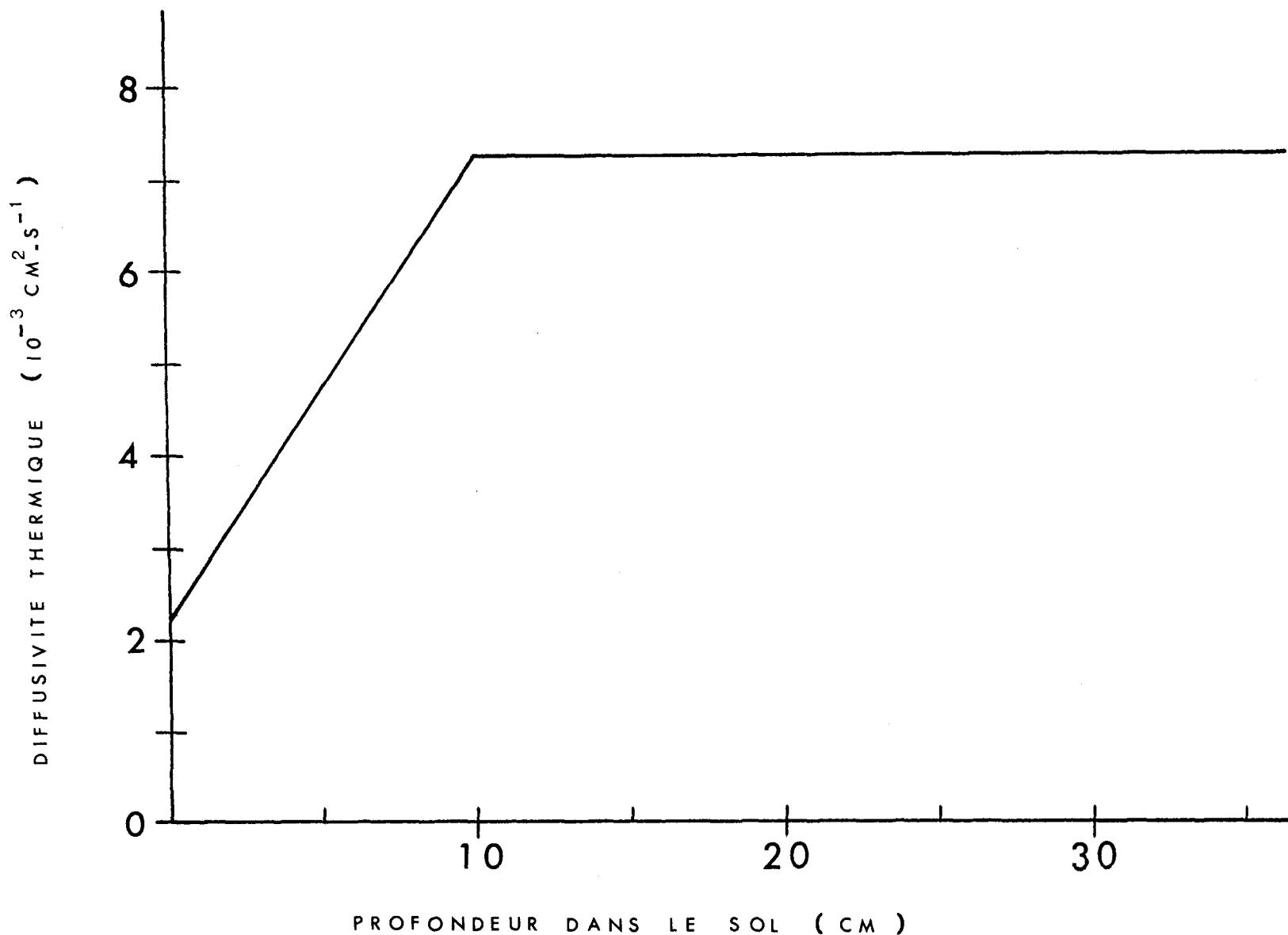


FIGURE XIII
CONDUCTION THERMIQUE
DANS LE SOL

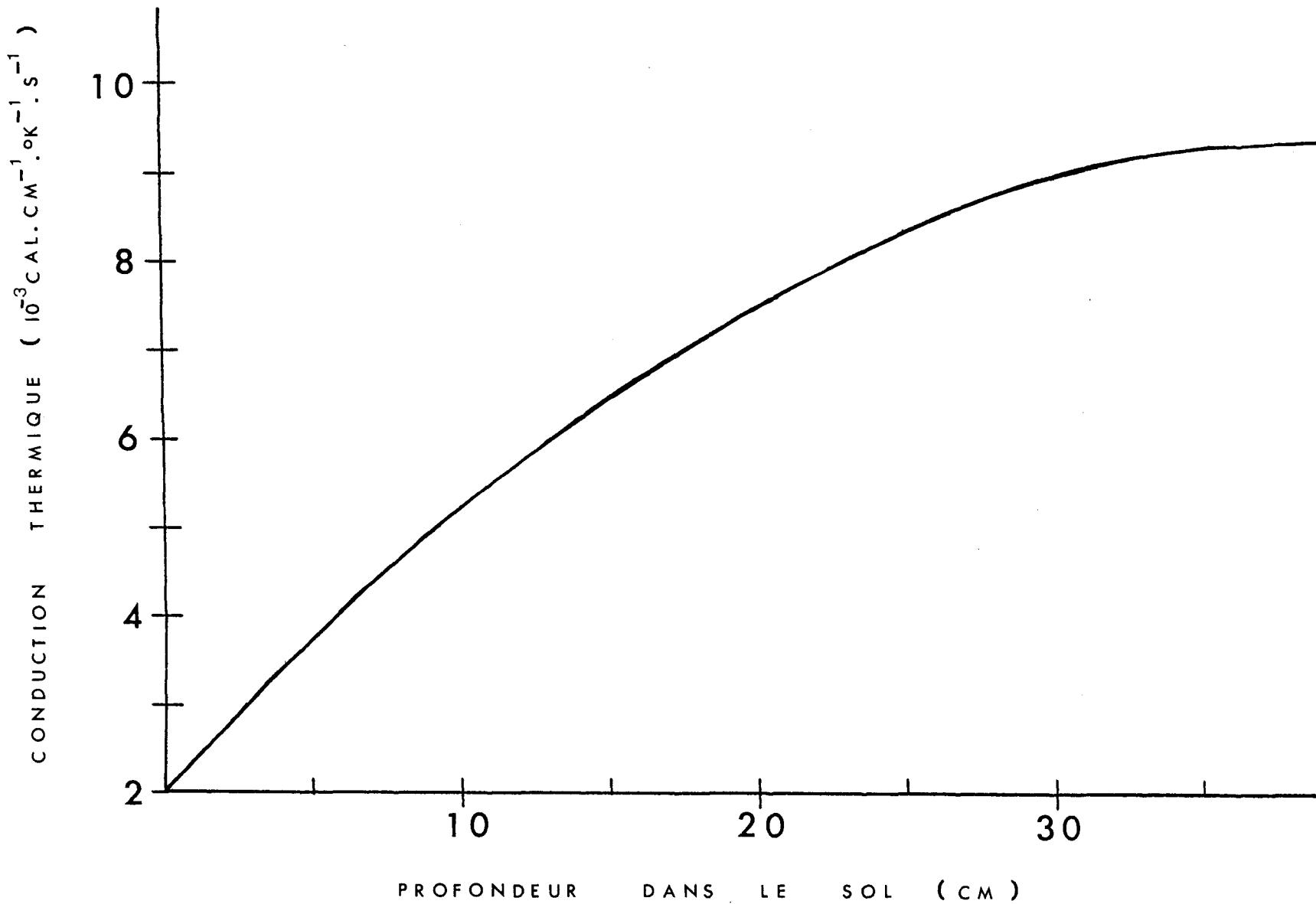


FIGURE XIV
CONTENU EN EAU DE L'ATMOSPHERE
(LAT. 45°N - D'APRES MANABE)

