



HAL
open science

**Contribution à la définition d'une paramétrisation des transferts entre le sol, la végétation et l'atmosphère.
Analyse de sensibilité et insertion dans un modèle mésoéchelle.**

Jean-François Mahfouf

► **To cite this version:**

Jean-François Mahfouf. Contribution à la définition d'une paramétrisation des transferts entre le sol, la végétation et l'atmosphère. Analyse de sensibilité et insertion dans un modèle mésoéchelle.. Sciences de l'environnement. Université de Clermont II, 1986. Français. NNT: . tel-04819856

HAL Id: tel-04819856

<https://hal.science/tel-04819856v1>

Submitted on 4 Dec 2024

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



Distributed under a Creative Commons Attribution 4.0 International License

N° D'ORDRE : 10

UNIVERSITE DE CLERMONT II

UNITE DE FORMATION ET DE RECHERCHE SCIENTIFIQUE ET TECHNIQUE

THESE

PAR

JEAN-FRANÇOIS MAHFOUF
MAÎTRE EN PHYSIQUE

PRÉSENTÉE POUR OBTENIR LE TITRE DE

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE DE CLERMONT II
(SPÉCIALITÉ : MÉTÉOROLOGIE)

CONTRIBUTION A LA DEFINITION D'UNE PARAMETRISATION DES TRANSFERTS
ENTRE LE SOL, LA VEGETATION ET L'ATMOSPHERE,
ANALYSE DE SENSIBILITE ET INSERTION DANS UN MODELE MESOECHELLE

SOUTENUE PUBLIQUEMENT LE 2 JUIN 1986

MM. R. ROSSET PRÉSIDENT

P. BOUGEAULT

K. LAVAL

P. MASCART EXAMINATEURS

P. MERY

A. PERRIER

G. SOMMERIA

REMERCIEMENTS

--:--:--:--:--:--

Mes remerciements vont en premier lieu à Monsieur le Professeur Robert ROSSET pour m'avoir accueilli au sein de l'équipe "Modélisation numérique à mésoéchelle" du Laboratoire Associé de Météorologie Physique. Je lui suis reconnaissant d'avoir initié à la météorologie un ancien étudiant en astrophysique. Tout au long de ce travail, dont il a été à l'origine, j'ai pu bénéficier de sa grande compétence scientifique à travers ses nombreux conseils et encouragements.

Je suis particulièrement redevable envers Monsieur Patrick MASCART, Directeur du L.A.M.P., de l'intérêt constant qu'il a porté à ce travail et pour en avoir défini les étapes principales. La forme et le fond de cette thèse doivent beaucoup aux nombreuses discussions que nous avons eues ensemble et au cours desquelles j'ai pu bénéficier de son expérience en informatique et en turbulence atmosphérique. Je l'en remercie très amicalement.

Je tiens à remercier spécialement Monsieur Philippe BOUGEAULT, Docteur es Sciences et Ingénieur de la Météorologie Nationale, ainsi que Monsieur Gilles SOMMERIA, Directeur de Recherches et Chef de Division au C.E.P.M.M.T. de Reading, pour avoir accepté de participer au jury. Par le soin particulier qu'ils ont accordé à la lecture du manuscrit initial et grâce à leur grande compétence en modélisation de la couche limite planétaire, ils m'ont apporté des remarques et des conseils judicieux.

Ma gratitude va aussi à Madame Katia LAVAL, Professeur à l'Université de Paris VI, pour l'intérêt qu'elle a porté à cette étude et pour sa participation au jury. Je la remercie pour la discussion particulièrement enrichissante que nous eue à l'issue de sa lecture de la version initiale de cette thèse.

Que Messieurs Alain PERRIER, Professeur à la chaire de Bioclimatologie de l'I.N.A., et Pierre MERY, Ingénieur à l'E.D.F., veuillent bien accepter mes remerciements pour s'être intéressés à mon travail et pour avoir accepté de le juger.

Je suis profondément reconnaissant envers Madame Evelyne RICHARD dont la contribution à ce travail fut essentielle. Sa connaissance détaillée du modèle numérique et sa disponibilité sans réserve furent pour moi une aide précieuse.

On ne saurait concevoir un travail de modélisation numérique sans l'aide d'informaticiens compétents et l'utilisation de moyens de calculs adaptés. L'efficacité discrète de Madame Jacqueline DURON et sa grande disponibilité lui ont permis de résoudre rapidement les nombreux problèmes auxquels je l'ai confrontée. Qu'elle trouve ici mes remerciements les plus sincères. Je remercie le C.C.V.R. de Palaiseau et le C.E.P.M.M.T. de Reading pour les moyens informatiques mis à notre disposition lors de cette étude.

Il me faut également remercier Madame Catherine PAQUET pour avoir su allier la rapidité et le soin dans la frappe du manuscrit, ainsi que Madame Jeanne SQUARISE pour la mise en forme de cette thèse et pour avoir contribué, par la recherche soignée qu'elle en a faite, à supprimer de nombreuses erreurs et incohérences.

Je remercie enfin ma femme, Arne-Marie, pour la patience et la compréhension dont elle a constamment fait preuve durant la rédaction de ce manuscrit.

S O M M A I R E

<u>INTRODUCTION</u>	p	1
<u>PARTIE A : ETUDE DE SENSIBILITE DE PARAMETRISATIONS DES TRANSFERTS DANS LA COUCHE LIMITE PLANETAIRE DANS UN MODELE UNIDIMENSIONNEL</u>	p	7
CHAPITRE A-I : POSITION DU PROBLEME	p	8
I - Cycle diurne type de la couche limite.....	p	8
A - Les transferts thermiques.....	p	9
B - Les transferts hydriques.....	p	10
C - Conclusion.....	p	12
II - Schématisation des transferts sol-atmosphère dans le modèle de Nickerson-Richard.....	p	12
A - Caractéristiques générales.....	p	13
B - Paramétrisation de la couche limite atmosphérique...	p	13
III - Objectifs de notre travail.....	p	16
CHAPITRE A-II : PARAMETRISATION DE LA COUCHE LIMITE ATMOSPHERIQUE	p	18
I - La couche limite planétaire.....	p	18
A - Introduction.....	p	18
B - Modélisation de la couche limite.....	p	19
C - Modèle énergie cinétique turbulente de Therry et Lacarrère.....	p	24
II - La couche limite de surface.....	p	29
A - Introduction.....	p	29
B - Etude comparative des formulations de Louis et Nickerson.....	p	32

CHAPITRE A-III : PARAMETRISATION DU SOL.....	p	35
I - Introduction.....	p	35
II - Détermination de la température de surface.....	p	35
A - Forçage sinusoïdal.....	p	35
B - Résolution du bilan d'énergie en surface - flux de chaleur dans le sol.....	p	36
III - Détermination de l'humidité de surface.....	p	39
A - Modèles de sol à plusieurs niveaux.....	p	39
B - Modèles paramétriques.....	p	41
IV - Discussion.....	p	43
V - Paramétrisation de McCumber pour le sol.....	p	44
VI - Analyse de sensibilité.....	p	46
A - Présentation générale.....	p	46
B - Conditions initiales.....	p	47
C - Conditions à l'interface sol-atmosphère.....	p	47
D - Comportement global du modèle.....	p	49
E - Effet du contenu en eau initial du sol.....	p	51
F - Effet de l'albédo de surface.....	p	54
G - Influence des profils initiaux de température et d'humidité dans le sol.....	p	56
H - Influence du type de sol.....	p	58
I - Incidence d'un court épisode pluvieux.....	p	61
J - Conclusion.....	p	64
 CHAPITRE A-IV : PARAMETRISATION DE LA VEGETATION.....	p	65
I - Introduction.....	p	65
II - Transferts au-dessus d'un couvert végétal.....	p	66
III - Transferts dans un couvert végétal.....	p	70
IV - Présentation de la paramétrisation retenue.....	p	72
A - Bilan d'énergie au niveau du couvert végétal.....	p	73
B - Flux de chaleurs sensible et latente de la végétation	p	74
C - Bilan d'énergie à la surface du sol.....	p	76
D - Extraction racinaire.....	p	78
E - Interception de la pluie.....	p	80

V	- Tests de sensibilité.....	p 81
VI	- Conclusion.....	p 86
CHAPITRE A-V : SIMULATION DES JOURS 33 et 34 DE WANGARA.....		p 88
I	- Comparaison expérimentale.....	p 88
	A - Introduction.....	p 88
	B - Conditions de l'expérience.....	p 88
	C - Forçage radiatif en surface.....	p 89
	D - Présentation des résultats.....	p 90
	E - Conclusion.....	p 93
II	- Intercomparaison de plusieurs paramétrisations de la couche limite.....	p 94
	A - Introduction.....	p 94
	B - Présentation des modèles B et C.....	p 94
	C - Résultats en période diurne.....	p 96
	D - Résultats en période nocturne.....	p 98
	E - Conclusion.....	p 99
<u>PARTIE B</u> : ILLUSTRATION DU COMPORTEMENT DES PARAMETRISATIONS DANS UN MODELE DE MESOECHELLE		p 101
CHAPITRE B-I : CADRE GENERAL DE L'ETUDE ET PRESENTATION DU MODELE NUMERIQUE		p 102
I	- Introduction	p 102
II	- Le modèle numérique mésoéchelle	p 104
	A - Système de coordonnées	p 104
	B - Equations dynamiques	p 104
	C - Equations thermodynamiques	p 106
	D - Equation de l'énergie cinétique turbulente	p 107
	E - Grilles verticales et horizontales	p 108
	F - Schéma numérique et filtrages	p 109
	G - Conditions aux limites	p 110
CHAPITRE B-II : ETUDE DE L'INFLUENCE DU RELIEF, DES CARACTE- RISTIQUES DU SOL ET DE LA VEGETATION SUR LE DEVELOPPEMENT DE BRISES BIDIMENSIONNELLES		p 112
I	- Présentation générale	p 112
II	- Conditions initiales	p 113

III - Forçage radiatif	p 113
A - Rayonnement solaire	p 114
B - Rayonnement infrarouge	p 115
C - Effet de pente sur le rayonnement	p 117
IV - Simulation numérique d'une brise de mer	p 118
V - Tests de sensibilité	p 121
A - Influence de l'humidité du sol	p 121
B - Influence de la végétation	p 123
C - Autres types de brises	p 124
D - Influence du relief	p 127
VI - Conclusion	p 130
CHAPITRE B-III : SIMULATION D'UNE BRISE TRIDIMENSIONNELLE EN FLORIDE	p 132
I - Introduction	p 132
II - Brève présentation de la situation météorologique	p 133
III - Conditions initiales et à l'interface	p 133
IV - Résultats	p 136
A - Confrontation avec la simulation de Pielke (1974) ..	p 136
B - Structure de la couche limite et de l'écoulement de brise	p 140
V - Synthèse des résultats	p 146
<u>CONCLUSION</u>	p 149
<u>ANNEXE A</u> : METHODES NUMERIQUES POUR LA RESOLUTION DES EQUATIONS DANS LE SOL ET A L'INTERFACE SOL-ATMOSPHERE.....	p A-2
<u>ANNEXE B</u> : DISCRETISATION DE L'EQUATION D'ENERGIE CINETIQUE TURBULENTE DANS LE MODELE MESOECHELLE DE NICKERSON-RICHARD.....	p A-10
<u>ANNEXE C</u> : TEMPS CALCUL.....	p A-13
<u>ANNEXE D</u> : TEST DU SCHEMA NUMERIQUE DANS LE SOL	p A-14

TABLE DES SYMBOLES

A_f	densité surfacique du feuillage ;
A	albédo de surface ;
a	constante de la relation d'état pour l'eau dans le sol ;
a_f	albédo du couvert végétal ;
a_g	albédo du sol ;
a_n	terme dépendant de l'angle zénithal solaire dans l'albédo de surface a_g ;
a_s	terme dépendant de l'humidité du sol dans l'albédo de surface a_g ;
a_w	absorption du rayonnement solaire par la vapeur d'eau ;
A_K (annexe A)	coefficient de l'équation tridiagonale de diffusion ;
$A(x,y)$	fonction de forçage thermique ;
$A(z)$	terme d'extraction racinaire ;
b	exposant de la relation d'état pour l'eau dans le sol ;
B	coefficient d'échelle pour la diffusion en coordonnée v ;
B_K (annexe A)	coefficient de l'équation tridiagonale de diffusion ;
c	capacité calorifique volumique du sol ;
\bar{c}	trajet optique relatif à CO_2 ;
C_D	traînée aérodynamique de la végétation ;
C_f	coefficient de transfert du couvert ;
C_g	coefficient de transfert sur sol nu ;
C_h	constante pour les fonctions de Louis (1979) de la couche de surface ;
c_i	capacité calorifique volumique du sol sec ;
C_K	coefficient de l'équation tridiagonale de diffusion ;
C_k	constante pour le calcul du coefficient d'échange $K_u = C_k l_k \sqrt{e}$;
C_ℓ	constante pour le calcul du rayonnement infra-rouge L_\downarrow ;
C_m	constante pour les fonctions de Louis (1979) de la couche de surface ;

C_p	capacité calorifique à pression constante de l'air ;
C_w	capacité calorifique volumique de l'eau dans le sol ;
C_γ	constante pour le calcul du contre-gradient γ_{cg} ;
C_ϵ	constante pour le calcul de la dissipation turbulente ϵ ;
C_1	constante thermique pour les modèles de sol en deux couches ;
C_2	constante thermique pour les modèles de sol en deux couches ;
C_1'	constante hydrique pour les modèles de sol en deux couches ;
C_2'	constante hydrique pour les modèles de sol en deux couches ;
CLE1, CLE2, CLE3, CLE4, CLE5	constantes pour le calcul des longueurs de mélange de dissipation pour la méthode de Therry-Lacarrère ;
CLK1, CLK2 CLK3, CLK4, CLK5	longueurs de mélange de diffusion pour la méthode de Therry-Lacarrère ;
D	hauteur de déplacement de la végétation ;
d	profondeur du réservoir thermique pour les modèles à une couche ;
D_T	diffusivité thermique du sol ;
D_n	diffusivité hydrique du sol ;
D'	profondeur du réservoir hydrique pour les modèles à une couche ;
$D_{1,2,3,4,5}$ (Ann. B)	termes des équations d'évolution ;
d_1, d_2	profondeurs thermiques des réservoirs pour les modèles de sol à deux couches ;
d_1, d_2	profondeurs hydriques des réservoirs pour les modèles de sol à deux couches ;
E	évaporation ;
E	variable d'évolution pour l'énergie cinétique turbulente : $E = \Pi e$
e	énergie cinétique turbulente ;
e_a, e_c	pressions partielles de vapeur d'eau aux niveaux Z_a et Z_c ;
E_f	évaporation du couvert ;

e_{sat}	pression de vapeur saturante ;
E_{tr}	transpiration du couvert ;
E_{tot}	évaporation globale au sol (couvert + sol nu) ;
E_o	évaporation au sol sous le couvert ;
F	fonction de stabilité turbulente ;
f	paramètre de Coriolis ;
f'	fraction du feuillage couverte par l'eau liquide ;
F_E, F_S, F_U, F_V, F_W	divergences verticales des flux turbulents pour l'énergie cinétique, la température, les vitesses Est et Nord, et l'humidité ;
FF, FG	intégrales des fonctions de stabilité turbulentes d'après Louis (1979) ;
$FLUX H, FLUX U, FLUX V, FLUX Q$	(Ann.B) divergences verticales des flux turbulents ;
G	fonction stabilité turbulente ;
G	flux de chaleur dans le sol ;
H	épaisseur de la couche limite ;
h	altitude 1er niveau du modèle ;
H_A	flux total dans l'atmosphère au niveau du sol ;
H_f	flux de chaleur sensible du couvert ;
h_g	humidité relative à la surface du sol ;
H_o	flux de chaleur sensible au niveau du sol sous le couvert ;
h_r	angle horaire solaire ;
i	infiltration ;
$i(\text{chap. B-II})$	angle d'incidence du rayonnement solaire ;
(Annexe B)	indice Ouest-Est ;
j	indice Sud-Nord ;

k (Annexe B) (chap. A-I)	indice vertical ; constante de Karman ;
K_i , K_r	rayonnement solaire incident et réfléchi ;
K	coefficient de diffusion turbulente ;
K_M , K_H	coefficient de diffusion turbulente pour le mouvement et la chaleur ;
K_u , K_v , K_q , K_e	coefficient de diffusion turbulente pour le vent, la température, l'humidité et l'énergie cinétique turbu- lente ;
K_v	coefficient de diffusion moléculaire de la vapeur dans le sol ;
K_n	coefficient de diffusion horizontale numérique ;
\hat{K}_n	valeur adimensionnelle de K_n ;
\hat{K}_{nT}	valeur maximale de \hat{K}_n dans la couche absorbante sommitale ;
K^s_i	rayonnement solaire incident sur une pente ;
K_n	conductivité hydraulique du sol ;
K_{ns}	valeur à saturation de K_n ;
K_i max	ensoleillement maximal par ciel clair ;
K^*	rayonnement solaire net à la surface du sol ;
L	longueur de Monin-Obukhov ;
L_i , L_r	flux de rayonnement infrarouge incident et réfléchi ;
l	longueur de mélange ;
l_k	longueur d'échelle pour la diffusion ;
l_ϵ	longueur d'échelle pour la dissipation ;
l_s	longueur d'échelle en atmosphère stable ;
L_I	indice foliaire de la végétation ;
L^s_i	flux de rayonnement infrarouge sur une pente ;
L_v	chaleur latente de vaporisation de l'eau ;
m_1 , m_2	facteurs de correction de stabilité pour les longueurs d'échelles de Therry-Lacarrère ;

P	précipitations au sol ;
p	pression atmosphérique ;
p_0	pression atmosphérique de référence (1000 mb) ;
P_f	logarithme décimal du potentiel hydrique ;
P_g	précipitations reçues sous la végétation ;
p_t	pression au sommet du modèle ;
\hat{p}	variable d'Exner ;
Q^*	rayonnement net au niveau du sol ;
q^*	échelle d'humidité de frottement ;
q_{af}	rapport de mélange de l'air dans le couvert ;
Q_E	flux de chaleur latente à la surface du sol ;
q_f	rapport de mélange à la surface du couvert ;
q_g	rapport de mélange à la surface du sol ;
Q_G	flux de chaleur dans le sol ;
Q_H	flux de chaleur sensible à la surface du sol ;
q_{sat}	rapport de mélange saturant ;
q_v	rapport de mélange de la vapeur d'eau dans le sol ;
Q_0	flux de chaleur sensible virtuel en surface ;
R	0,74 : constante pour les fonctions de stabilité de la couche limite de surface ;
\bar{r}	trajet optique de la vapeur d'eau ;
r_a	résistance de diffusion turbulente atmosphérique ;
r_c	résistance stomatique critique ;
Ri	nombre de Richardson ;
$R\bar{i}_b$	nombre de Richardson global ;
r_{pl}, r_{soil}	résistances du sol et des racines pour l'extraction racinaire ;
r_{st}	résistance stomatique du couvert ;
R_v	constante des gaz parfaits pour l'air sec ;
$R(z)$	fonction de densité racinaire ;
R_w	constante des gaz parfaits pour la vapeur d'eau ;

S	intensité du rayonnement solaire au sommet de l'atmosphère ;
S	produit de la température potentielle par la pression Π ;
s	pente de la courbe de pression saturante de l'eau ;
s	variable complexe pour le calcul du vent dans la couche limite ;
S _f	facteur saisonnier de la résistance stomatique ;
s _g	variable complexe associée au vent géostrophique dans la couche limite ;
T	température ;
T	durée du jour ;
t	fonction de transmission de l'atmosphère ;
T _a	température au niveau anémométrique Z _a ;
T _c	température au sommet de la végétation Z _c ;
T _{af}	température de l'air à l'intérieur du couvert ;
T _f	température du couvert ;
T _g	température de surface du sol ;
T _s	température dans le sol ;
T _o	température de référence ;
T	échelle de température de frottement ;
u	trajet optique ;
	vitesse Ouest-Est de l'air ;
u', \bar{u}	fluctuation, moyenne de u ;
U	produit de la vitesse u par la pression Π ;
U _a	vitesse de l'air au niveau anémométrique ;
U _{af}	vitesse de l'air dans le couvert ;
U _g	composante Ouest-Est du vent géostrophique ;
U _i	vitesse de l'air au niveau d'un élément de feuillage ;
U _*	vitesse de frottement ;
U _{*tot}	vitesse de frottement équivalente en présence de couvert ;

v	vitesse Sud-Nord de l'air ;
V	produit de la vitesse v par la pression Π ;
v', \bar{v}	fluctuation, moyenne de v ;
v_g	composante Sud-Nord du vent géostrophique ;
W	$q\Pi$, produit du rapport de mélange et de la pression Π ;
w	vitesse verticale de l'air ;
w'	fluctuation de w ;
w_*	échelle convective de vitesse ;
W_a	flux turbulent atmosphérique de vapeur d'eau ;
W_I	capacité maximale d'interception des feuilles pour l'eau de pluie ;
W_L	quantité d'eau liquide retenue à la surface des feuilles ;
W_S	flux d'humidité dans le sol ;
W_{Sliq}	flux d'humidité dans le sol pour la phase liquide ;
W_{Svap}	flux d'humidité dans le sol pour la phase vapeur ;
x_i	$i = 1,2$, coordonnées horizontales ;
x	coordonnée Est ;
y	coordonnée Nord ;
Y_k	second membre de l'équation tridiagonale de diffusion
Z	coordonnée cartésienne verticale ;
Z	angle zénithal du soleil ;
Z_a	altitude du niveau anémométrique ;
Z_c	altitude du sommet de la végétation ;
Z_i	altitude du sommet de la couche limite planétaire ;
Z_{top}	altitude du sommet du modèle ;
Z_0	longueur de rugosité ;
α	fraction d'évaporation de Priestley-Taylor (1972) ;
α'	pente du terrain ;
α_E, α_θ	constantes pour le calcul des diffusivités K_e et K_θ dans la méthode de Therry-Lacarrère ;
α_f	constante pour le filtrage d'Asselin (1972) ;
α_p	facteur de pondération pour la résolution du bilan de vapeur d'eau en surface ;

β	azimut du soleil ;
γ	constante psychrométrique ;
γ'	azimut de pente du terrain ;
γ_{cg}	contre-gradient de température ;
Δ	fraction d'humidité du sol ;
Δ'	indicateur de condensation pour la fraction d'évaporation potentielle f' ;
δ	déclinaison solaire ;
δe_a	$e_{sat}(T_a) - e_a$;
δe_c	$e_{sat}(T_c) - e_c$;
δ_l	fraction du feuillage couverte par l'eau de pluie ;
δp	quantité d'eau condensable ;
Δt	pas d'intégration temporelle ;
$\Delta x, \Delta y$	tailles des mailles selon les axes Ouest-Est et Sud-Nord ;
ΔZ_k	pas de la grille verticale au niveau k ;
Δv	pas de la grille en coordonnée v ;
ϵ	dissipation turbulente ;
ϵ_f	émissivité du couvert ;
ϵ_g	émissivité du sol sous le couvert ;
ϵ_{CO_2}	émissivité "large bande" pour CO_2 ;
ϵ_{H_2O}	émissivité "large bande" pour H_2O ;
$\epsilon(u, T), \epsilon(r)$	émissivité "large bande" ;
η	teneur en eau volumique dans le sol ;
η_b	teneur en eau de la couche profonde du sol ;
η_g	teneur en eau du sol en surface ;
η_{max}	capacité au champ ;
η_{root}	teneur en eau du sol dans la zone des racines ;
η_s	teneur en eau à saturation du sol ;
η_{wilt}	teneur en eau du sol au point de flétrissement ;
θ	température potentielle ;
θ_0	température potentielle de référence ;
θ_*	échelle de température de frottement ;
λ	conductivité thermique du sol ;
λ^n	variable arbitraire au pas de temps n ;
v	coordonnée verticale du modèle de Nickerson-Richard $\sigma = \frac{4v - v^4}{3}$;

\dot{v}	vitesse verticale généralisée en coordonnée v ;
Ξ	paramètre de stabilité ;
Ξ_0	paramètre de stabilité associé à la longueur de rugosité Z_0 ;
π	3.14159265 ;
Π	différence de pression entre le sommet et le sol dans le modèle de Nickerson-Richard ;
ρ	masse volumique de l'air ;
ρ_a	masse volumique d'un absorbant "a" ;
ρ_i	masse volumique de la fraction sèche du sol ;
ρ_w	masse volumique de l'eau liquide ;
ρ_0	masse volumique de référence de l'air ;
Σ	constante de Stefan ; coordonnée $\sigma = \frac{p - p_t}{\pi}$ dans le modèle de Nickerson-Richard ;
σ'	dérivée verticale de σ par rapport à v : $d\sigma/dv$;
σ_f	facteur d'écran du couvert ;
σ_k	coordonnée σ de la couche de niveau k du modèle de Nickerson-Richard ;
σ_4	coordonnée σ du niveau 4, base de la couche sommitale absorbante dans le modèle de Nickerson-Richard ;
τ	constante de temps thermique pour le modèle de sol à deux couches ;
τ_s	transmittivité atmosphérique ;
u	4,7 ; constante pour les fonctions de stabilité dans la couche limite de surface ;
τ	paramètre de stabilité ;
τ_0	paramètre de stabilité associé à la longueur de rugosité Z_0 ;
ϕ	géopotentiel ;
ϕ_M, ϕ_H	fonctions de stabilité de Businger (1971) pour le mouvement et la chaleur dans la couche limite de surface ;
x	paramètre de Halstead ;
ψ_a	potentiel thermodynamique dans l'atmosphère au niveau du sol ;

ψ_g	potentiel hydrique de l'eau à la surface du sol ;
ψ_M, ψ_H	intégrales des fonctions de stabilité de la couche limite de surface ;
ψ_l	latitude ;
ψ_{pl}	potentiel hydrique de la plante ;
ψ_s	potentiel hydrique du sol à saturation ;
$]_{rad}$	contribution des échanges radiatifs ;
$]_{adv}$	contribution des termes de transport ;
$]_c$	contribution du couvert végétal ;
$]_g$	contribution du sol sous la végétation ;
$\bar{\quad}$	variable moyennée horizontalement ;
\sim	variable moyennée verticalement ;
$\tilde{\quad}$	variable moyennée horizontalement et verticalement.

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

L'objet du présent mémoire est d'étudier certaines possibilités d'amélioration des paramétrisations de la couche limite planétaire et des échanges sol-atmosphère utilisées dans les modèles météorologiques tridimensionnels à mésoéchelle.

Diverses classifications des phénomènes atmosphériques de mésoéchelle existent dans la littérature. Citons celle d'Orlanski (1975), à caractère essentiellement descriptif, basée sur l'échelle horizontale des phénomènes. Trois classes sont définies : la γ -mésoéchelle allant de 1 à 10 km, la β -mésoéchelle entre 10 et 100 km et l' α -mésoéchelle entre 100 et 1000 km. Emanuel (1983) a introduit une classification dynamique basée sur une analyse d'échelle des équations de la météorologie. Il définit comme appartenant à la mésoéchelle les phénomènes atmosphériques dont le nombre de Rossby associé est proche de un. Plus récemment, Pielke (1984) a proposé une définition correspondant à la β -mésoéchelle d'Orlanski (1975) et, de ce fait, mieux adaptée à notre étude. Les systèmes atmosphériques de mésoéchelle sont ici définis comme ayant une extension horizontale assez grande pour justifier l'hypothèse hydrostatique, mais cependant suffisamment limitée pour que ne s'applique pas l'approximation géostrophique. Cette définition conduit à des extensions horizontales comprises entre une dizaine de kilomètres et quelques centaines de kilomètres, avec des temps caractéristiques associés allant de plusieurs minutes à la journée.

L'étude des phénomènes météorologiques de mésoéchelle constitue actuellement un domaine de recherches particulièrement actif, le stade de la prévision opérationnelle n'étant pas encore atteint. C'est ainsi qu'au cours des dix dernières années, de nombreux progrès ont été réalisés. Browning (1980) dénombre plusieurs raisons conjuguées à cet état : le développement des technologies d'observations (télédétection, avions, radars, ...), l'amélioration des techniques de traitement et d'assimilation des

données, ainsi que l'utilisation de calculateurs de plus en plus puissants permettant la mise en oeuvre de modèles numériques tridimensionnels.

Pielke (1982) a classé les circulations mésométéorologiques en deux grandes catégories : d'une part les systèmes générés par les conditions de surface, comme les brises de mer, le forçage orographique ou les circulations urbaines, et, d'autre part, les systèmes induits par l'environnement synoptique, tels que les cyclones tropicaux, les complexes convectifs à mésoéchelle, les fronts ou les lignes de grains.

Les transferts d'énergie et de masse entre le sol et l'atmosphère à travers la couche limite atmosphérique tiennent une place cruciale dans la genèse et l'entretien des phénomènes météorologiques précédemment cités. Ces transferts sont directement à l'origine des circulations forcées par chauffage différentiel en surface, comme les brises de mer ou les îlots urbains de chaleur (Segal et al., 1984). Pour les phénomènes qui ne sont pas directement générés par des contrastes thermiques en surface, les transferts dans la couche limite peuvent contribuer plus ou moins fortement à leur renforcement ou à leur modification. Par exemple, Busch et al. (1976) et Rosenthal (1971) ont souligné le rôle déterminant joué par la couche limite sur l'alimentation en énergie des cyclones tropicaux. Récemment, Smolarkiewicz et Clark (1985), dans une simulation numérique tridimensionnelle de champs de cumulus, ont indiqué que les hétérogénéités thermodynamiques de surface, dues à des types de sol ou des couvertures végétales contrastées, influent sur les localisations spatiale et temporelle des nuages. Une étude analogue, menée à grande échelle par Garrett (1982), suggère que les paramètres de surface tels que l'humidité du sol, la couverture végétale et sa transpiration, ainsi que la rugosité de surface peuvent affecter la formation de nuages convectifs et des précipitations par le biais du développement de la couche limite planétaire. Kaplan et al. (1984) insistent sur le

rôle de la couche limite planétaire dans l'organisation de complexes convectifs, du fait de la convergence d'humidité dans les basses couches de l'atmosphère. Même dans des phénomènes plus violents et directement contrôlés par la dynamique à grande échelle, le rôle de la couche limite peut être essentiel. C'est par exemple le cas des situations de frontogénèse pour lesquelles Keyser et Anthes (1982) et, plus récemment, Hsie et Anthes (1984) ont montré que l'évolution et la localisation de la surface frontale sont fortement affectées par l'influence du sol et les changements de régime de stabilité de la couche limite, les frottements en surface renforçant la convergence au niveau du front par pompage d'Eckman.

La connaissance des flux de chaleurs sensible et latente à moyenne échelle est également un thème important de recherche dans l'étude du bilan hydrique à échelle climatique. Ce thème établit un lien entre la communauté des micrométéorologistes s'attachant à l'étude des transferts entre le sol et l'atmosphère à échelle très locale (quelques milliers de mètres carrés) et celle des modélisateurs de la circulation générale qui travaillent sur des échelles de l'ordre du millier de kilomètres carrés. A cet égard, est projetée dans le sud-ouest de la France l'expérience HAPEX-Mobilhy du PNEDC, de l'INRA et de la Météorologie Nationale. Elle se propose, grâce à un réseau instrumenté au sol, à des mesures aéroportées et de télédétection, la quantification des diverses composantes du bilan hydrique à l'échelle de la maille des modèles climatiques (10^4 km^2). Les mesures réalisées (flux, température, humidité, précipitations, ...) devraient permettre d'améliorer la calibration et la validation de divers modèles de transferts à l'interface sol-atmosphère disponibles à moyenne échelle.

Le travail présenté ici constitue une première étape dans ce cadre et porte sur l'introduction d'une paramétrisation des échanges de chaleur, d'humidité et de quantité de mouvement permettant une prise en compte réaliste du cycle diurne de la

couche limite planétaire et du sol dans le modèle météorologique à mésoéchelle de Nickerson-Richard (Nickerson et al., 1985). La connaissance de ces échanges nécessite celle des propriétés thermiques et hydriques des sols et des végétations contrôlant les flux de chaleurs sensible et latente qui équilibrent le bilan radiatif de surface et le flux de conduction dans le sol. Les transferts turbulents entre la surface et l'atmosphère libre doivent aussi être schématisés. La description des diverses composantes utilisées dans ce travail pour représenter les transferts dans la couche limite et dans le sol n'est pas en elle-même originale, ayant été empruntée à Therry et Lacarrère (1983) et à McCumber (1980). Son caractère nouveau tient plutôt au couplage de ces paramétrisations de manière cohérente dans un même modèle pour simuler l'évolution diurne de la couche limite et du sol dans des situations hétérogènes complexes. A moyen terme, ce travail s'inscrit dans l'étude du cycle de l'eau atmosphérique entreprise par l'équipe "modélisation numérique" du L.A.M.P. Il vient compléter les recherches menées antérieurement, qui portaient essentiellement sur la contribution des précipitations au cycle de l'eau étudiée par Nickerson (1979) et Richard (1982). Doté de paramétrisations pouvant représenter l'évapotranspiration et les transferts dans la couche limite, le modèle mésoéchelle constituera ainsi un ensemble plus complet qu'il sera intéressant de comparer aux mesures réalisées lors de l'expérience HAPEX.

Le plan retenu pour la présentation de notre exposé est décrit ci-après. Dans une première partie, sont résumés les problèmes posés par la prise en compte du cycle diurne de la couche limite planétaire, ainsi que les différents phénomènes physiques devant être paramétrisés. Trois processus ont retenu notre attention : les transferts turbulents dans la couche limite, la modélisation de l'état thermo-hydrique du sol, ainsi que celle des flux liés à la végétation. Par suite, sur la base de critères relativement subjectifs, nous avons basé notre travail sur une paramétrisation de la couche limite en énergie cinétique turbulente (Therry et

Lacarrère, 1983), une paramétrisation du sol (McCumber, 1980) et une représentation de certains effets de la végétation (Deardorff, 1978). Celles-ci sont ensuite mises en oeuvre dans un modèle unidimensionnel où une série de tests de sensibilité est réalisée afin d'en vérifier le comportement qualitatif correct, ainsi qu'un premier essai de validation quantitative avec les données de la campagne Wangara. A cette occasion, une comparaison avec les résultats des modèles de couche limite utilisés dans les modèles de Pielke et Anthes est esquissée. La seconde partie consiste en l'introduction des paramétrisations présentées précédemment dans des versions bi et tridimensionnelles du modèle mésoéchelle de Nickerson-Richard. On effectue alors quelques tests préliminaires destinés à déterminer la réponse du modèle à des hétérogénéités en surface (brise de mer et vent de montagne). En l'absence de données expérimentales, les résultats sont, dans un premier temps, confrontés à ceux issus d'autres modèles de mésoéchelle développés précédemment par Pielke (1974-a) et Mahrer et Pielke (1977) notamment.

PARTIE A

ETUDE DE SENSIBILITE DE PARAMETRISATIONS DES TRANSFERTS
DANS LA COUCHE LIMITE PLANETAIRE DANS UN MODELE UNIDIMENSIONNEL

CHAPITRE A-I

POSITION DU PROBLEME

Dans ce chapitre, nous présentons qualitativement les phénomènes physiques qui régissent l'interaction entre le sol et l'atmosphère au cours d'un cycle diurne type. La représentation de ces transferts de masse et d'énergie dans le modèle mésoéchelle de Nickerson-Richard est ensuite décrite. Une amélioration en sera alors proposée, en harmonie avec les autres paramétrisations du modèle.

I - CYCLE DIURNE TYPE DE LA COUCHE LIMITE

La couche limite atmosphérique est la portion d'atmosphère au voisinage du sol dans laquelle la présence de ce dernier affecte directement les paramètres météorologiques. Elle comprend la couche limite de surface au contact du sol où les flux de chaleur, de quantité de mouvement et d'humidité demeurent approximativement constants avec l'altitude, et une couche plus épaisse dans laquelle ces flux décroissent en altitude.

D'un point de vue dynamique, le sol agit comme un puits de quantité de mouvement. L'écriture des équations de bilan d'énergie et de masse à l'interface sol-atmosphère permet d'y évaluer les transferts thermiques et hydriques.