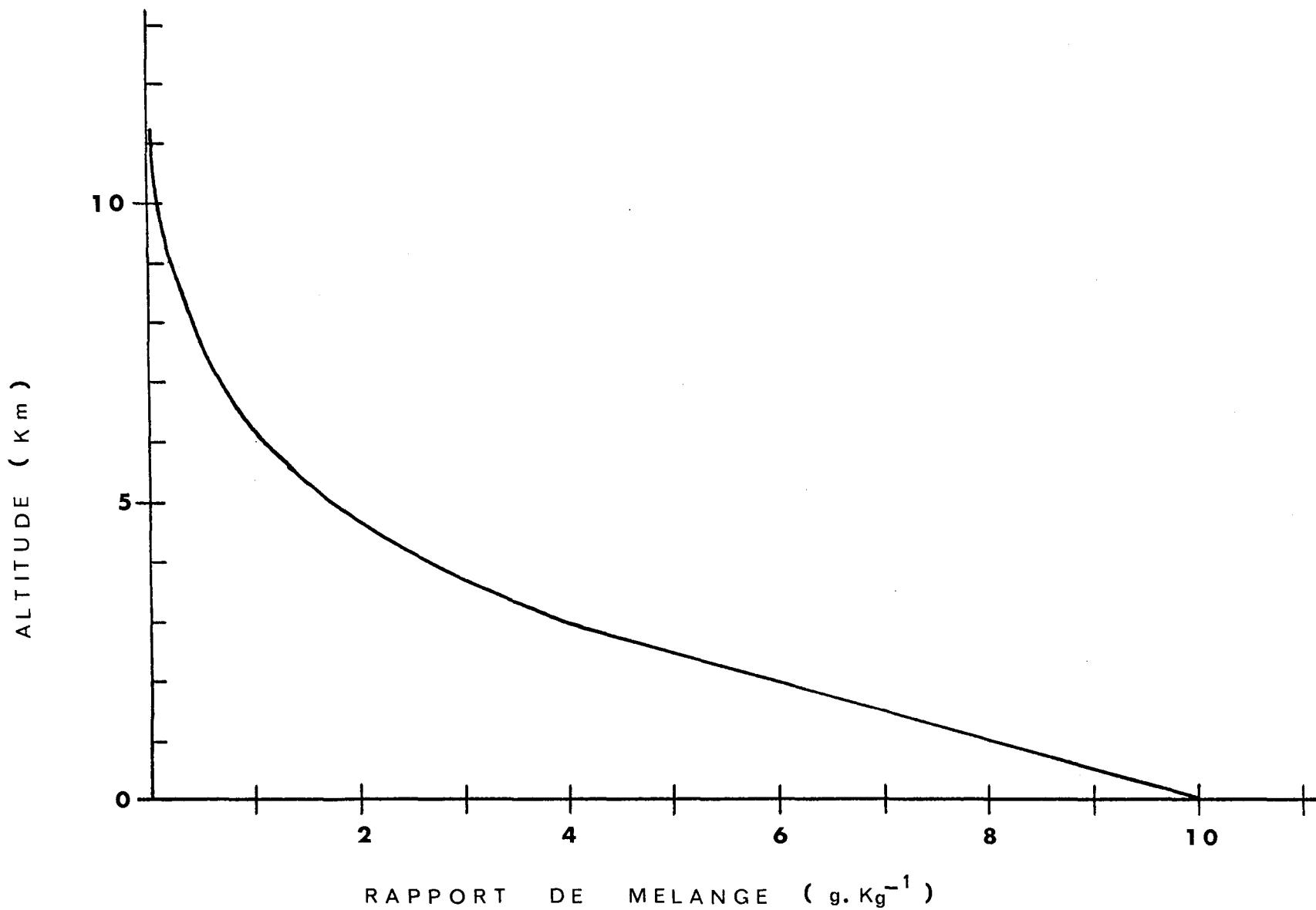


FIGURE XV
CONTENU DE L'ATMOSPHÈRE EN CO₂

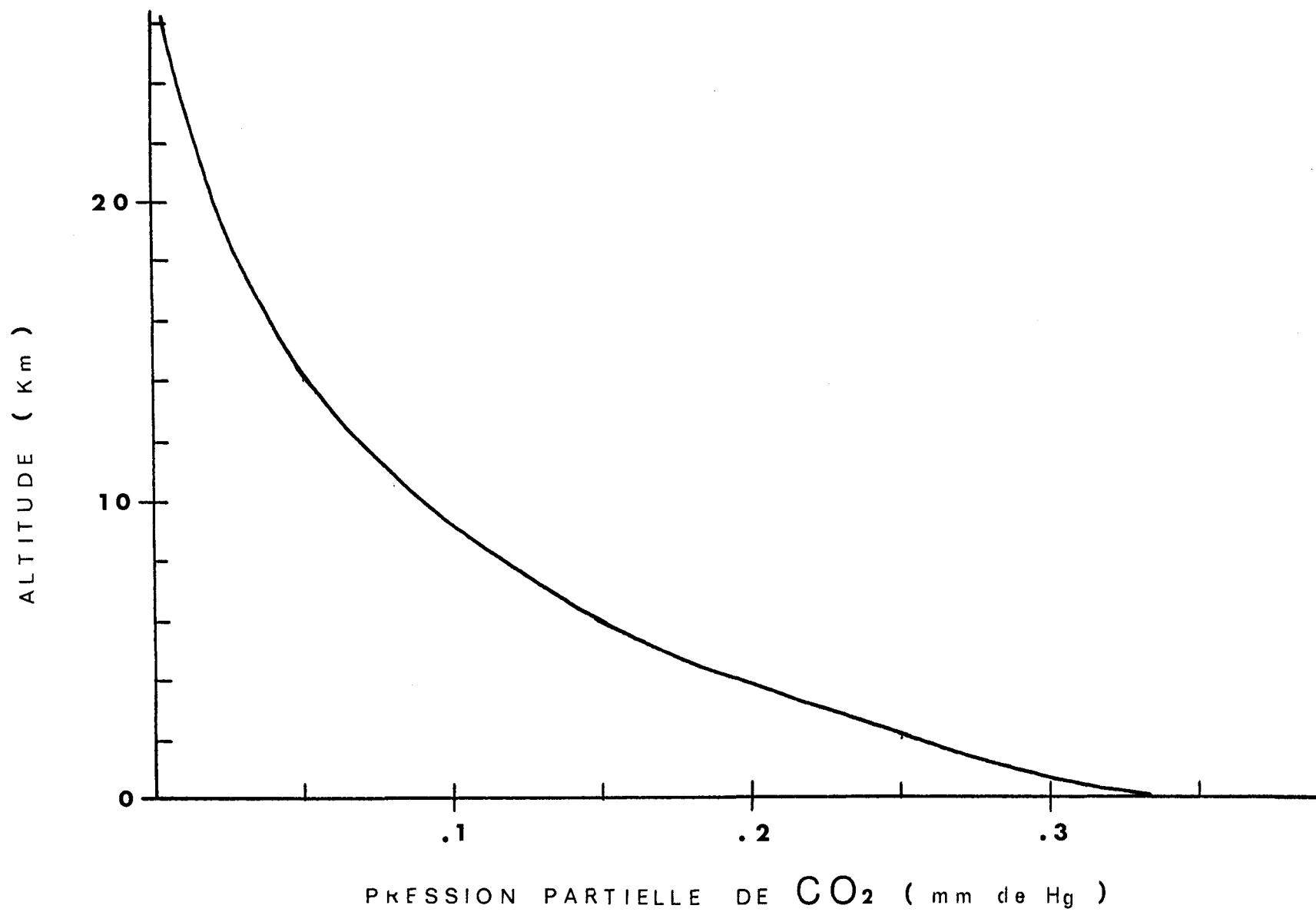


FIGURE XVI
CONTENU DE L'ATMOSPHÈRE EN O_3

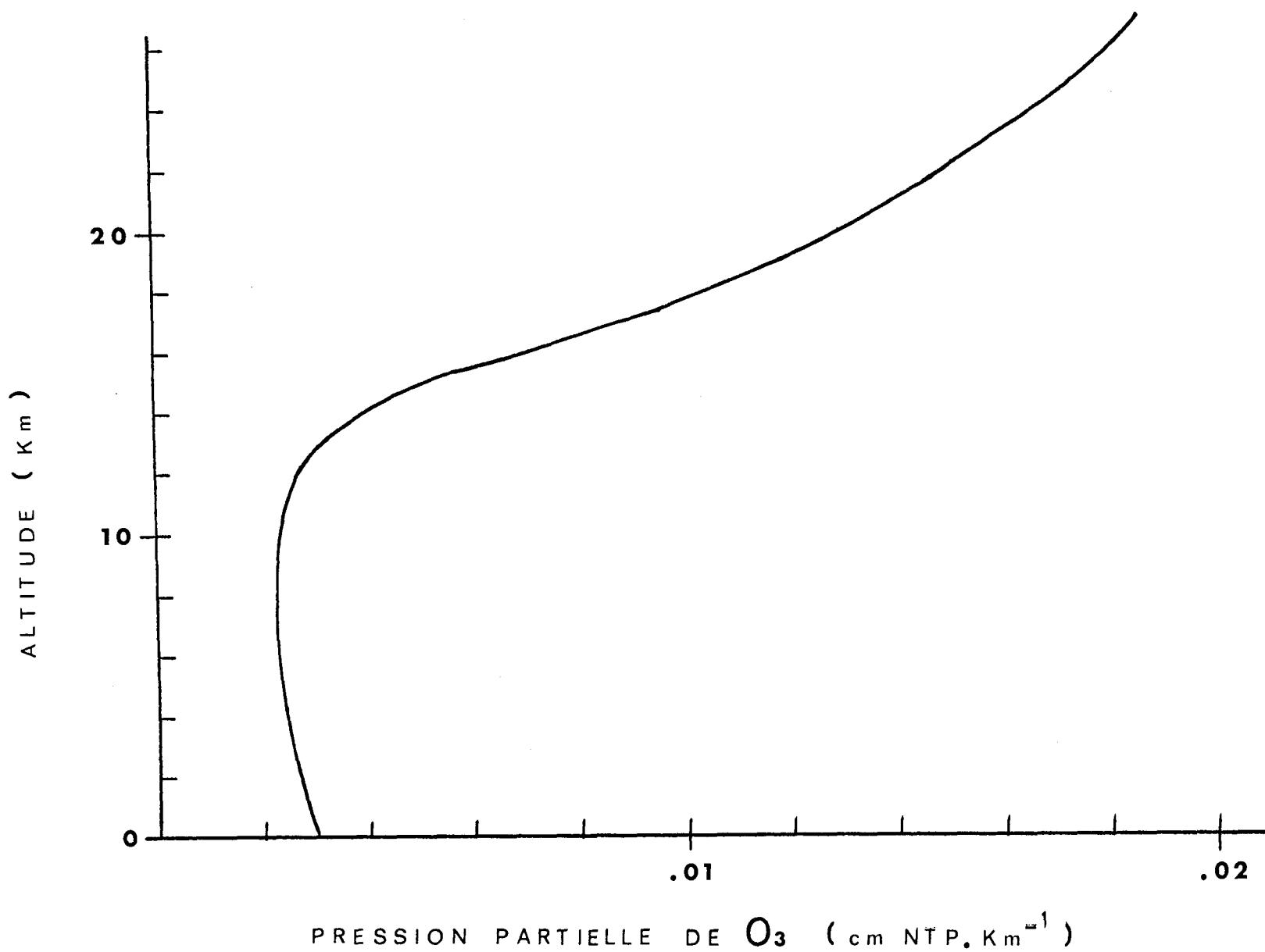


FIGURE XVII
COEFFICIENT D'ABSORPTION
DANS L'ATMOSPHERE

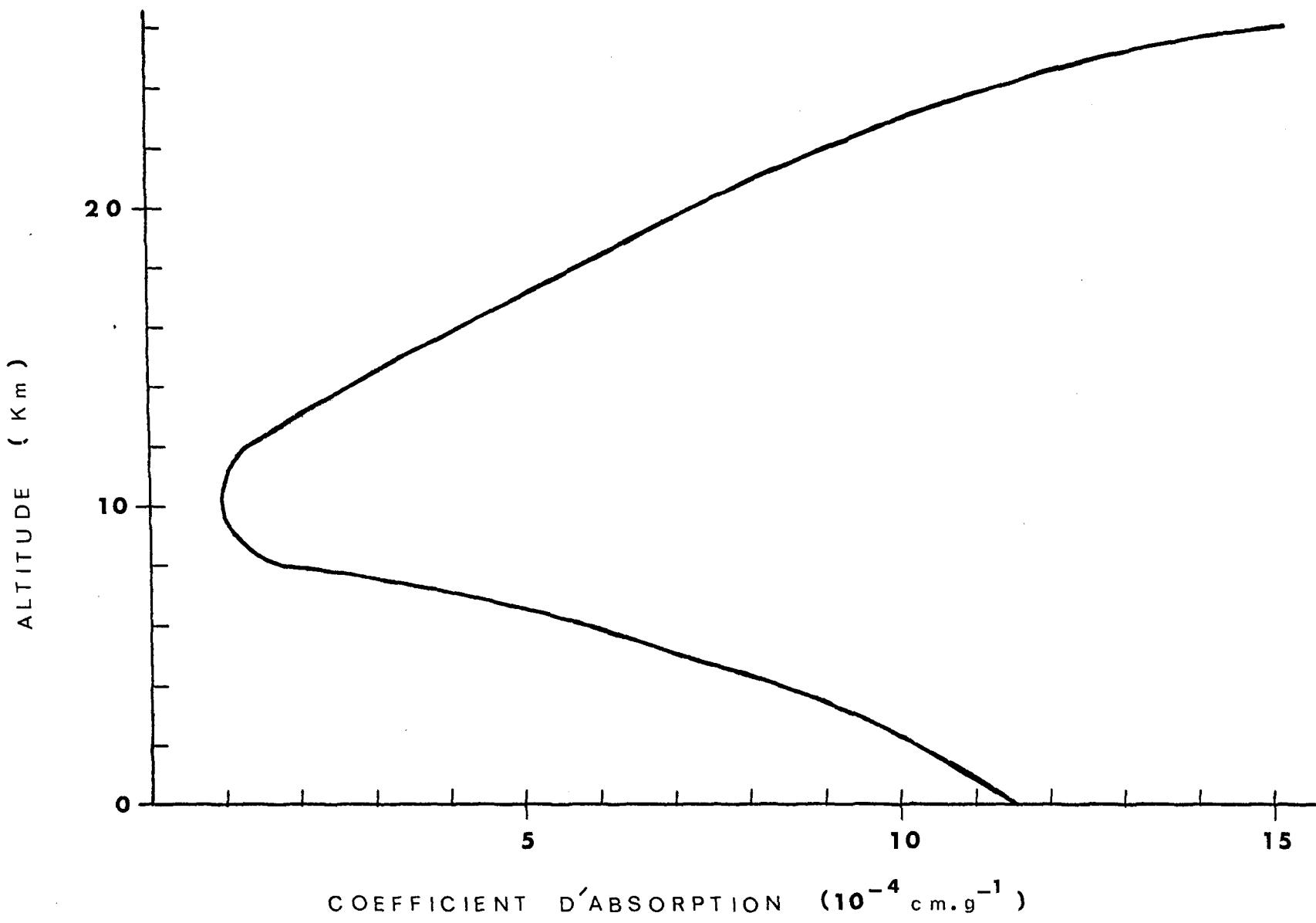


FIGURE XVIII
TRANSMISSION DE L'ENERGIE SOLAIRE
PAR Km TRAVERSE (Lat. 45°N - Juillet)

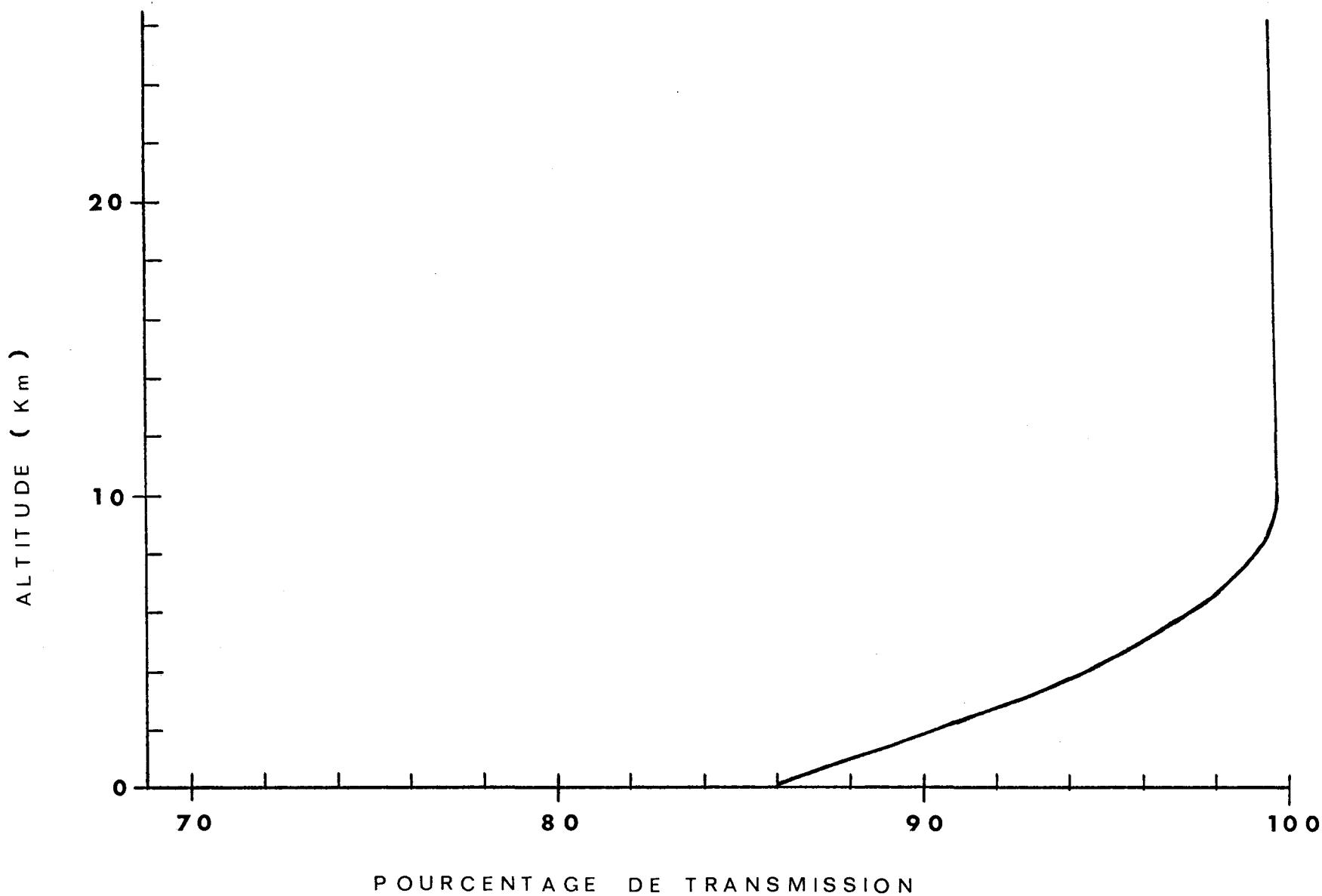


FIGURE XIX
EMISSIVITE DANS
LA STRATOSPHERE

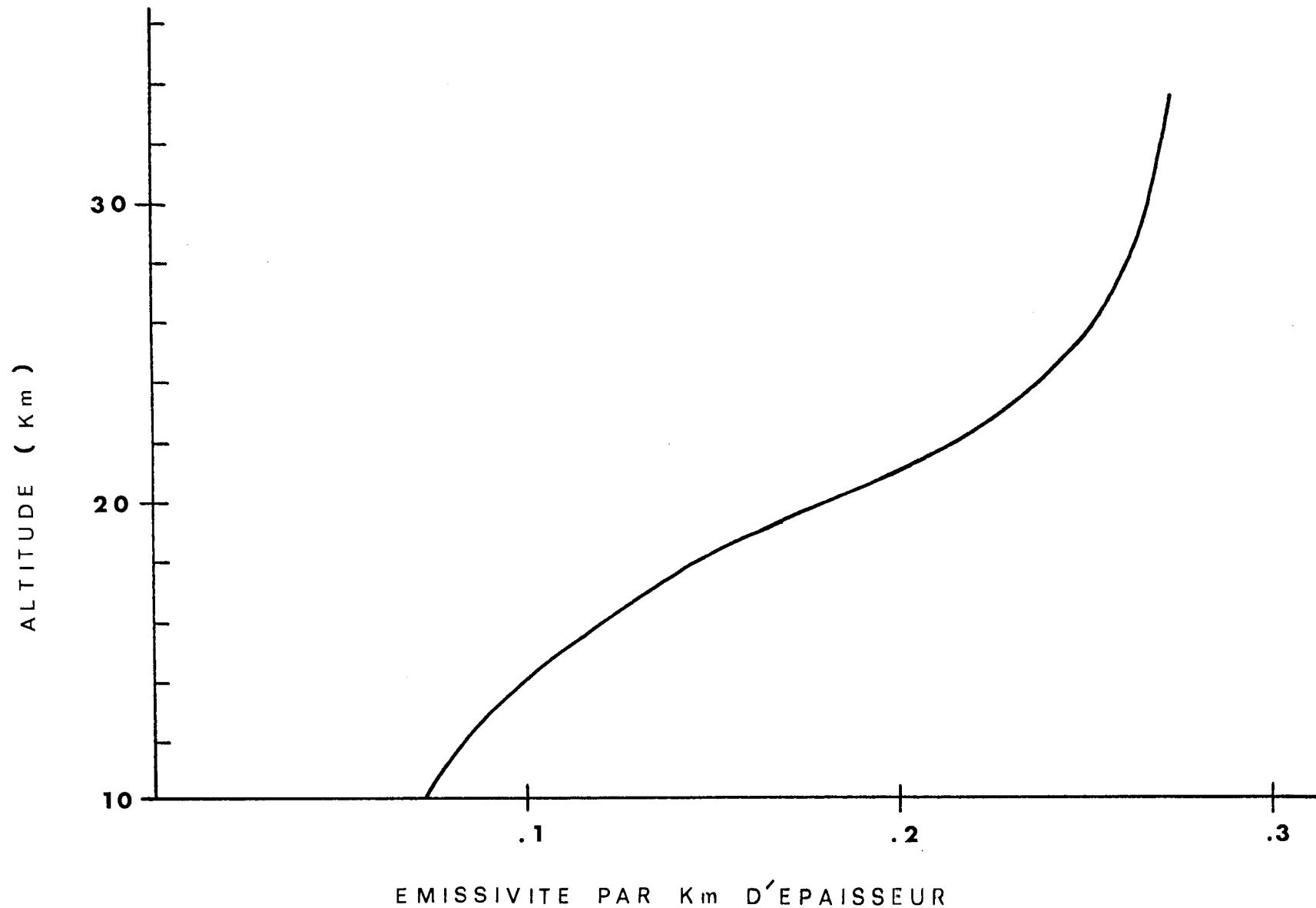


FIGURE XX
ENERGIE SOLAIRE RECUE
A NORMANDIN PAR CIEL CLAIR

— calculée
- - - mesurée

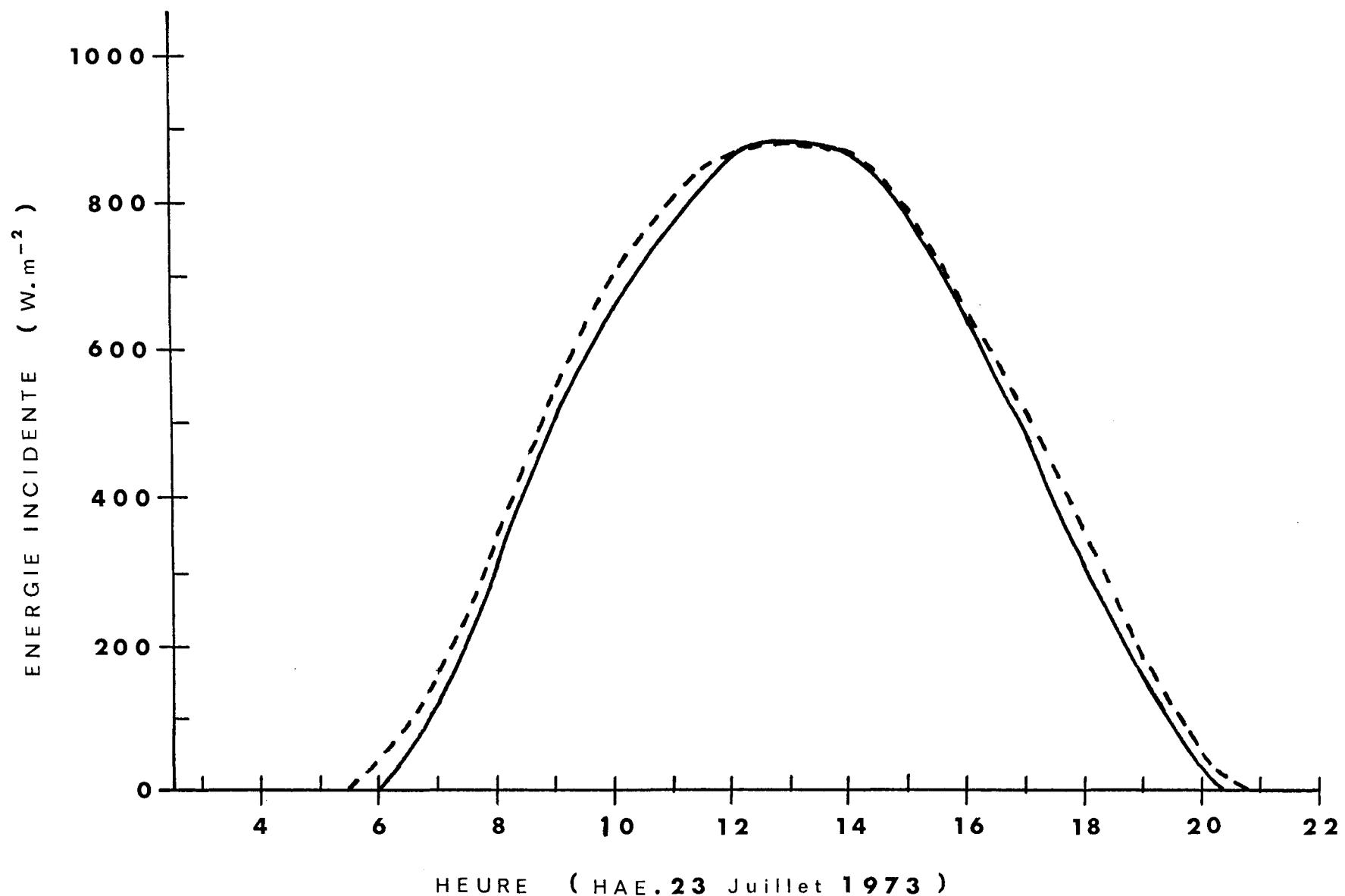


FIGURE XXI
ENERGIE SOLAIRE RECUE
A NORMANDIN EN MOYENNE

— calculée
- - - mesurée

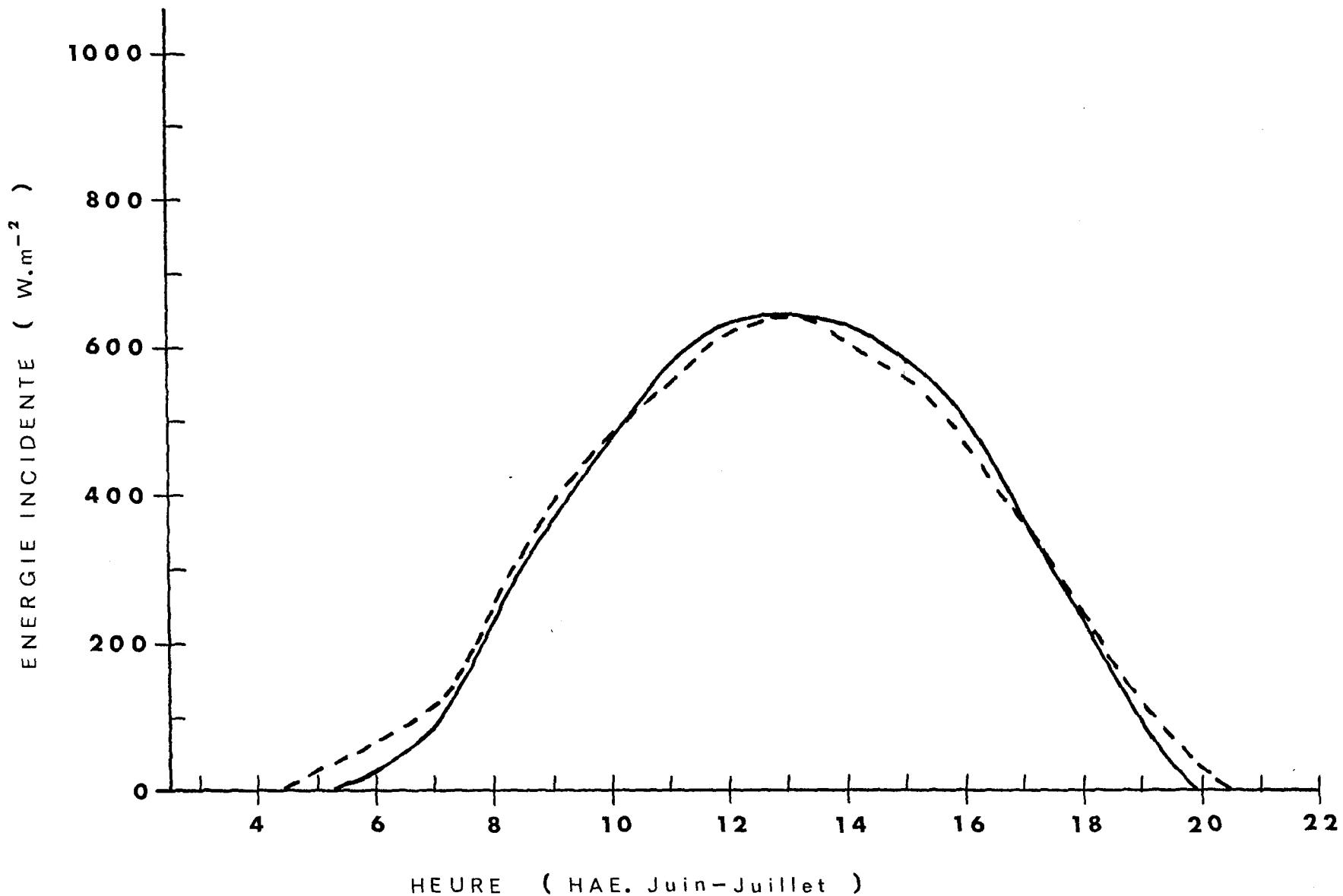


FIGURE XXII

PERTE INFRAROUGE VERS
L'ESPACE AU SAGUENAY

● ● NOAA 1979
○ ○ NOAA 1975
--- calculé par le programme

INFRAROUGE PERDU VERS L'ESPACE (W.m⁻²)