A - Les transferts thermiques

Le bilan d'énergie à l'interface sol-atmosphère traduit l'équilibre entre, d'une part le flux de rayonnement net Q^* et, d'autre part, la somme des flux turbulents dans l'atmosphère pour les chaleurs sensible Q_H et latente Q_E , et du flux de chaleur par conduction dans le sol Q_G , soit :

$$Q^* = Q_H + Q_E + Q_G \quad (1)$$

Intéressons-nous tout d'abord à la composante radiative Q^* du bilan d'énergie. C'est elle qui détermine l'énergie disponible (source ou puits) en surface avant d'être ensuite convertie en d'autres formes d'énergie, lesquelles figurent au second membre du bilan (1). Q^* se divise en quatre composantes, à savoir les flux de rayonnements solaires incident K_i et réfléchi K_r , et les flux de rayonnements infrarouges descendant L_d et montant L_u . Ainsi :

$$Q^* = K_i - K_r + L_d - L_u$$

Le rayonnement solaire descendant dépend essentiellement de la hauteur du soleil. Le rayonnement infrarouge descendant résulte de l'émission thermique des gaz de l'atmosphère : vapeur d'eau, ozone et gaz carbonique principalement. Le rayonnement montant, comprenant une partie émise et une partie réfléchie, est fonction des caractéristiques propres de la surface : albédo a_g , émissivité ϵ_g et température T_g . On a ainsi :

$$K_r = a_g K_i$$

$$L_u = \epsilon_g \Sigma T_g^4 + (1 - \epsilon_g) L_d$$

Σ étant la constante de Stefan.

L'évolution des différentes composantes du bilan radiatif est représentée sur la Figure 1 pour une situation type. De jour, le flux de rayonnement net Q^* est positif. Ce gain énergétique en surface se traduit, en début de journée, par l'apparition de tourbillons convectifs près du sol, transportant de la chaleur et de l'humidité vers le haut. Il se constitue ainsi progressivement une couche de mélange dans laquelle la température potentielle, le rapport de mélange en vapeur d'eau et la vitesse du vent s'ajustent en réponse au chauffage en surface. Cette couche atteint une extension verticale comprise entre environ un et deux kilomètres en fin d'après-midi, selon les situations. Dans le sol, le flux conductif Q_G transfère l'excès superficiel de chaleur en profondeur. Après le coucher du soleil, la valeur de Q^* , réduite au flux de rayonnement infrarouge net L^* , devient négative. Ces pertes radiatives conduisent à un renversement des transferts turbulents et, par suite, à la formation d'une couche stable près du sol. Les Figures 2-a et 2-b résument le comportement des différentes composantes du bilan d'énergie de jour et de nuit. Soulignons que la partition de l'excédent ou du déficit radiatif Q^* entre les composantes Q_H , Q_E et Q_G dépend à la fois de la nature de la surface, ainsi que de la capacité du sol et de l'atmosphère à transférer la chaleur et l'humidité.

B - Les transferts hydriques

Les transferts d'humidité entre le sol et l'atmosphère participent au cycle de l'eau dans la nature. Les précipitations P forment l'essentiel des apports hydriques au sol. Lors d'une pluie, trois processus apparaissent en surface : l'infiltration i , le ruissellement Δr et l'évaporation E . Le bilan hydrique peut donc s'écrire :

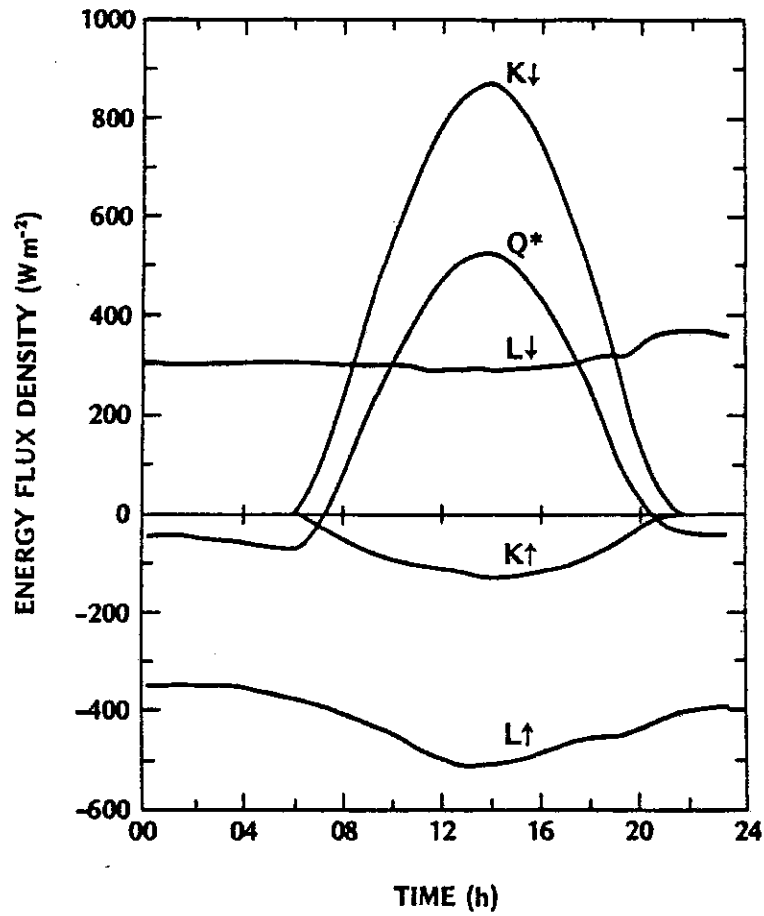


Figure 1 : Evolution type des différentes composantes du bilan radiatif au cours d'une journée de ciel clair. K_{\downarrow} et K_{\uparrow} sont les flux de rayonnements solaires descendant et montant au niveau du sol. L_{\downarrow} et L_{\uparrow} désignent les flux de rayonnements infrarouges, descendant et montant. Q^* est la somme algébrique de ces quatre contributions (d'après Oke, 1978).

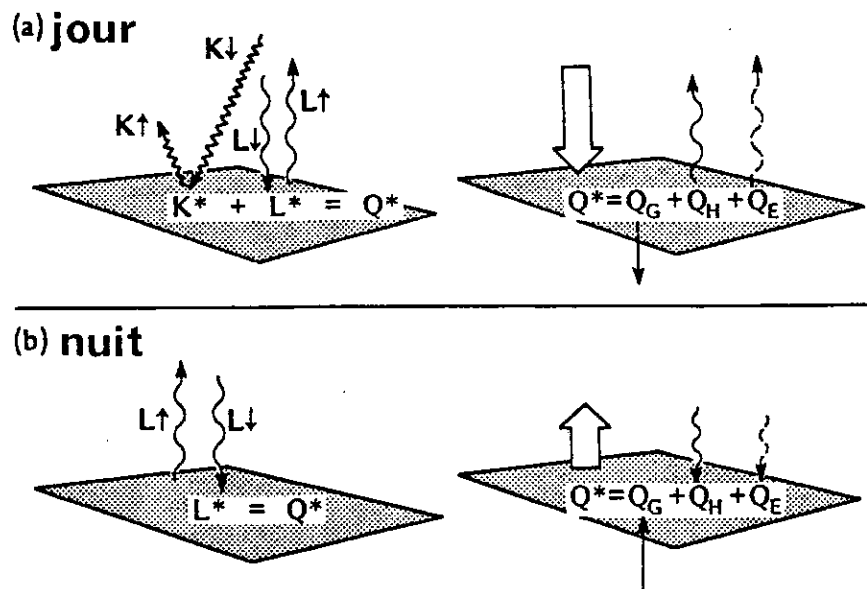


Figure 2 : Illustration des flux du bilan d'énergie en surface, le jour (a) et la nuit (b). Q^* est le flux de rayonnement net, Q_G le flux de chaleur par conduction dans le sol et Q_H et Q_E les flux turbulents dans l'atmosphère, respectivement pour les chaleurs sensible et latente (d'après Oke, 1978).

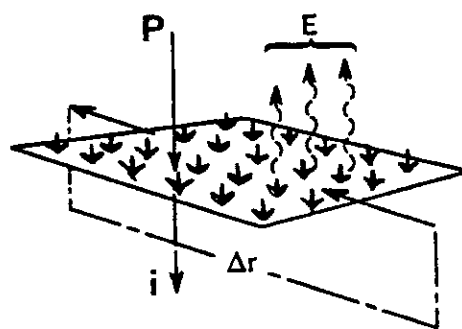


Figure 3 : Illustration des flux relatifs au bilan hydrique en surface (P, précipitations ; i, infiltration ; E, évapotranspiration et Δr , ruissellement) (d'après Oke, 1978).

$$P = E + \dot{\lambda} + \Delta r$$

Ce bilan est illustré schématiquement par la Figure 3.

L'eau humidifie les premiers centimètres de sol où elle est retenue par capillarité. Lorsque la teneur en eau de cette couche superficielle devient supérieure à sa capacité de rétention maximale, l'eau s'infiltré plus profondément par gravité. Lors d'une pluie forte, tout l'apport d'eau ne peut s'infiltrer et l'excédent demeure en surface. Cette pellicule d'eau peut stagner en surface ou ruisseler et alimenter le réseau de drainage naturel. Notons l'importance que peut revêtir la végétation dans les mécanismes précédemment cités. En effet, l'interception de la pluie par un couvert végétal peut empêcher, sinon réduire, l'humidification du sol et l'infiltration. En l'absence de précipitations, le bilan hydrique se réduit à l'expression :

$$E + \dot{\lambda} = 0$$

$\dot{\lambda}$ représentant alors non seulement l'infiltration, mais aussi les remontées capillaires de l'eau du sol vers la surface.

L'évaporation en surface se divise en deux composantes : d'une part, l'évaporation liée aux remontées capillaires, d'autre part, la transpiration des végétaux. Cette évapotranspiration dépend de nombreux facteurs à la fois physiques (teneur en eau du sol, rayonnement, vent, ...) et biologiques (type de végétation, état phénologique de la plante, ...), rendant son estimation difficile.

Les équations des bilans d'énergie et de masse sont couplées par l'intermédiaire du terme d'évaporation. En effet, les flux de masse E et d'énergie Q_E associés à l'évaporation sont reliés par l'équation :

$$Q_E = L_V E$$

où L_V est la chaleur latente de vaporisation de l'eau.

Ainsi, les pertes hydriques en surface diminuent les stocks d'eau, mais elles affectent aussi le bilan énergétique par le biais de la chaleur latente. La condensation restitue ensuite dans l'atmosphère cette masse et cette énergie stockées.

C - Conclusion

La description schématique ci-dessus de l'évolution de la basse atmosphère au cours d'une journée appelle plusieurs remarques. L'interaction entre le sol et l'atmosphère apparaît comme un phénomène complexe nécessitant pour sa quantification la connaissance de nombreux paramètres, tels que l'intensité des transferts turbulents dans la couche limite, la nature thermique, hydrique et aérodynamique du sol, les flux de rayonnement atteignant la surface terrestre, ou encore les précipitations en surface. De plus, les mécanismes physiques mis en jeu (turbulence, nuages, rayonnement) peuvent interagir et des équilibres complexes en résulter. Face à cette complexité, les modèles numériques à mésoéchelle, s'ils sont dotés de paramétrisations adéquates de la couche limite planétaire et de l'interaction sol-atmosphère, constituent des outils numériques adaptés à une compréhension améliorée de ces échanges.

II - SCHEMATISATION DES TRANSFERTS SOL-ATMOSPHERE DANS LE MODELE DE NICKERSON-RICHARD

Le modèle mésoéchelle de Nickerson-Richard a servi de cadre à des études dans lesquelles la représentation de la couche limite n'était pas critique. Citons les travaux de Nickerson (1979) sur l'étude d'écoulements atmosphériques en présence de reliefs, ceux

de Richard (1982) relatifs aux précipitations orographiques, ainsi que ceux de Chaumerliac (1984), traitant du lessivage des aérosols par les précipitations. Ce sont les caractéristiques du modèle tel qu'il a été utilisé jusqu'à présent que nous rappelons maintenant.

A - Caractéristiques générales

Le modèle est tridimensionnel et hydrostatique. Ses dimensions horizontales sont de l'ordre de 250 km par 250 km et son extension verticale d'environ 20 km. Un maillage est réalisé dans ce domaine. Chaque verticale est divisée en 15 niveaux irrégulièrement espacés pour permettre une résolution accrue des basses couches de l'atmosphère. Horizontalement, le domaine est divisé en pavés d'environ 10 km de côté. Sur le réseau ainsi formé sont résolues en différences finies les équations de la météorologie pour la dynamique (les composantes u et v du vent horizontal) et la thermodynamique (l'entropie et le rapport de mélange en eau totale). Ces équations sont écrites dans un système de coordonnées permettant la prise en compte d'une topographie complexe. Concernant les conditions à la limite inférieure du domaine, les vents sont posés nuls et aucune évolution temporelle des variables thermodynamiques n'est autorisée. Ainsi, la température et l'humidité en surface restent égales à chaque pas de temps à leur valeur initiale.

B - Paramétrisation de la couche limite atmosphérique

1 - La couche limite de surface

Dans la couche à flux constants, les flux turbulents sont exprimés à l'aide de la théorie de similitude (Monin et Obukhov, 1954), selon la formulation de Businger (1973), modifiée par Nickerson et Smiley (1975). Ces flux verticaux s'écrivent respectivement, pour la quantité de mouvement horizontale, la chaleur sensible et l'humidité :

$$\overline{w'u'} = -u_*^2 = -\frac{u^2(h)}{F^2(h)} \quad (2)$$

$$\overline{w'\theta'} = -u_* \theta_* = -\frac{u(h) [\theta(h) - \theta(Z_0)]}{F(h) G(h)} \quad (3)$$

$$\overline{w'q'} = -u_* q_* = -\frac{u(h) [q(h) - q(Z_0)]}{F(h) G(h)} \quad (4)$$

u_* est la vitesse de frottement, θ_* l'échelle de température et q_* l'échelle d'humidité. L'indice h réfère le premier niveau du modèle, situé à environ 17 m au-dessus du sol (niveau supposé à l'intérieur de la couche limite de surface). Z_0 est la longueur de rugosité. Les fonctions F et G dépendent de la stabilité atmosphérique au voisinage du sol, représentée par le paramètre Z/L où L est la longueur de Monin-Obukhov définie par :

$$L = \frac{\theta(h) u_*^2}{kg \theta_*}$$

k étant la constante de Von Karman, dont la valeur est égale à 0,35.

Ces fonctions s'écrivent comme suit :

$$F(Z) = \begin{cases} \frac{1}{k} \left\{ \log \frac{Z}{Z_0} + \log \frac{(\epsilon_0^2 + 1) (\epsilon_0 + 1)^2}{(\epsilon^2 + 1) (\epsilon + 1)^2} + 2 \operatorname{Arctg} \epsilon - 2 \operatorname{Arctg} \epsilon_0 \right\} & \text{si } \frac{Z}{L} < 0 \\ \frac{1}{k} \left\{ \log \frac{Z}{Z_0} + v \frac{Z}{L} \right\} & \text{si } 0 \leq \frac{Z}{L} < 1 \\ \frac{1}{k} \left\{ \log \frac{Z}{Z_0} + v (1 + \log \frac{Z}{L}) \right\} & \text{si } \frac{Z}{L} \geq 1 \end{cases} \quad (5)$$

$$G(Z) = \begin{cases} \frac{R}{k} \left\{ \log \frac{Z}{Z_0} - 2 \log \left(\frac{T^2 + 1}{T_0^2 + 1} \right) \right\}, & \text{si } \frac{Z}{L} < 0 \\ \frac{R}{k} \left\{ \log \frac{Z}{Z_0} + \frac{v}{R} \frac{Z}{L} \right\}, & \text{si } 0 \leq \frac{Z}{L} < 1 \\ \frac{R}{k} \left\{ \log \frac{Z}{Z_0} + \frac{1}{R} \left[v + (1 + v - R) \log \frac{Z}{L} \right] \right\}, & \text{si } \frac{Z}{L} \geq 1 \end{cases} \quad (6)$$

avec :

$$\begin{aligned} E &= \left(1 - 15 \frac{Z^{1/4}}{L} \right) & E_0 &= \left(1 - 15 \frac{Z_0^{1/4}}{L} \right) \\ T &= \left(1 - 9 \frac{Z^{1/4}}{L} \right) & T_0 &= \left(1 - 9 \frac{Z_0^{1/4}}{L} \right) \end{aligned}$$

$$v = 4,7$$

$$R = 0,74 \text{ (inverse du nombre de Prandtl turbulent)}$$

Pour des conditions très stables ($Z/L \geq 1$), la forme des fonctions F et G a été proposée par Webb (1970).

2 - La couche limite planétaire

La couche limite planétaire s'étend entre le sommet h de la couche limite de surface et une altitude Z_i , correspondant généralement à la base de l'inversion durant la journée, fixée dans la version initiale du modèle à 1 km. Les flux turbulents sont paramétrisés au moyen d'une hypothèse de diffusion turbulente conduisant à l'écriture suivante :

$$\overline{w'u'} = - K_u \frac{\partial u}{\partial Z}$$

$$\overline{w'\theta'} = - K_\theta \frac{\partial \theta}{\partial Z}$$

$$\overline{w'q'} = - K_q \frac{\partial q}{\partial Z}$$

Les coefficients d'échange turbulents K_u , K_θ et K_q sont calculés selon un profil polynomial empirique proposé par O'Brien (1970). Cette courbe, dont la formule analytique est la suivante, présente un maximum au voisinage de $Z_i/3$ (Fig. 4) :

$$K(Z) = K(Z_i) + \left(\frac{Z_i - Z}{Z_i - h} \right)^2 \left\{ K(h) - K(Z_i) + (Z - h) \left[\frac{\partial K}{\partial Z}(h) + 2 \frac{K(h) - K(Z_i)}{Z_i - h} \right] \right\}$$

La valeur $K(Z_i)$ du coefficient d'échange au sommet de la couche limite est égale à zéro. Les valeurs $K(h)$ et $\partial K/\partial Z(h)$ au sommet de la couche limite de surface sont calculées à partir des fonctions de stabilité de cette couche.

III - OBJECTIFS DE NOTRE TRAVAIL

Dans sa formulation initiale, tel qu'il était avant notre étude, le modèle de Nickerson-Richard était peu adapté à l'étude du cycle diurne de la couche limite atmosphérique. La représentation de la turbulence dans la couche limite planétaire formulée en coefficients d'échange de type O'Brien fixe de façon arbitraire le profil et l'extension verticale des transferts convectifs. Or ces derniers, pilotés par le rayonnement solaire, sont très variables en cours de journée. Les conditions à la limite inférieure du domaine ne permettaient pas une évolution temporelle des variables température et rapport de mélange en surface. Face à cette inadéquation, nous nous sommes proposé d'introduire :

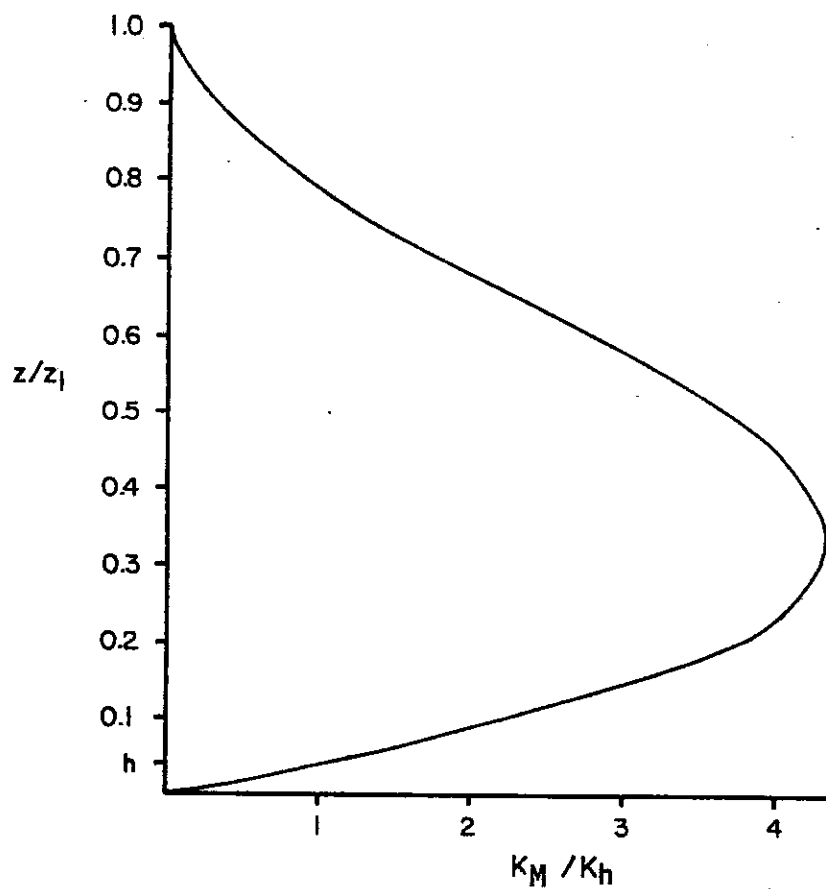


Figure 4 : Profil vertical du coefficient de diffusion turbulente K_M normalisé à sa valeur K_h au sommet de la couche limite de surface (d'après O'Brien, 1970).

- un schéma de turbulence évolutif, modulant les flux verticaux de chaleur, d'humidité et de quantité de mouvement dans la couche limite planétaire en réponse aux variations des conditions en surface (Therry et Lacarrère, 1983) ;

- une paramétrisation des flux turbulents dans la couche limite de surface (Louis, 1979) qui soit plus "économique" en temps de calcul que celle de Nickerson et Smiley (1975) ;

- une représentation de l'état thermo-hydrigue du sol (McCumber, 1980) et de certains effets de la végétation tels que l'évapotranspiration et l'extraction racinaire (Deardorff, 1978).

L'étude présentée ne prétendant pas à l'exhaustivité, certains processus ne seront pas envisagés. Tout d'abord, une restriction par rapport aux travaux menés jusqu'à présent avec le modèle de Nickerson-Richard reviendra à exclure l'étude des phénomènes nuageux et précipitants. Le rayonnement sera pris en compte de manière relativement sommaire. Il devrait, à l'avenir, être l'objet d'une attention particulière, notamment pour ses interactions avec le champ de nuages.

Dans ce qui suit, nous nous attacherons à décrire les paramétrisations choisies pour la couche limite, le sol et la végétation. Elles seront testées sur diverses situations caractéristiques dans une analyse de sensibilité à l'aide d'un modèle unidimensionnel, offrant un cadre d'étude relativement souple et économique, avant d'être introduites dans le modèle de mésoéchelle.

CHAPITRE A-II

PARAMETRISATION DE LA COUCHE LIMITE ATMOSPHERIQUE

Il est procédé à une revue des différentes représentations de la couche limite planétaire en début de chapitre. Parmi toutes ces représentations, le choix d'une paramétrisation en énergie cinétique turbulente pour notre modèle de mésoéchelle est préconisé. L'importance de la résolution verticale dans cette paramétrisation nous a ensuite conduit à effectuer une analyse de sensibilité. Pour la couche limite de surface, la formulation de Louis (1979) est introduite et comparée à celle de Nickerson et Smiley (1975) en différents régimes de stabilité.

I - LA COUCHE LIMITE PLANETAIRE

A - Introduction

Les équations d'évolution des variables moyennes : température potentielle, vent horizontal et rapport de mélange s'écrivent dans la couche limite homogène :

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = - \frac{\partial}{\partial Z} (\overline{w' \theta'}) + \frac{\partial \theta}{\partial t} \Bigg)_{\text{rad}} + \frac{\partial \theta}{\partial t} \Bigg)_{\text{adv}} \quad (7)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} = f (v - v_g) - \frac{\partial}{\partial Z} (\overline{w' u'}) \quad (8)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} = - f (u - u_g) - \frac{\partial}{\partial z} (\overline{w'v'}) \quad (9)$$

$$\frac{\partial q}{\partial t} = - \frac{\partial}{\partial z} (\overline{w'q'}) + \left. \frac{\partial q}{\partial t} \right)_{adv} \quad (10)$$

Les opérateurs $\left. \frac{\partial}{\partial t} \right)_{rad}$ et $\left. \frac{\partial}{\partial t} \right)_{adv}$ correspondent aux termes de production par rayonnement et par advection ; u_g et v_g désignent les composantes du vent géostrophique et f le paramètre de Coriolis.

Ces équations comportent des termes turbulents inconnus : le flux de chaleur $\overline{w'\theta'}$, les flux de quantité de mouvement $\overline{w'u'}$ et $\overline{w'v'}$, ainsi que le flux d'humidité $\overline{w'q'}$. L'écriture des équations d'évolution de ces moments d'ordre deux fait apparaître de nouvelles inconnues, et ainsi de suite, à des ordres de plus en plus élevés. Une solution à ce problème dit de fermeture consiste à paramétriser les inconnues d'ordre élevé en fonction des variables connues. Diverses paramétrisations ont été développées au cours des quinze dernières années. Nous les présentons brièvement en allant des plus simples au plus sophistiquées.

B - Modélisation de la couche limite

1 - Modèles en coefficients de diffusion turbulente

L'hypothèse la plus simple pour paramétriser les flux turbulents est une fermeture au premier ordre. On introduit la notion de coefficient de diffusion turbulente K reliant le flux turbulent vertical $\overline{w'x'}$ d'une quantité quelconque à son gradient vertical. Ainsi :

$$\overline{w'x'} = - K \frac{\partial x}{\partial z} \quad (11)$$

Le problème consiste alors à déterminer la valeur de K à chaque niveau de la couche limite. O'Brien (1970) a proposé un ajustement au moyen d'un polynôme d'Hermite "passant" à la fois par une valeur $K(h)$ calculée à partir des flux turbulents de surface et une valeur très faible $K(Z_i)$ au sommet de la couche limite planétaire. Une telle formulation présente le défaut d'être pratiquement indépendante de la structure et de la stabilité de l'écoulement. Il est possible de pallier cet inconvénient en définissant des coefficients de diffusion turbulente qui soient fonction du cisaillement vertical du vent horizontal moyen et de la stabilité statique. On écrit alors :

$$K = l^2 \left[\left(\frac{\partial u}{\partial Z} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial Z} \right)^2 \right]^{1/2} f(R_i)$$

où l est une longueur de mélange représentative de la taille des tourbillons les plus efficaces dans le transport considéré. $f(R_i)$ est une fonction du nombre de Richardson local qui permet d'introduire les effets locaux des stabilités statique et dynamique. Cette fonction a été spécifiée de manière purement empirique par Deardorff (1967), paramétrisée après simplification d'un modèle d'ordre élevé par Mellor et Yamada (1974), ou encore déduite d'arguments tirés de comportements asymptotiques (Louis, 1979). Un tel type de paramétrisation est approprié lorsque la résolution verticale du modèle considéré est suffisamment fine pour permettre une représentation correcte des gradients moyens.

Les méthodes en coefficients de diffusion ont pour principal avantage leur relative simplicité tout en fournissant des résultats acceptables quant à l'évolution diurne des profils moyens (Pielke et Mahrer, 1975). Cependant, elles ne peuvent rendre compte de certains phénomènes observés. Par exemple, d'après la relation (11), dans la couche convective, où $\partial\theta/\partial Z$ est nul et où le flux vertical de chaleur $\overline{w'\theta'}$ est positif, le coefficient de diffusion

devrait tendre vers l'infini, ce qui apparaît physiquement irréaliste. C'est pour remédier à de telles imperfections qu'ont été introduits les modèles d'ordres supérieurs.

2 - Modèles d'ordres supérieurs

Wyngaard et Coté (1974), ainsi que Yamada et Mellor (1975) ont développé des modèles du second ordre. Ces modèles résolvent les équations d'évolution pour les moments d'ordre deux, et les moments d'ordre trois apparaissant dans ces équations sont calculés à partir de relations diagnostiques supplémentaires. Les résultats qu'ils fournissent permettent de représenter correctement l'évolution des profils moyens et des corrélations doubles. Du fait que ces modèles reproduisent imparfaitement les caractéristiques de la couche limite nocturne et celles des termes d'ordre trois, André et al. (1978) ont mis en oeuvre un modèle repoussant le problème de fermeture au quatrième ordre. Le nombre d'équations à résoudre dans ces modèles étant très élevé (25 pour le modèle d'André par exemple), leur utilisation est restreinte au cadre unidimensionnel.

3 - Modèles tridimensionnels

Les modèles unidimensionnels décrits précédemment reposent sur l'hypothèse d'homogénéité horizontale et sur différentes hypothèses de fermeture pour les équations de la turbulence. Deardorff (1974), en réalisant une simulation tridimensionnelle, a rendu le problème de fermeture beaucoup moins critique. Sur un domaine restreint ($5 \times 5 \times 2 \text{ km}^3$), ayant une maille de l'ordre de 50 m, sont résolues les équations de Boussinesq moyennées sur chaque maille. Les échanges calculés explicitement dans le modèle dominant alors largement les échanges paramétrés par l'hypothèse de fermeture. Un tel modèle permet d'accéder à la connaissance de paramètres turbulents mal connus expérimentalement, comme les termes de presso-diffusion, pour constituer ainsi un véritable laboratoire numérique. L'obtention d'un tel détail sur la turbulence nécessite des temps

de calcul très élevés (350 heures de temps CPU sur un CDC 7600 pour 24 heures de simulation (Deardorff, 1974)). Les simulations numériques sont donc limitées à quelques situations de référence, les résultats obtenus servant alors à étalonner des modèles plus simples.

4 - Modèles en énergie cinétique turbulente

Entre, d'une part, les modèles en coefficients d'échange, de mise en oeuvre aisée, mais ne traduisant qu'imparfaitement certaines des propriétés de la turbulence et, d'autre part, les modèles d'ordres supérieurs, difficilement utilisables hors d'un cadre monodimensionnel, un compromis est fourni par les modèles en énergie cinétique turbulente.

Conservant toutefois un formalisme en coefficients d'échange pour les flux turbulents, ces derniers sont alors exprimés en fonction de l'énergie cinétique turbulente moyenne e et d'une longueur de mélange l_k sous la forme :

$$K_u = C_k l_k \sqrt{e}$$

$$K_\theta = \alpha_\theta C_k l_k \sqrt{e}$$

$$K_e = \alpha_e C_k l_k \sqrt{e}$$

où $e = 1/2 (\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2})$ représente l'intensité de la turbulence ; α_θ , α_e et C_k sont des constantes empiriques. L'énergie cinétique turbulente (ECT) est obtenue par résolution de l'équation d'évolution suivante :

$$\frac{\partial e}{\partial t} = - \frac{\partial}{\partial Z} \left(\overline{w'e'} + \frac{\overline{p'w'}}{P_0} \right) + \frac{g}{\theta_0} \overline{w'\theta'} - \overline{u'w'} \frac{\partial u}{\partial Z} - \overline{v'w'} \frac{\partial v}{\partial Z} - \epsilon \quad (12)$$

Les termes du membre de droite de l'équation (12) représentent respectivement la diffusion verticale de l'ECT, sa production par les forces d'Archimède, sa production par cisaillement et sa dissipation par viscosité moléculaire.

Le terme de diffusion s'exprime au moyen d'un coefficient d'échange K_e sous la forme :

$$\overline{w'e'} + \frac{\overline{p'w'}}{\rho_0} = - K_e \frac{\partial e}{\partial z}$$

Le terme de dissipation s'écrit, d'après l'hypothèse de Kolmogorov :

$$\varepsilon = C_\varepsilon \frac{e^{3/2}}{l_\varepsilon}$$

où l_ε est une longueur de dissipation et C_ε une constante empirique.

Avec ces expressions, l'équation (12) prend la forme :

$$\frac{\partial e}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left(\alpha_e K_u \frac{\partial e}{\partial z} \right) - \frac{g}{\theta_0} \alpha_\theta K_u \frac{\partial \theta}{\partial z} + K_u \left[\left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z} \right)^2 \right] - C_\varepsilon \frac{e^{3/2}}{l_\varepsilon} \quad (13)$$

Concernant la spécification des longueurs d'échelle l_k et l_ε , différentes expressions analytiques ont été proposées par Yamada et Mellor (1975), Bodin (1979) et Therry et Lacarrère (1983). Yamada (1983) utilise quant à lui une équation pronostique pour la variable l_k e.

5 - Conclusion

Face aux différentes paramétrisations des flux turbulents dans la couche limite présentées ci-dessus, les modèles en énergie cinétique turbulente paraissent les mieux adaptés aux besoins de la modélisation à mésoéchelle. En effet, tout en bénéficiant de la

simplicité des modèles en K, sans recourir aux hypothèses correspondantes, assez grossières et peu réalistes, ils retiennent en partie l'information relative aux échelles inférieures à la maille des modèles d'ordres élevés.

Parmi les diverses formulations des longueurs de mélange, celle de Therry et Lacarrère (1983) a été retenue, car la mieux calibrée sur un ensemble de situations variées (Wangara, Voves).

C - Modèle énergie cinétique turbulente de Therry et Lacarrère

1 - Présentation générale

Le modèle unidimensionnel de couche limite développé par Therry et Lacarrère (1983) résout les équations d'évolution pour les variables moyennes u , v , θ et q écrites en (7), (8), (9) et (10). L'équation d'énergie cinétique turbulente (13) est adjointe, permettant le calcul des coefficients d'échange. Les longueurs de mélange et de dissipation ont été calibrées par Therry et Lacarrère (1983) à partir de mesures réalisées lors de l'expérience AMTEX (Lenschow et al., 1980), d'une expérience de convection en cuve (Willis et Deardorff, 1974), ainsi que des résultats de modélisations tridimensionnelle (Deardorff, 1974) et unidimensionnelle d'ordre supérieur (André et al., 1978). La longueur de dissipation l_ε est exprimée par la formule :

$$\frac{1}{l_\varepsilon} = \frac{1}{kz} + \frac{CLE1}{H} - \left(\frac{1}{kz} + \frac{CLE2}{H} \right) m_1 m_2 + \frac{CLE5}{l_s}$$

avec $m_1 = 1/(1 + CLE3 H/kz)$

$$m_2 = \begin{cases} 1/(1 - CLE4 L/H) & \text{pour } L < 0 \text{ (cas instable)} \\ 0 & \text{pour } L \geq 0 \text{ (cas neutre ou stable)} \end{cases}$$

$$1/l_s = \begin{cases} 0 & \text{pour une stratification locale instable} \\ \left(\frac{g}{\theta_0} \frac{\partial \theta}{\partial z} / e \right)^{1/2} & \text{pour une stratification locale stable} \end{cases}$$

où H est l'épaisseur de la couche limite calculée par :

$$H = \begin{cases} Z_i & \text{altitude de l'inversion de température en régime convectif} \\ 0,3 u_* / f & \text{en régime neutre ou stable.} \end{cases}$$

De plus, CLE1 = 15, CLE2 = 5, CLE3 = $5 \cdot 10^{-3}$, CLE4 = 1 et CLE5 = 1,5

La formulation de l_e est reconduite pour l_k , avec toutefois un choix différent des constantes :

$$CLK1 = 15, CLK2 = 11, CLK3 = $2,5 \cdot 10^{-3}$, CLK4 = 1 et CLK5 = 3$$

Therry et Lacarrère (1983), en simplifiant les équations d'évolution pour les flux turbulents du modèle d'ordre trois d'André et al. (1978), ont retrouvé les relations entre les flux turbulents et les gradients des quantités moyennes imposées par l'hypothèse de diffusion turbulente. L'expression du flux de chaleur est toutefois modifiée comme suit :

$$\overline{w'\theta'} = -K_\theta \left(\frac{\partial \theta}{\partial z} - \gamma_{cg} \right)$$

γ_{cg} est le contre-gradient en température, terme qui autorise l'existence d'un flux de chaleur positif dans une zone à stratification neutre ou légèrement stable.

Une expression relativement simple a été proposée pour ce contre-gradient :

$$\gamma_{cg} = C_\gamma \frac{Q_0}{w_* H}$$

où Q_0 est le flux de chaleur sensible virtuelle en surface, C_γ une constante numérique posée égale à 5 et w_* l'échelle de vitesse convective.

Les différentes constantes adimensionnées C_k , C_ϵ , α_e et α_θ ont été déterminées à partir de considérations relatives à la couche limite de surface neutre. Therry et Lacarrère (1983) ont ainsi proposé : $C_k = 0,5$; $C_\epsilon = (4)^{-3/2}$; $\alpha_e = 1,30$; $\alpha_\theta = 1,35$.

Remarque : Les résultats du modèle de Therry et Lacarrère (1983) montrent une sous-estimation du maximum d'ECT par rapport aux profils du modèle d'André et al. (1978). Pour améliorer le traitement du transport de l'ECT, Therry et Lacarrère (1983) ont proposé l'introduction d'un contre-gradient. Cette modification, qui n'est pas prise en compte ici, pourrait faire l'objet d'une amélioration future.