300

200

100

0

avril

mai

juin

juillet

aout

septembre

octobre

DATE DE L'ANNEE

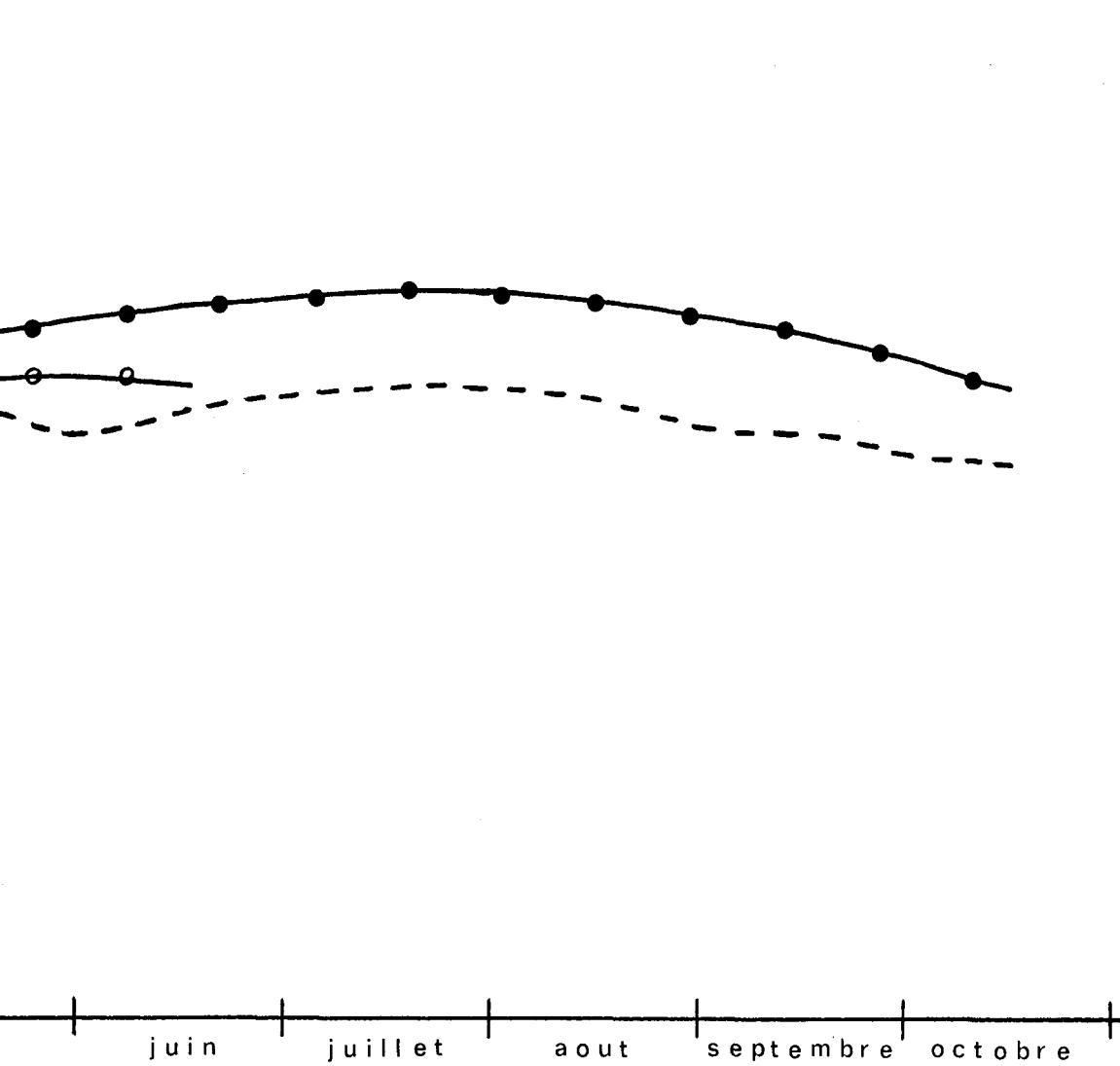


FIGURE XXIII
ÉQUILIBRE RADIATIF
DE L'ATMOSPHÈRE

— calculé par Manabe
- - - calculé par le programme

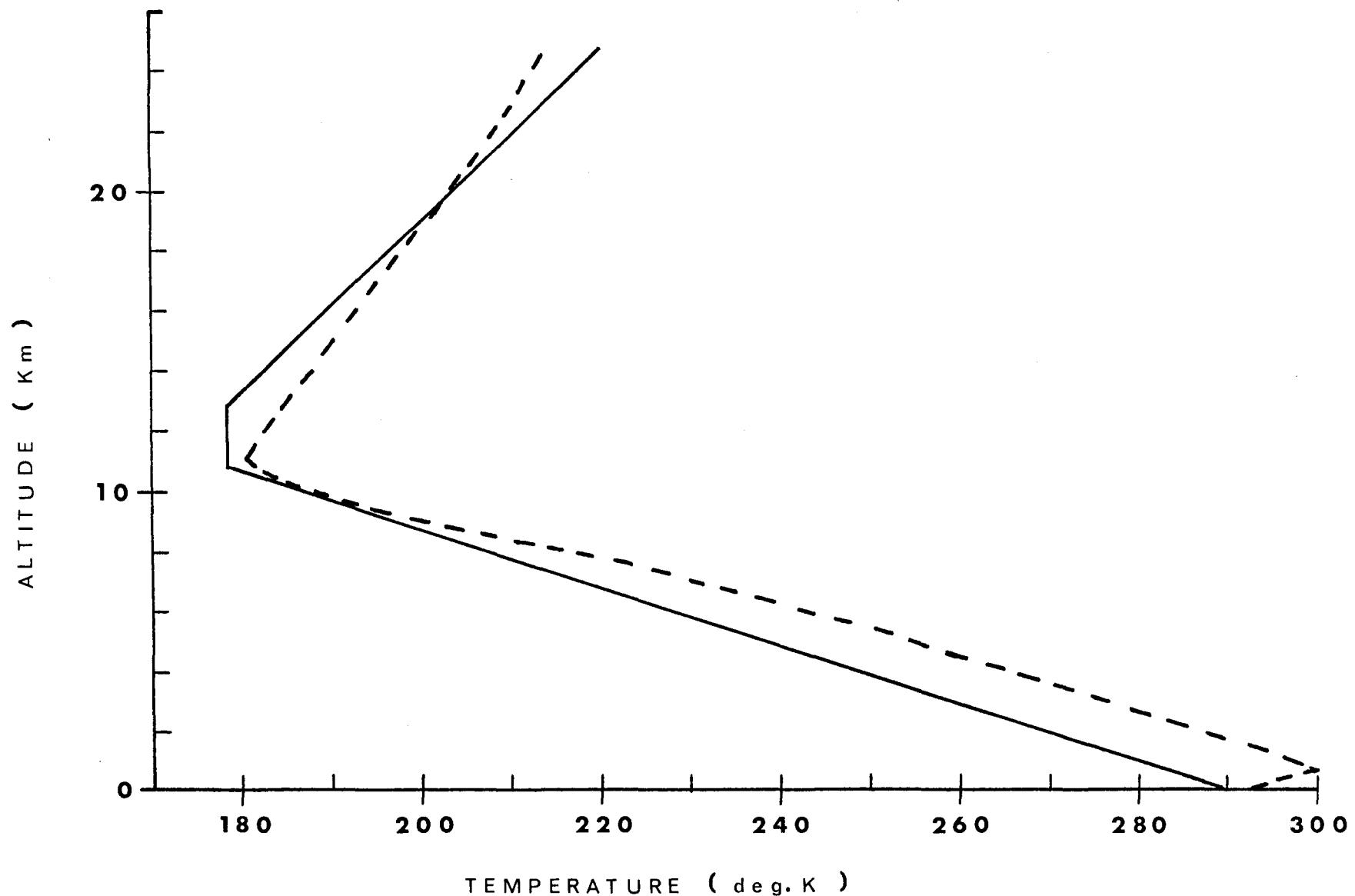


FIGURE XXIV
ONDE DE TEMPERATURE
A 2.5 cm DANS LE SOL

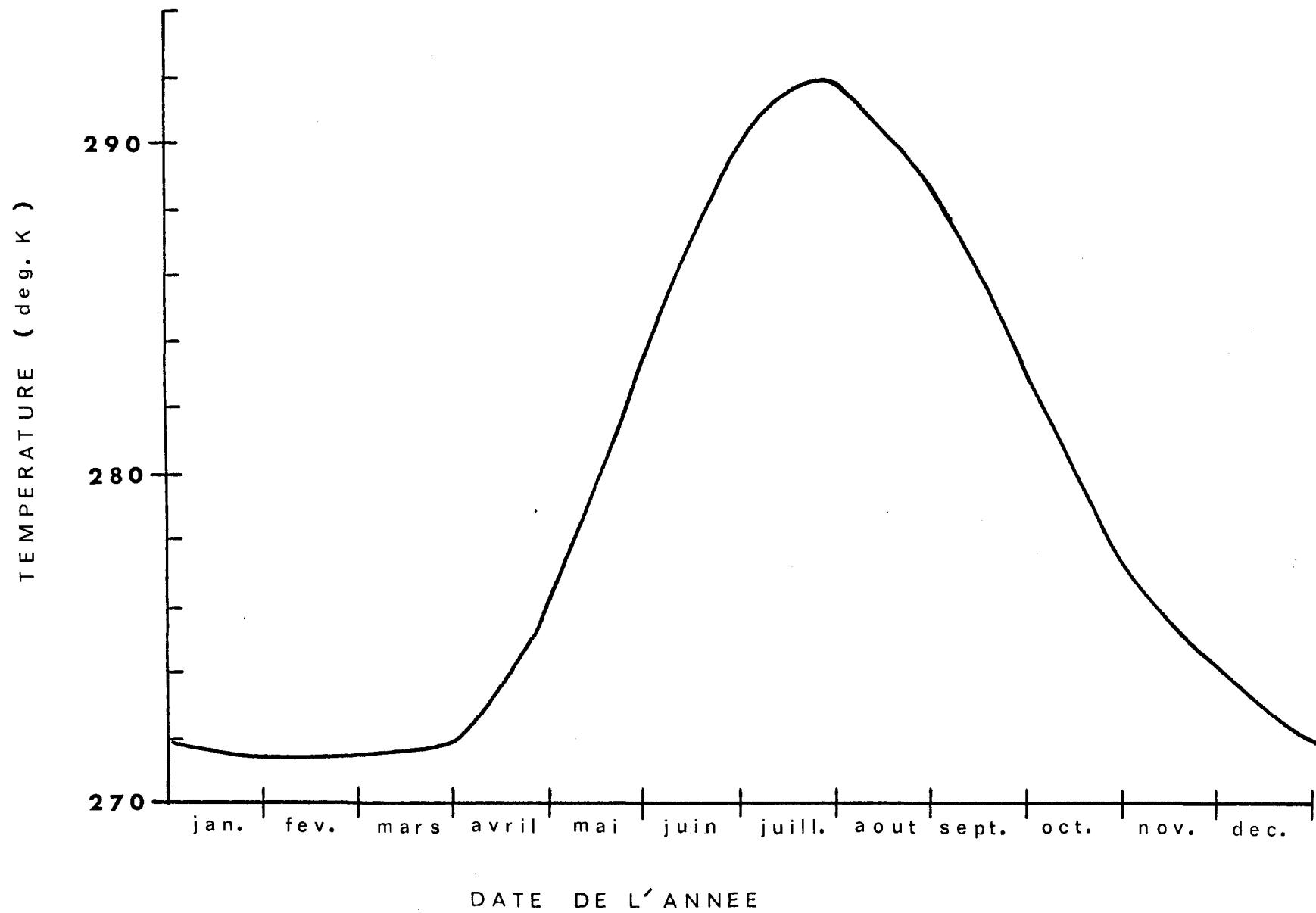


FIGURE XXV
PROFIL DE TEMPERATURE
DANS LE SOL A
NORMANDIN

— mesuré
--- calculé

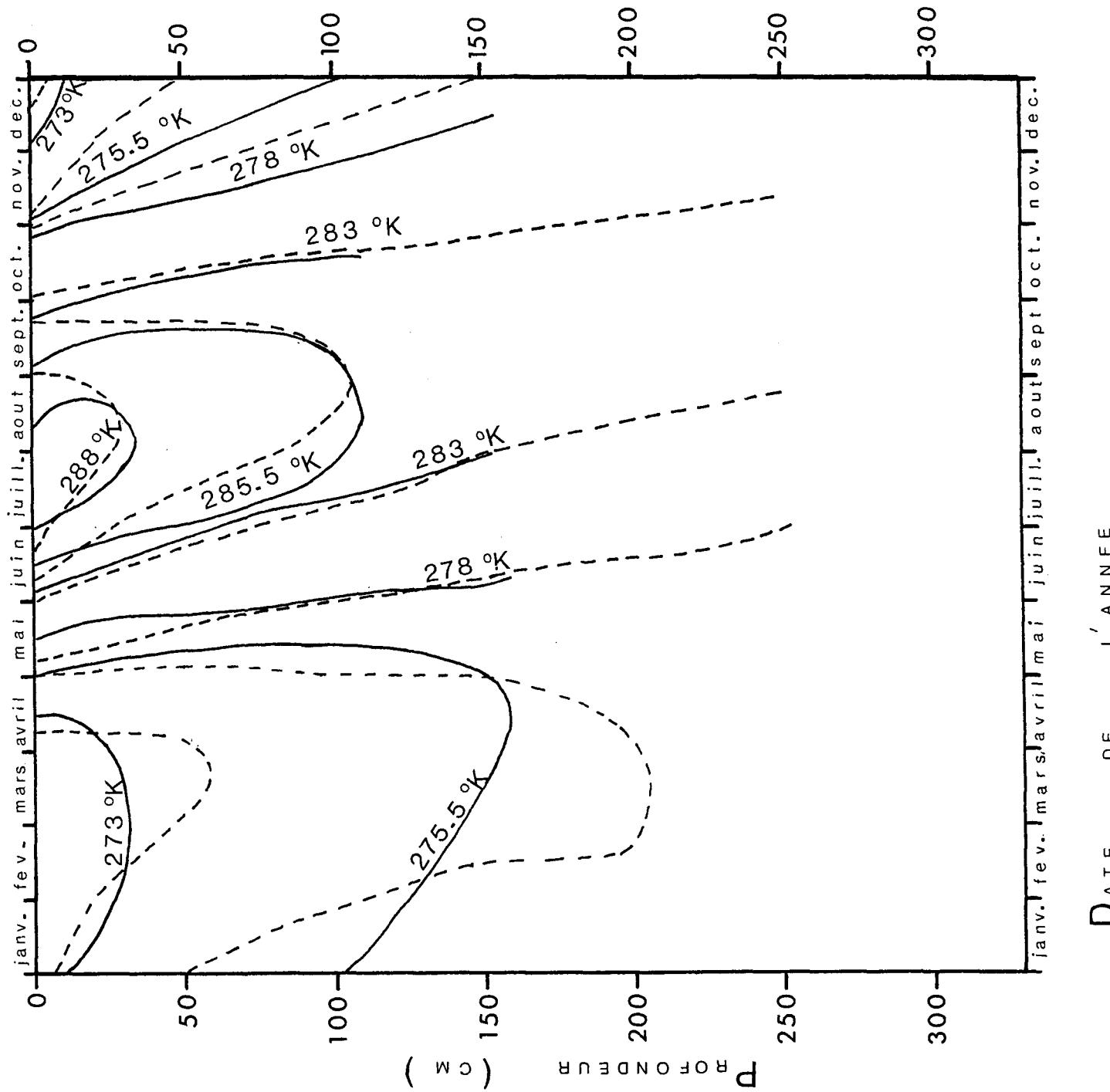


FIGURE XXVI