2 - Effets de la résolution verticale

Le comportement de la paramétrisation de la turbulence dans la couche limite planétaire proposée par Therry et Lacarrère (1983) a été testé par ces derniers à l'aide d'un modèle unidimensionnel de résolution verticale (30 niveaux entre 0 et 2 km), très supérieure à celle de notre modèle mésoéchelle (15 niveaux entre 0 et 15 km). Avant d'insérer ce schéma de paramétrisation dans notre modèle mésoéchelle, il est nécessaire, dans un premier temps, de vérifier le comportement du modèle 1D de Therry et Lacarrère en présence d'une résolution verticale beaucoup plus grossière, comparable à celle du modèle mésoéchelle (9 niveaux entre 0 et 2 km). En effet, de par l'existence de gradients verticaux dans les termes de production d'énergie cinétique turbulente, des différences sont attendues après dégradation de la résolution verticale. La mise en oeuvre de la paramétrisation en ECT dans le modèle mésoéchelle ne se justifiera, in fine, que si les caractéristiques essentielles de

L'évolution des variables moyennes et turbulentes sont conservées au cours d'un cycle diurne, dans une version à résolution verticale réduite.

Les résultats obtenus avec deux grilles verticales différentes sont comparés sur la situation des 2 et 3 juillet 1977 de la campagne Voves (André et Lacarrère, 1980). Une grille comportant 30 niveaux régulièrement espacés dans les deux premiers kilomètres de l'atmosphère est testée par rapport à une grille à 9 niveaux, dont le pas spatial ΔZ croît avec l'altitude.

Les conditions initiales, les forçages grande échelle (vent géostrophique, advection de température et d'humidité), ainsi que les conditions en surface (flux turbulents et température) sont spécifiés d'après André et Lacarrère (1980).

L'évolution des profils moyens durant la première journée est comparée pour les deux grilles, respectivement pour le rapport de mélange q (Fig. 5), pour la composante zonale du vent u (Fig. 6) et pour la température potentielle θ (Fig. 7). Nous retrouvons, avec le modèle à 9 niveaux, la caractéristique essentielle de la phase convective, à savoir l'homogénéisation progressive vers le haut des différentes variables du fait des transports turbulents. Malgré la faible résolution verticale, nous observons une bonne reproduction du profil des paramètres moyens, surtout au-dessous de un kilomètre. Dans la partie supérieure, quelques différences entre les deux versions peuvent être notées, notamment sur la composante u du vent : ses variations importantes dans les couches supérieures (Fig. 6-b) n'apparaissent pas dans le modèle à 9 niveaux (Fig. 6-a). La Figure 8 traduit l'évolution de l'épaisseur de la couche limite au cours des 33 heures de simulation pour les deux types de grille adoptés. L'inversion est déterminée en régime convectif par le premier niveau du modèle au-dessus du sol pour lequel le flux de chaleur sensible change de signe. Nous relevons pour le modèle à 9 niveaux (Fig. 8-a) un épaissement correct de la couche de

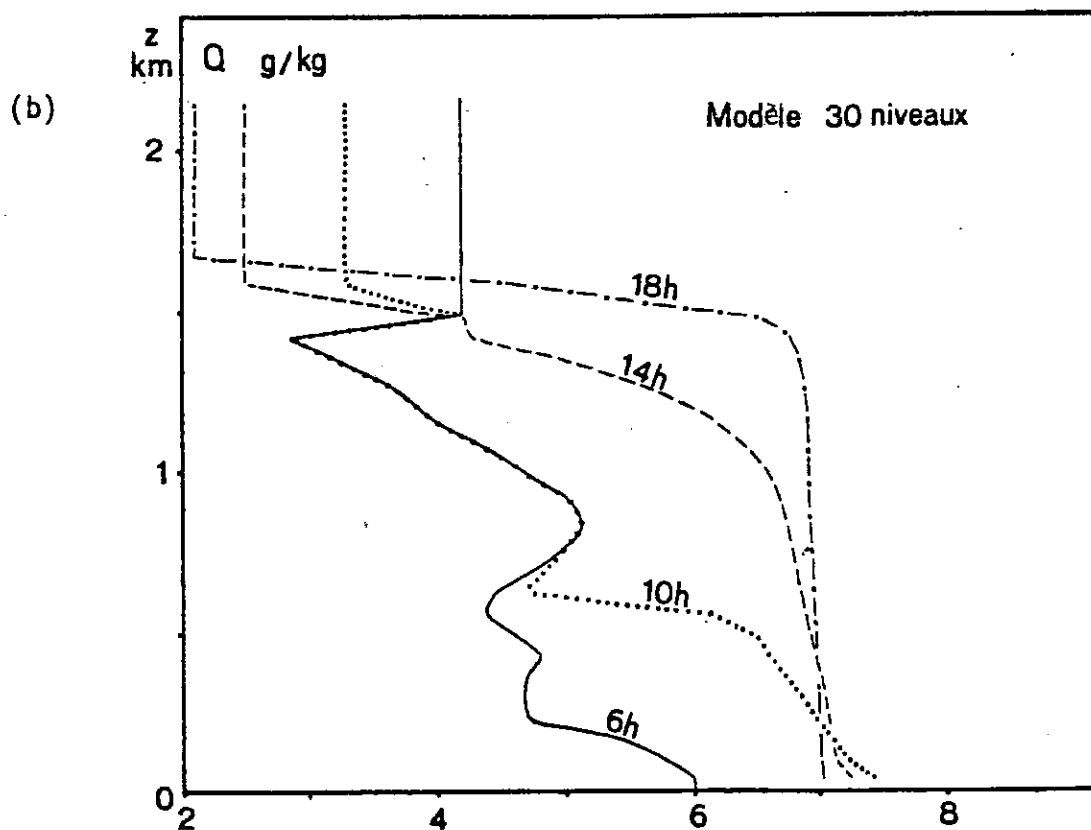
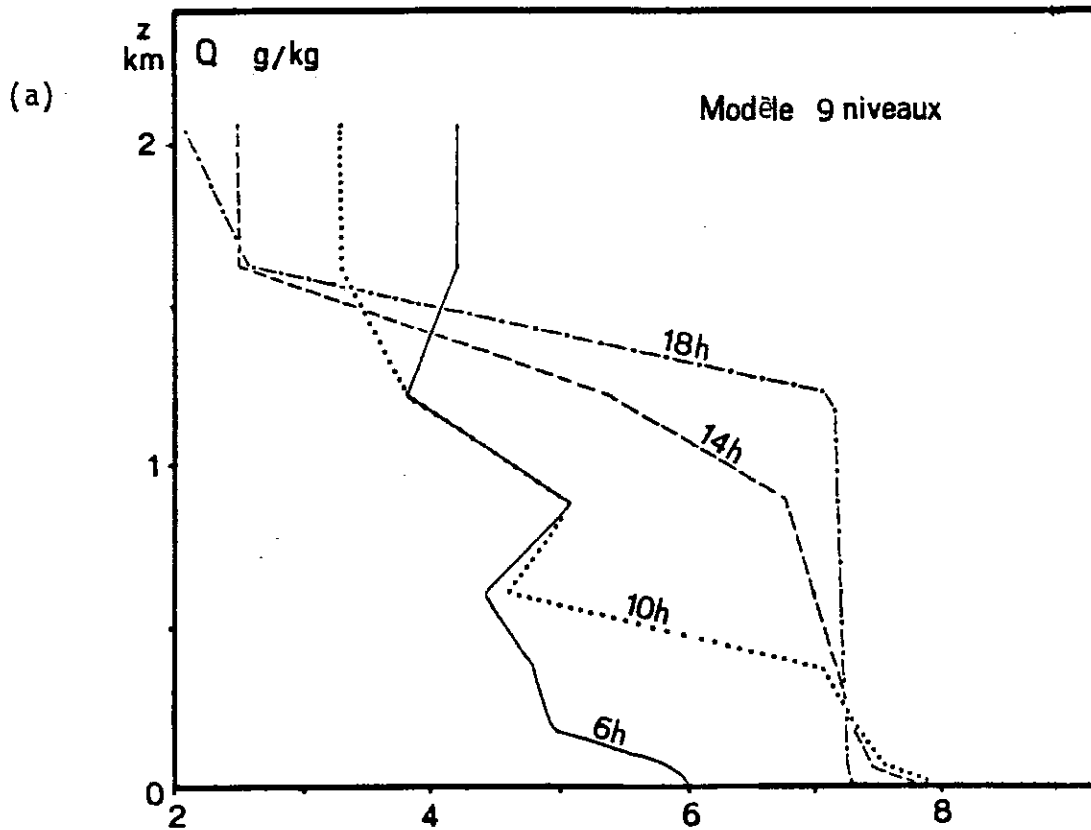


Figure 5 : Comparaison de l'évolution du rapport de mélange de la vapeur d'eau calculée sur une grille à 9 niveaux (a) et sur une grille à 30 niveaux (b), pour la journée du 2 juillet 1977 à Voves.

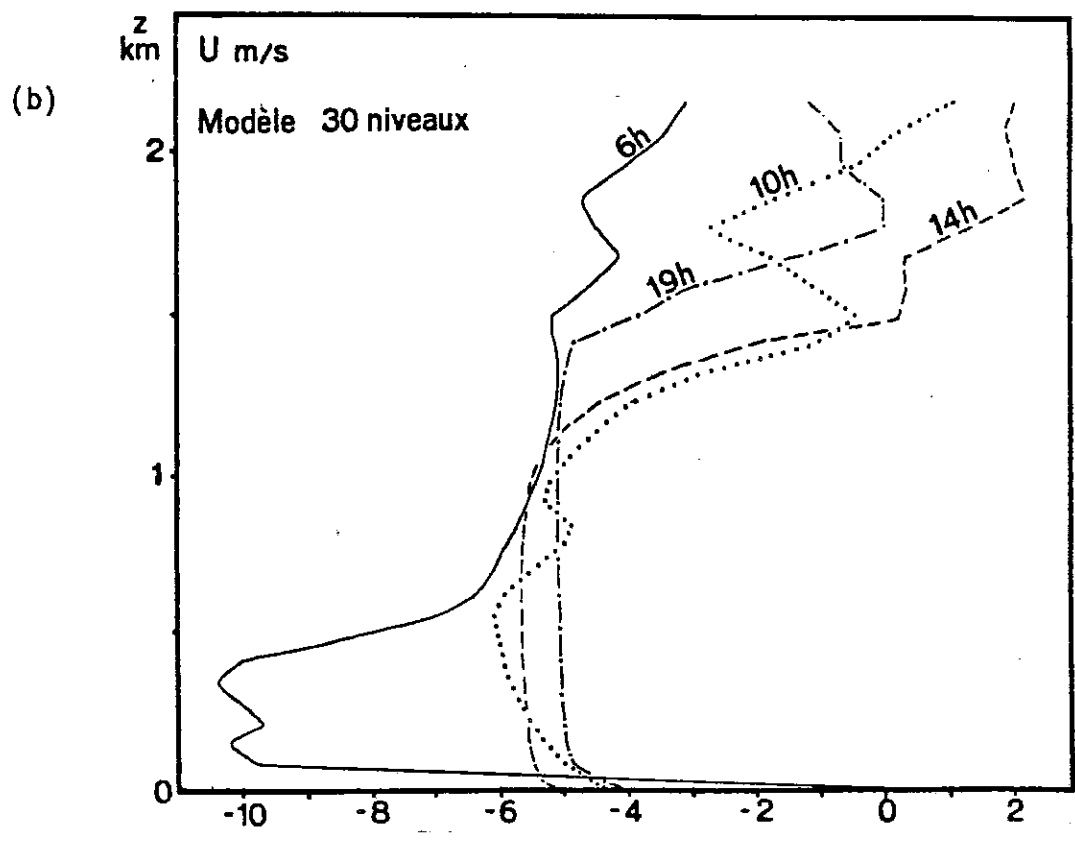
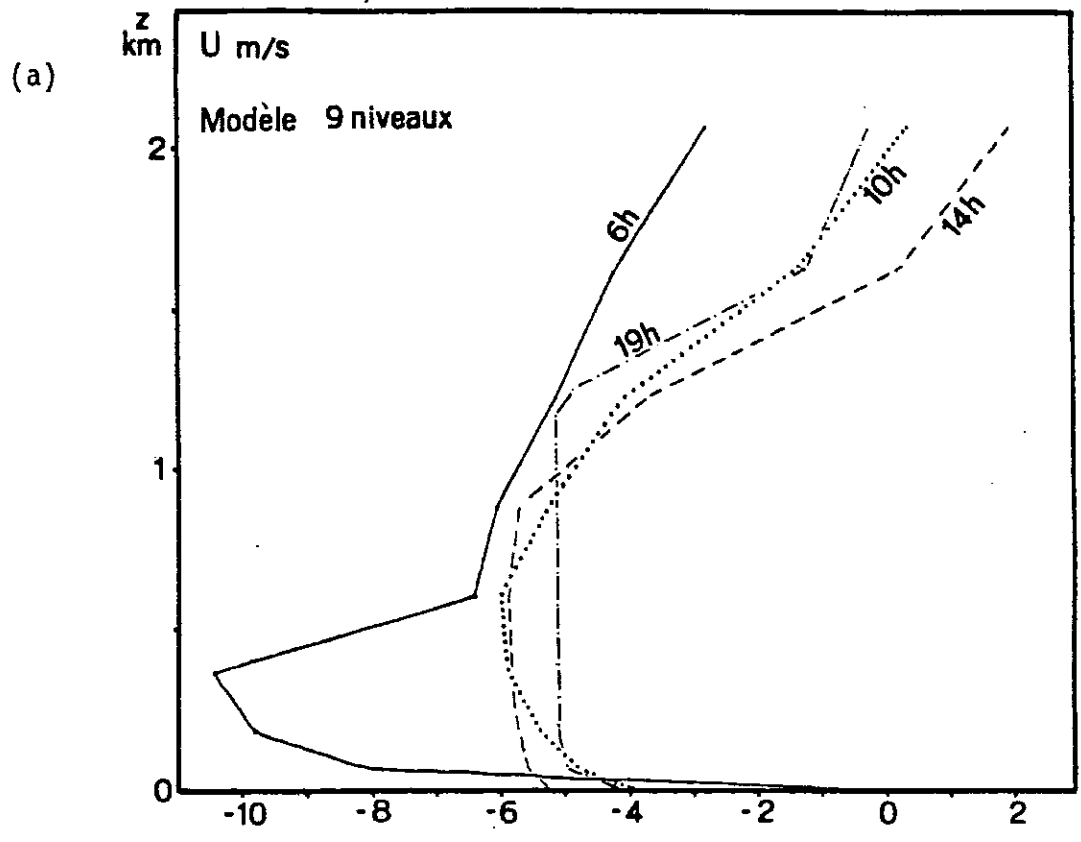


Figure 6 : Comparaison de l'évolution de la composante zonale du vent horizontal calculée sur une grille à 9 niveaux (a) et sur une grille à 30 niveaux (b), pour la journée du 2 juillet 1977 à Yoves.

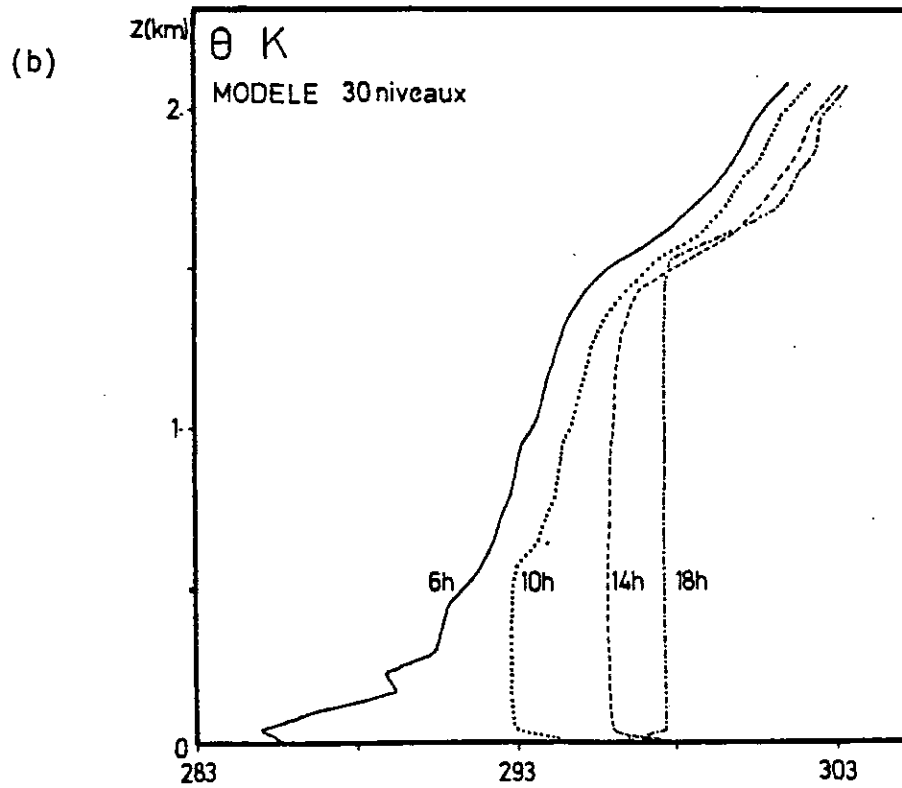
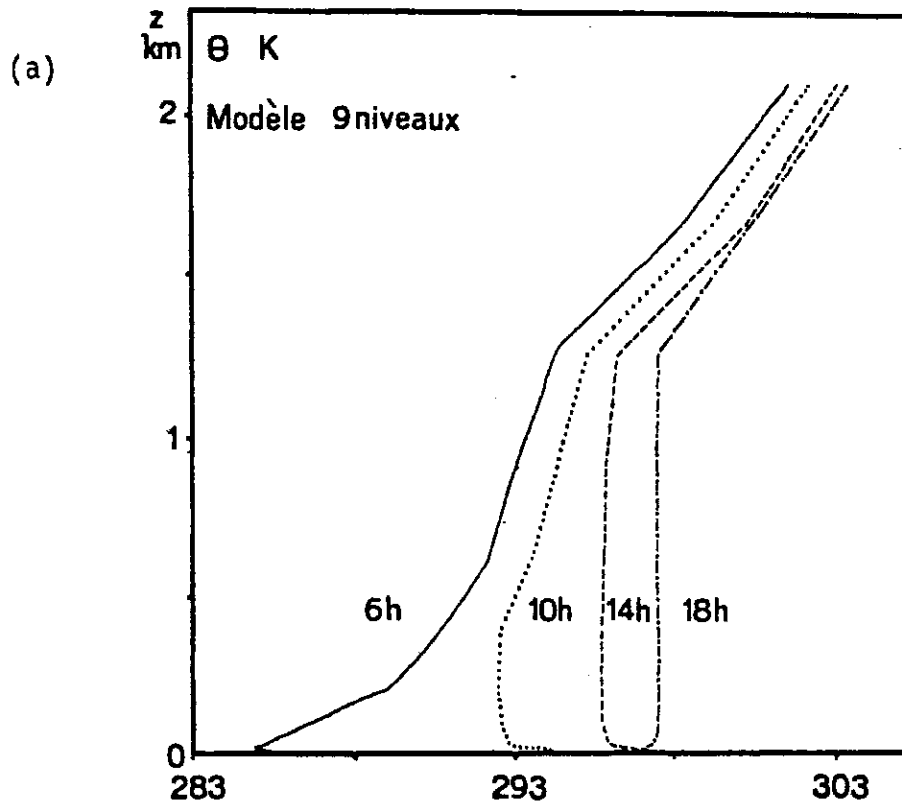


Figure 7 : Comparaison de l'évolution de la température potentielle calculée sur une grille à 9 niveaux (a) et sur une grille à 30 niveaux (b), pour la journée du 2 juillet 1977 à Voves.

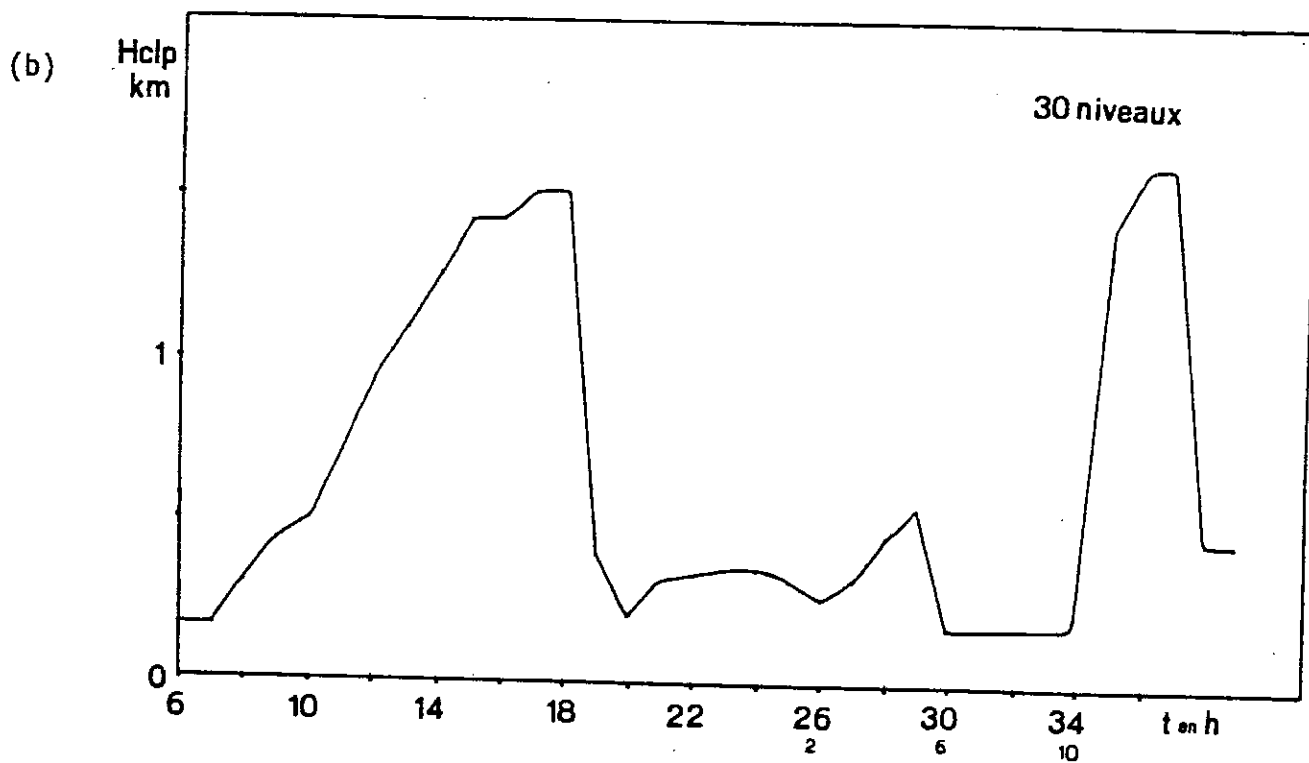
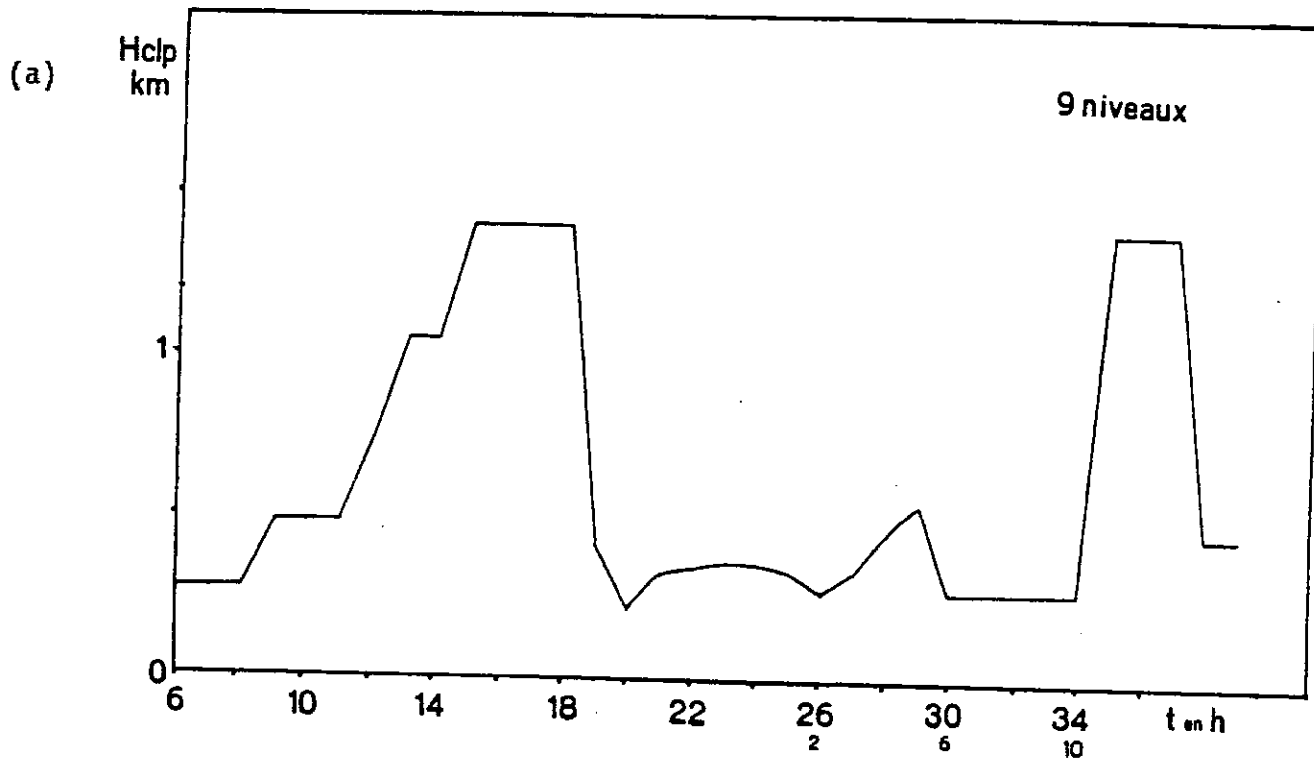


Figure 8 : Comparaison de l'évolution de l'épaisseur de la couche limite planétaire calculée sur une grille à 9 niveaux (a) et sur une grille à 30 niveaux (b), pour les journées des 2 et 3 juillet 1977 à Voves.

mélange lors de la première journée jusqu'à 1400 m, suivi d'une décroissance rapide à partir de 18 h. Nous assistons à un nouvel épaissement le lendemain matin, atteignant 1400 m à 12 h. L'inversion en température présente ici une montée moins régulière qu'avec le modèle à 30 niveaux. La couche limite s'épaissit par paliers, du fait de la réduction du nombre de niveaux. L'évolution nocturne est identique dans les deux modèles, puisque l'épaisseur de la couche limite est alors donnée par la formule $H = 0,3 u_* / f$, indépendante de la résolution verticale. La forme du flux de chaleur sensible pour la phase convective dans le modèle avec un nombre de niveaux réduits (Fig. 9-a) fait apparaître la décroissance linéaire classique avec l'altitude. Les profils obtenus se comparent très bien avec ceux de la version à 30 niveaux (Fig. 9-b). Quelques différences apparaissent cependant sur la forme de la zone à flux négatifs. Si l'on s'intéresse maintenant à l'énergie cinétique turbulente, paramètre clef de la méthode, on observe sur la Figure 10 une augmentation rapide sur les deux grilles au cours de la phase diurne du 2 juillet : les valeurs du maximum en ECT sont cependant plus faibles avec le modèle à 9 niveaux. Ce résultat s'interprète par une sous-estimation de la hauteur d'inversion dans le modèle à 9 niveaux, ce qui conduit à des coefficients d'échange réduits par l'intermédiaire de la longueur de mélange l_k .

Au vu de ces résultats, nous pouvons conclure que, pour cette situation, la dégradation de la résolution verticale ne remet pas en cause les comportements qualitatif et quantitatif de la paramétrisation en ECT. Il est donc justifié de l'introduire dans notre modèle de mésoéchelle comportant un nombre de niveaux réduits dans la couche limite (9 niveaux au maximum). Il sera toutefois nécessaire de réaliser une comparaison du même type avec un calcul explicite des paramètres de surface, afin de connaître l'impact d'une résolution atmosphérique grossière sur leur détermination.

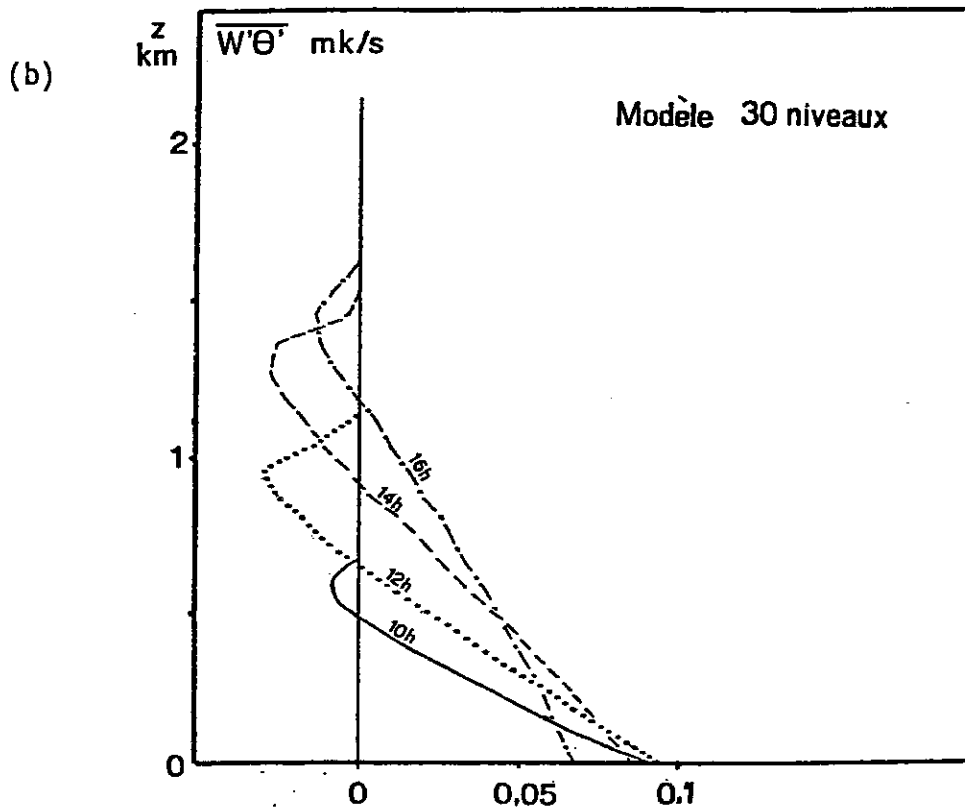
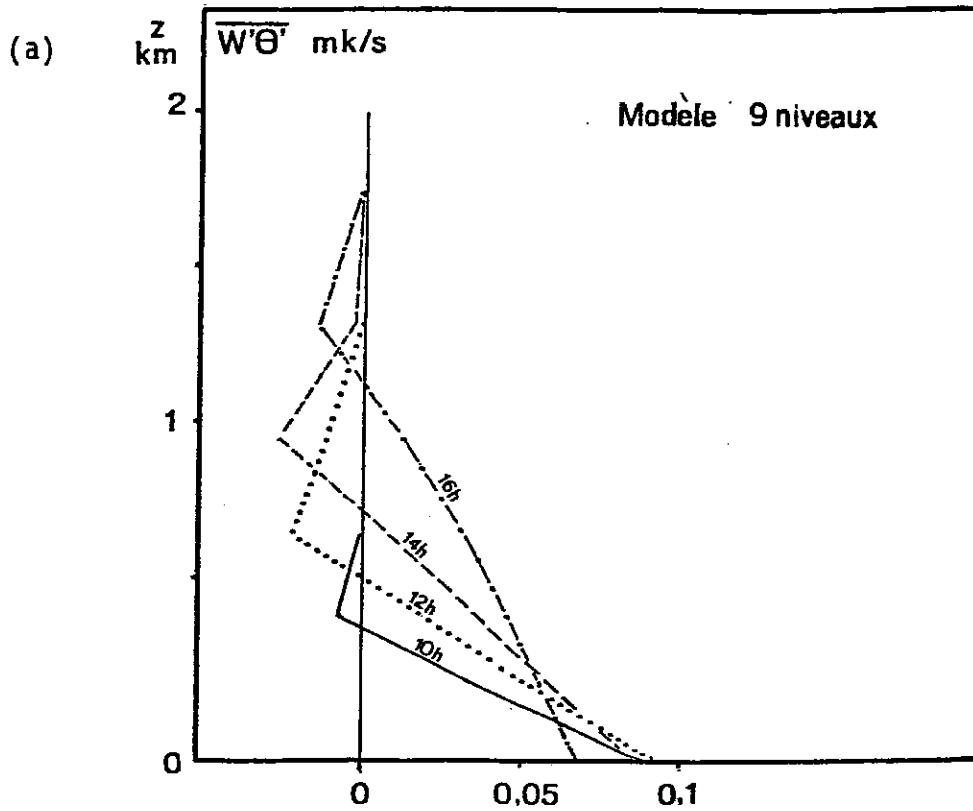


Figure 9 : Comparaison de l'évolution du flux de chaleur sensible calculé sur une grille à 9 niveaux (a) et sur une grille à 30 niveaux (b), pour la journée du 2 juillet 1977 à Voves.

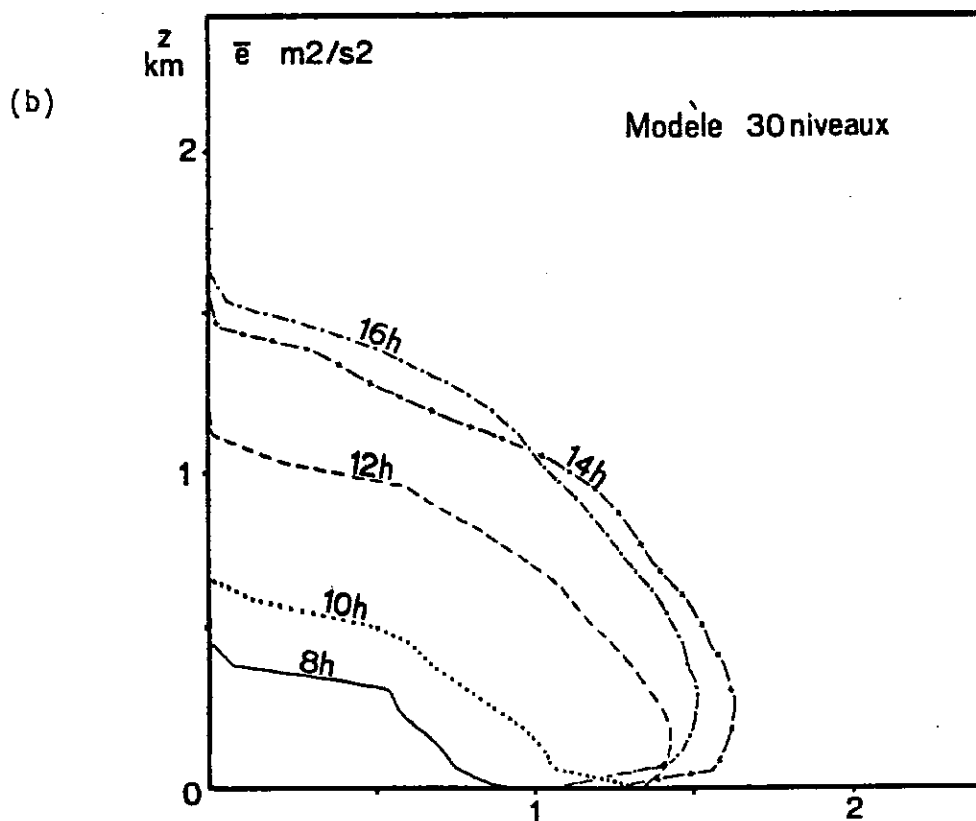
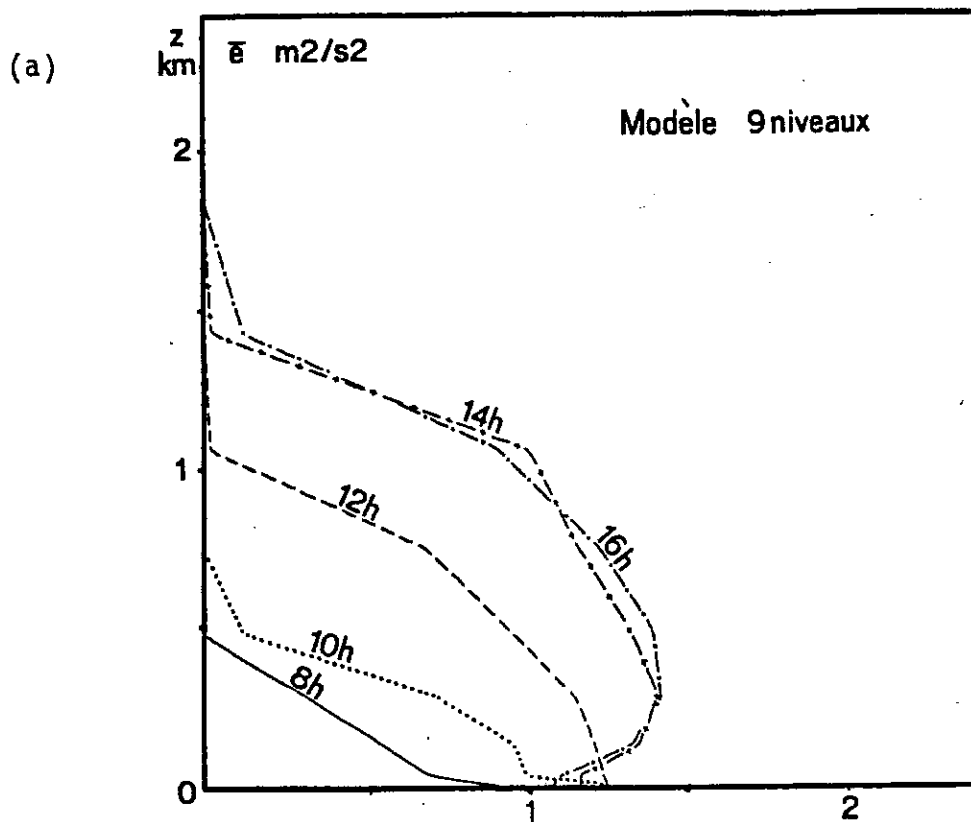


Figure 10 : Comparaison de l'évolution de l'énergie cinétique turbulente moyenne calculée sur une grille à 9 niveaux (a) et sur une grille à 30 niveaux (b), pour la journée du 2 juillet 1977 à Voves.

II - LA COUCHE LIMITE DE SURFACE

A - Introduction

L'évolution des transferts turbulents dans la couche limite atmosphérique est fortement conditionnée par les flux turbulents en surface. La description des variables dans la couche à flux constants repose sur la théorie de la similitude (Monin et Obukhov, 1954). Elle stipule que les moments de la turbulence dans la couche limite de surface sont des fonctions universelles de la variable réduite $\xi = Z/L$, où L est la longueur de Monin-Obukhov, dont le signe et la valeur caractérisent les régimes stables ou instables de la turbulence. Il vient alors :

$$\frac{\partial u}{\partial Z} \frac{kZ}{u_*} = \phi_M (\xi) \quad (14)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial Z} \frac{kZ}{\theta_*} = \phi_H (\xi) \quad (15)$$

$$\frac{\partial q}{\partial Z} \frac{kZ}{q_*} = \phi_H (\xi) \quad (16)$$

Les fonctions ϕ_H et ϕ_M sont décrites en fonction des différents régimes de stabilité au moyen des formules empiriques proposées par Businger et al. (1971) sur la base de données expérimentales.

Après intégration entre le niveau Z_0 défini par un vent nul et le sommet h de la couche à flux constants, les équations (14), (15) et (16) s'écrivent :

$$u = \frac{u_*}{k} \left[\log \frac{h}{Z_0} - \psi_M \left(\frac{h}{L} \right) \right]$$

$$\theta - \theta(Z_0) = \frac{R\theta_*}{k} \left[\log \frac{h}{Z_0} - \psi_H \left(\frac{h}{L} \right) \right]$$

$$q - q(Z_0) = \frac{Rq_*}{k} \left[\log \frac{h}{Z_0} - \psi_H \left(\frac{h}{L} \right) \right]$$

avec :

$$\psi_M \left(\frac{h}{L} \right) = \int_{Z_0/L}^{h/L} (1 - \phi_M(\xi)) \frac{d\xi}{\xi} \quad (17)$$

$$\psi_H \left(\frac{h}{L} \right) = \int_{Z_0/L}^{h/L} (1 - \phi_H(\xi)) \frac{d\xi}{\xi} \quad (18)$$

Le calcul des intégrales (17) et (18) conduit aux formules (5) et (6). En conditions atmosphériques instables ou très stables, le calcul des quantités u_* , θ_* et q_* en utilisant les formules (5) et (6) ne peut s'effectuer que numériquement, par itérations successives. Dans le modèle mésoéchelle, cette procédure est onéreuse en temps de calcul puisqu'elle se répète à chaque pas de temps et en chaque point de la surface. De plus, les versions du modèle mésoéchelle présentées plus loin dans le texte, comportant un sol interactif et un couvert végétal, nécessitent la résolution implicite de bilans d'énergie et de masse à l'interface sol-atmosphère, et la distinction dans chaque maille des fonctions de stabilité sur sol nu et sur couvert végétal. Les temps de calcul dans la couche de surface sont ainsi fortement augmentés. Ces constatations nous ont amenés à reconsidérer le problème du calcul de ces fonctions. Thom et al. (1975), ainsi que Benoit (1976) ont montré que l'introduction du nombre de Richardson global :

$$Ri_b = \frac{gh \cdot [\theta(h) - \theta(Z_0)]}{\theta u^2(h)}$$

permet d'obtenir une expression explicite des fonctions de stabilité ϕ_H et ϕ_M . Louis (1979) a ajusté des courbes analytiques dépendant du nombre de Richardson, aux fonctions de stabilité obtenues par calcul itératif. Les quantités turbulentes u_* , θ_* et q_* s'écrivent alors :

$$u_* = u(h) FF \left(\frac{h}{Z_0}, Ri_b \right) \quad (19)$$

$$\theta_* = (\theta(h) - \theta(Z_0)) FG \left(\frac{h}{Z_0}, Ri_b \right) \quad (20)$$

$$q_* = (q(h) - q(Z_0)) FG \left(\frac{h}{Z_0}, Ri_b \right) \quad (21)$$

avec, en régime instable ($Ri_b < 0$) :

$$FF = \frac{k}{\log \frac{z}{Z_0}} \left[1 - \frac{9,4 Ri_b}{1 + C_m |Ri_b|^{1/2}} \right]^{1/2}$$

$$FG = \frac{k}{0,74 \log \frac{z}{Z_0}} \left[1 - \frac{9,4 Ri_b}{1 + C_h |Ri_b|^{1/2}} \right]^{1/2}$$

où :

$$C_m = 7,4 \left(\frac{k}{\log \frac{Z}{Z_0}} \right)^2 \quad 9,4 \left(\frac{Z}{Z_0} \right)^{1/2}$$

$$C_h = 5,3 \left(\frac{k}{\log \frac{Z}{Z_0}} \right)^2 \quad 9,4 \left(\frac{Z}{Z_0} \right)^{1/2}$$

et, en régime stable ($Ri_b > 0$) :

$$FF = \frac{k}{\log \frac{Z}{Z_0}} \left[\frac{1}{1 + 4,7 Ri_b} \right]$$

$$FG = \frac{FF}{0,74}$$

En régime instable, C_h et C_m ont été déterminés par Louis (1979) en vue d'assurer la continuité des flux turbulents entre les régimes de convection forcée et de convection libre ($u(h) \rightarrow 0$). Cette caractéristique n'est pas reproduite avec la formulation de Nickerson. En effet, par vent faible, u_* n'est plus une variable pertinente de la théorie de similitude et les expressions des flux turbulents proposées par Nickerson ne sont alors plus valides.

B - Etude comparative des formulations de Louis et Nickerson

Après avoir réécrit les formules (2), (3) et (4) sous la forme (19), (20) et (21), nous étudions les variations des fonctions de stabilité FF et FG en fonction du nombre de Richardson. La valeur de Z/Z_0 étant fixée (avec $Z = 18$ m et $Z_0 = 4$ cm, valeurs courantes dans le modèle de Nickerson-Richard), les courbes de la Figure 11 présentent l'évolution des fonctions de stabilité pour des nombres

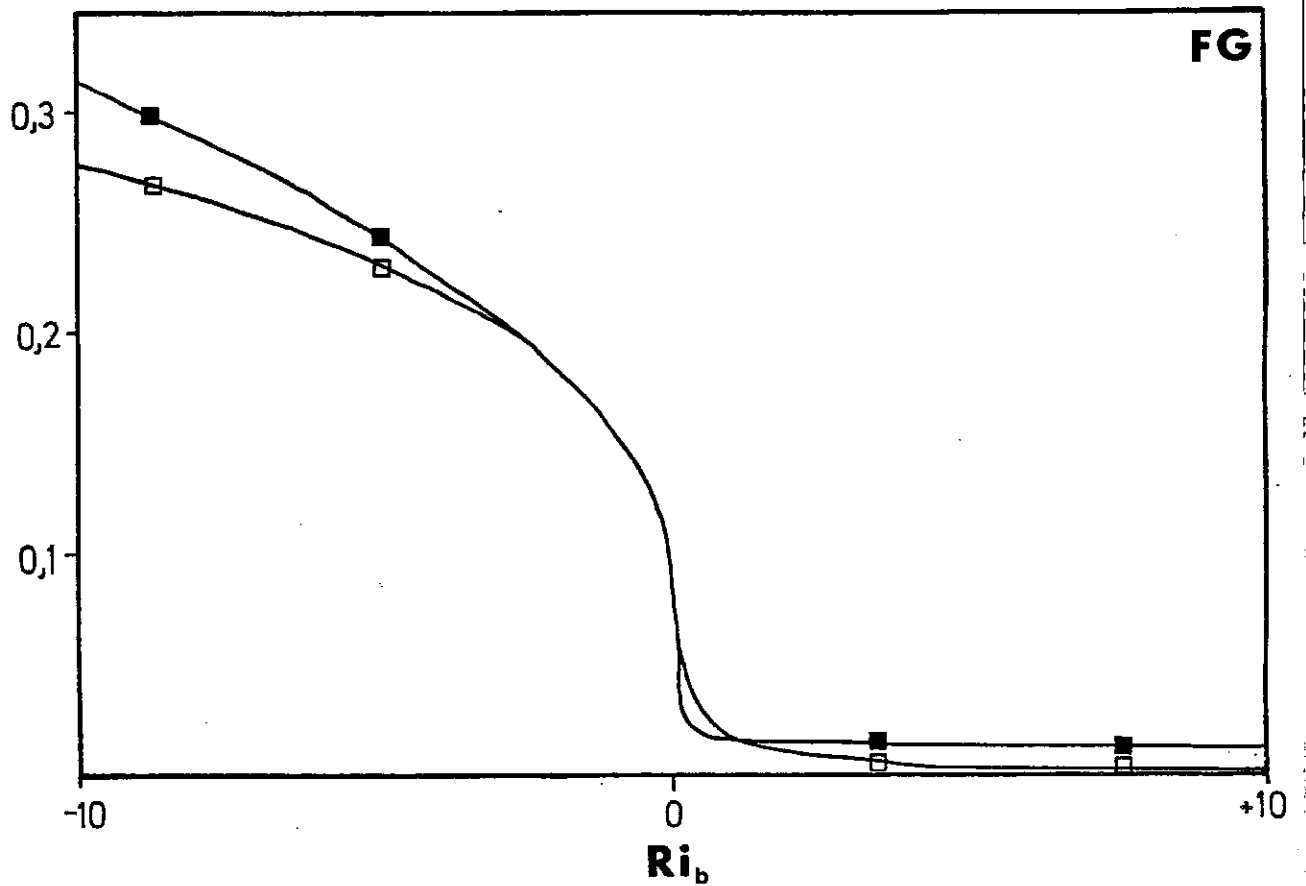
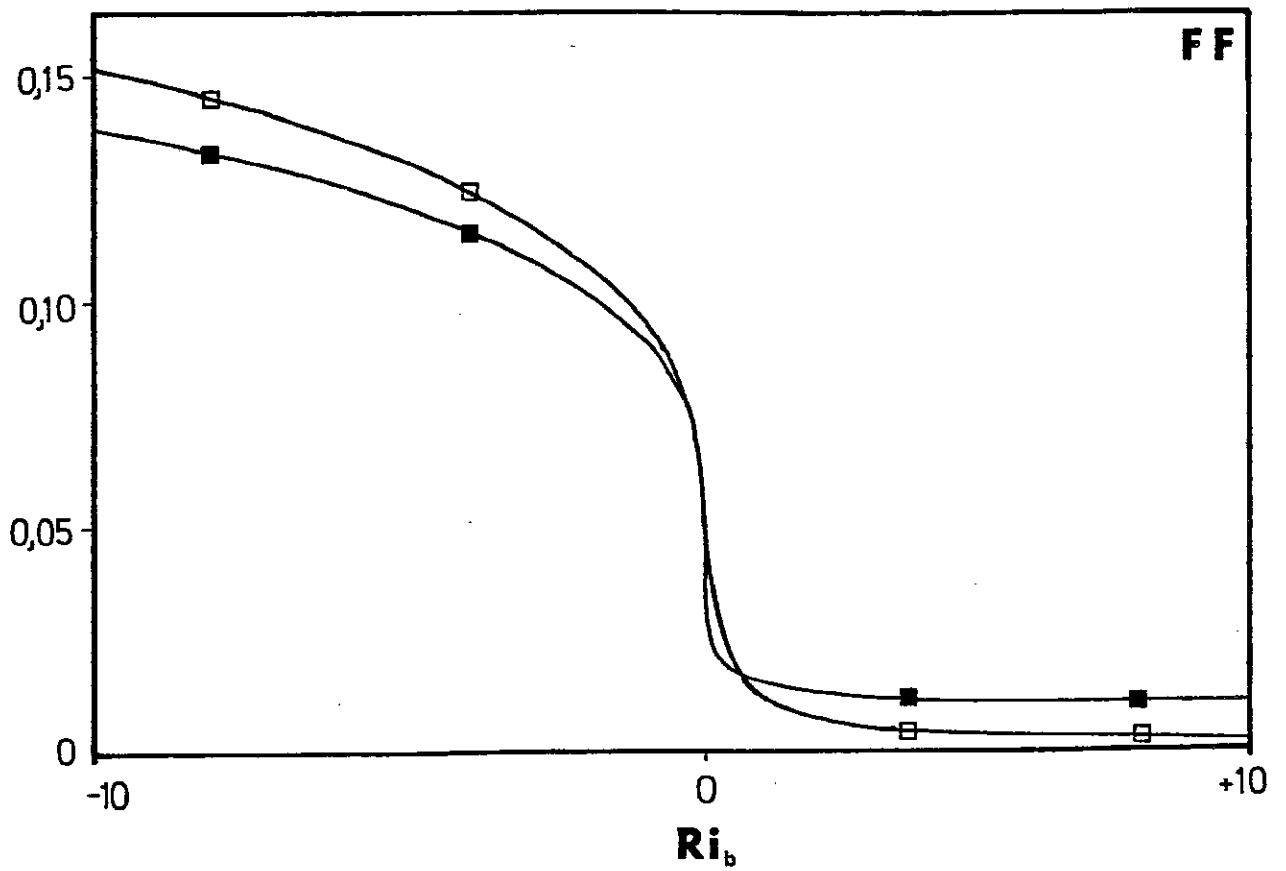


Figure 11 : Dépendance des fonctions de stabilité FF et FG dans la couche limite de surface proposées par Louis (1979) (\square) et Nickerson (1979) (\blacksquare) avec le nombre de Richardson Ri_b .

de Richardson compris entre - 10 et + 10. En régime instable, nous observons un accord tout à fait satisfaisant entre les deux formulations. En régime très instable ($Ri_b = - 10$), l'estimation des fonctions FF et FG par les formules de Louis ne diffère que de 10 % par rapport à celle de Nickerson. L'écart entre les deux formulations diminue lorsque l'on tend vers la neutralité. Dans un domaine de stabilité correspondant généralement aux mesures expérimentales (soit $- 0,4 \leq Ri_b \leq 0$), FF et FG coïncident dans les deux formulations à moins de 1 % près. Lors de la transition de conditions instables en conditions stables, les fonctions FF et FG diminuent rapidement. L'écart relatif entre les deux formalismes croît rapidement lorsque le nombre de Richardson augmente. Cette disparité est très nette sur la courbe $\xi = \xi(Ri_b)$ de la Figure 12, où nous observons que ξ tend vers l'infini pour des valeurs de Ri_b qui sont beaucoup plus faibles dans la formulation de Louis que dans celle de Nickerson. Une étude comparative de Carson et Richards (1978), portant sur diverses descriptions de la couche de surface stable, fait ressortir des comportements très différents des fonctions de stabilité, pour des grands nombres de Richardson. Businger et al. (1971), ainsi que Hicks (1976) ont introduit un nombre de Richardson critique fini Ri_c au-delà duquel l'écoulement devient laminaire avec annulation des fonctions FF et FG et, par suite, des flux turbulents. Ce type de comportement a été retracé dans une étude théorique de Mellor (1973). Toutefois, à partir de données expérimentales et pour des nombres de Richardson compris entre 0,2 et 1, Webb (1970) a établi la persistance de zones turbulentes au-delà de Ri_c . Il a alors proposé un comportement avec une tendance asymptotique vers zéro des fonctions FF et FG pour des nombres de Richardson infiniment grands. De telles zones ont également été observées par Kondo et al. (1978) pour un domaine de stabilité plus étendu ($0 \leq Ri_b \leq 10$).

En résumé, nous pouvons conclure qu'en régime instable, les résultats obtenus par les formules de Louis sont comparables à ceux fournis par les formules de Nickerson. Les différences n'excèdent

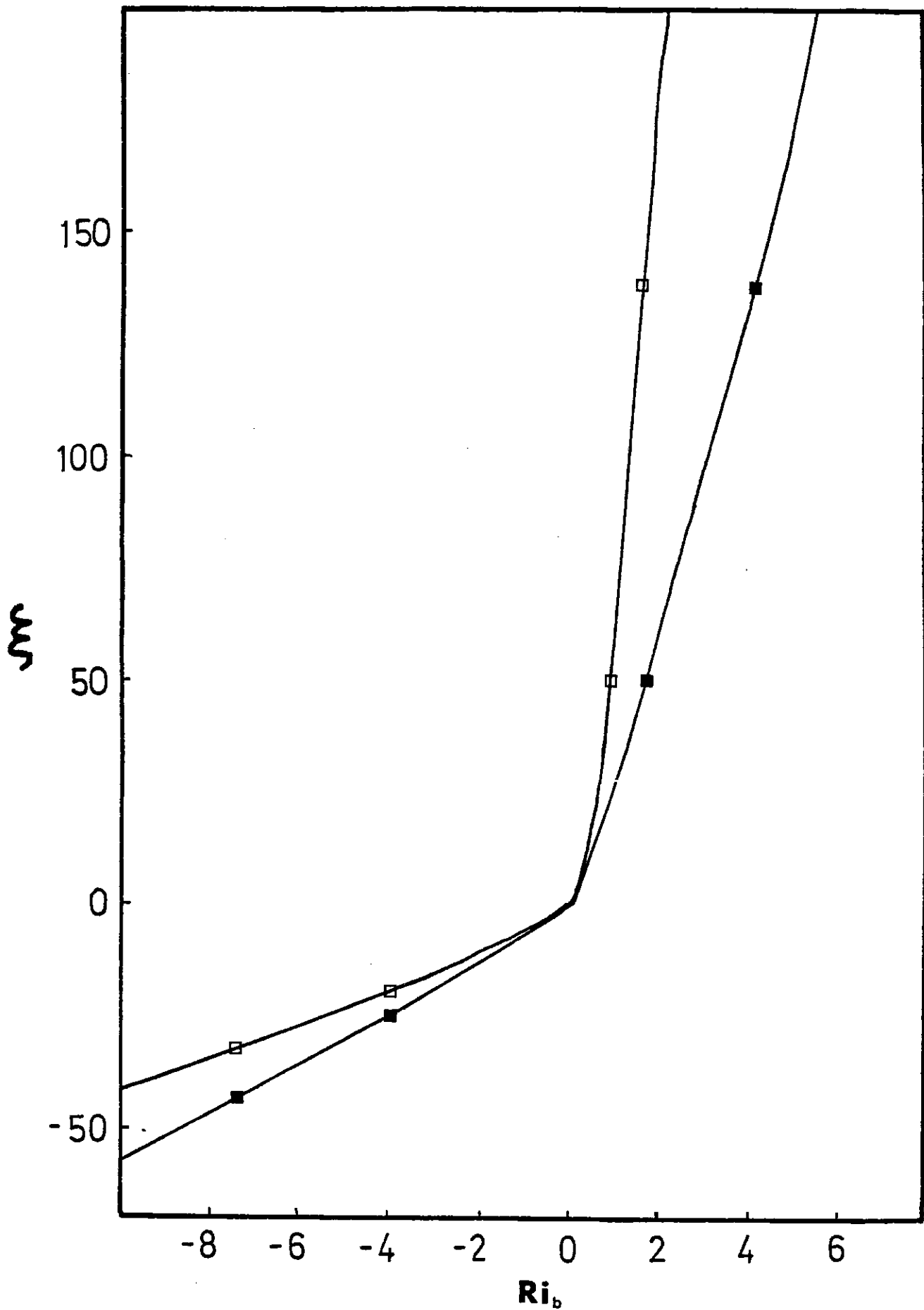


Figure 12 : Dépendance du paramètre $\xi = Z/L$ avec le nombre de Richardson Ri_b dans la couche limite de surface pour les formulations de Louis (1979) (\square) et de Nickerson (1979) (\blacksquare).

pas 10 % pour Ri_b compris entre - 10 et 0 et sont inférieures à 1 % dans le domaine correspondant aux observations ($- 0,4 \leq Ri_b \leq 0$). En conditions stables, les formulations diffèrent sensiblement au-delà de $\xi = 1,5$. Toutefois, vu la disparité entre relations ($\xi \rightarrow \infty$ pour des valeurs "critiques" de nombres de Richardson allant de 0,21 à $+\infty$), la formulation de Louis est difficilement criticable par rapport à celle de Webb et utilisée par Nickerson. De plus, cette formulation, contrairement à celle de Nickerson, permet d'exprimer les flux turbulents en régime de convection libre. Par la suite, les flux turbulents dans la couche de surface seront calculés par la méthode de Louis, la comparaison avec la procédure de Nickerson s'étant avérée concluante.

CHAPITRE A-III

PARAMETRISATION DU SOL

I - INTRODUCTION

Selon McCumber (1980), les relations empiriques exprimant les flux turbulents dans la couche limite de surface ont pour limite de validation la précision avec laquelle peuvent être connus les paramètres de surface, essentiellement la température du sol et son humidité. Il apparaît donc nécessaire, dans les modèles numériques, de déterminer de manière suffisamment précise les caractéristiques thermo-hydriques de l'interface sol-atmosphère. Après avoir présenté différentes schématisations de la température et de l'humidité de surface, nous introduisons la paramétrisation du sol que nous avons retenue (McCumber et Pielke, 1981) pour insertion dans le modèle de Nickerson-Richard. Une étude de sensibilité est alors réalisée dans un modèle unidimensionnel.

II - DETERMINATION DE LA TEMPERATURE DE SURFACE

A - Forçage sinusoïdal

La température du sol peut être prescrite en tant que fonction périodique du temps : fonction sinusoïdale (Pielke, 1974-a) ou série de Fourier d'ordres variés (Neumann et Mahrer, 1971). L'avantage de ces spécifications réside dans leur simplicité. Elles n'autorisent toutefois pas de rétroaction entre la température de surface et les circulations atmosphériques induites ; elles supposent en outre que le sol se comporte comme un réservoir infini de chaleur.

B - Résolution du bilan d'énergie en surface - flux de chaleur dans le sol

1 - Position du problème

Une amélioration par rapport à cette spécification arbitraire consiste à déterminer la température de surface par résolution du bilan d'énergie à l'interface sol-atmosphère. Dans ce bilan (relation (1)), interviennent les flux turbulents des chaleurs sensible et latente (exprimés selon la théorie de la similitude), le flux de rayonnement net et le flux de chaleur dans le sol.

Les flux radiatifs au niveau du sol peuvent être soit paramétrisés (Sasamori, 1970 ; Garrett, 1978), soit décrits par des formules empiriques (Deardorff, 1978), soit encore spécifiés expérimentalement (Soer, 1980).

Pour le flux de chaleur dans le sol, la méthode la plus simple consiste soit à le négliger, du fait qu'il constitue la contribution la moins importante au bilan d'énergie, soit à l'écrire sous forme d'une fraction des autres termes du bilan. Ces schématisations, bien que simples, sont à la fois difficilement généralisables, ayant été calibrées cas par cas, et peu réalistes car elles ne font pas intervenir directement les propriétés du sol. C'est la raison pour laquelle d'autres approches ont été développées.

2 - Modèles de sol à plusieurs niveaux

L'approche la plus satisfaisante consiste à résoudre explicitement l'équation d'évolution de la température dans le sol. L'équation de diffusion de la chaleur dans le sol s'écrit alors :

$$\rho c \frac{\partial T_s}{\partial t} = - \frac{\partial}{\partial Z} G(Z) \quad (22)$$

où $G(Z)$, le flux de chaleur dans le sol à la profondeur Z , est représenté par la loi de Fourier classique :

$$G(Z) = - \lambda \frac{\partial T_s}{\partial Z} \quad (23)$$

Les propriétés du sol s'introduisent par sa capacité calorifique volumique ρc et sa conductivité thermique λ . Ces caractéristiques dépendent fortement de la composition du sol, de sa température et surtout de son humidité (De Vries, 1963). La résolution de l'équation (22) permet d'évaluer le flux de chaleur $G(0) = Q_G$ à l'interface. Cette méthode, utilisée par Benoit (1976) dans le modèle de circulation générale du N.C.A.R., par Sasamori (1970) dans un modèle de couche limite, ou par Physick (1976) dans un modèle mésoéchelle de brise de mer, requiert l'introduction d'au moins six niveaux dans le premier mètre de sol pour avoir une détermination précise de la température (Laval et al., 1978).

3 - Modèle de sol à une couche

Pour s'affranchir de la résolution de cette équation de diffusion, Corby et al. (1972) et Gannon (1978) ont fait appel à une approche combinant l'équation de conservation de l'énergie et la loi de Fourier. En considérant une couche de sol d'épaisseur d (niveau où l'onde diurne de température est atténuée d'un facteur e et au-delà duquel la conductivité du sol est supposée nulle), il est possible de déterminer une équation d'évolution pour T_g . D'après (1) et (23) :

$$Q_G = - \lambda \left. \frac{\partial T_s}{\partial Z} \right|_{Z=0} = Q^* - Q_e - Q_h = - H_A$$

Dans la couche d, l'équation (23) devient :

$$\rho c \frac{\partial \bar{T}_s}{\partial t} = - \frac{G(Z=d) - G(Z=0)}{d} = \frac{G(Z=0)}{d}$$

\bar{T}_s est la température moyenne de la couche, indentifiable à la température de surface T_g .

Finalement, la température de surface est déterminée par l'équation d'évolution suivante :

$$\frac{\partial T_g}{\partial t} = - \frac{H_A}{\rho c d} \quad (24)$$

Bhumralkar (1975) a montré que cette méthode traduit imparfaitement l'évolution diurne de la température de surface. La formule (24) a été modifiée par ce même auteur pour tenir compte de l'influence du sol plus profond sur l'état thermique en surface.

4 - Modèle de sol à deux couches

Le sol est ici divisé en deux couches d'épaisseurs d_1 et d_2 , l'une superficielle (d_1) et l'autre plus en profondeur (d_2). La valeur du flux $G(Z = d_1)$ étant non nulle, l'équation (24) est alors réécrite sous la forme :

$$\frac{\partial T_g}{\partial t} = - C_1 \frac{H_A}{\rho c d_1} - C_2 \frac{T_g - T_2}{\tau} \quad (25)$$

C_1 et C_2 sont des constantes dont les valeurs sont déterminables exactement pour un forçage sinusoïdal à l'interface. T_2 représente la température de la seconde couche de sol : elle est souvent considérée comme la moyenne de T_g sur les 24 heures précédant le début de la simulation. τ est une constante de temps égale à un jour. Le dernier terme de l'équation (25) s'interprète comme un terme de relaxation de T_g vers la température T_2 .

Une étude comparative, réalisée par Deardorff (1978), indique que cette méthode restitue une évolution diurne de la température de surface très proche de celle obtenue par un modèle de sol à plusieurs niveaux.

III - DETERMINATION DE L'HUMIDITE DE SURFACE

Si le flux de chaleur sensible en surface constitue un facteur déterminant quant à la génération de certains types de circulations, le flux de chaleur latente en affecte directement l'intensité par la modification qu'il apporte à l'amplitude de l'onde thermique diurne en surface (Ookouchi et al., 1984). L'évaporation en surface, fonction complexe de l'état hydrique du sol, est très souvent paramétrée grossièrement dans les modèles numériques.

A - Modèles de sol à plusieurs niveaux

Le rapport de mélange en surface q_g est relié à la teneur en eau volumique superficielle du sol η_g par l'équation de continuité du potentiel thermodynamique Ψ à l'interface sol-atmosphère. Dans le sol, le potentiel hydrique Ψ_g exprime l'état énergétique de l'eau liée aux grains de sol par les forces d'adsorption et de capillarité. Dans l'atmosphère, le potentiel Ψ_a est égal à la variation d'enthalpie libre associée au changement de phase eau liquide-vapeur. Il s'ensuit l'équation suivante :

$$q_g = q_{sat}(T_g) \exp \left[\frac{g \Psi_g}{R_w T_g} \right]$$

où R_w est la constante des gaz relative à la vapeur d'eau.

Le potentiel hydrique Ψ_g est lié à la teneur en eau en surface η_g par une relation d'état $\Psi_g = \Psi_g(\eta_g)$, pouvant se mettre sous la forme :

$$\Psi_g = a \eta_g^b$$

où a et b sont des constantes caractéristiques du sol.

L'humidité superficielle η_g s'obtient par résolution simultanée de l'équation d'évolution de la teneur en eau à plusieurs niveaux dans le sol et du bilan hydrique en surface, lesquels s'écrivent respectivement :

$$\rho_w \frac{\partial \eta}{\partial t} = - \frac{\partial W_s}{\partial Z} \quad (26)$$

$$\text{et : } P = E + W_s(0) \quad (27)$$

où W_s est le flux d'humidité dans le sol (infiltration et remontées capillaires) et ρ_w la masse volumique de l'eau liquide.

Le flux d'humidité dans le sol comporte deux termes :

- un flux relatif à la phase liquide, qui s'écrit (loi de Darcy) :

$$W_{s \text{ liq}} = - \rho_w K_n \frac{\partial}{\partial Z} (\psi + Z) \quad (27 \text{ bis})$$

indiquant que les mouvements de l'eau dans le sol ont pour origine les gradients de potentiels gravitationnel et capillaire, et où K_n est la conductivité hydraulique du sol ;

- un flux relatif à la phase vapeur de la forme (loi de Fick):

$$W_{s \text{ vap}} = - \rho_w K_v \frac{\partial q_v}{\partial Z}$$

où q_v est l'humidité spécifique dans le sol et K_v la diffusivité moléculaire de la vapeur d'eau dans le sol.

L'équation (26) peut alors s'exprimer comme suit (Philip, 1957) :

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial Z} \left(D_n \frac{\partial \eta}{\partial Z} \right) + \frac{\partial}{\partial Z} \left(D_T \frac{\partial T_s}{\partial Z} \right) + \frac{\partial K_n}{\partial Z} \quad (28)$$

en tenant compte de la dépendance des variables Ψ , q_v , K_η et K_v avec la teneur en eau et la température du sol. D_h et D_T désignent respectivement les diffusivités hydriques et thermiques dans le sol. Le bilan hydrique a été pris en compte comme indiqué ci-dessus dans les modèles de couche limite de Sasamori (1970) et de Zdunkowski et al. (1975), et dans le modèle moyenne échelle de Garrett (1978). D'autres méthodes, de conception plus simple et d'utilisation plus souple, ont été utilisées dans les modèles numériques.

B - Modèles paramétriques

Une technique couramment employée (Mahrer et Pielke, 1977 ; Deardorff, 1977 ; Hsu, 1979 ; Wetzel, 1983) consiste à spécifier le rapport de mélange q_g en surface comme suit :

$$q_g = x q_{\text{sat}}(T_g) + (1 - x) q_a$$

où $q_{\text{sat}}(T_g)$ est le rapport de mélange saturant en surface, à la température T_g et q_a le rapport de mélange au-dessus du sol (premier niveau de calcul du modèle). x est le paramètre d'Halstead défini comme le rapport de l'évaporation réelle E à l'évaporation potentielle E_{pot} (laquelle correspondrait à un sol saturé en eau). Le calcul de q_g se ramène donc à la connaissance de la variable x dont la spécification varie selon les auteurs. Delsoil et al. (1971), ainsi que Ookouchi et al. (1984) lui attribuent une valeur constante en distinguant uniquement la terre et la mer. Ceci est simpliste puisque x est étroitement lié à l'eau disponible dans le sol. En effet, si le contenu en eau du sol en surface η_g est égal à sa valeur à saturation η_s , l'évaporation en surface est, par définition, potentielle, d'où : $x = 1$. Si le contenu en eau du sol est suffisamment faible pour que l'évaporation en surface soit nulle, nécessairement $x = 0$. De nombreuses relations empiriques ont été proposées pour le rapport E/E_{pot} en fonction de la teneur en eau superficielle η_g (Manabe, 1969 ; Davies et Allen, 1973 ;

Deardorff, 1978). Ces relations ne sont toutefois pas caractéristiques d'un sol, dépendant fortement des conditions climatiques.

Par souci de simplicité, la valeur η_g n'est pas déduite de l'équation de diffusion (28) : elle est obtenue selon une démarche analogue à celle présentée aux paragraphes II-B-2 et II-B-3 du présent chapitre.

La combinaison des équations (26) et (27), sous l'hypothèse de transferts hydriques s'effectuant exclusivement dans une couche superficielle d'épaisseur d' , fournit l'équation d'évolution suivante :

$$\rho_w \frac{\partial \bar{\eta}}{\partial t} = - \frac{E - P}{d'} \quad (29)$$

où $\bar{\eta}$ est la teneur en eau moyenne de la couche, assimilée à sa valeur en surface η_g .

Ce sont des expressions analogues à l'équation d'évolution (29) qui sont généralement utilisées dans les modèles globaux (Manabe, 1969 ; Laval et al., 1978) pour le calcul de η_g . Une amélioration de cette formulation a été proposée par Deardorff (1977) et plus récemment par Mahrt et Pan (1984). Par analogie formelle entre les variables température et humidité, le sol est divisé en deux couches d'épaisseurs d'_1 et d'_2 et l'on peut écrire pour η_g une relation identique à l'équation (25) :

$$\frac{\partial \eta_g}{\partial t} = - C'_1 \frac{E - P}{\rho_w d'_1} - C'_2 \frac{\eta_g - \eta_b}{\tau} \quad (29 \text{ bis})$$

avec $0 \leq \eta_g \leq \eta_{\max}$, η_b est la teneur en eau dans la couche profonde d'_2 , τ la période du cycle considéré (un jour ici) et η_{\max} la capacité au champ.

La quantité d'eau dans le sol profond suit l'évolution du bilan hydrique en surface, d'après la relation :

$$\frac{\partial \eta_b}{\partial t} = - \frac{E - P}{\rho_w d'_2}$$

Les constantes C'_1 et C'_2 dépendent fortement de l'état hydrique du sol. Elles ont été calibrées par Deardorff (1977) à partir de mesures expérimentales sur un site donné (d'après les données de Jackson (1973) déterminées sur un sol limoneux près de Phoenix en Arizona).

IV - DISCUSSION

A l'issue de cette revue générale sur les diverses représentations de l'état thermo-hydrique du sol dans les modèles numériques, un certain nombre de conclusions s'imposent. L'approche la plus physique consistant à résoudre sur plusieurs niveaux dans le sol les équations de diffusion apparaît assez lourde à mettre en oeuvre ; elle nécessite de plus la connaissance de nombreuses relations d'états caractéristiques du sol, peu accessibles à l'échelle régionale. La formulation de Deardorff (1977, 1978), d'utilisation plus simple, présente toutefois plusieurs difficultés. Tout d'abord, une relation empirique est utilisée pour relier le paramètre d'Halstead à l'humidité superficielle. D'autre part, les variables C'_1 et C'_2 , fonction de l'humidité de surface et qui interviennent dans l'équation (29 bis), n'ont été calibrées que pour un seul type de sol. Compte tenu des limitations inhérentes à chacune de ces méthodes, la paramétrisation du sol retenue dans notre modèle consiste en une formulation simplifiée avec plusieurs niveaux. Dans cette description, déjà proposée par McCumber (1980), les transferts d'eau dans le sol sous forme vapeur sont négligés (hypothèse justifiée tant que le sol n'est pas très sec), de même que la dépendance du potentiel hydrique en fonction de la température. Le nombre de relations d'états requises est

ainsi réduit à deux. Elles ont été généralisées par Clapp et Hornberger (1978) à l'ensemble des sols de la classification texturale américaine, les rendant ainsi d'utilisation plus large que celles issues directement de mesures en un seul site. Remarquons toutefois que la variabilité spatiale des paramètres des transferts hydriques et thermiques dans le sol (propriétés texturales et structurales, relations hydrodynamiques) est très prononcée (Vauclin, 1978 ; Brunet, 1984). Par conséquent, le recours à des paramétrisations à caractère essentiellement local dans les modèles mésoéchelle n'est pas sans poser le problème de la représentativité des valeurs moyennes calculées sur des domaines de $10 \times 10 \text{ km}^2$. La réponse à ce problème ne pourra être apportée que lorsqu'il sera possible d'accéder à la mesure (nécessairement indirecte, par télédétection par exemple) de valeurs des flux en surface moyennées à une échelle spatiale comparable à la taille de la maille des modèles mésoéchelle.