TEMPERATURE D'UNE JOURNÉE
MOYENNE DE JUILLET

— mesurée (Bagotville)
- - - calculée par le programme

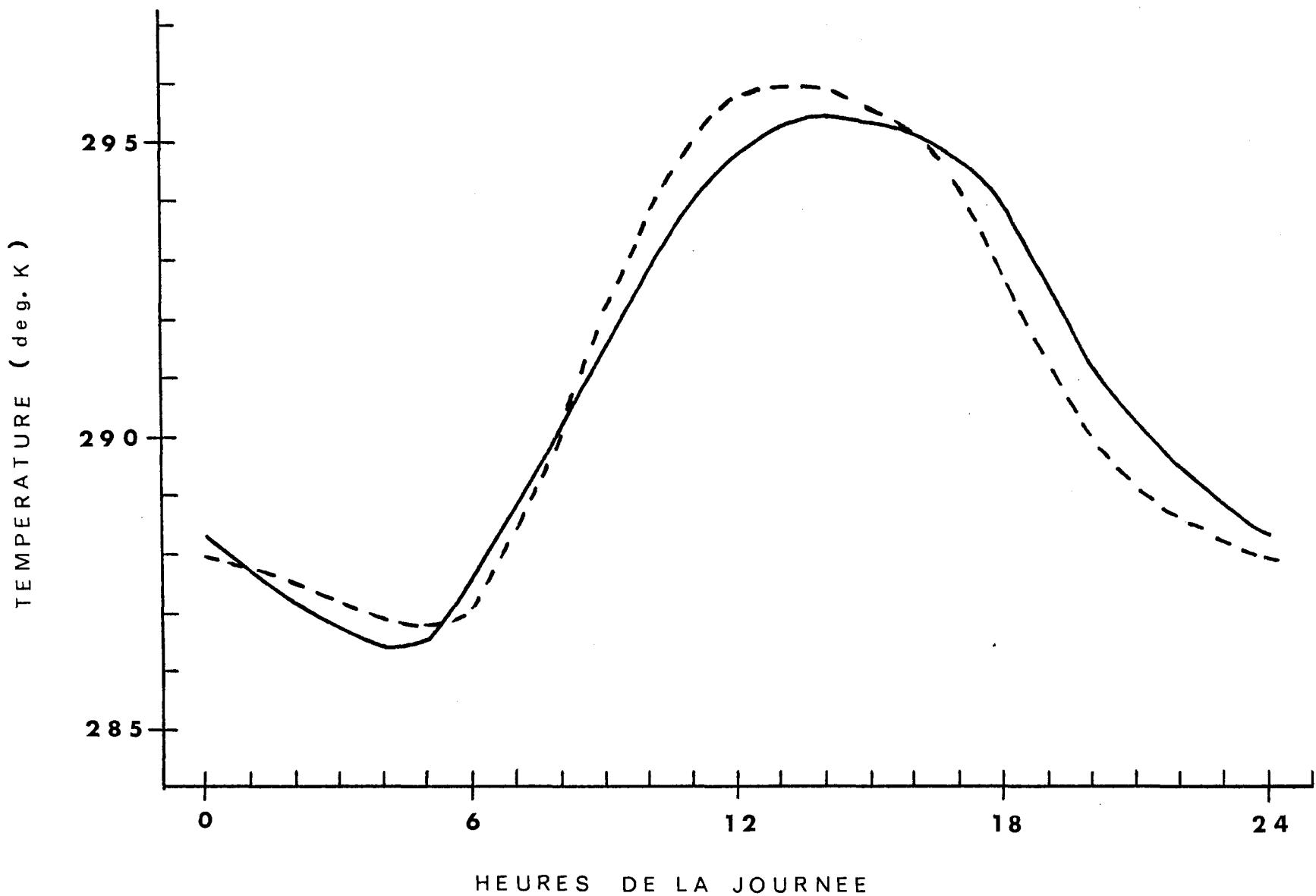


FIGURE XXVII
TEMPERATURE ESTIVALE MOYENNE
AU SAGUENAY: SANS ADVECTION

— mesurée (Bagotville)
- - - calculée par le programme

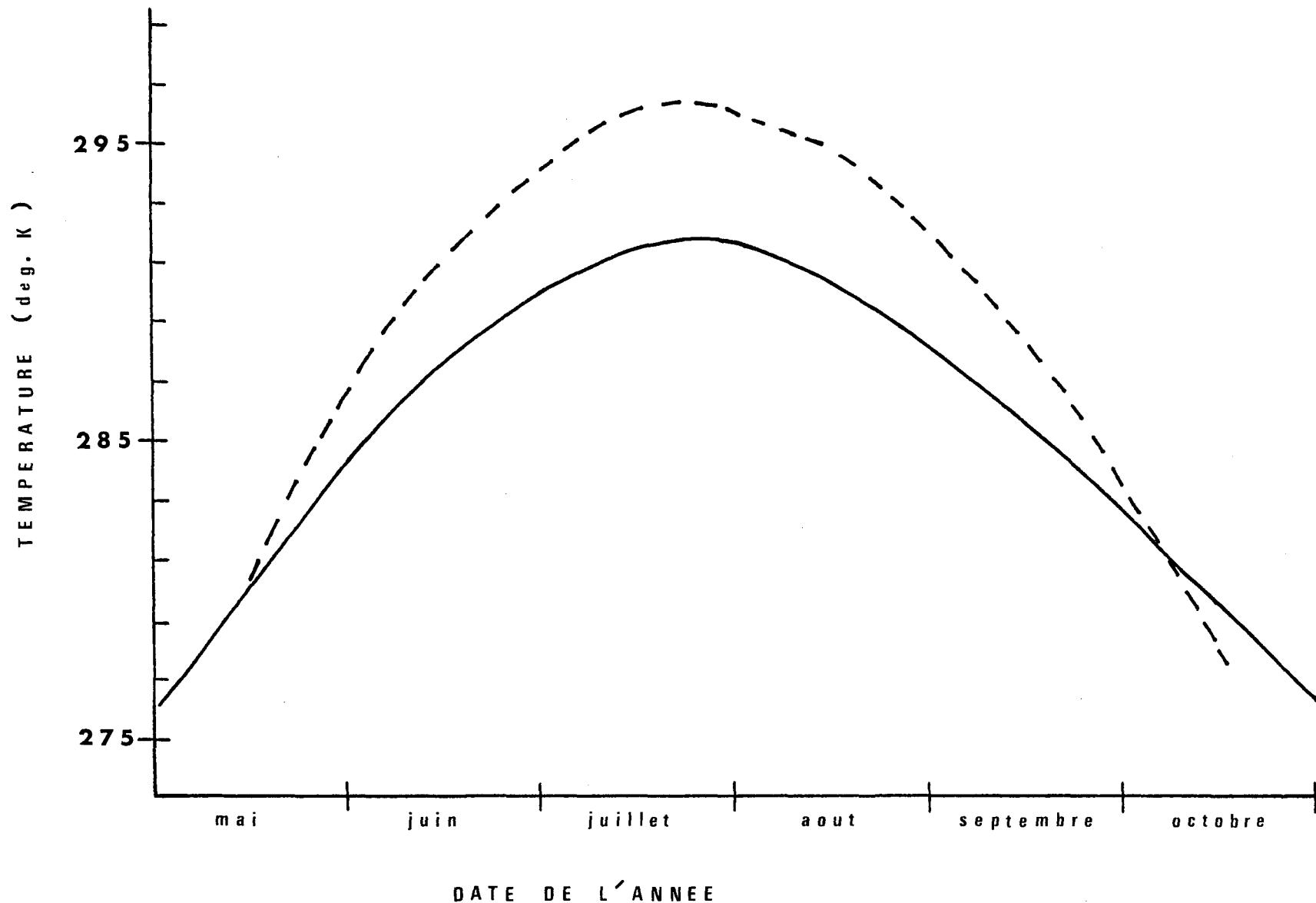


FIGURE XXVIII

TEMPERATURES A BAGOTVILLE

MOYENNE HORAIRE ET EXTREMUM MOYEN

- — ● maximum moyen (a)
- - - ● maximum moy. hor. (b)
- — ○ minimum moyen (a)
- - - ○ minimum moy. hor. (b)