V - PARAMETRISATION DE McCUMBER POUR LE SOL

La paramétrisation retenue est résumée comme suit. La température et l'humidité de surface sont obtenues par la résolution simultanée des équations de conservation de l'énergie et de la masse à l'interface sol-atmosphère, soit respectivement :

$$Q^* = - \rho L_v u_* q_* - \rho C_p u_* \theta_* + G(0)$$

$$p = W_s(0) - \rho u_* q_*$$

Les flux $G(0)$ et $W_s(0)$ se déduisent de la résolution dans le premier mètre de sol des équations de diffusion pour sa température T_S et son contenu en eau volumique n :

$$\rho c \frac{\partial T_s}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial Z} \left(\lambda \frac{\partial T_s}{\partial t} \right)$$

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial Z} \left(D_\eta \frac{\partial \eta}{\partial Z} \right) + \frac{\partial K_\eta}{\partial Z} \quad (30)$$

L'écriture de l'équation (30) suppose que la phase vapeur est négligée, la composition du sol se limitant à trois matériaux : l'air, l'eau liquide et le matériau solide.

McCumber et Pielke (1981) ont proposé certaines relations caractéristiques des sols, reprises ici. C'est ainsi que la capacité calorifique ρc est écrite sous la forme :

$$\rho c = (1 - \eta_s) \rho_i c_i + \eta \rho_w c_w$$

$\rho_i c_i$ étant la capacité calorifique par unité de volume du matériau solide et $\rho_w c_w$ celle de l'eau. La capacité calorifique de l'air est négligée.

La conductivité thermique λ dépend fortement de l'état hydrique du sol, mais peu de sa texture. A partir des données de Al Nakshabandi et Kohnke (1965), une expression analytique reliant la conductivité thermique au potentiel hydrique a été suggérée :

$$\lambda = \begin{cases} 419 \exp \left[- (P_f + 2,7) \right] & , \text{ si } P_f \leq 5,1 \\ 0,172 & , \text{ si } P_f > 5,1 \end{cases}$$

où P_f est le logarithme décimal du potentiel hydrique exprimé en cm.

La conductivité hydraulique K_n et le potentiel hydrique ψ dépendent de la teneur en eau suivant la formulation de Campbell (1974) :

$$\psi = \psi_s \left(\frac{\eta_s}{\eta} \right)^b \quad (31)$$

et :

$$K_n = K_{n_s} \left(\frac{\eta}{\eta_s} \right)^{2b+3} \quad (32)$$

La diffusivité hydraulique D_n étant définie par :

$$D_n = K_n \frac{\partial \psi}{\partial \eta}$$

elle s'écrit encore d'après les relations (31) et (32) :

$$D_n = - \frac{b K_{n_s} \psi_s}{\eta} \left(\frac{\eta}{\eta_s} \right)^{b+3}$$

Les valeurs à saturation ψ_s , K_s et η_s , ainsi que l'exposant b sont fonction du type de sol étudié. Clapp et Hornberger (1978) ont fourni les valeurs de ces paramètres pédologiques pour l'ensemble des sols de la classification texturale américaine (Tableau 1). Cette classification ternaire est basée sur des critères granulométriques en distinguant les fractions texturales du limon, de l'argile et du sable (Fig. 13).

VI - ANALYSE DE SENSIBILITE

A - Présentation générale

La paramétrisation précédemment décrite des échanges thermo-hydriques dans le sol a été couplée au modèle de couche limite en énergie cinétique turbulente de Therry et Lacarrère (1983) par

Type de sol	η_s	ψ_s (m)	K_{η_s} ($m s^{-1}$)	b	η_{wilt}	$\rho_i C_i$ ($J/m^3/K$)
sable	0,395	- 0,121	$1,76 \times 10^{-4}$	4,05	0,0677	$1,463 \times 10^6$
sable limoneux	0,410	- 0,09	$1,563 \times 10^{-4}$	4,38	0,0750	$1,404 \times 10^6$
limon sableux	0,435	- 0,218	$3,41 \times 10^{-6}$	4,90	0,1142	$1,342 \times 10^6$
limon fin	0,485	- 0,786	$7,2 \times 10^{-6}$	5,30	0,1794	$1,271 \times 10^6$
limon	0,451	- 0,478	$7,0 \times 10^{-6}$	5,39	0,1547	$1,212 \times 10^6$
limon sablo-argileux	0,420	- 0,299	$6,3 \times 10^{-6}$	7,12	0,1749	$1,175 \times 10^6$
limon fin argileux	0,477	- 0,356	$1,7 \times 10^{-6}$	7,75	0,2181	$1,317 \times 10^6$
limon argileux	0,476	- 0,630	$2,5 \times 10^{-6}$	8,52	0,2498	$1,225 \times 10^6$
argile sableuse	0,426	- 0,153	$2,2 \times 10^{-6}$	10,40	0,2193	$1,175 \times 10^6$
argile limoneuse	0,492	- 0,490	$1,0 \times 10^{-6}$	10,40	0,2832	$1,15. \times 10^6$
argile	0,482	- 0,405	$1,3 \times 10^{-6}$	11,40	0,2864	$1,089 \times 10^6$
tourbe	0,863	- 0,356	$8,0. \times 10^{-6}$	7,75	0,3947	$0,836 \times 10^6$

Tableau 1 : Paramètres pédologiques en fonction de 11 classes de sol.

η_s est la porosité du sol en $m^3 m^{-3}$, ψ_s son potentiel hydrique à saturation en m et K_{η_s} sa conductivité hydraulique à saturation en $m s^{-1}$. L'exposant adimensionné b se réfère à la relation d'état (31). Le contenu en eau du point de flétrissement (η_{wilt}) correspond à une succion de 15 bars. $\rho_i C_i$ est la capacité calorifique du matériau solide. Ces valeurs sont tirées de Clapp et Hornberger (1978).

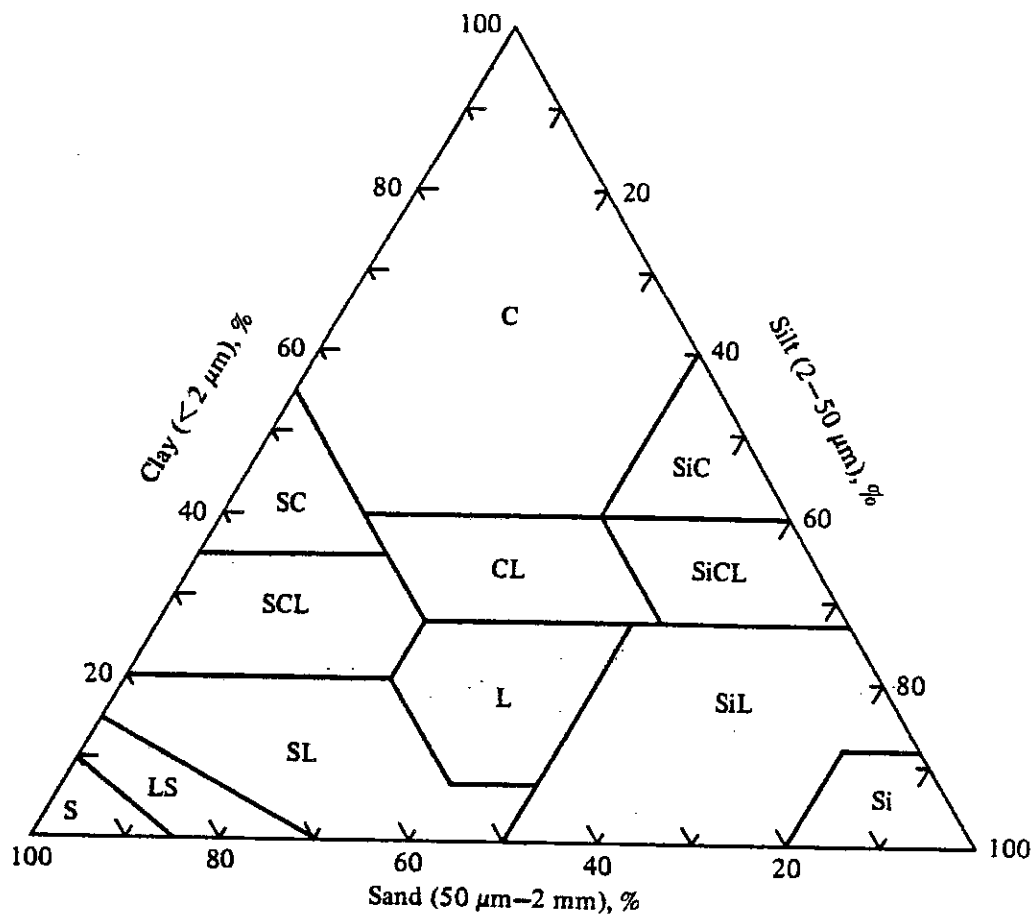


Figure 13 : Classification texturale américaine des sols
 (C : argile ; L : limon ; Si : silt ; S : sable)
 (d'après Marshall et Holmes, 1979).

l'intermédiaire de la couche limite de surface (Louis, 1979). Les différentes méthodes numériques développées à cet effet sont reportées dans l'Annexe A.

Une étude de sensibilité a été réalisée avec ce modèle couplé. Ne disposant pas d'un jeu de données cohérent pour à la fois le sol et la basse atmosphère, nous avons choisi provisoirement de comparer, dans la mesure du possible, nos résultats avec les simulations de McCumber et Pielke (1981), sur la base de mesures effectuées indépendamment dans l'atmosphère (campagne Floride, 1973) et dans le sol (campagne O'Neill, 1957). Bien qu'incomplets, ces essais ont pour but de déterminer la sensibilité de la méthode proposée vis-à-vis des différents paramètres ajustables et de contrôler qualitativement l'accord entre nos résultats et les travaux parus antérieurement. En conséquence, les conclusions attendues de ces comparaisons n'auront donc pas une portée générale et définitive.

B - Conditions initiales

Les profils initiaux de température, du vent et de l'humidité sont présentés dans le Tableau 2. Ils correspondent au radiosondage de Miami du 17 juillet 1973 à 7 h LST. Les profils initiaux de T_S et η dans le sol sont différents pour chaque simulation, ils seront précisés pour chacune d'elles. Toutes les simulations débutent à 5 h LST, pour une durée de 24 heures. Les différentes constantes caractérisant le sol et l'état initial de l'atmosphère sont reportées dans le Tableau 3.

C - Conditions à l'interface sol-atmosphère

Les flux radiatifs descendants courte et grande longueurs d'onde au niveau du sol K_d et L_d sont spécifiés à chaque pas de temps du modèle à partir de données radiatives empiriques, typiques de la situation de ciel clair étudiée (Kondratyev, 1969). Les

Z en m	θ en K	q en g/kg	u en m/s	v en m/s
6000	326,2	03,0	- 4,00	- 2,50
5000	323,5	03,5	- 2,00	- 1,02
4000	318,9	02,6	- 2,80	0
3000	313,5	05,4	- 4,00	0
2000	308,5	07,6	- 4,00	0
1200	305,0	09,2	- 4,29	1,56
700	301,5	15,0	- 5,64	2,05
300	300,0	19,7	- 6,03	0,42
100	299,8	22,0	- 5,64	0,30
50	299,7	22,6	- 5,39	0,28
30	299,6	23,2	- 5,14	0,27
0	299,5	23,2	0	0

Tableau 2 : Profils initiaux dans l'atmosphère pour la température potentielle (θ), le rapport de mélange (q) et les composantes zonale (u) et méridienne (v) du vent horizontal.
(Cas du 17 juillet 1973 à 7 h LST à Miami).

Paramètre	Valeur
Pression en surface p_s	1018 mb
Rapport de mélange en surface q_g	23g/kg
Hauteur initiale de la couche limite planétaire	150 m
Longueur de rugosité Z_0	4 cm
Emissivité du sol ϵ_g	1

Tableau 3 : Constantes d'initialisation du modèle d'interface.
(Cas du 17 juillet 1973 à 7 h LST à Miami).

courbes d'évolution de K_t et L_t sont présentées sur la Figure 14 ; elles font apparaître une variation sinusoïdale de K_t entre le lever et le coucher du soleil, et une valeur constante pour L_t . Cette prise en compte très schématique des termes de rayonnement sera améliorée ultérieurement : elle a paru suffisante cependant pour permettre une étude du comportement de la paramétrisation du sol et de la basse atmosphère. L'albédo du sol a_g intervenant dans le calcul du rayonnement solaire réfléchi K_t varie avec la hauteur du soleil et la teneur en eau superficielle du sol. Nous avons adopté les formules empiriques proposées par McCumber et Pielke (1981) et qui sont basées sur les données expérimentales d'Idso et al. (1975) pour du limon, généralisées ici aux autres classes de sol.

$$\text{On a : } a_g = a_s + a_n$$

$$\text{avec : } a_s = 0,31 - 0,34 \Delta, \quad \text{si } \Delta < 0,5 \quad (33)$$

$$a_s = 0,14, \quad \text{si } \Delta \geq 0,5$$

$\Delta = \eta / \eta_s$ est la fraction d'humidité du sol par rapport à la saturation en surface et :

$$a_n = 0,01 \left[\exp (0,003286 Z^{1,5}) - 1 \right] \quad (34)$$

où Z est l'angle zénithal du soleil.

Notre modèle de couche limite atmosphérique ne prenant pas en compte la formation de précipitations, elles sont imposées à l'interface par leur taux horaire. Cette simplification est acceptable, dans un premier temps, puisqu'il ne s'agit ici que d'étudier dans ses grandes lignes la réponse du sol à des forçages extérieurs imposés.

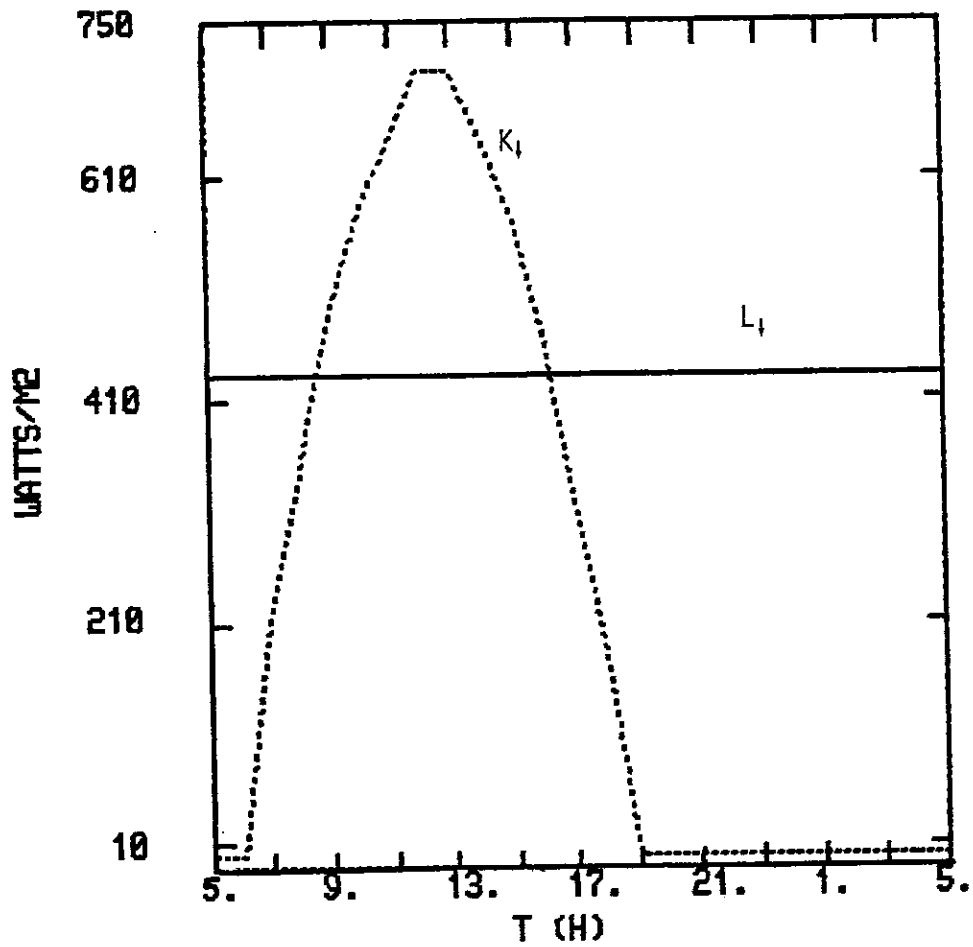


Figure 14 : Evolution des flux radiatifs visible (.....) et infrarouge (—) imposés à l'interface au cours du cycle diurne.

D - Comportement global du modèle

Avant d'effectuer des comparaisons entre simulations, il convient, pour une simulation particulière, d'examiner l'évolution des profils verticaux des variables atmosphériques et de sol sur 24 heures. L'intérêt de cet examen est double : tout d'abord, vérifier le comportement correct de la méthode de résolution numérique des équations de diffusion dans le sol, ensuite, s'assurer d'une réponse convenable des variables atmosphériques au forçage énergétique imposé en surface. Par la suite, l'étude portera principalement sur l'évolution des variables (température, humidité, flux) à l'interface.

Les résultats présentés ici correspondent à un sol d'argile sableuse (sandy clay). Le profil initial pour la température dans le sol est tiré des données expérimentales de O'Neill (Lettau et Davidson, 1957) et reporté dans le Tableau 4. La teneur en eau initiale est uniforme sur tout le profil avec une valeur de $0,27 \text{ m}^3 \text{ m}^{-3}$. Les profils verticaux dans le sol sont tracés toutes les deux heures sur chacune des figures présentées ; dans l'atmosphère, la fréquence d'édition des résultats est de quatre heures en nous limitant à la phase diurne (les 12 premières heures de simulation). La Figure 15 présente l'évolution, au cours d'un cycle diurne, de la température dans le sol. On observe un échauffement important de la surface en cours de journée (Fig. 15-a), qui gagne progressivement les couches plus profondes du sol, jusqu'à environ 40 cm. Au-delà, la température reste pratiquement inchangée. A partir de 17 h, soit deux heures après le maximum d'ensoleillement, du fait de l'inertie thermique du sol, la surface se refroidit rapidement, déterminant ainsi un flux de chaleur vers le haut, ce qui provoque un refroidissement du sol profond (Fig. 15-b). Ce type de comportement est en bon accord qualitatif avec les observations de la Figure 16. Les Figures 17-a

Profondeur en cm	T_s en K	η en $m^3 m^{-3}$
0	301,03	0,120
0,5	301,17	0,120
1,5	301,54	0,117
3,0	301,98	0,109
5,0	302,98	0,093
8,0	302,81	0,086
12,0	302,70	0,083
18,0	304,99	0,083
26,0	305,03	0,083
36,0	305,28	0,083
48,0	305,59	0,083
62,0	304,33	0,083
79,0	303,31	0,083
100,0	303,08	0,083

Tableau 4 : Profils initiaux dans le sol pour la température et la teneur en eau volumique, d'après les données de l'expérience O'Neill, Nébraska (Lettau et Davidson, 1957).

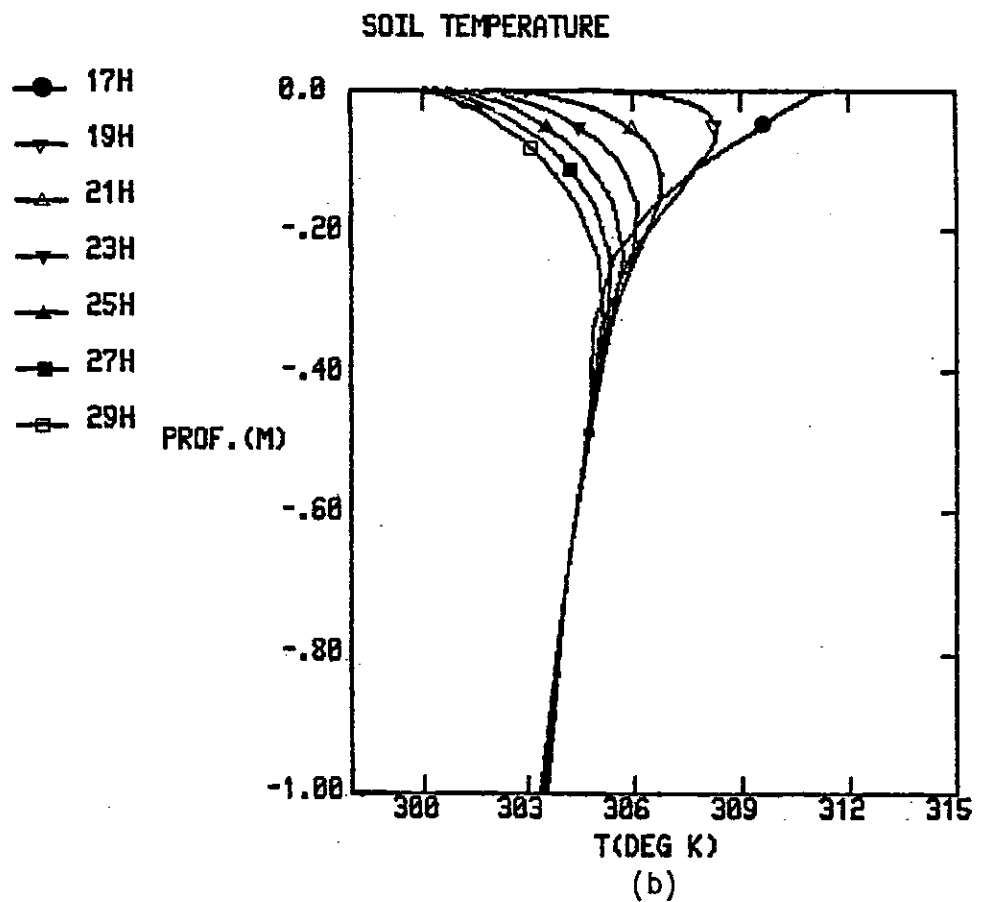
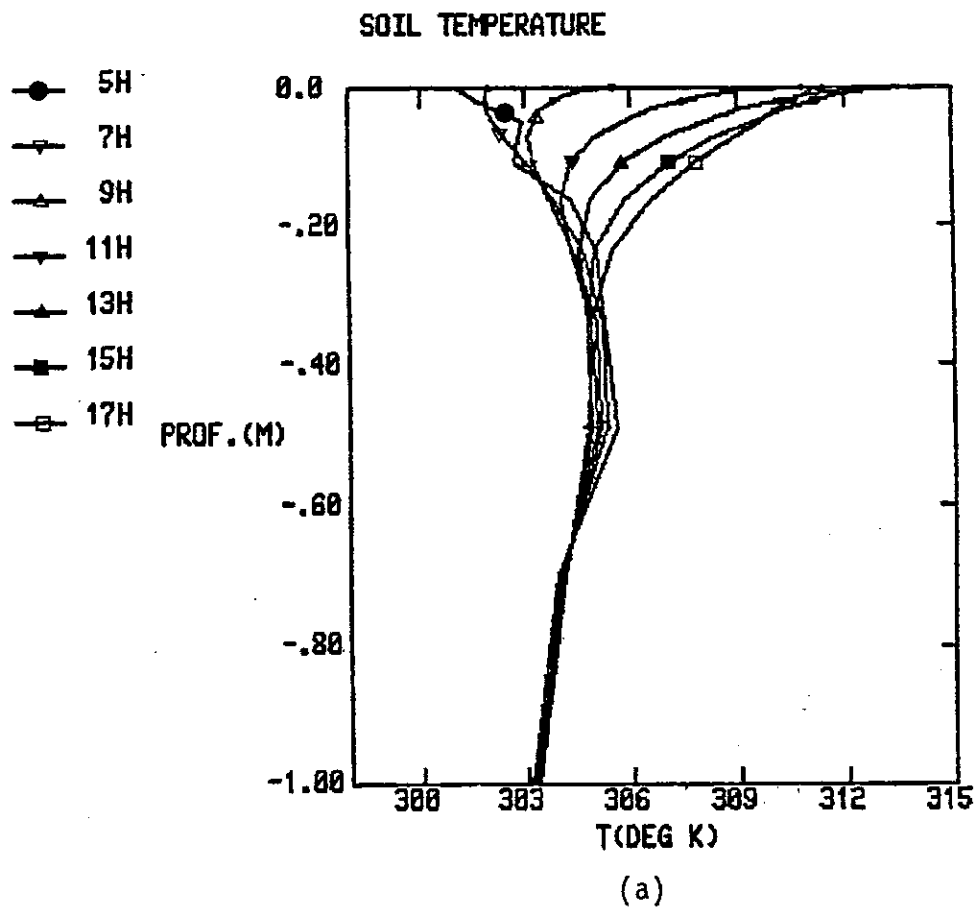


Figure 15 : Variations diurnes du profil de température dans le sol pour de l'argile sableuse (sandy clay) initialisée avec une teneur en eau volumique de $0,27 \text{ m}^3 \text{ m}^{-3}$.

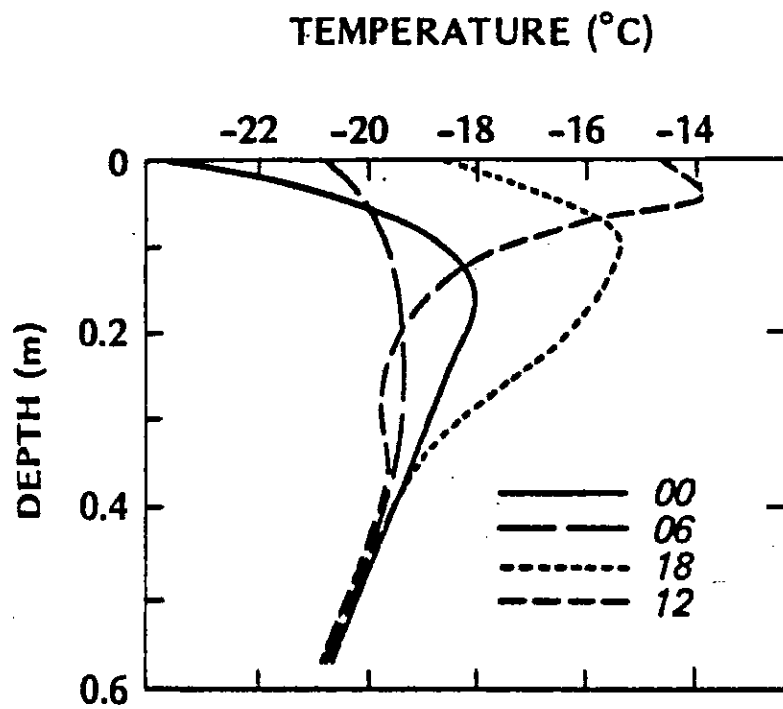


Figure 16 : Profils expérimentaux typiques de température dans le sol pour un cycle diurne (d'après Oke, 1978).

et 17-b présentent l'évolution de l'humidité du sol pendant la même période. Le sol est initialement assez humide dans toute son épaisseur ($\eta/\eta_S = 63 \%$).

Sur la Figure 18, on note, au cours de la journée, un assèchement prononcé des premiers centimètres de sol, la teneur en eau en surface passant de $0,3 \text{ m}^3 \text{ m}^{-3}$ à une valeur moitié moindre dès 9 h. Sur la Figure 17, on constate qu'au-delà d'une dizaine de centimètres, le profil initial d'humidité dans le sol n'est pas affecté par l'évolution en surface. De forts gradients d'humidité du sol apparaissent donc au voisinage de l'interface. Cette particularité confirme la nécessité d'utiliser une grille verticale logarithmique dans la discrétisation de l'équation d'évolution de la teneur en eau (cf. Annexe A). A partir de 17 h, on assiste à une réhumidification de la surface (Fig. 18), le profil en profondeur n'évoluant pas (Fig. 17-b). Cette tendance s'explique par l'apparition d'une couche stable près du sol, conduisant à une inversion du flux d'humidité au niveau de l'interface.

Dans l'atmosphère, l'uniformisation progressive en altitude des variables moyennes (température et rapport de mélange), au cours de la journée du fait des transferts verticaux turbulents dans la couche limite, est une caractéristique bien restituée par le modèle (Figs 19-a et 19-b). La turbulence (énergie cinétique et coefficient d'échange) initialement nulle gagne rapidement en intensité et en extension verticale dès le début de la phase diurne (Figs 19-c et 19-d). A 17 h, nous observons l'amorce de la décroissance de l'énergie cinétique turbulente qui tend à nouveau vers des valeurs très faibles après le coucher du soleil (non présenté ici). Le comportement des variables atmosphériques noté ici dans le cadre d'un modèle couplé sol-atmosphère est très similaire à celui obtenu précédemment sur la situation de Voves, avec des conditions à la limite inférieure imposées en fonction des valeurs des flux mesurés sur le terrain.

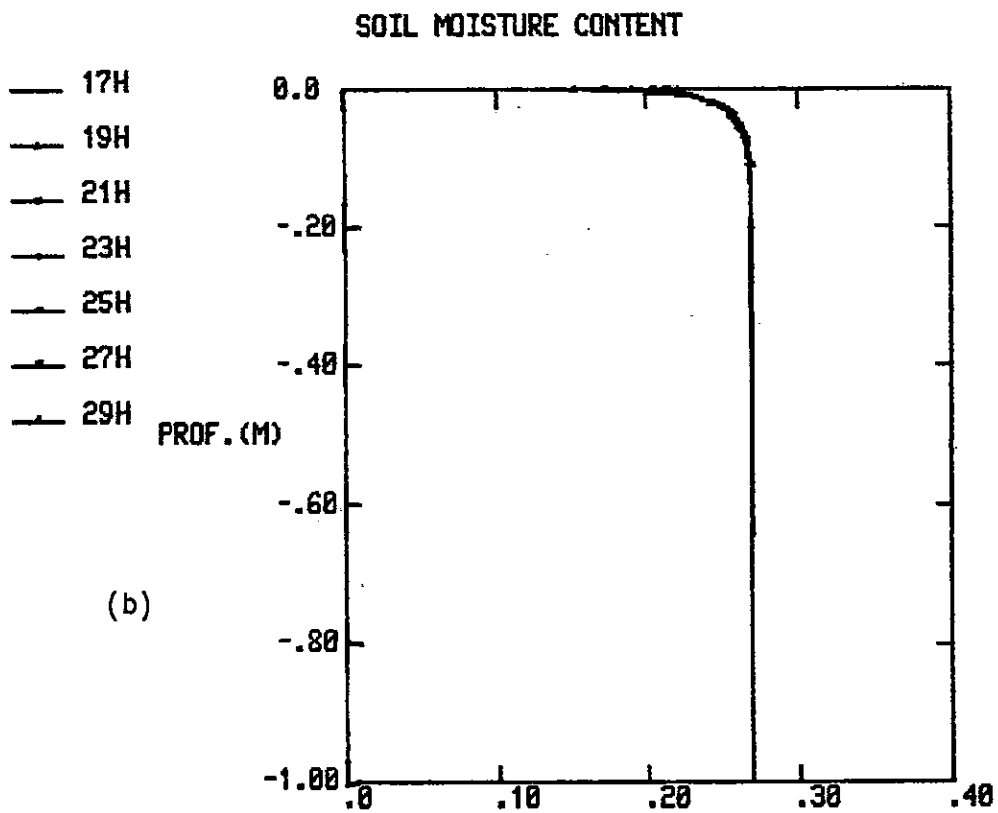
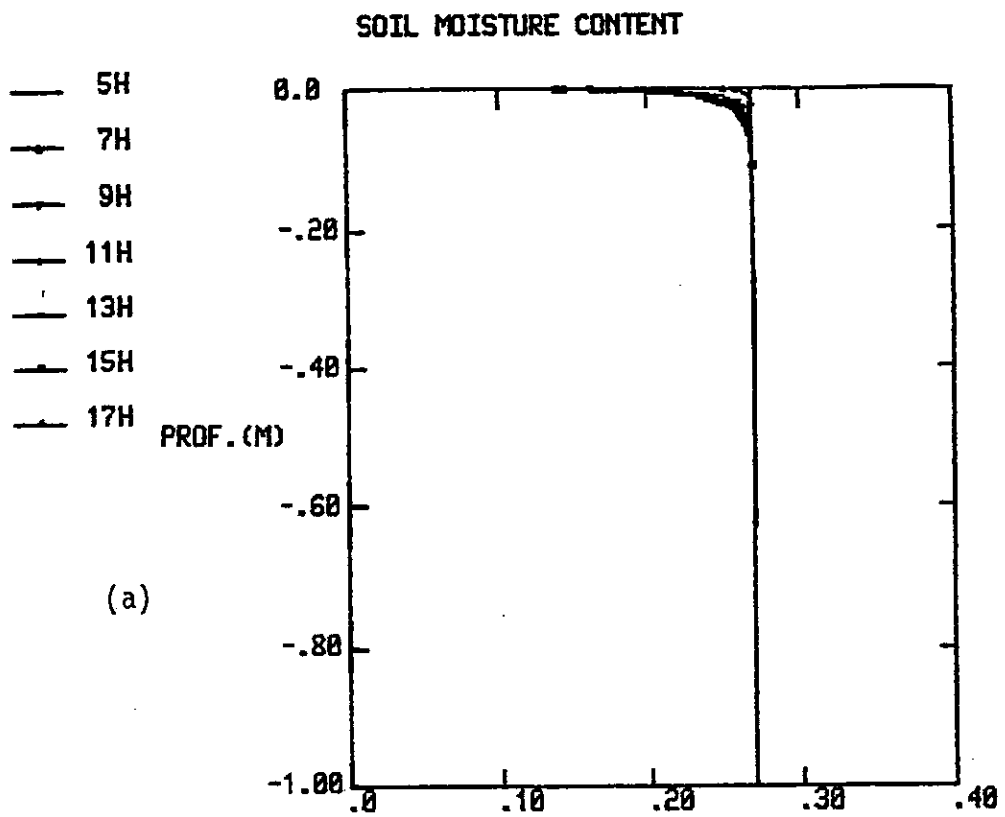


Figure 17 : Variations diurnes du profil d'humidité dans le sol pour de l'argile sableuse (sandy clay) initialisée avec une teneur en eau volumique de $0,27 \text{ m}^3 \text{ m}^{-3}$.