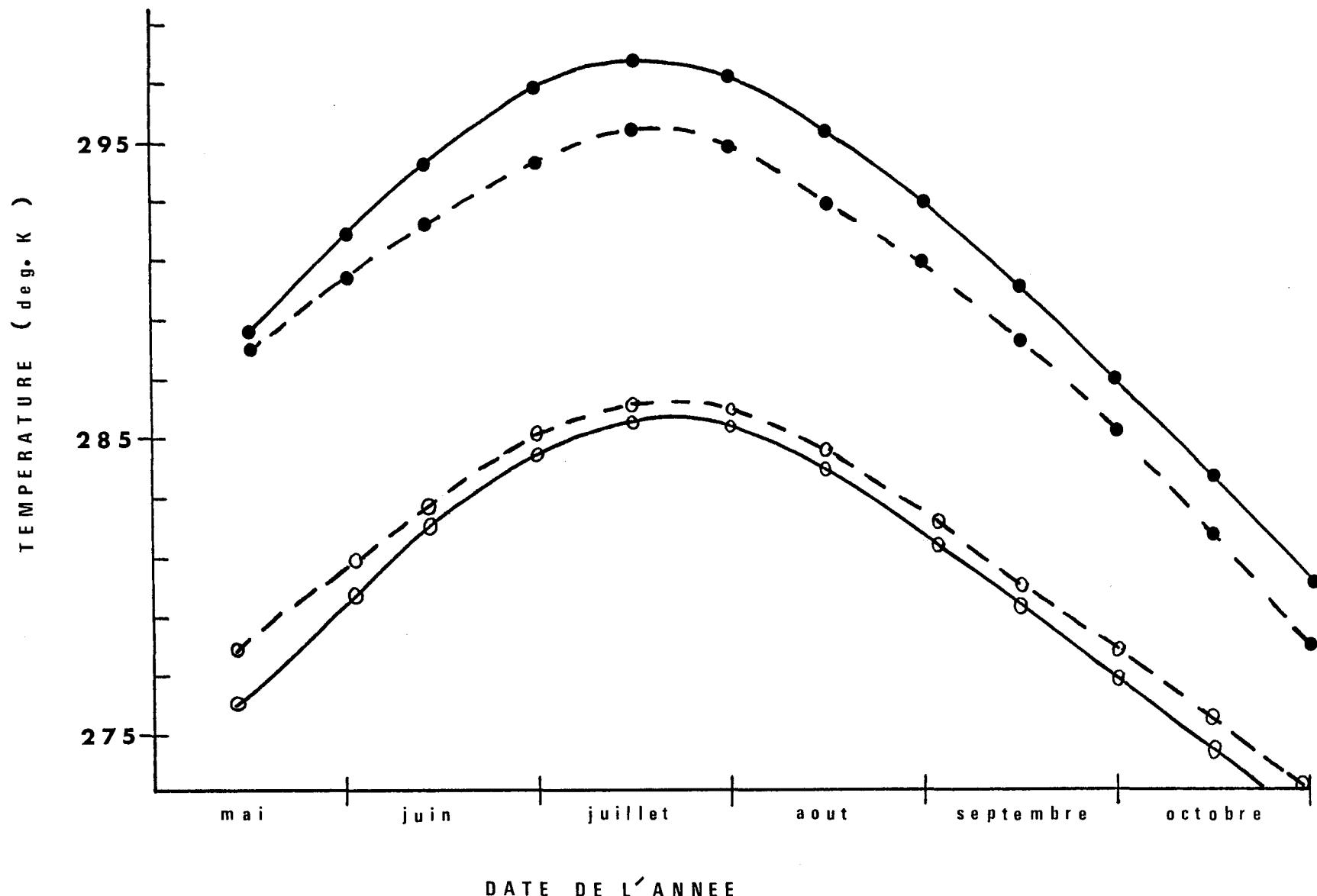


FIGURE XXIX
 IMPORTANCE RELATIVE DU SOLEIL
 SUR LE CLIMAT (d'après CROWE)