SOIL MOISTURE CONTENT

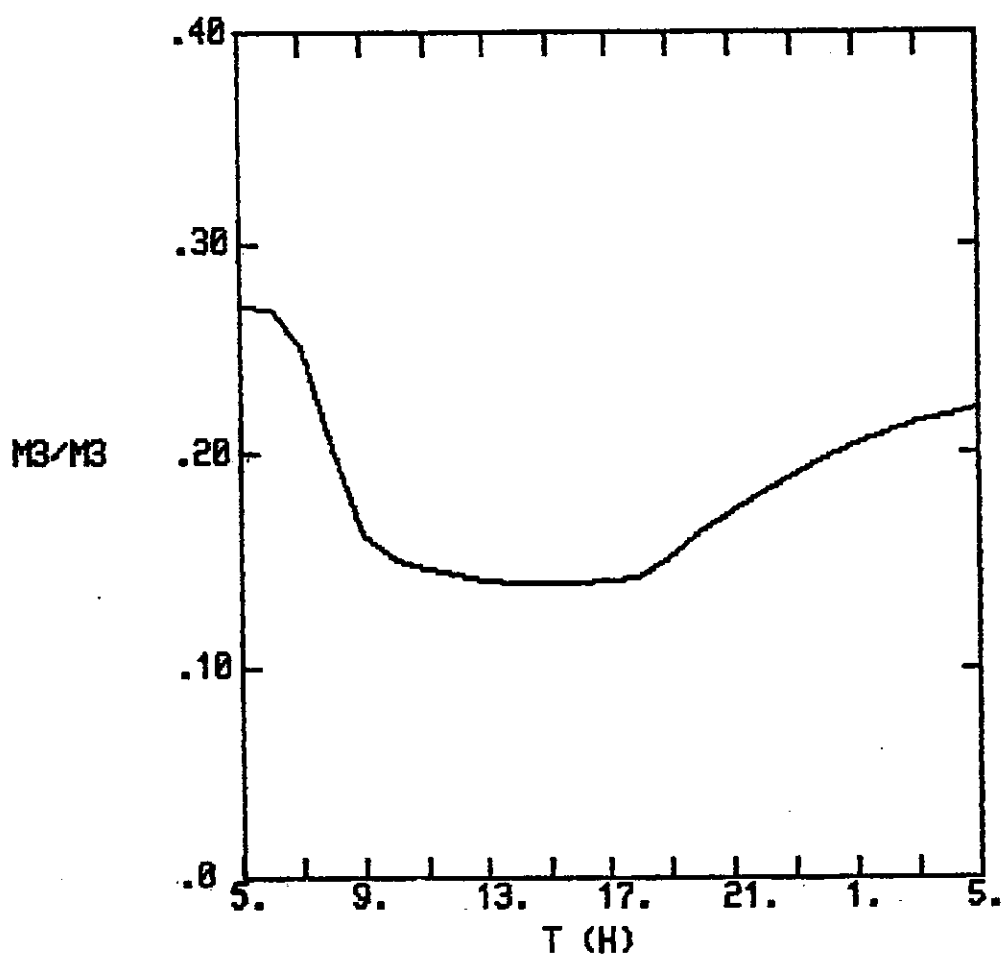


Figure 18 : Evolution diurne de la teneur en eau en surface pour un sol d'argile sableuse ($\eta_{\text{initial}} = 0,27 \text{ m}^3 \text{ m}^{-3}$).

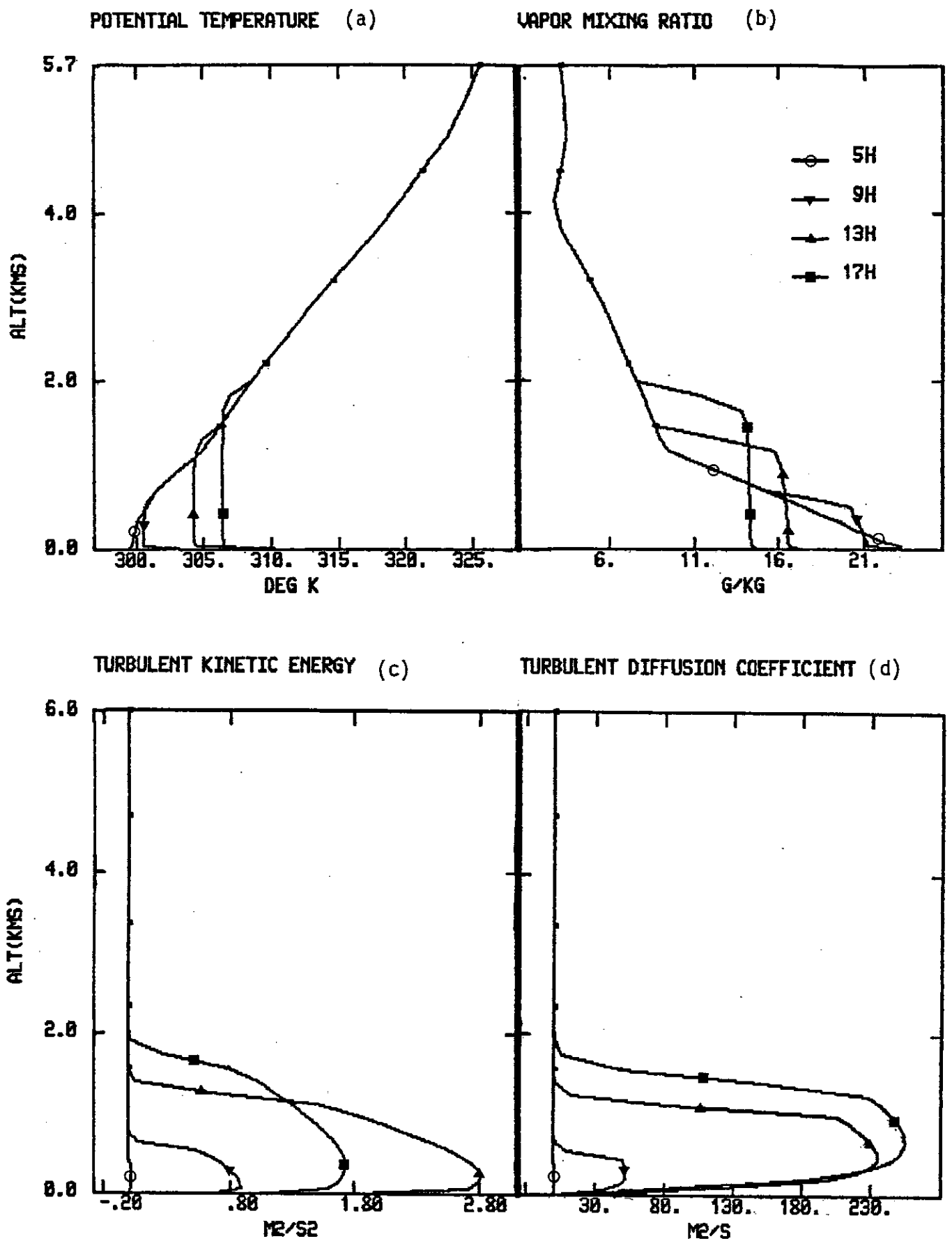


Figure 19 : Evolution diurne des variables atmosphériques : température potentielle (a), rapport de mélange (b), énergie cinétique turbulente (c) et coefficient de diffusion turbulente (d) sur un sol d'argile sableuse pour la journée du 17 juillet 1973 à Miami.

E - Effet du contenu en eau initial du sol

Pour un type de sol donné (limon fin), nous examinons maintenant la sensibilité de la paramétrisation vis-à-vis de l'initialisation de l'humidité. Le sol est initialisé en température d'après le profil de O'Neill et uniformément en humidité sur toute la couche. Diverses simulations numériques ont été réalisées en faisant varier la teneur en eau depuis $\eta = 0,14 \text{ m}^3 \text{ m}^{-3}$ (sol très sec avec un potentiel hydrique associé de - 570 m) jusqu'à $\eta = 0,48 \text{ m}^3 \text{ m}^{-3}$ (sol saturé en eau). La comparaison la plus intéressante entre ces simulations concerne l'évolution des flux en surface au cours de la journée. Elle permet de déterminer la façon dont l'état hydrique influe sur la conversion de l'énergie radiative à l'interface. Les résultats présentés ne portent que sur la gamme d'humidité initiale comprise entre 0,14 et 0,28 $\text{m}^3 \text{ m}^{-3}$, aucune différence significative n'ayant été constatée sur l'évolution diurne des variables de surface pour des initialisations plus humides.

Sur la Figure 20 est reportée l'évolution des flux de chaleur sensible, latente et dans le sol, pour des teneurs en eau initiales respectivement de 0,28 $\text{m}^3 \text{ m}^{-3}$ (a) ; 0,24 $\text{m}^3 \text{ m}^{-3}$ (b) ; 0,22 $\text{m}^3 \text{ m}^{-3}$ (c) ; 0,20 $\text{m}^3 \text{ m}^{-3}$ (d) ; 0,18 $\text{m}^3 \text{ m}^{-3}$ (e) et 0,14 $\text{m}^3 \text{ m}^{-3}$ (f). Par convention, les flux sont comptés positivement lorsqu'ils sont dirigés vers le bas. Pour un état très humide ($\eta \geq 0,28 \text{ m}^3 \text{ m}^{-3}$ sur la Figure 20-a), toute l'énergie radiative est consommée dans l'évaporation de l'eau du sol. Le flux de chaleur latente atteint une valeur de 480 W m^{-2} en milieu de journée, alors que le flux de chaleur sensible ne dépasse jamais 30 W m^{-2} au cours du cycle diurne. Notons la symétrie de la courbe représentative des flux par rapport au midi local. Le flux de chaleur dans le sol est lui aussi très peu intense du fait de la faible élévation de température à l'interface durant la journée. Remarquons le changement de signe de ce flux lors de la transition entre le régime diurne et le régime nocturne. Le jour, la surface du sol, plus chaude qu'en profondeur,

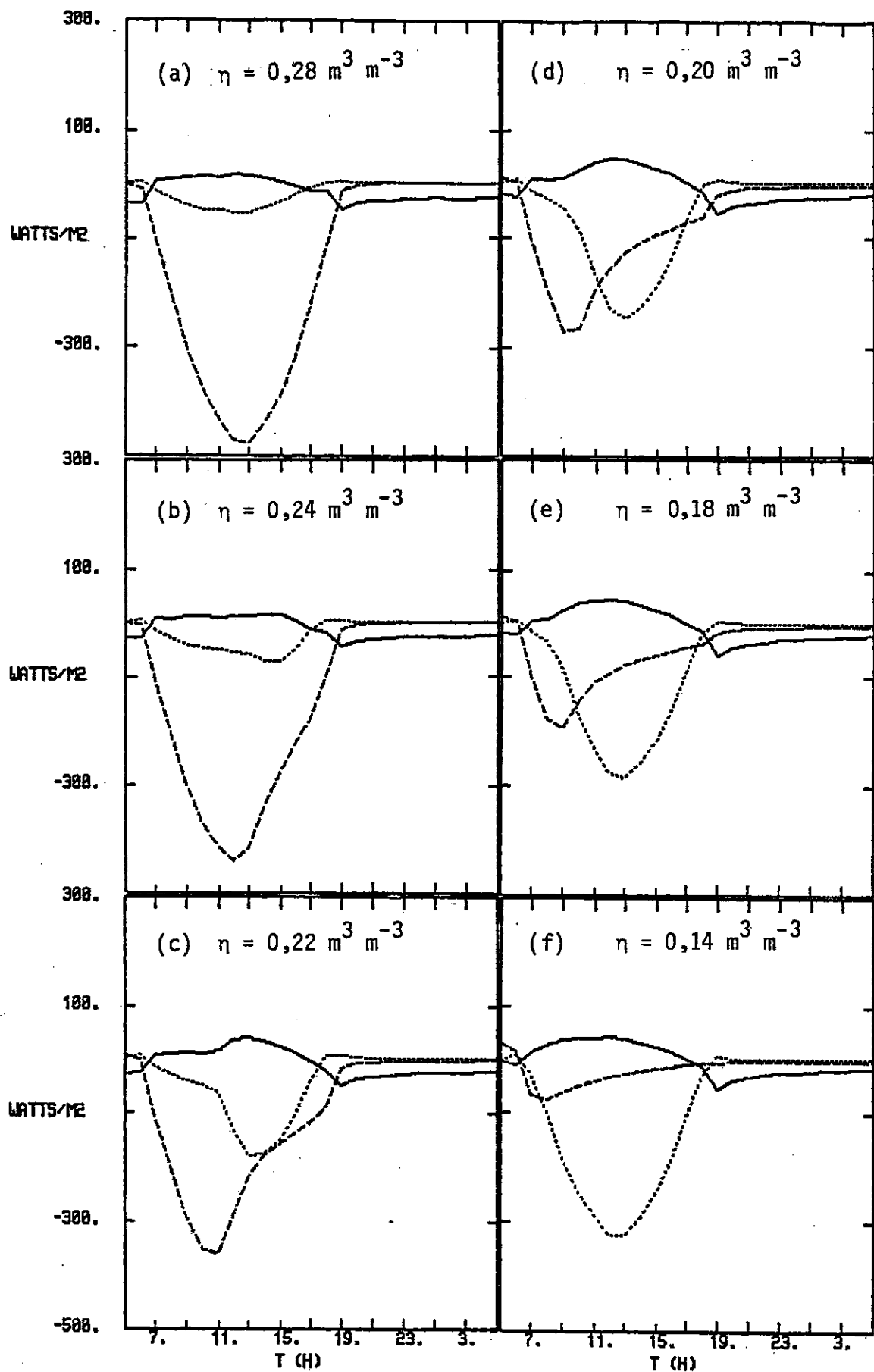


Figure 20 : Influence du contenu en eau initial (η) pour un sol de limon fin sur l'évolution diurne des flux de surface : flux dans le sol (—), flux de chaleur sensible (....) et flux de chaleur latente (----).

détermine dans le sol un flux de chaleur vers le bas. La nuit, la surface se refroidit plus vite que le sol profond, d'où un flux vers le haut. En régime nocturne, une couche stable s'étant formée près du sol, les transferts convectifs deviennent négligeables et seul subsiste le flux conductif dans le sol.

Pour un sol initialement plus sec ($n = 0,24 \text{ m}^3 \text{ m}^{-3}$), la Figure 20-b laisse apparaître une légère diminution du flux de chaleur latente d'environ 50 W m^{-2} , au profit du flux de chaleur sensible qui atteint à 15 h une valeur maximale de 60 W m^{-2} . Nous pouvons aussi noter l'apparition d'une dissymétrie de la courbe des flux par rapport à midi. Cette dissymétrie s'accroît lorsque l'humidité initiale est moindre (Fig. 20-c) en même temps que diminue la valeur maximale de l'évaporation ; elle n'est alors que de 360 W m^{-2} à 11 h. Le flux de chaleur sensible atteint un maximum de 180 W m^{-2} à 14 h. Dans cette configuration hydrique initiale, l'énergie radiative est tout d'abord utilisée pour évaporer l'eau superficielle du sol jusqu'à 11 h, d'où un flux de chaleur latente important aux dépens du flux de chaleur sensible. A partir de 11 h, nous constatons une décroissance marquée de l'évaporation, le flux de chaleur sensible augmentant corrélativement. Les gradients de température dans le sol superficiel s'accroissent à partir de 11 h, conduisant à une augmentation du flux de chaleur dans le sol. Avec des teneurs en eau initiales plus faibles (Figs 20-d et 20-c), la dissymétrie de la courbe d'évolution du flux d'évaporation est encore plus marquée. Le maximum de ce flux apparaît de plus en plus tôt dans la journée (10 h, puis 9 h), avec des valeurs décroissantes (280 , puis 200 W m^{-2}). Le flux de chaleur sensible a une amplitude de 250 W m^{-2} , puis de 280 W m^{-2} . Dans le cas d'un sol initialement très sec (Fig. 20-f), la quasi-totalité du flux de rayonnement net est convertie en flux de chaleur sensible, le flux de chaleur latente restant faible.

Cette chronologie souligne l'importance de l'état hydrique initial du sol sur la partition de l'énergie radiative disponible en surface en chaleurs sensible et latente. A mesure que la teneur en eau du sol est réduite, l'évaporation est plus faible. L'énergie radiative en surface concourt à l'augmentation de la température du sol, qui se traduit par une intensification des transferts convectifs dans la couche limite. C'est ce qu'indique clairement la Figure 21 où ont été reportées les valeurs maximales de la température de surface et de la hauteur d'inversion pour le cycle diurne en fonction du contenu en eau initial. Pour la gamme d'humidités considérée, l'épaisseur maximale de la couche limite varie de plus de 1000 m et la température de surface d'une dizaine de degrés. Il est intéressant de remarquer que la transition est assez brutale entre le régime humide et le régime d'assèchement. Cela conduit à une relation quasi linéaire entre le contenu en eau du sol et l'amplitude de l'onde diurne de température sur une plage restreinte d'humidités ($0,14 \leq \eta \leq 0,20 \text{ m}^3 \text{ m}^{-3}$). Un tel comportement a été observé expérimentalement par Idso et al. (1976).

L'évolution diurne du flux de chaleur latente pour les différentes humidités initiales testées peut s'interpréter à partir des évolutions comparées de l'humidité relative en surface (Fig. 22) et du rapport de mélange en surface (Fig. 23). Pour un sol initialement très humide ($\eta = 0,28 \text{ m}^3 \text{ m}^{-3}$), l'humidité relative reste fixée à 100 % durant tout le cycle diurne (Fig. 22-a), ce qui a deux conséquences directes. D'une part, le rapport de mélange en surface, égal à $q_{\text{sat}}(T_g)$, varie en phase avec la température de surface T_g , d'où la forme de la courbe observée sur la Figure 23-a. D'autre part, l'évaporation en surface est à son niveau potentiel, c'est-à-dire qu'elle est déterminée uniquement par le pouvoir évaporant de l'atmosphère. Le flux de chaleur latente est ainsi gouverné par le rayonnement solaire, ce qui explique l'évolution constatée sur la Figure 20-a. Lorsque le sol est initialement plus sec, la saturation du sol superficiel ne se maintient que durant la matinée. Par exemple, l'humidité relative en surface décroche de

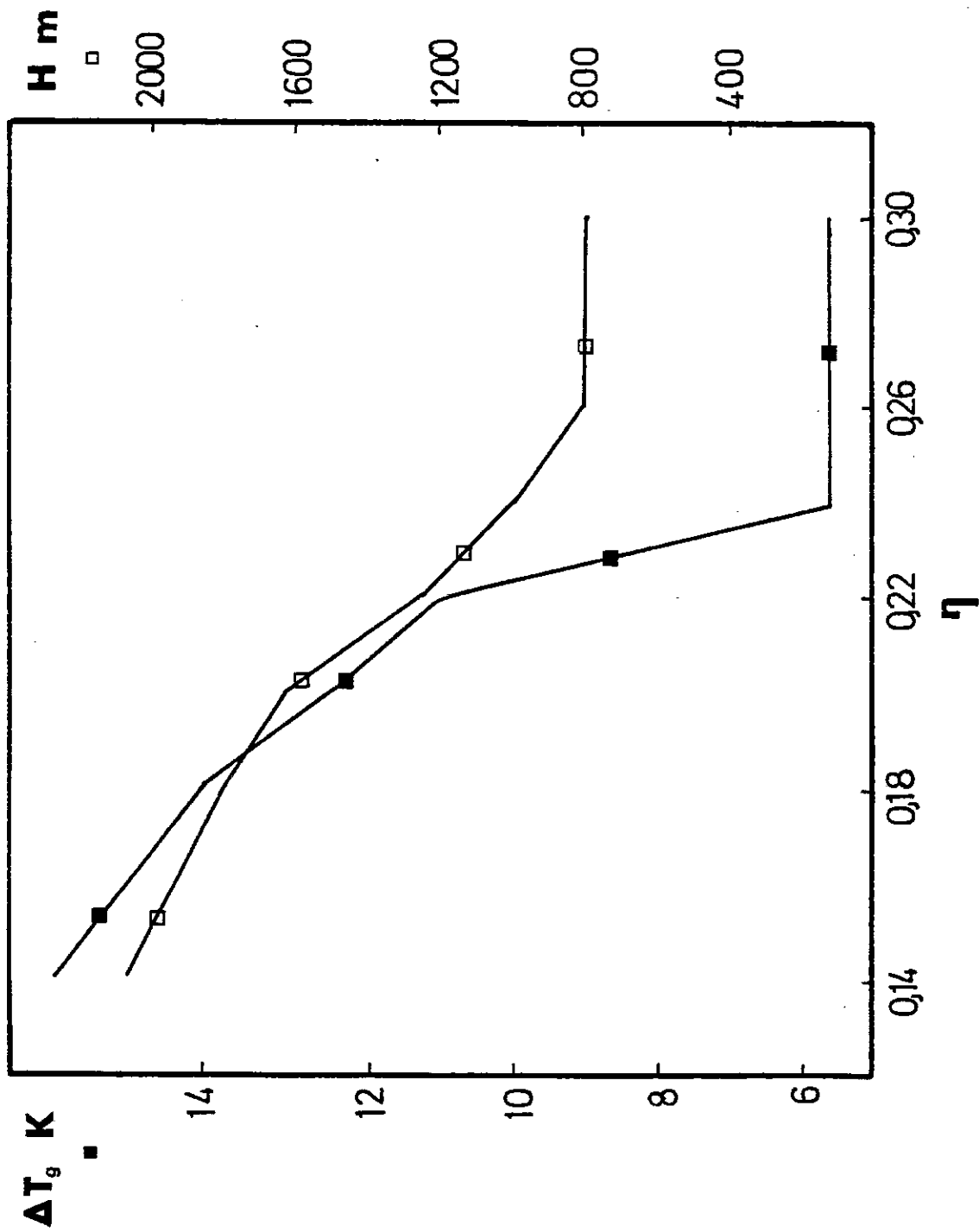


Figure 21 : Influence de l'humidité du sol η pour un sol de limon fin, sur l'amplitude de l'onde diurne de la température de surface T_g et sur le développement vertical de la couche limite planétaire H .

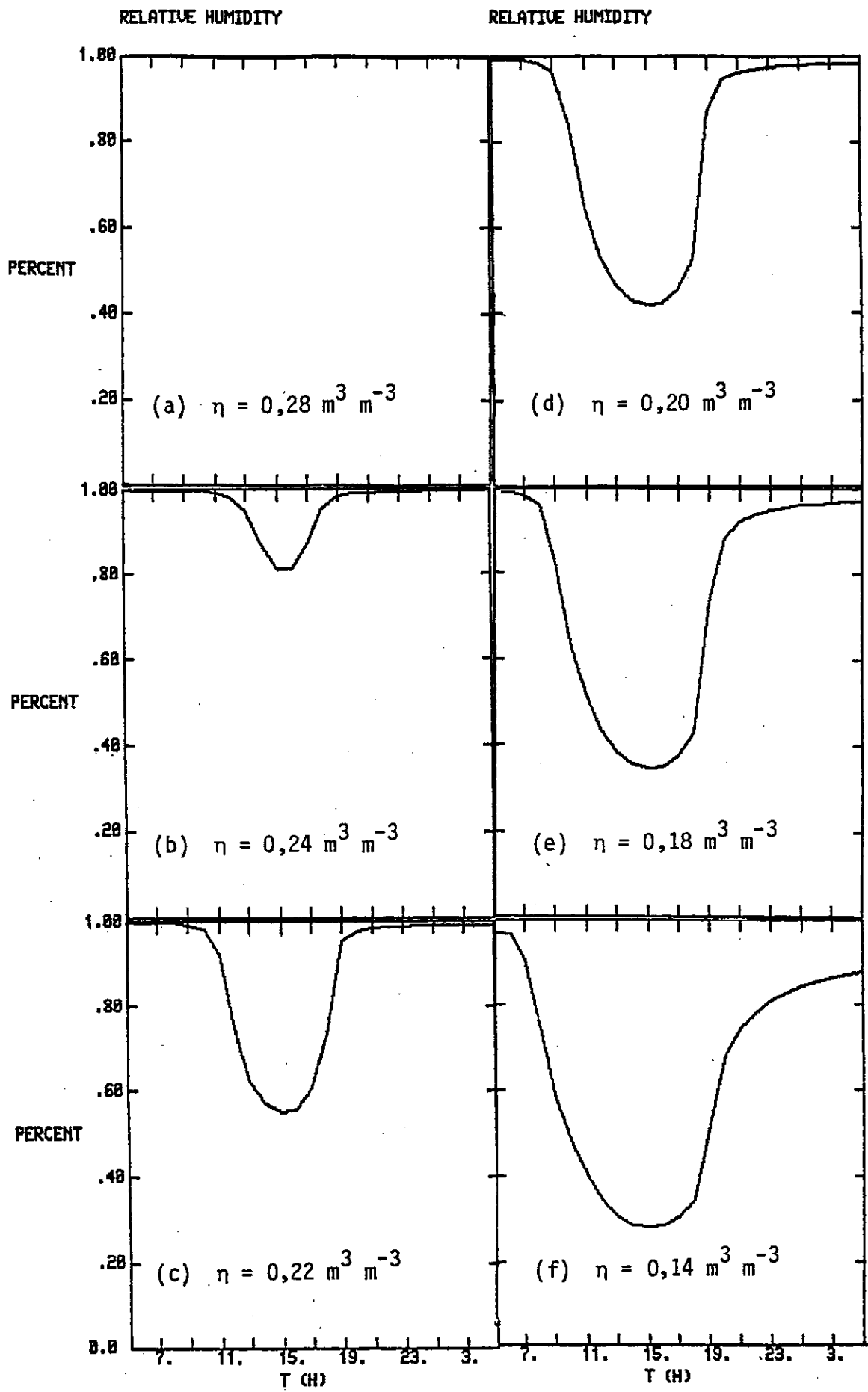


Figure 22 : Influence du contenu en eau initial du sol (η) pour du limon fin sur l'évolution diurne de l'humidité relative en surface.

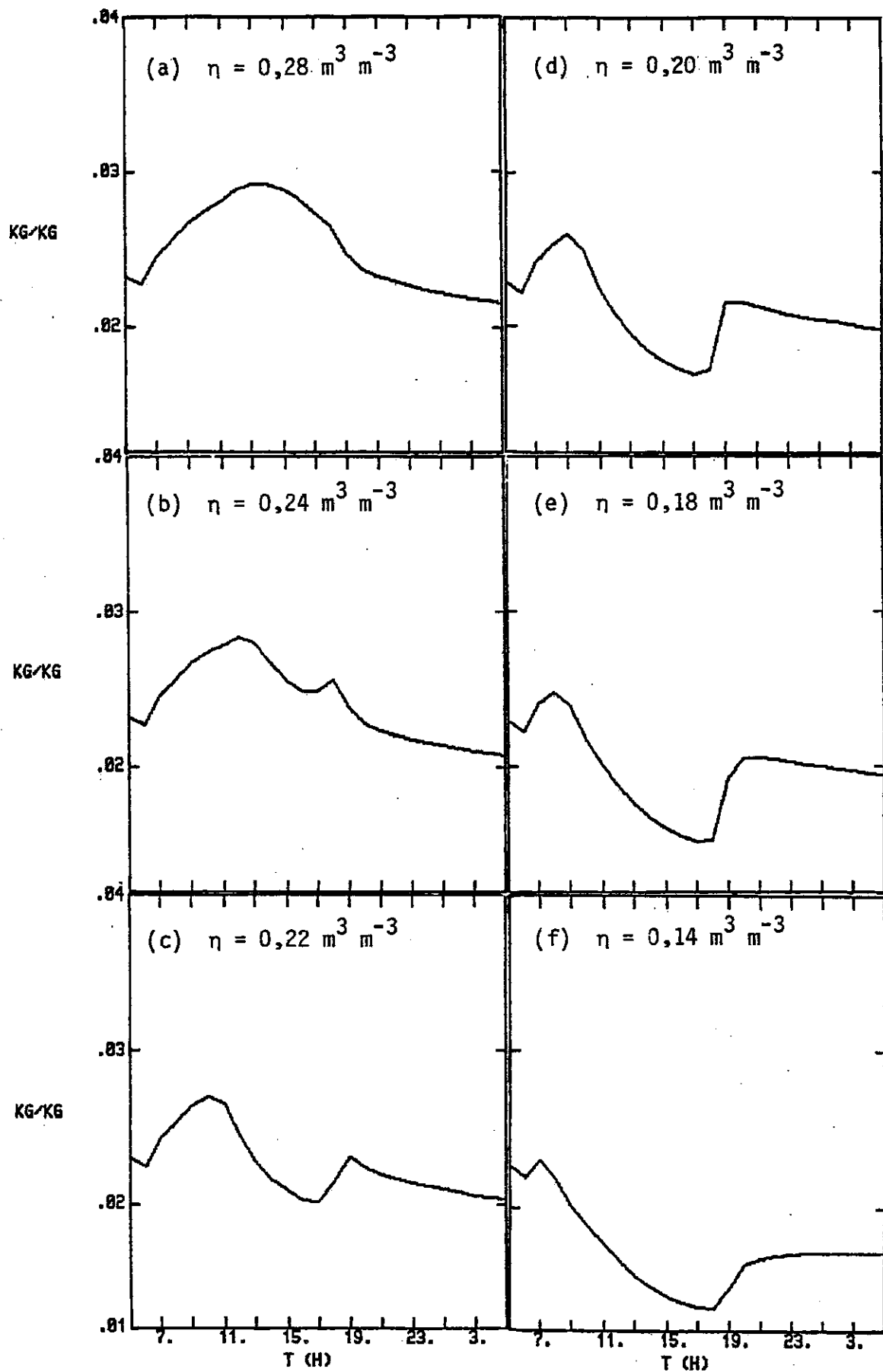


Figure 23 : Influence du contenu en eau initial du sol (η) pour du limon fin sur l'évolution du rapport de mélange de la vapeur d'eau en surface.

100 % en milieu de journée sur la Figure 22-b, pour atteindre une valeur de 80 % à 15 h. Après la désaturation, l'eau superficielle ne permet plus à l'évaporation de maintenir constante la température du sol : on assiste alors à un échauffement rapide de la surface, s'accompagnant d'une croissance du flux de chaleur sensible. Pendant cette phase, de 13 h à 17 h sur la Figure 20-b, on note une diminution à la fois du rapport de mélange (Fig. 23-b) et du flux de chaleur latente par rapport au profil correspondant à l'évaporation potentielle (Fig. 20-b). Plus tard, entre 17 h et 19 h, apparaît un second maximum du rapport de mélange en surface, lequel s'explique par la formation d'une couche à stratification stable dans les premiers mètres de l'atmosphère en fin de journée. L'évaporation en surface accumule l'humidité près du sol dans l'atmosphère. Geiger (1965) a relevé expérimentalement un tel phénomène. Plus le sol est sec initialement, plus la réduction d'humidité relative en cours de journée est rapide et prononcée (Figs 22 c, d, e, f), entraînant également celle du rapport de mélange en surface (Figs 23 c, d, e, f).

F - Effet de l'albédo de surface

Pour deux sols très contrastés, de la tourbe très humide ($\eta = 0,58 \text{ m}^3 \text{ m}^{-3}$) et du sable sec ($\eta = 0,07 \text{ m}^3 \text{ m}^{-3}$), l'influence de l'albédo de surface est étudiée. Cet albédo va moduler la quantité d'énergie solaire "utilisable" en surface. Pour l'exemple du sable sec, deux formulations ont été testées :

- un albédo constant au cours de la journée, égal à 0,20 ;

- une variation de l'albédo avec l'humidité superficielle du sol et la hauteur du soleil, selon les formules (33) et (34).

Les valeurs d'albédo au cours de la journée (entre 6 h et 19 h) pour ces deux cas sont reportées sur la Figure 24. La comparaison de l'évolution des flux en surface durant le cycle

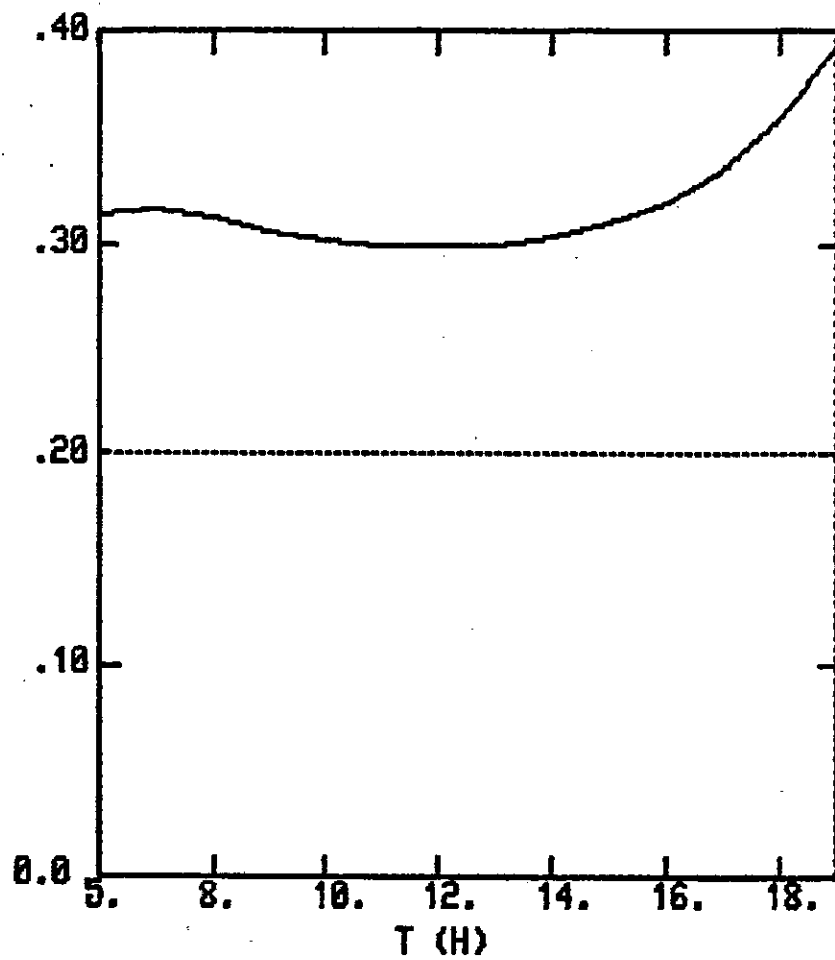


Figure 24 : Evolution de l'albédo de surface en cours de journée pour du sable sec ($\eta_{\text{initial}} = 0,07 \text{ m}^3 \text{ m}^{-3}$) dans le cas où sa valeur est constante (....) et dans le cas où elle varie avec la hauteur du soleil et l'humidité en surface (—).

diurne (Fig. 25) fournit des comportements analogues entre les deux situations, avec un flux de chaleur sensible intense et un flux d'évaporation faible. Lorsque l'albédo est variable, sa valeur en milieu de journée est égale à 0,3 : ainsi, 70 % du rayonnement solaire incident participent effectivement au chauffage du sol, alors qu'avec une valeur constante de l'albédo, ce pourcentage s'élève à 80 %. Ces différences expliquent le flux de chaleur sensible supérieur de 50 W m^{-2} à 13 h de la Figure 25-b. Cette augmentation du flux de chaleur sensible lorsque l'albédo du sol est maintenu constant est notée en corrélation avec l'échauffement de 2 K de la surface, ce qui a pour effet d'intensifier les transferts convectifs, la hauteur maximale de l'inversion passant de 1900 m à 2150 m.

Avec de la tourbe, trois formulations sont intercomparées :

- une valeur d'albédo constante, égale à 0,20 ;

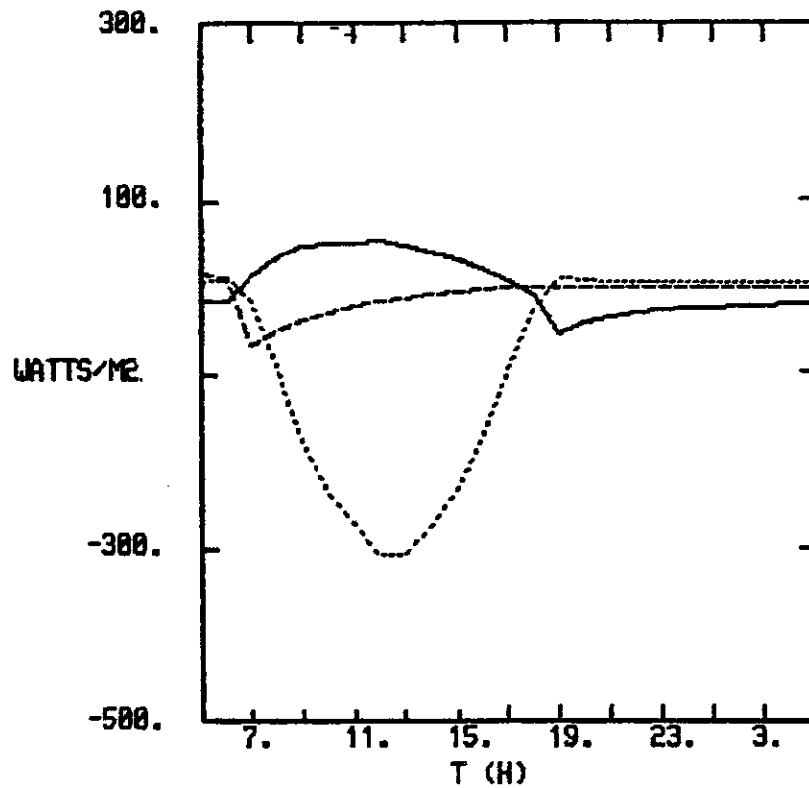
- une variation d'albédo au cours de la journée, suivant les formules (33) et (34) ;

- une variation d'albédo proposée par Gannon (1978) pour de la tourbe en Floride :

$$a_s = 0,14 (1 - \Delta) \quad \Delta \leq 0,5$$
$$a_s = 0,07 \quad \Delta > 0,5$$

Ces trois types de variations de l'albédo au cours de la journée sont représentées sur la Figure 26. Les cas a, b et c correspondent à des valeurs d'albédo de plus en plus faibles : aussi, sur la Figure 27 retraçant l'évolution des flux de surface, nous relevons une augmentation de l'évaporation au fur et à mesure de la diminution de l'albédo de surface. L'influence de l'albédo sur l'évolution de la température de surface est ici négligeable. A 12 h, pour des albédos respectivement de 0,07 et 0,20, une différence de seulement 0,5 K est observée entre ces deux cas.

(a) Albédo variable



(b) Albédo constant

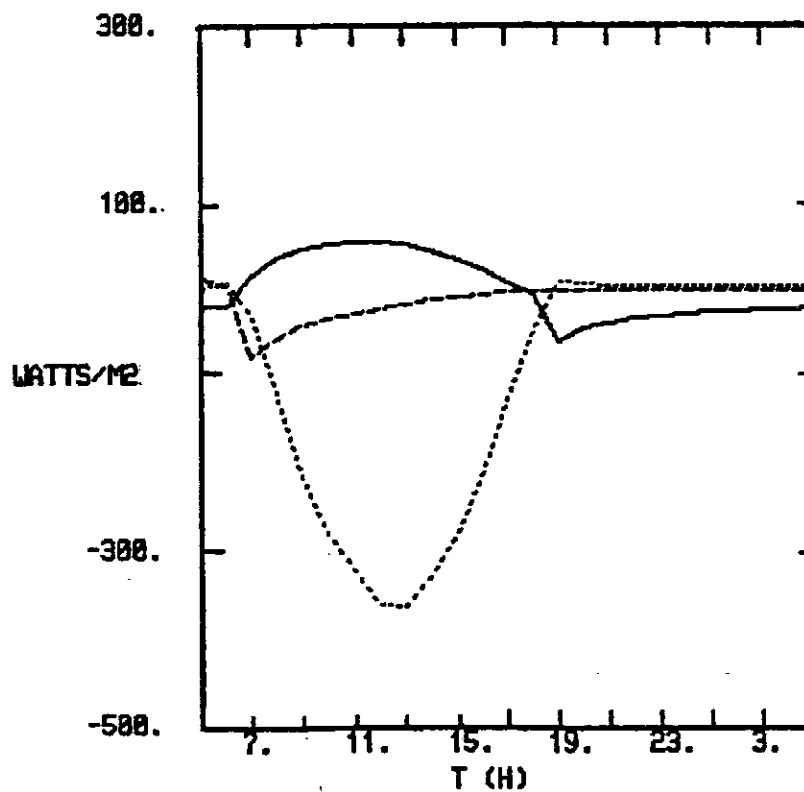


Figure 25 : Influence de l'albédo du sol sur l'évolution de flux en surface pour du sable sec ($n_{\text{initial}} = 0,07 \text{ m}^3 \text{ m}^{-3}$) : flux de chaleur dans le sol (—), flux de chaleur sensible (....) et flux de chaleur latente (----).

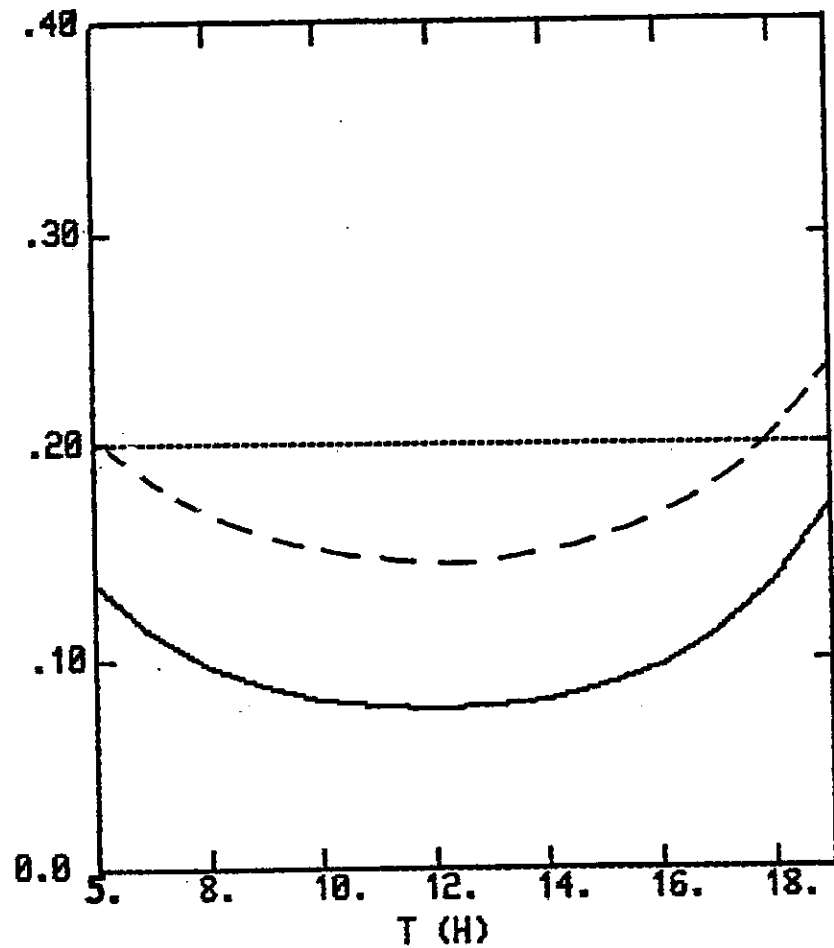


Figure 26 : Evolution de l'albédo de surface en cours de journée pour de la tourbe ($\eta_{\text{initial}} = 0,58 \text{ m}^3 \text{ m}^{-3}$).

- (a) valeur constante (....) ;
- (b) variations avec l'humidité et la hauteur du soleil selon la formulation de McCumber (1980) (----) ;
- (c) variations avec l'humidité et la hauteur du soleil selon la formulation de Gannon (1978) (—).

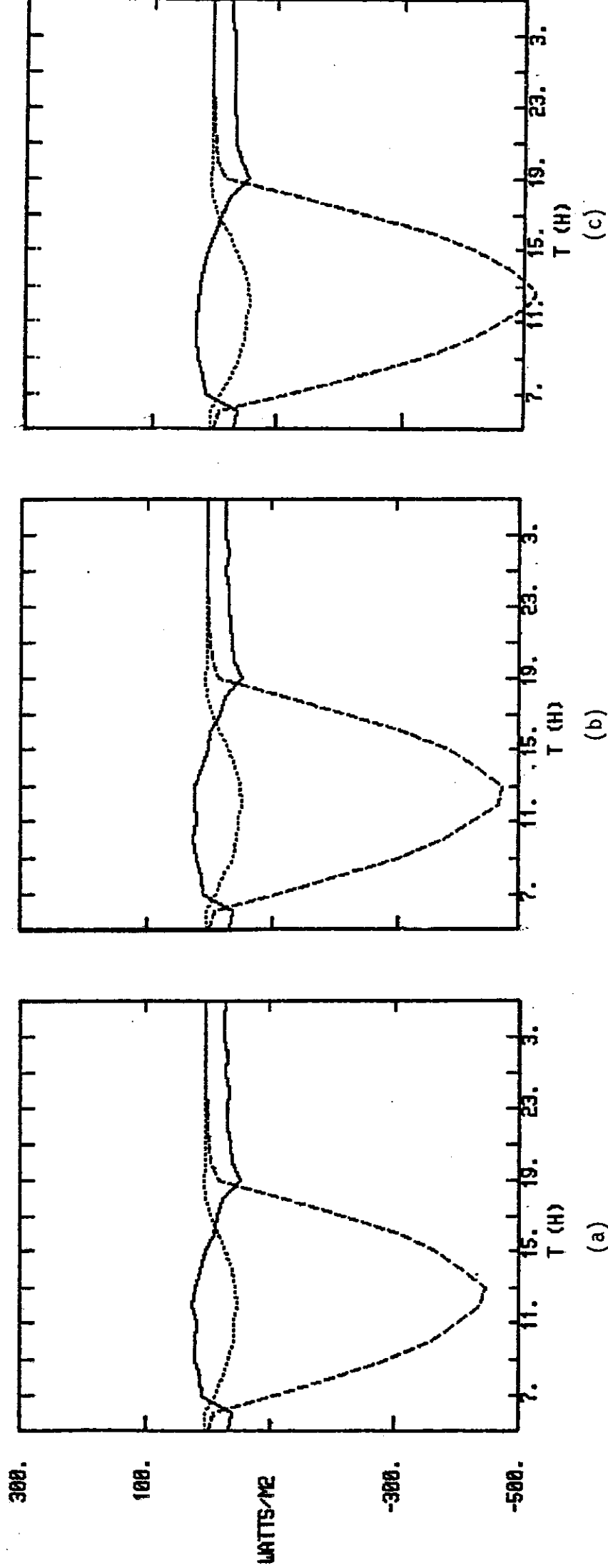


Figure 27 : Influence de l'albédo du sol sur l'évolution des flux en surface pour de la tourbe ($\eta_{initial} = 0,58 \text{ m}^3 \text{ m}^{-3}$) : flux de chaleur dans le sol (—), flux de chaleur sensible (...) et flux de chaleur latente (---). Aux trois cas (a), (b) et (c) correspondent les variations d'albédo présentées sur la Figure 26.

A l'issue de cette étude, l'albédo du sol apparaît comme un paramètre de seconde importance par rapport à son état hydrique. En effet, une modification de 50 % de l'albédo modifie les flux de surface d'environ 15 %, variations qui se situent dans la gamme des précisions escomptées à mésoéchelle. De plus, la variation d'albédo agit uniquement sur l'intensité des flux et non sur la partition entre flux de chaleurs sensible et latente. La dépendance de l'albédo avec l'humidité du sol est donc, en modélisation à mésoéchelle, beaucoup moins critique que pour la modélisation du climat. Si, à l'échelle diurne, une augmentation d'albédo concourt à une diminution plus ou moins importante de la température de surface (suivant l'état hydrique du sol), il n'en est pas de même pour des temps de l'ordre du mois. Une étude de sensibilité de Hunt (1985) montre clairement que suivant la dépendance fonctionnelle de l'albédo avec l'humidité, on peut aboutir, après trente jours de simulation de l'assèchement d'un sol, soit à une augmentation de la température de surface, soit à une diminution. Ce résultat s'explique par l'opposition de deux effets : la diminution de l'eau du sol va avoir tendance à augmenter la température du sol, du fait d'une évaporation moindre, mais aussi à augmenter l'albédo, qui entraînant une diminution du rayonnement net, va tendre à abaisser la température du sol.

G - Influence des profils initiaux de température et d'humidité dans le sol

Il convient d'étudier l'importance des profils initiaux dans le sol, puisque ce sont les gradients d'humidité et de température qui induisent les différents flux dans le sol et à l'interface sol-atmosphère. Par suite, une série de tests a été effectuée, pour un type de sol donné (sable), en imposant des gradients verticaux initiaux différents pour T_S et n . Le premier test porte sur les effets de la température, la teneur en eau volumique initiale étant fixée à $0,12 \text{ m}^3 \text{ m}^{-3}$. Quatre initialisations différentes en température sont envisagées :

- (1) profil de O'Neill,
- (2) gradient nul,
- (3) gradient de 4 K m^{-1} ,
- (4) gradient de -4 K m^{-1} .

Sur la Figure 28, l'évolution diurne des flux de surface est représentée pour ces quatre cas. Nous observons des comportements très peu différents, ce qui tendrait à prouver que la forme du profil thermique initial est un facteur sans influence vraiment notable sur l'évolution diurne de la basse atmosphère.

Pour la seconde série de tests, quatre initialisations sont définies pour l'humidité du sol, avec un profil uniforme en température de $301,03 \text{ K}$:

- (5) profil de O'Neill,
- (6) gradient de $-0,07 \text{ m}^3 \text{ m}^{-3} \text{ m}^{-1}$,
- (7) gradient nul,
- (8) gradient de $0,20 \text{ m}^3 \text{ m}^{-3} \text{ m}^{-1}$.

La teneur en eau initiale en surface est égale à $0,12 \text{ m}^3 \text{ m}^{-3}$ dans chaque cas. La Figure 29, représentant l'évolution des flux de surface, montre que des profils d'humidité différents conduisent à des évolutions des flux radicalement différentes. Le profil de O'Neill (Fig. 29-a) correspond à un sol assez humide dans les cinq premiers centimètres, puis sec au-delà, avec des gradients d'humidité très importants près de la surface. Le flux d'humidité est donc initialement élevé, ce qui conduit à un assèchement rapide du sol superficiel (Fig. 30-a). Le sol s'échauffe ensuite, car très sec sur tout son profil, contribuant à l'augmentation du flux de chaleur sensible jusqu'à 280 W m^{-2} en milieu de journée. Avec un sol s'assèchant régulièrement en profondeur ($\partial n / \partial Z = -0,07 \text{ m}^{-1}$) (Fig. 29-b), le flux d'humidité est initialement plus faible car le gradient d'humidité est moins prononcé. La quantité d'eau disponible dans les premiers centimètres est alors plus importante

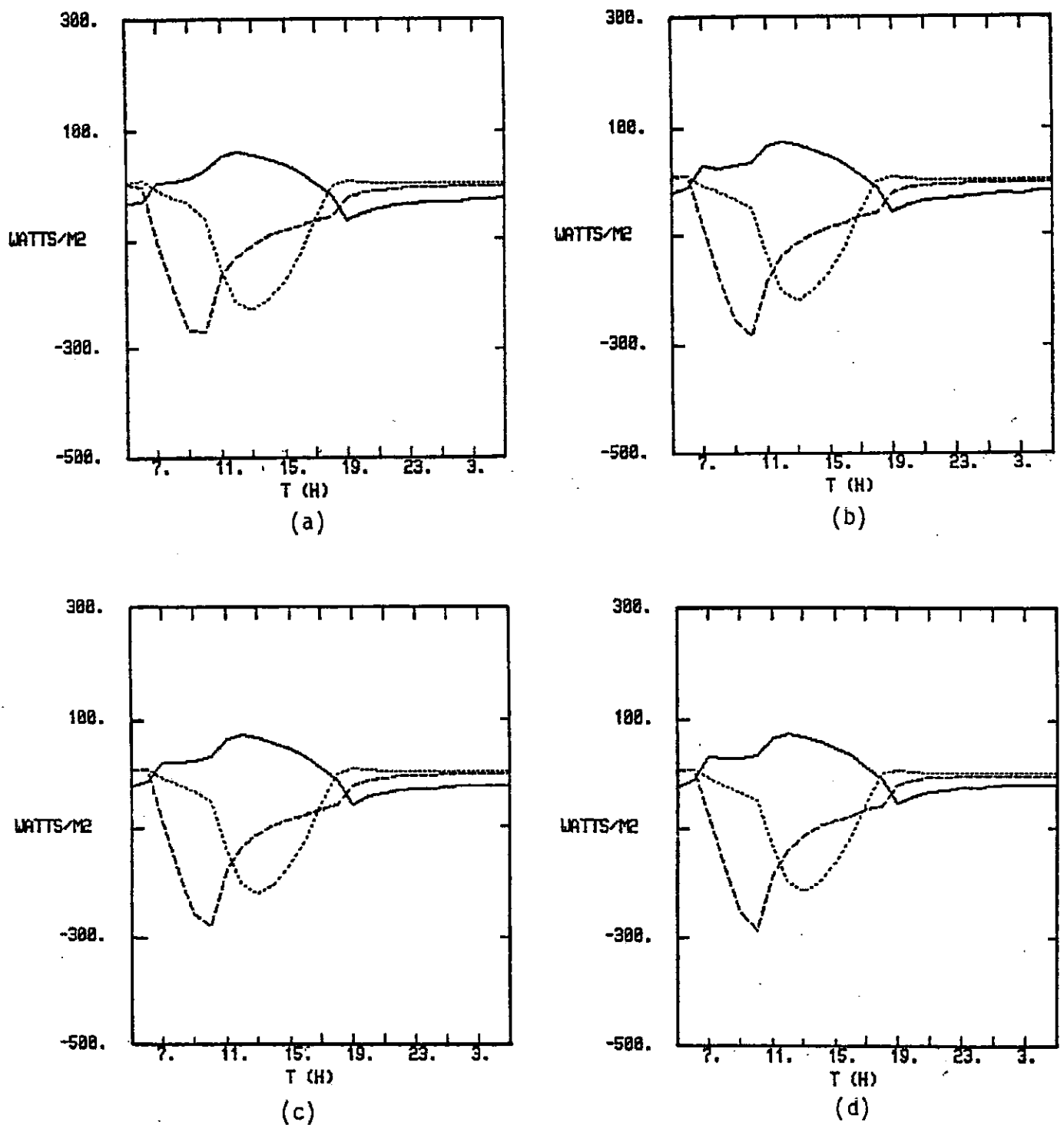


Figure 28 : Influence du profil initial de température dans le sol, sur l'évolution diurne du flux de chaleur dans le sol (—), du flux de chaleur sensible (....) et du flux de chaleur latente (----), pour du sable initialisé avec une teneur en eau volumique de $0,12 \text{ m}^3 \text{ m}^{-3}$.

- (a) profil de O'Neill
- (b) gradient nul
- (c) gradient de 4 K m^{-1}
- (d) gradient de -4 K m^{-1}

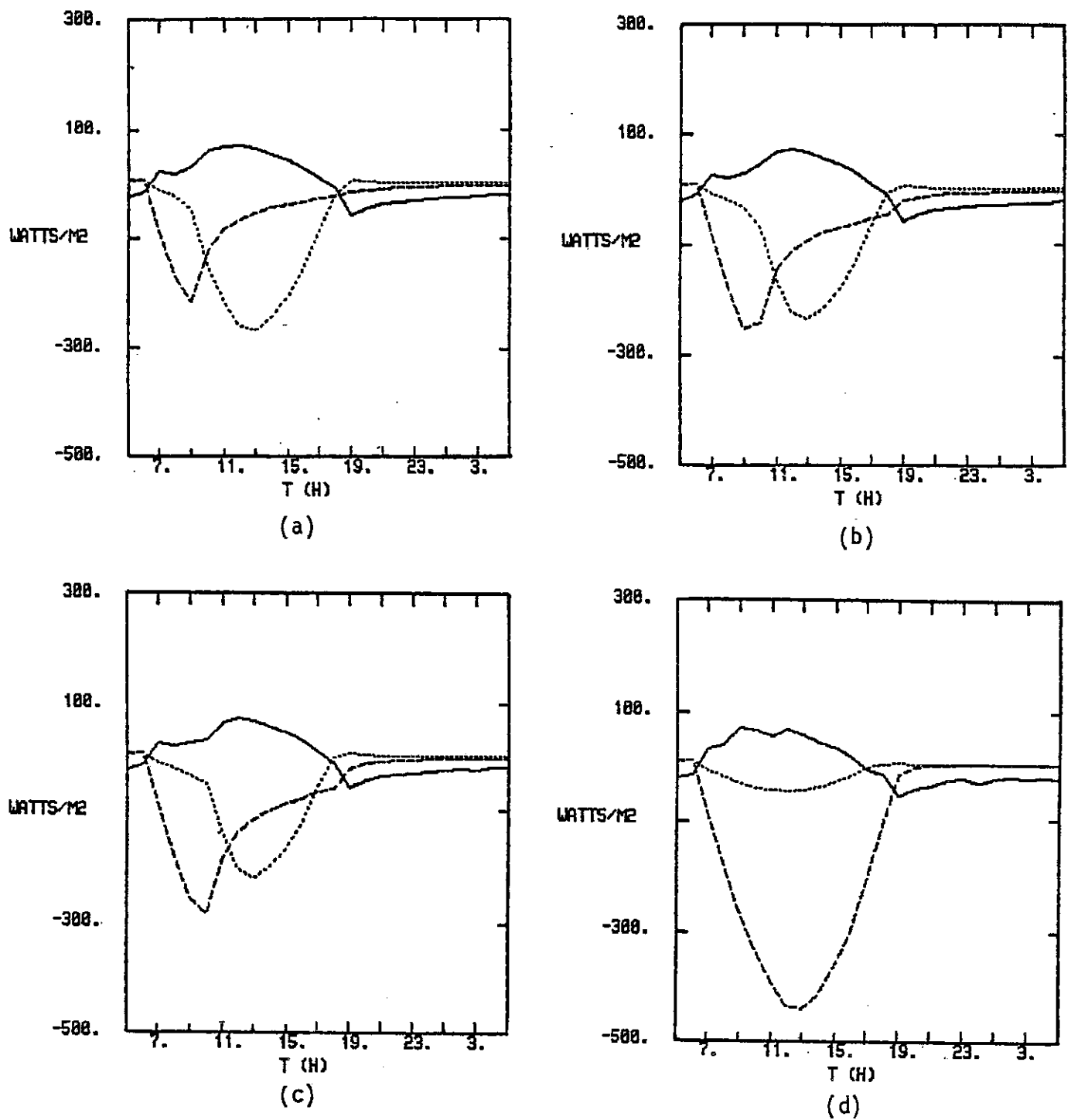


Figure 29 : Influence du profil initial d'humidité dans le sol sur l'évolution diurne du flux de chaleur dans le sol (—), du flux de chaleur sensible (....) et du flux de chaleur latente (----) pour du sable initialisé uniformément en température à la valeur de 301,03 K.

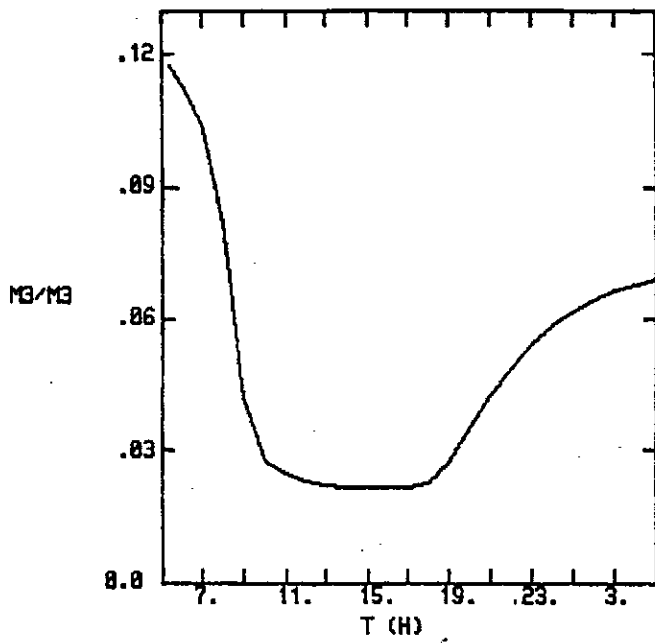
(a) profil de O'Neill

(b) gradient de $-0,07 \text{ m}^3 \text{ m}^{-3} \text{ m}^{-1}$

(c) gradient nul

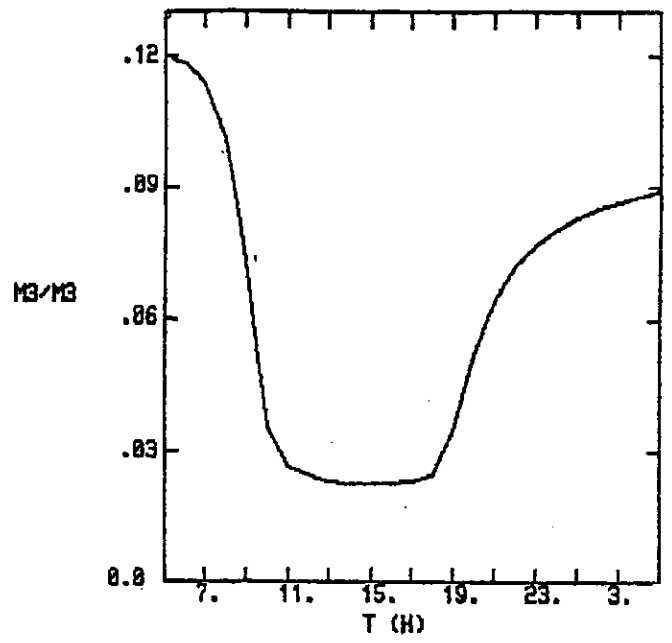
(d) gradient de $0,20 \text{ m}^3 \text{ m}^{-3} \text{ m}^{-1}$

SOIL MOISTURE CONTENT



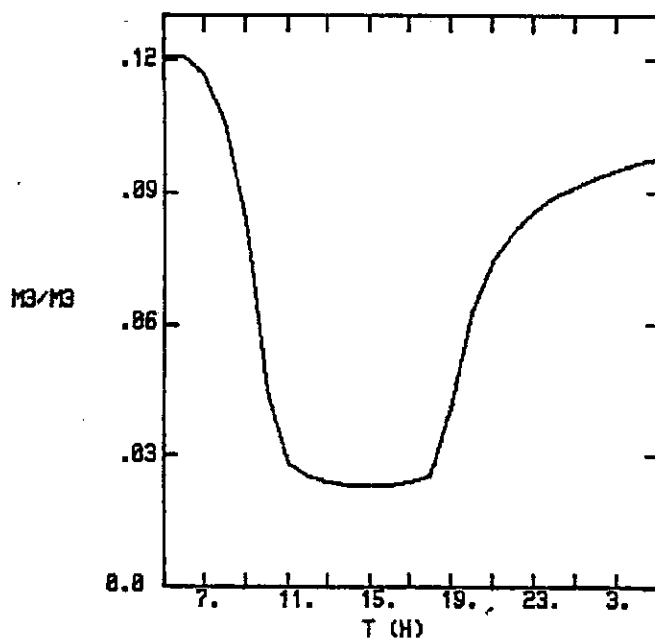
(a)

SOIL MOISTURE CONTENT



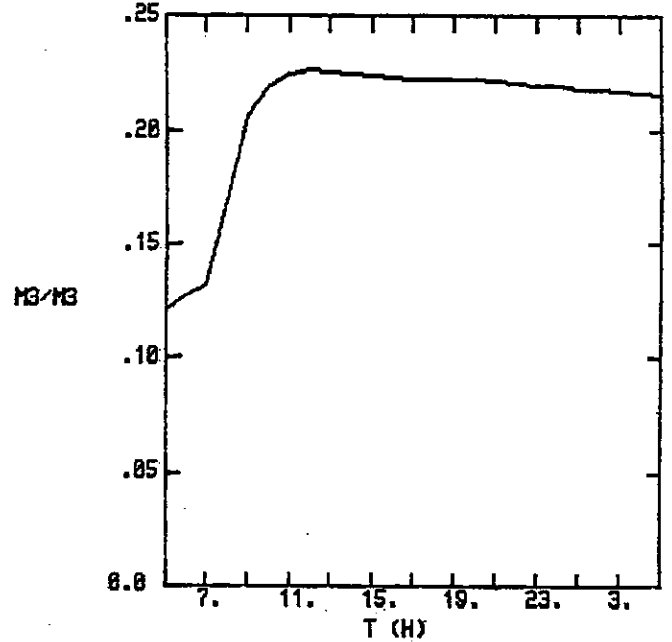
(b)

SOIL MOISTURE CONTENT



(c)

SOIL MOISTURE CONTENT



(d)

Figure 30 : Evolution de la teneur en eau superficielle du sol pour les quatre cas présentés sur la Figure 29.

et le sol s'échauffe moins au cours de la journée (le flux de chaleur sensible a pour valeur maximum 230 W m^{-2} seulement). Une initialisation uniforme avec $n = 0,12 \text{ m}^3 \text{ m}^{-3}$ (Fig. 29-c) confirme les observations précédentes. L'évaporation est plus intense en cours de journée, diminuant d'autant le flux de chaleur sensible (200 W m^{-2} à 14 h). Avec un sol s'humidifiant en profondeur ($\partial n / \partial Z = 0,20 \text{ m}^{-1}$), les gradients ainsi définis déterminent des remontées capillaires très importantes jusqu'en surface, puisque la teneur en eau de la surface initialement égale à $0,12 \text{ m}^3 \text{ m}^{-3}$ passe à $0,23 \text{ m}^3 \text{ m}^{-3}$ à 11 h (Fig. 30-d). Notons que ce flux d'humidité ascendant augmente fortement, en raison du forçage radiatif à l'interface, dès 9 h. Le sol, s'humidifiant ainsi très rapidement en surface, permet l'évaporation à son niveau potentiel au cours du cycle diurne : d'où la forme des courbes de flux observées sur la Figure 29-d. Les différentes initialisations adoptées conduisent à des épaisseurs maximales de la couche limite comprises entre 800 m (cas (8)) et 1600 m (cas (5)).

Notre étude souligne l'importance, déjà relevée par ailleurs, de l'humidité du sol et de son profil initial dans le sol sur l'évolution diurne de la basse atmosphère, le profil initial de température jouant quant à lui un rôle négligeable. Reste posé le problème de l'initialisation de l'humidité du sol en l'absence de données expérimentales. Dans toutes les études qui suivront, le sol sera initialisé en teneur en eau uniformément, ce qui, compte tenu des tests de sensibilité réalisés, représente une solution peu satisfaisante.

H - Influence du type de sol

Afin de déterminer la répercussion de différences texturales des sols sur l'évolution diurne à l'interface sol-atmosphère, une série de tests comparatifs a été effectuée. Quatre types contrastés

de sols ont été choisis. Pour les sols essentiellement minéraux, nous avons retenu trois types avec des fractions argileuses croissantes :

- * sable (3 %)
- * limon (19 %)
- * argile (63 %)

et un sol riche en matières organiques, de la tourbe.

La température du sol est initialisée selon le profil de O'Neill. Au vu des disparités importantes entre les teneurs en eau à saturation (la porosité du sable est deux fois plus faible que celle de la tourbe), initialiser les sols par le même contenu en eau n'apparaît pas être un critère très objectif. Suivant McCumber et Pielke (1981), deux types d'initialisations sont considérées : tout d'abord, avec une valeur η/η_S constante, puis, à potentiel hydrique Ψ constant. Ces initialisations ont été adoptées afin de dégager des différences entre simulations portant sur les caractéristiques texturales des sols, plutôt que sur leur état hydrique. Sont comparées les évolutions diurnes des quatre sols précédents en conditions humide (A), sèche (B) et très sèche (C) :

$$A \eta = 0,75 \eta_S$$

$$B \Psi = - 50 \text{ m}$$

$$C \Psi = - 153 \text{ m (correspondant au point de flétrissement).}$$

Sur le Tableau 5 sont reportées les valeurs maximales en cours de journée de la hauteur d'inversion (représentative de l'intensité des échanges turbulents), de la température de surface (typique de l'intensité des transferts thermiques) et les valeurs minimales de l'humidité relative en surface (typique de l'intensité des transferts hydriques). Dans le cas A, les sols sont très humides : nous observons des comportements identiques pour la tourbe, le sable et le limon. De tels sols ont une réserve en eau suffisante pour évaporer à un taux potentiel au cours du cycle diurne.

		SABLE	LIMON	ARGILE	TOURBE
A	H max en m	980	980	1250	980
	T _g max en K	305	305	309	305
	h _g min en %	100	100	55	100
B	H max en m	1750	1580	1700	1400
	T _g max en K	313,5	312,5	314,5	311
	h _g min en %	33	40	35	45
C	H max en m	1900	1900	1900	1750
	T _g max en K	314,5	314,2	314,6	313,7
	h _g min en %	28	30	27	35

Tableau 5 : Influence du type de sol sur :

- l'épaissement de la couche limite (H),
- l'amplitude de l'onde diurne de température en surface (T_g),
- l'humidité relative en surface (h_g),

pour différentes initialisations de l'humidité :

A : $\eta = 0,75 \eta_s$

B : $\psi = - 50 \text{ m}$

C : $\psi = - 153 \text{ m}$

L'argile, quant à elle, se comporte sensiblement différemment des trois sols précités, puisque nous relevons une élévation supérieure de 4 K de la température en surface, une extension verticale plus marquée de la turbulence et une réduction de l'humidité relative jusqu'à 55 %. Ces différences proviennent de ce que l'argile, bien qu'initialement très humide, possède une propension à perdre l'eau qu'elle contient beaucoup moins prononcée que les autres sols. En effet, le calcul du potentiel hydrique associé à chaque type de sol dans l'initialisation A conduit à :

$$\Psi(\text{sable}) = - 0,388 \text{ m}$$

$$\Psi(\text{limon}) = - 2,253 \text{ m}$$

$$\Psi(\text{argile}) = - 10,758 \text{ m}$$

$$\Psi(\text{tourbe}) = - 3,309 \text{ m}$$

Le potentiel hydrique de l'argile est donc beaucoup plus élevé que celui des autres sols. De plus, sa conductivité hydraulique à saturation $K_{\eta S}$ très faible (Tableau 1) vient confirmer la difficulté qu'a l'eau à être extraite d'un tel sol. Ainsi, l'énergie radiative n'évapore que l'eau superficielle des sols argileux. Elle sert ensuite, lorsque le sol en surface est très sec, à échauffer la surface, conduisant au comportement observé. Les résultats du Tableau 5, relatifs aux initialisations B et C, à potentiel hydrique constant, apparaissent très peu différents entre les trois sols minéraux. Le limon est le sol s'échauffant le moins et donc évaporant une quantité d'eau plus importante au cours de la journée. Une constatation analogue a été énoncée par McCumber et Pielke (1981). Salter et Williams (1965), dans une étude relative à l'influence de la texture des sols sur l'eau effectivement disponible aux plantes (réserve facilement utilisable), ont montré que cette réserve est la plus importante pour des sols de granulométrie intermédiaire comme le limon et le limon fin. Un optimum semble donc exister entre les sols sableux drainants, mais dont la capacité de rétention est faible, et les sols argileux riches en eau difficile à extraire. La tourbe, qui n'entre pas dans

la classification texturale, de par sa porosité très grande (>80 %), reste relativement humide, ce qui conduit à une élévation moindre de la température en surface et à une humidité relative supérieure.

Au terme des tests ci-dessus, les caractéristiques texturales des sols sont à l'origine de différences appréciables quant à l'évolution de la basse atmosphère au cours d'un cycle diurne type. Il est cependant ressorti clairement que c'est l'état hydrique qui gouverne principalement le comportement d'un sol donné. La prise en compte de types de sol différents pourrait donc, a priori, sembler superflue dans un modèle mésoéchelle. Toutefois, l'utilisation de cartes pédologiques sur un site donné peut permettre une initialisation en humidité différenciée selon les classes texturales, le contenu en eau étant plus important au fur et à mesure que les sols s'enrichissent en argiles ou en matières organiques. C'est ce type d'approche qui a été utilisé par McCumber (1980) pour l'initialisation de son modèle mésoéchelle appliqué à la Floride, des données relatives à l'humidité des sols n'existant pas à cette échelle.

I - Incidence d'un court épisode pluvieux

Compte tenu de la discussion précédente, il est à prévoir qu'un court épisode pluvieux influera de façon notable sur l'évolution diurne des flux à l'interface sol-atmosphère. C'est ce qu'étudient de manière très schématique les tests présentés dans ce paragraphe. En effet, les précipitations sont imposées en tant que paramètre d'entrée du modèle, et aucune modification n'a été apportée sur l'intensité du rayonnement solaire durant l'épisode pluvieux pour tenir compte de la réduction provoquée par les nuages. Cependant, pour une étude de sensibilité, il est commode de considérer séparément la réponse des différentes variables avant d'envisager une analyse complète dans notre modèle tridimensionnel. De plus, une telle étude est nécessaire, si l'on se souvient que le

modèle unidimensionnel développé ici l'est en vue de son insertion dans notre modèle mésoéchelle, lequel est apte à simuler la formation de nuages et de précipitations.

Sur un sol sableux, initialement plus ou moins sec, des séquences pluvieuses d'intensités variables et intervenant à différentes périodes du cycle diurne ont été envisagées : elles sont regroupées dans le Tableau 6. Les précipitations ne sont pas introduites directement dans l'équation de bilan de masse, car ce dernier subirait alors un déséquilibre trop brutal en un seul pas de temps. C'est pourquoi elles sont réparties uniformément dans la première couche de sol sur une épaisseur de 4 mm. Cette procédure est supposée traduire l'infiltration très rapide de l'eau de pluie dans les premiers millimètres du sol, infiltration ne pouvant être résolue avec le pas de temps de trois minutes du modèle. Une fois ceci réalisé, l'eau peut diffuser plus lentement dans le sol profond, phénomène représenté par l'équation (30).