- ● lat. 20°N
- lat. 40°N
- - ● lat. 50°N
- ○ lat. 60°N
- - ○ lat. 70°N

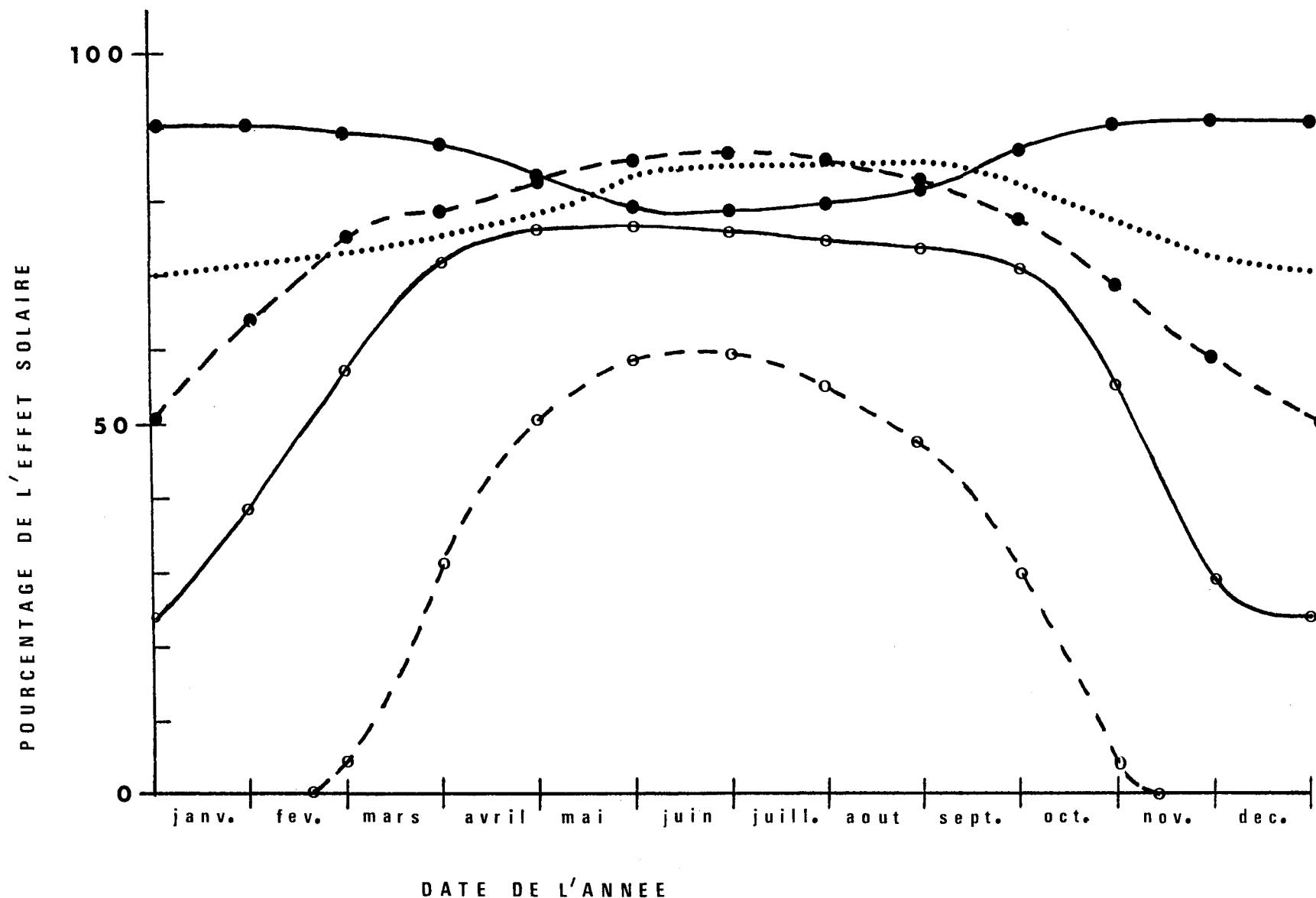


FIGURE XXX

EVOLUTION DE LA TEMPERATURE
ESTIVALE AU SAGUENAY

— mesurée à Bagotville
..... calcul sans advection
--- calcul avec advection

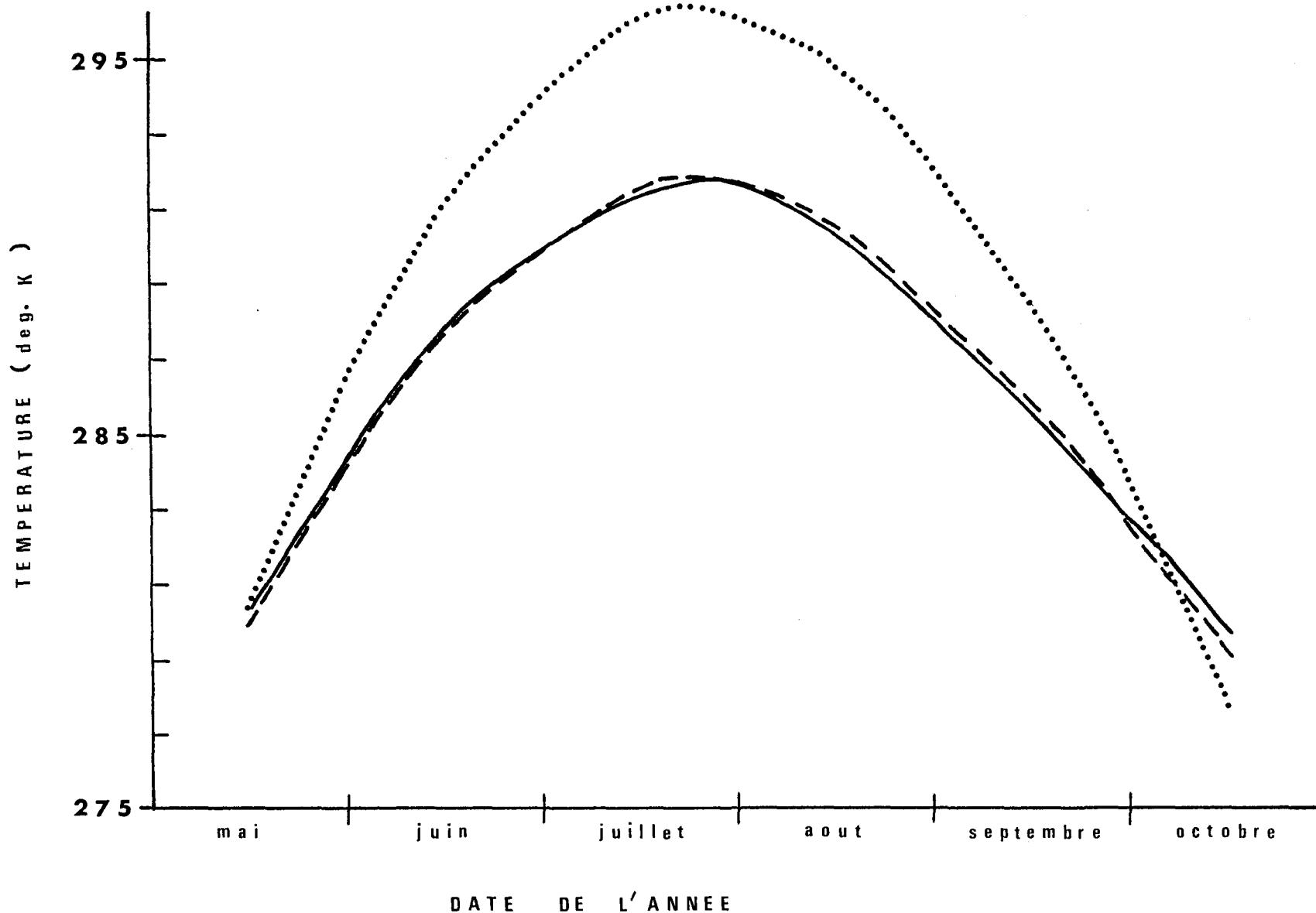


FIGURE XXXI

ESTIMATION DE L'ADVECTION NECESSAIRE
A L'EQUILIBRE DU CLIMAT

●—● Atlantique nord
○—○ Saguenay

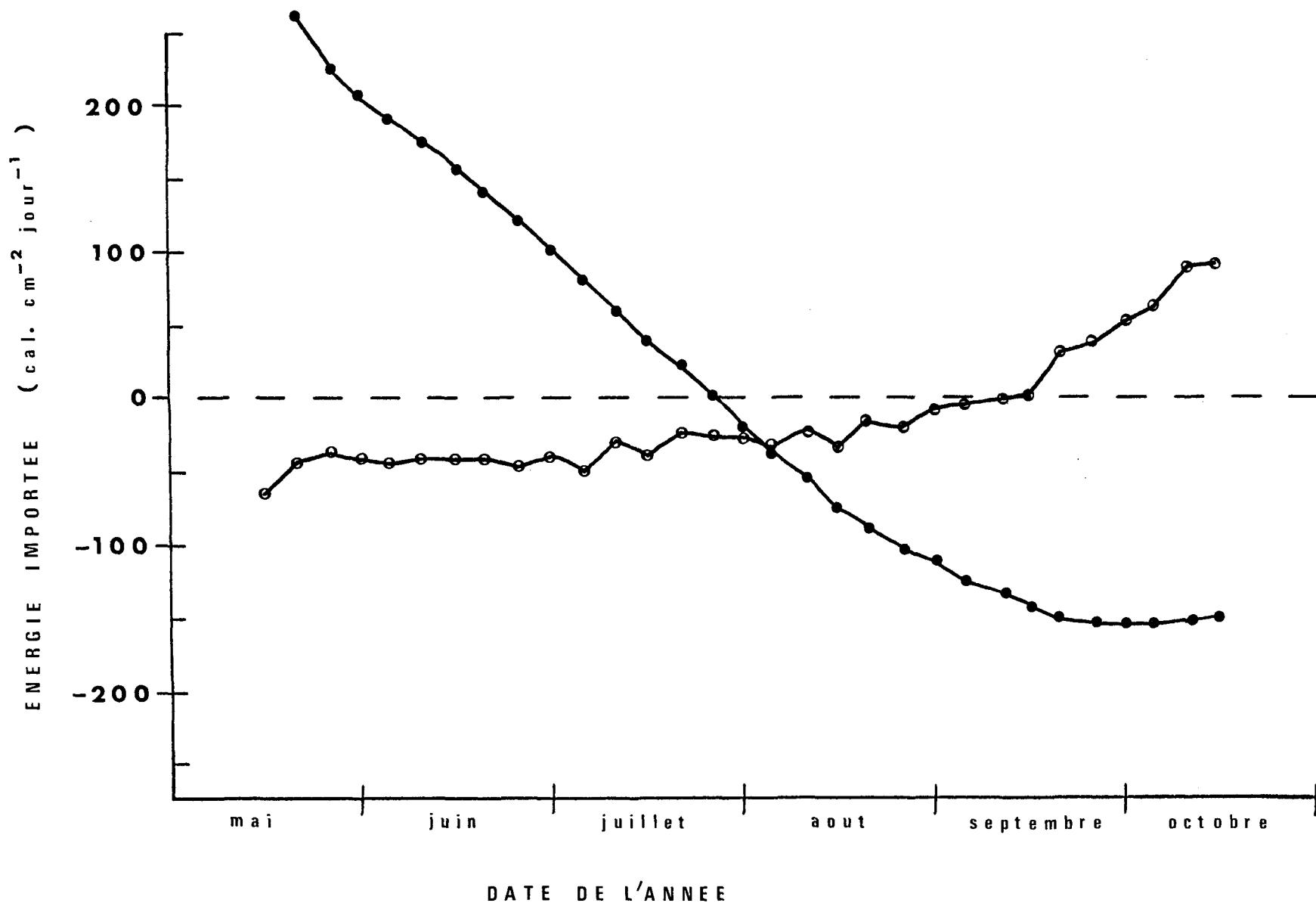


FIGURE XXXII
ADVECTION POUR LA BANDE
DE LATITUDE 45-50°N

— d'après Oort et Rasmusson
- - - calculée par le programme

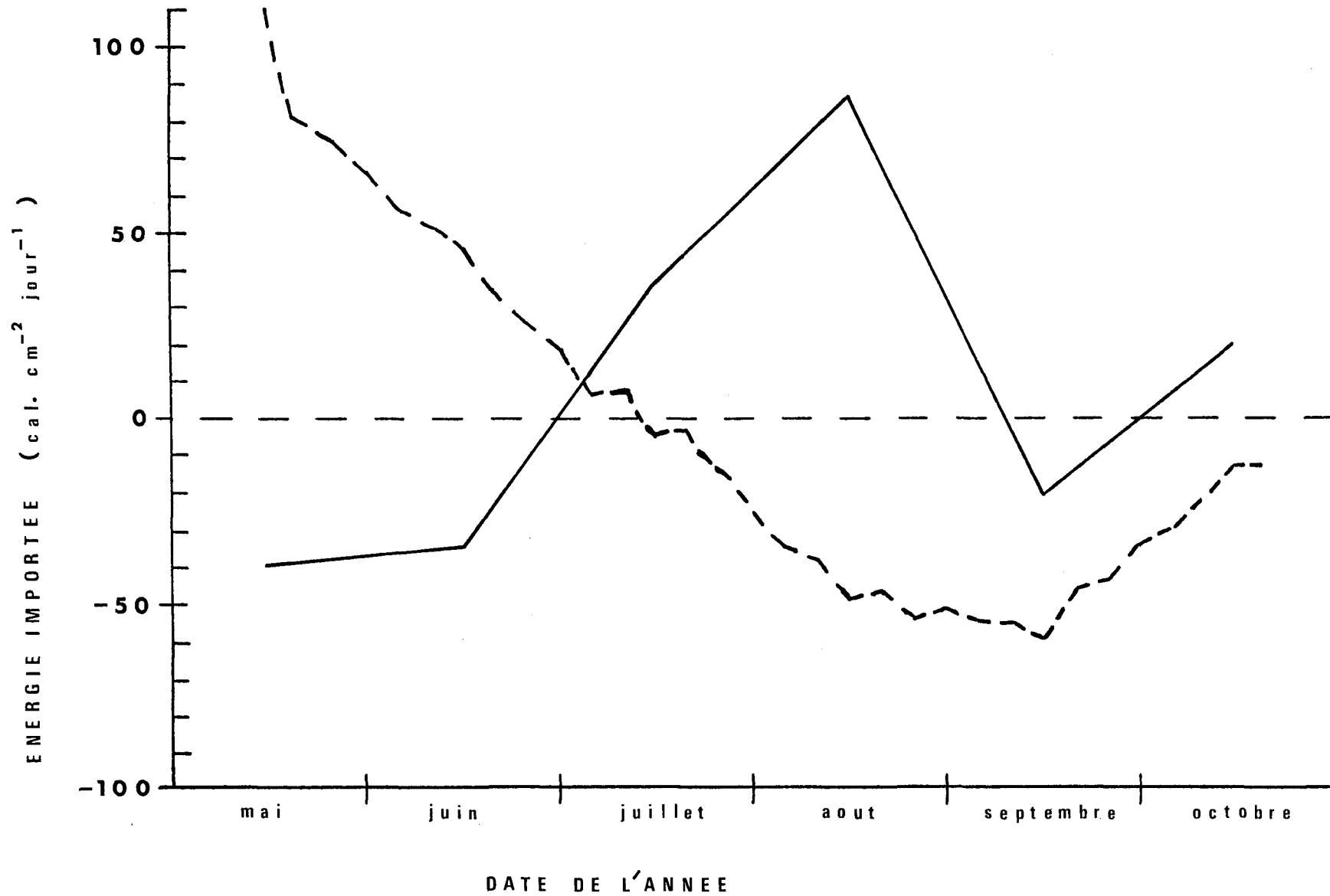


FIGURE XXXIII
COURANTS MARINS ESTIMES POUR
LA BANDE DE LATITUDE 45-50 °N