Pour la simulation 1, nous observons, à partir de 11 h, une modification brutale de la répartition des flux à l'interface (Fig. 31), le sol considéré étant à cet instant très sec et l'ensoleillement maximal. Le flux de chaleur latente augmente très rapidement pour atteindre 500 W m^{-2} à 12 h. Dans le même temps, on observe une réduction du flux de chaleur sensible jusqu'à son annulation entre 12 h et 13 h. L'énergie radiative étant consommée pour l'essentiel par l'évaporation de la pluie, la température de surface baisse d'environ 6 K (Fig. 32), avec pour conséquence l'annulation du flux de chaleur dans le sol. Dès que la pluie cesse, l'évaporation diminue et le sol se réchauffe à nouveau. Deux heures après la fin de l'épisode pluvieux, le sol retrouve une répartition des flux analogue à celle précédent la pluie. Il est intéressant de noter que l'annulation du flux de chaleur sensible, alors que la teneur en eau à la surface du sol est passée brutalement de $0,028 \text{ m}^3 \text{ m}^{-3}$ à $0,11 \text{ m}^3 \text{ m}^{-3}$ (Fig. 33), a pour effet de diminuer le développement maximal de la couche limite planétaire

Numéro de simulation	1	2	3	4
η initial	0,07	0,07	0,07	0,14
Taux de précipitations (en mm h ⁻¹)	1	3	3	3
Séquence	11 - 13 h	11 - 13 h	18 - 20 h	11 - 13 h

Tableau 6 : Récapitulatif des simulations effectuées sur sol sableux relatives à des épisodes pluvieux (la durée des épisodes pluvieux est de 2 heures dans tous les cas, à différentes périodes de l'évolution diurne).

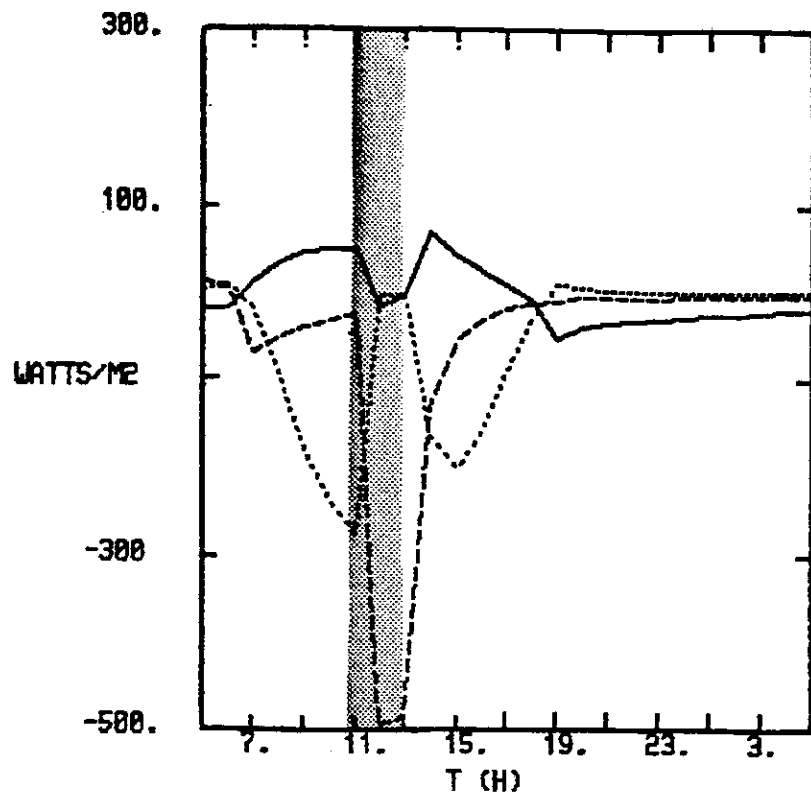


Figure 31 : Incidence de l'épisode pluvieux 1 sur la partition des flux de chaleur dans le sol (—), sensible (....) et latente (----) à l'interface sol-atmosphère (la localisation temporelle de l'épisode est indiquée en grisé).

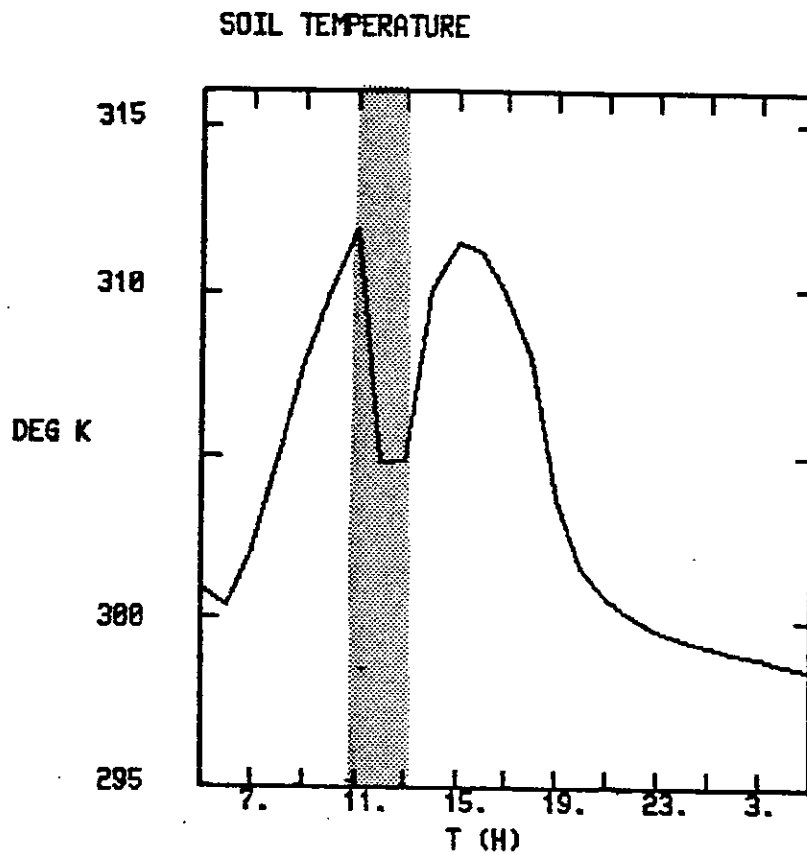


Figure 32 : Incidence de l'épisode pluvieux 1 sur l'évolution diurne de la température en surface.

SOIL MOISTURE CONTENT

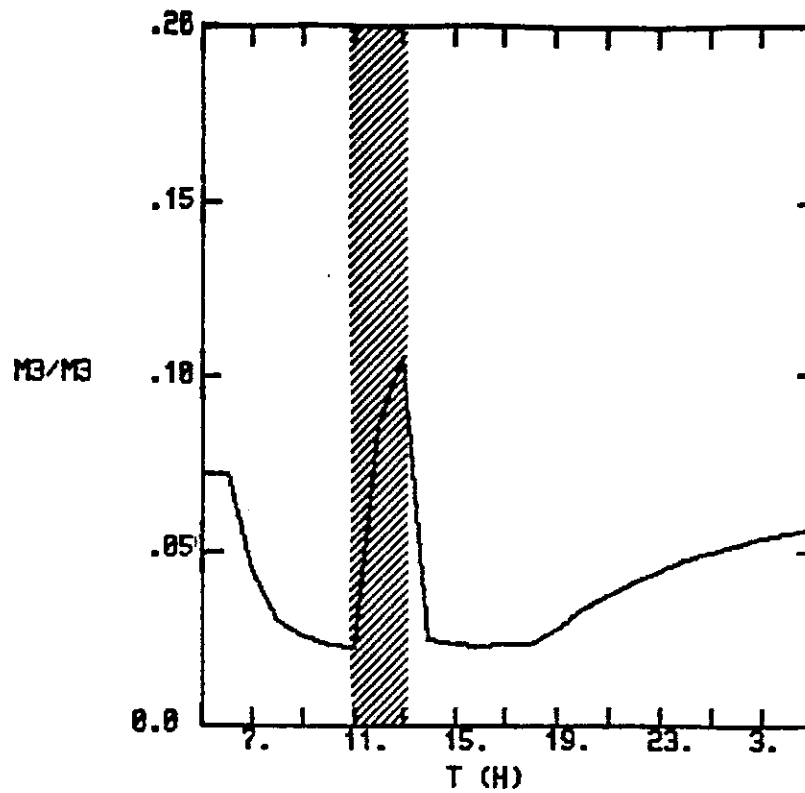


Figure 33 : Modification du contenu en eau superficiel du sol provoquée par l'épisode pluvieux 1.

SOIL MOISTURE CONTENT

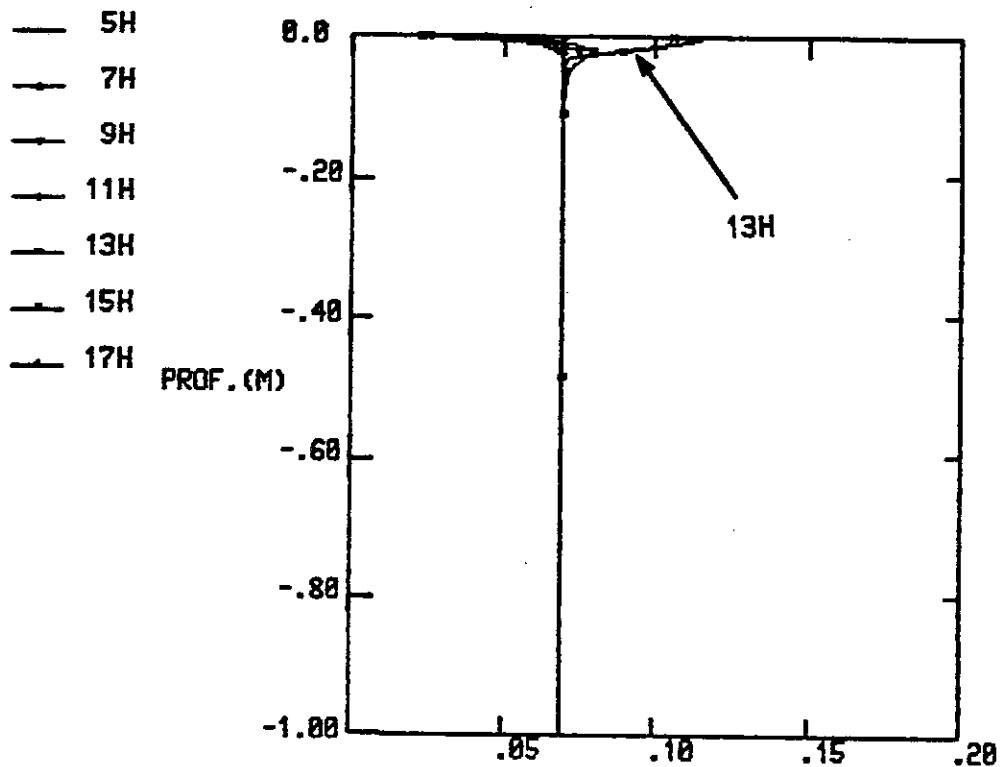


Figure 34 : Modification du profil vertical d'humidité dans le sol provoquée par l'épisode pluvieux 1.

au cours de la journée. La hauteur maximale de la couche limite n'est que de 1500 m comparée à 1800 m en l'absence de pluie, toutes autres conditions étant égales par ailleurs. La pluie étant peu intense et le forçage radiatif important, l'apport d'eau à l'interface est évaporé très rapidement, ne permettant pas ainsi l'humidification du sol plus profond (Fig. 34).

Dans le cas d'un épisode pluvieux plus intense (simulation 2), le sol reste saturé pendant deux heures après la fin de la pluie (Fig. 35-a), contrairement à la simulation 1 (Fig. 35-b). La quantité d'eau disponible en surface étant plus importante, l'eau excédentaire non évaporée s'infiltré plus profondément jusqu'à 10 cm (Fig. 36). A la fin de la pluie, le sol reste encore très humide, ce qui conduit à une diminution assez lente du flux de chaleur latente (Fig. 37). Le rayonnement solaire diminuant en fin d'après-midi, et alors que le sol superficiel est redevenu très sec, l'énergie radiative disponible ne permet une augmentation de la température en surface que de 1,5 K, entre 16 h et 18 h (Fig. 38).

Si l'épisode pluvieux se situe en début de soirée (simulation 3), alors que le rayonnement net est fortement réduit, son influence sur la répartition des flux de surface ne se fait sentir qu'au niveau du flux de chaleur dans le sol (Fig. 39), lequel atteint 90 W m^{-2} à 19 h à la suite d'un refroidissement brutal de la surface provoqué par une faible évaporation entre 18 h et 19 h. L'eau superficielle n'ayant pas été évaporée, elle s'infiltré dans le sol, humidifiant les vingt premiers centimètres de sol en cours de nuit (Fig. 40). Si la simulation était poursuivie le lendemain, le profil hydrique observé à 5 h le deuxième jour laisse présager un comportement de la basse atmosphère très différent de celui observé la première journée.

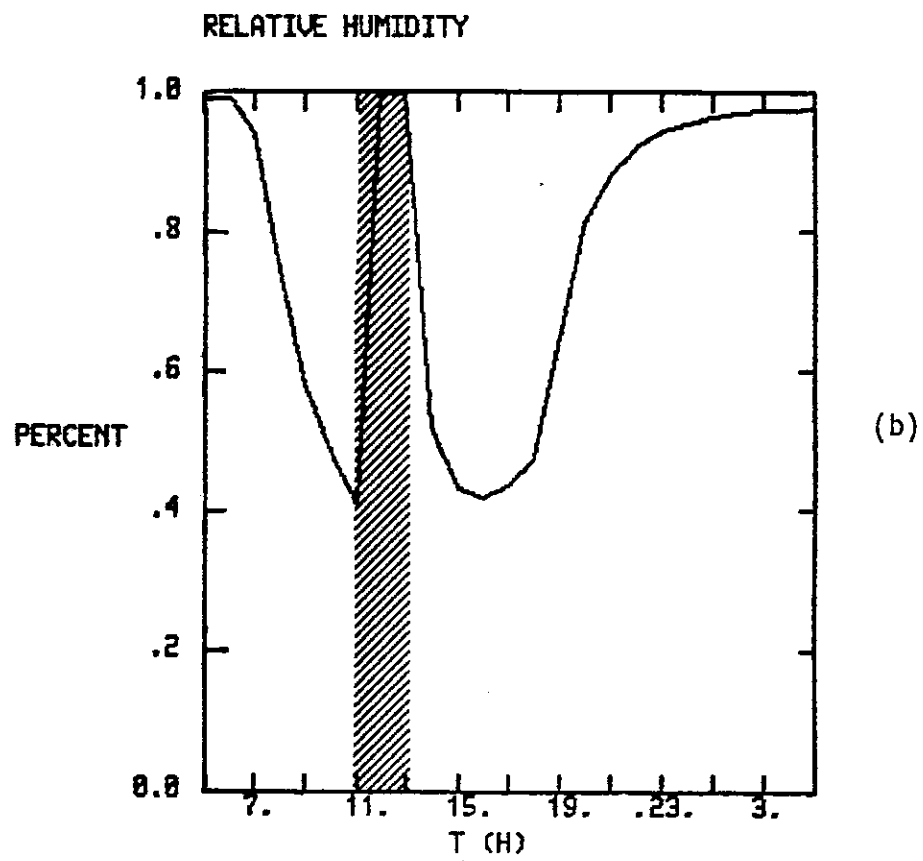
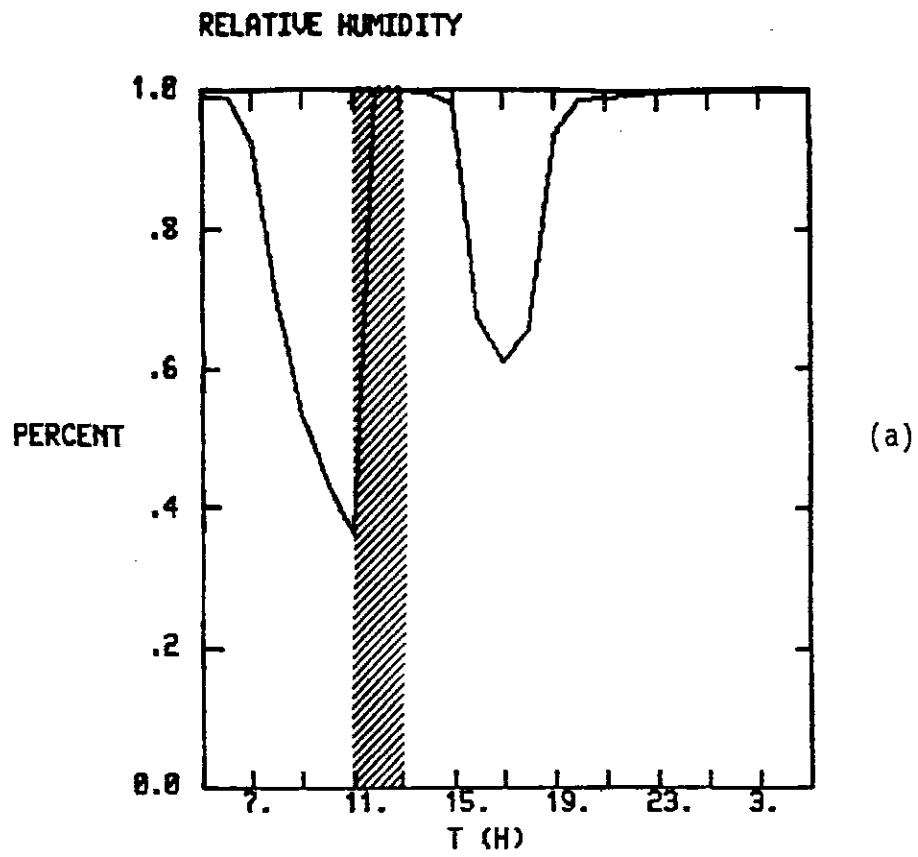


Figure 35 : Influence de l'intensité de la pluie sur l'évolution de l'humidité relative en surface pour un sol de sable sec.
 (a) : 3 mm h^{-1} ; (b) : 1 mm h^{-1} .

SOIL MOISTURE CONTENT

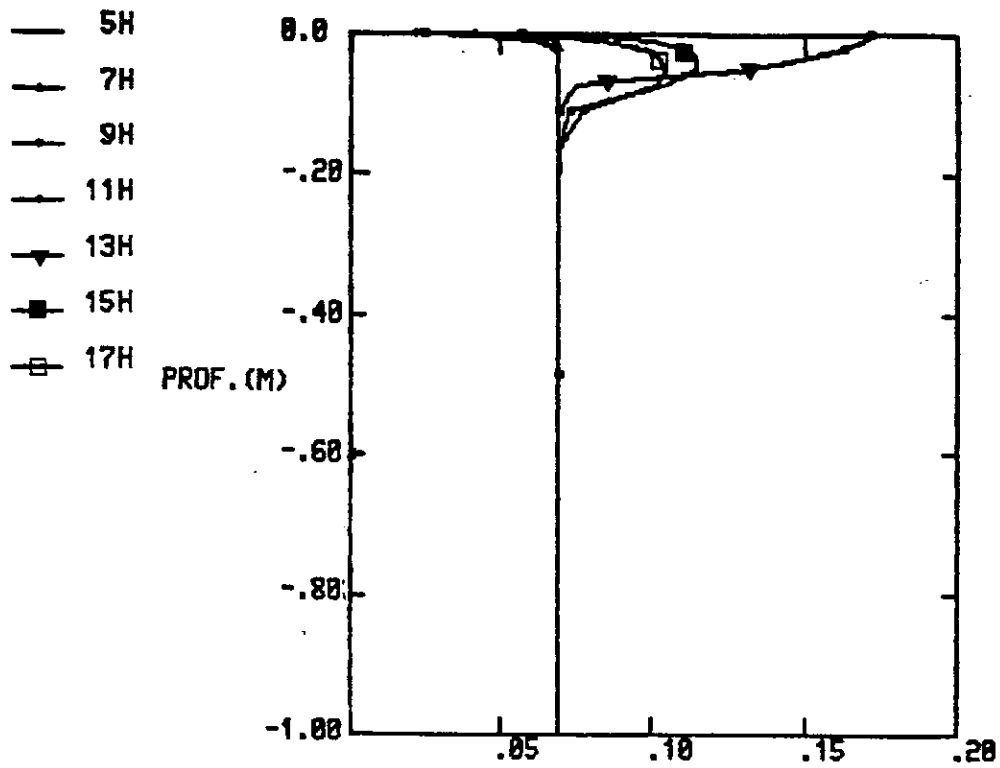


Figure 36 : Modification du profil vertical d'humidité dans le sol provoquée par l'épisode pluvieux 2.

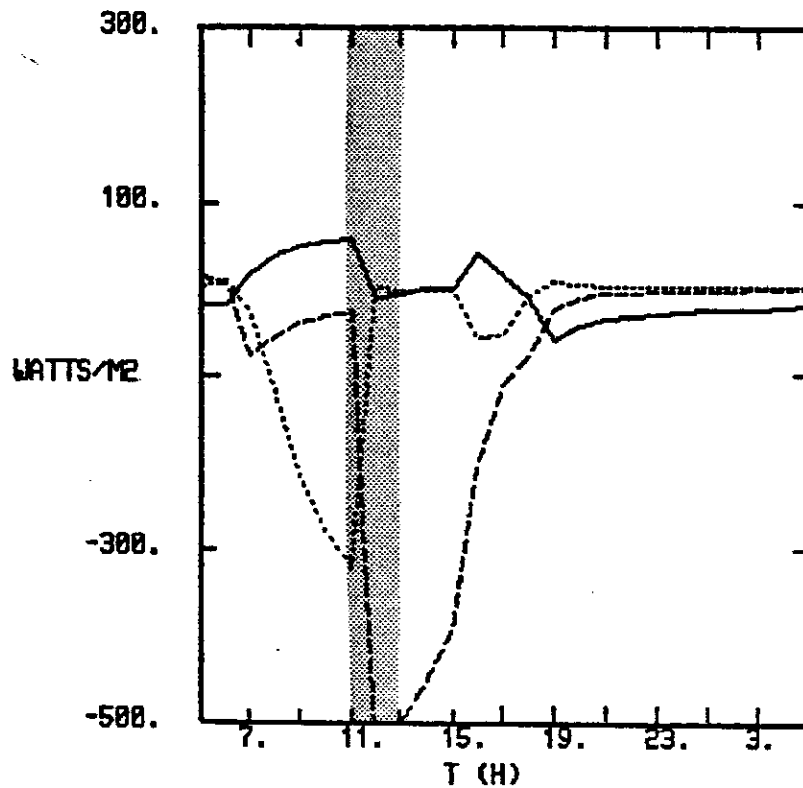


Figure 37 : Influence de l'épisode pluvieux 2 sur la partition des flux de chaleur dans le sol (—), sensible (....) et latente (----) à l'interface sol-atmosphère.

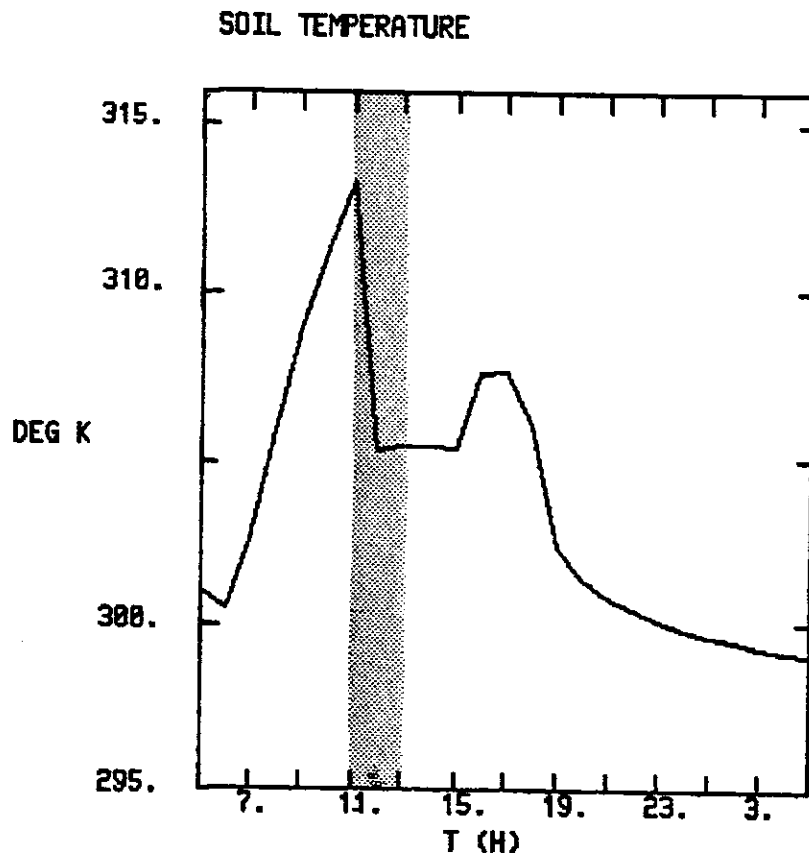


Figure 38 : Incidence de l'épisode pluvieux 2 sur l'évolution diurne de la température en surface.

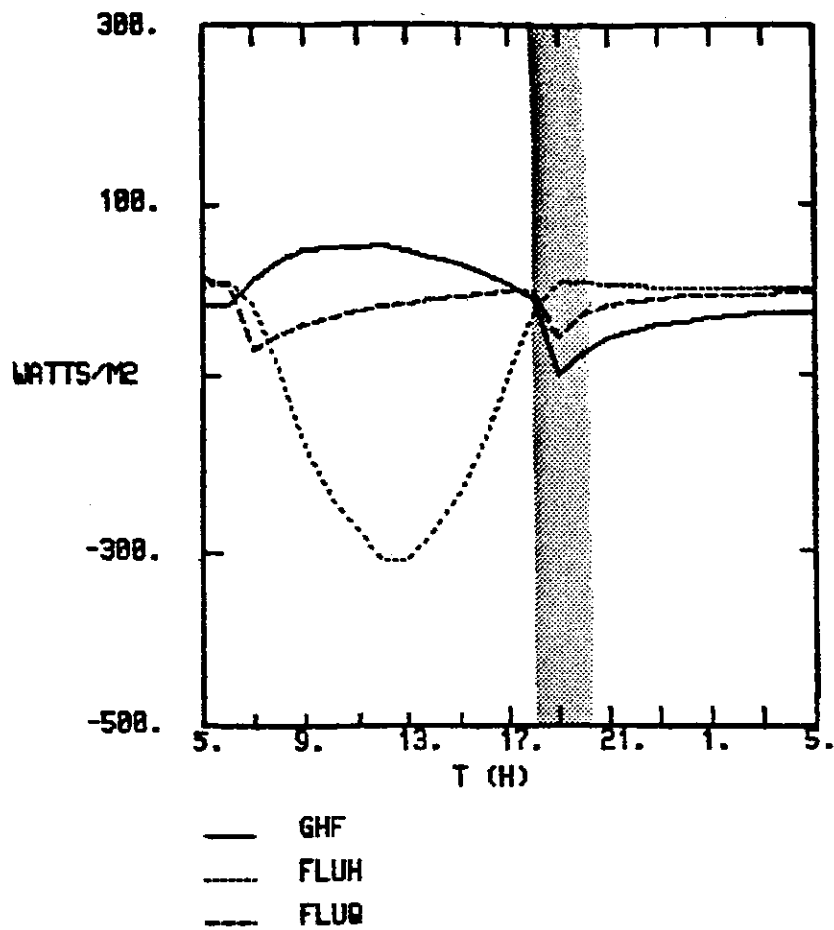


Figure 39 : Incidence de l'épisode pluvieux 3 sur la partition des flux de chaleur dans le sol (—), sensible (.....) et latente (- - - -) à l'interface sol-atmosphère.

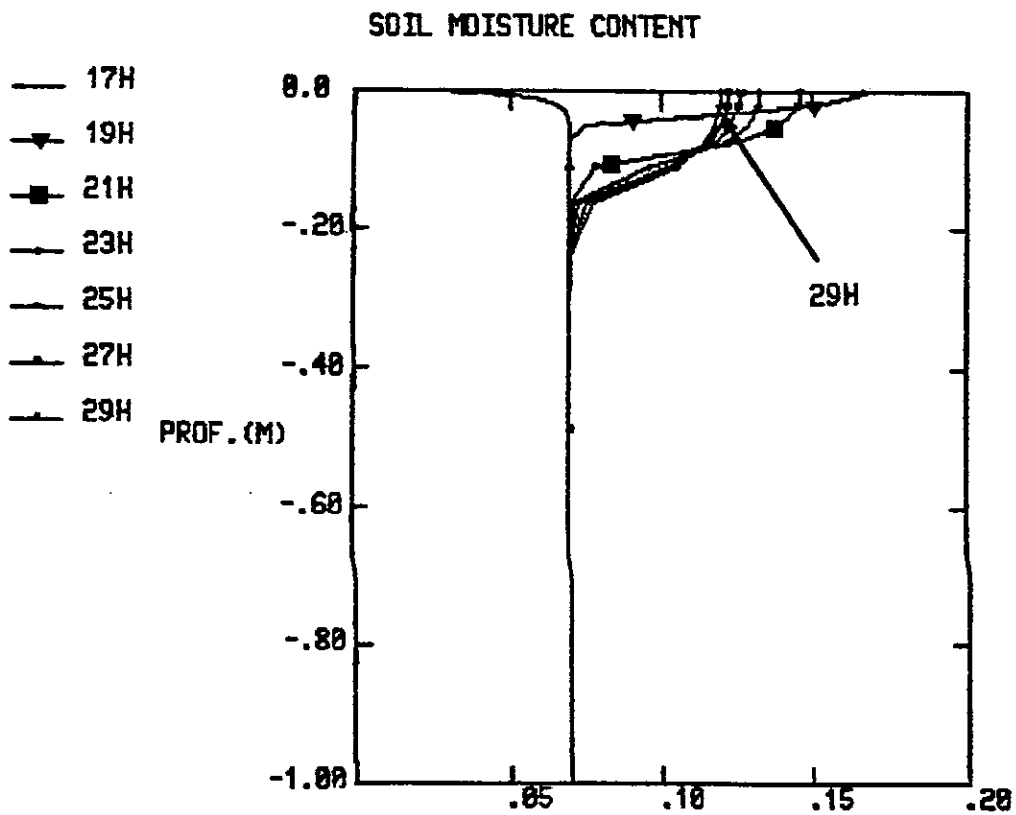


Figure 40 : Modification du profil vertical d'humidité dans le sol provoquée par l'épisode pluvieux 3.

Avec un sol initialement plus humide (simulation 4), la pluie renforce la tendance prononcée à l'évaporation (Fig. 41). La couche limite voit son épaisseur maximale diminuer de 1200 à 1000 m. Le sol étant plus humide, sa conductivité hydraulique est plus importante et nous constatons sur les profils d'évolution de la teneur en eau une infiltration rapide jusqu'à 30 cm (Fig. 42).

J - Conclusion

A l'issue de cet ensemble de tests, il apparaît clairement que l'état hydrique du sol est le paramètre dominant qui contrôle les échanges de masse et d'énergie à l'interface sol-atmosphère : son importance s'est révélée non seulement au niveau de l'initialisation, mais aussi lors d'épisodes pluvieux, où la teneur en eau du sol augmente brutalement. Des facteurs tels que le type de sol et l'albédo de surface agissent dans une moindre proportion. Des études de sensibilité analogues menées par McCumber et Pielke (1981), ainsi que par Zhang et Anthes (1982) conduisent à des conclusions similaires, en soulignant également la grande sensibilité de la structure de la couche limite en cours de journée à la disponibilité en eau du sol. Le problème de l'initialisation en humidité d'un tel modèle à plusieurs niveaux dans le sol incorporé à un modèle mésoéchelle tridimensionnel n'est cependant pas résolu. Il devra faire l'objet d'études plus détaillées dans le futur en vue de son application à des situations réelles observées. Une direction de recherche pourrait consister à utiliser l'information sur la texture des sols pour en évaluer quantitativement la disponibilité ; c'est l'approche choisie par McCumber (1980) en Floride. De même, Kaplan et al. (1984) utilisent des cartes de précipitations antérieures à la période d'étude pour initialiser l'eau du sol d'un modèle mésoéchelle. Les méthodes satellitaires calibrées à l'aide d'un modèle de couche limite pourraient aussi permettre de déterminer l'humidité du sol sur un domaine d'extension mésoéchelle (Wetzel et al., 1984 ; Taconet et al., 1984).

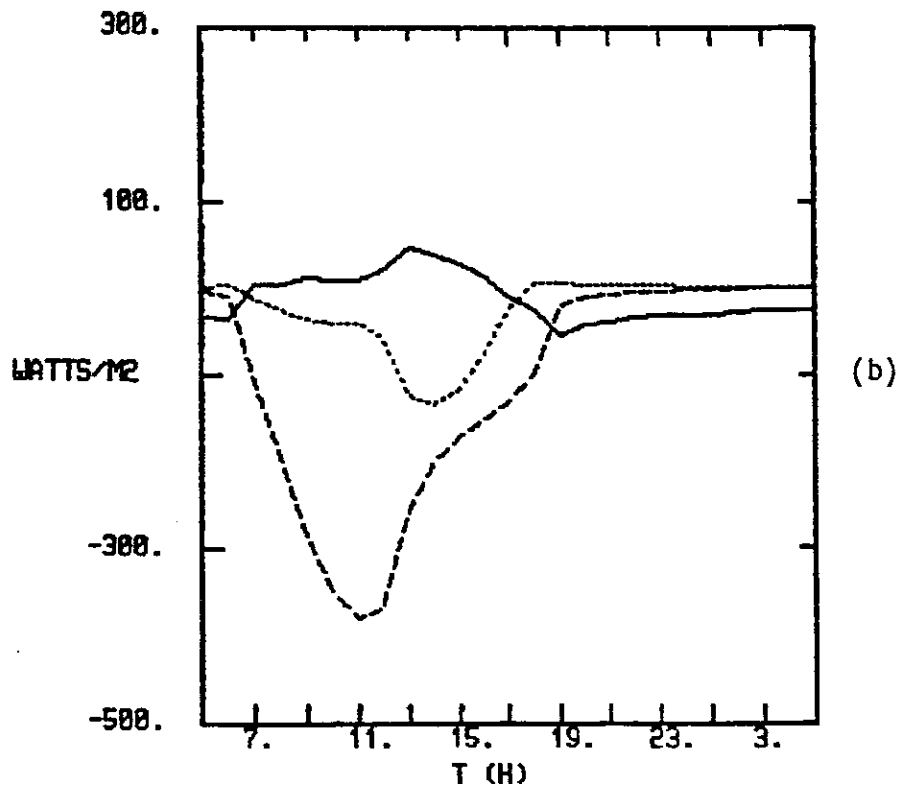
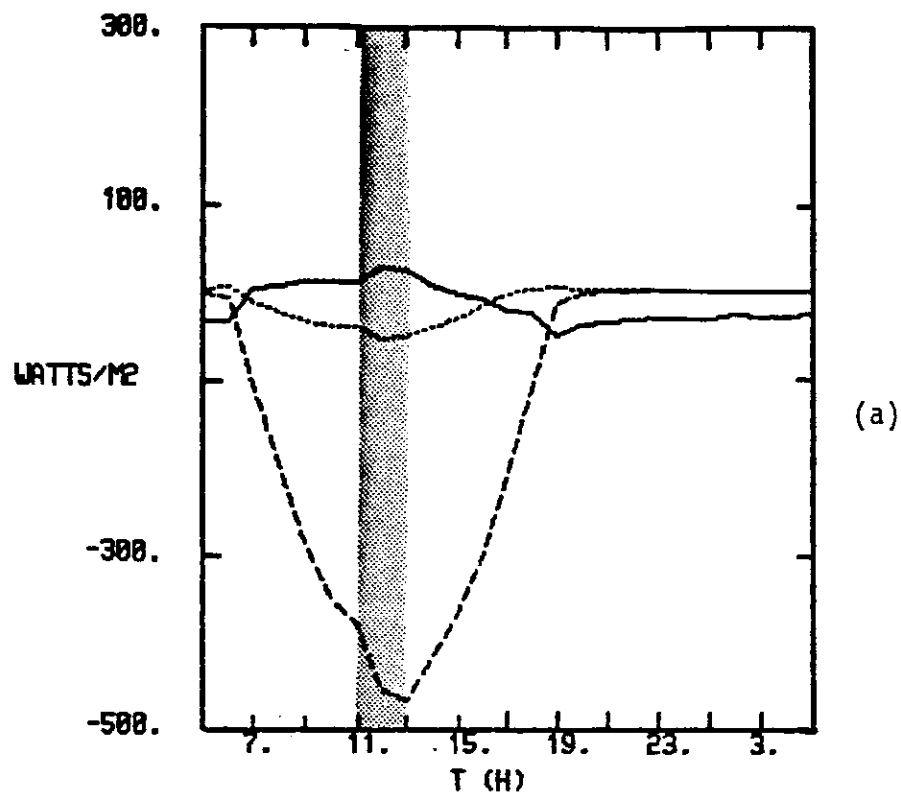


Figure 41 : Comparaison de l'évolution des flux de chaleur dans le sol (—), sensible (....) et latente (----) pour un sol sableux humide ($\eta_{\text{initial}} = 0,14 \text{ m}^3 \text{ m}^{-3}$) avec (a) et sans (b) précipitations (épisode 4).

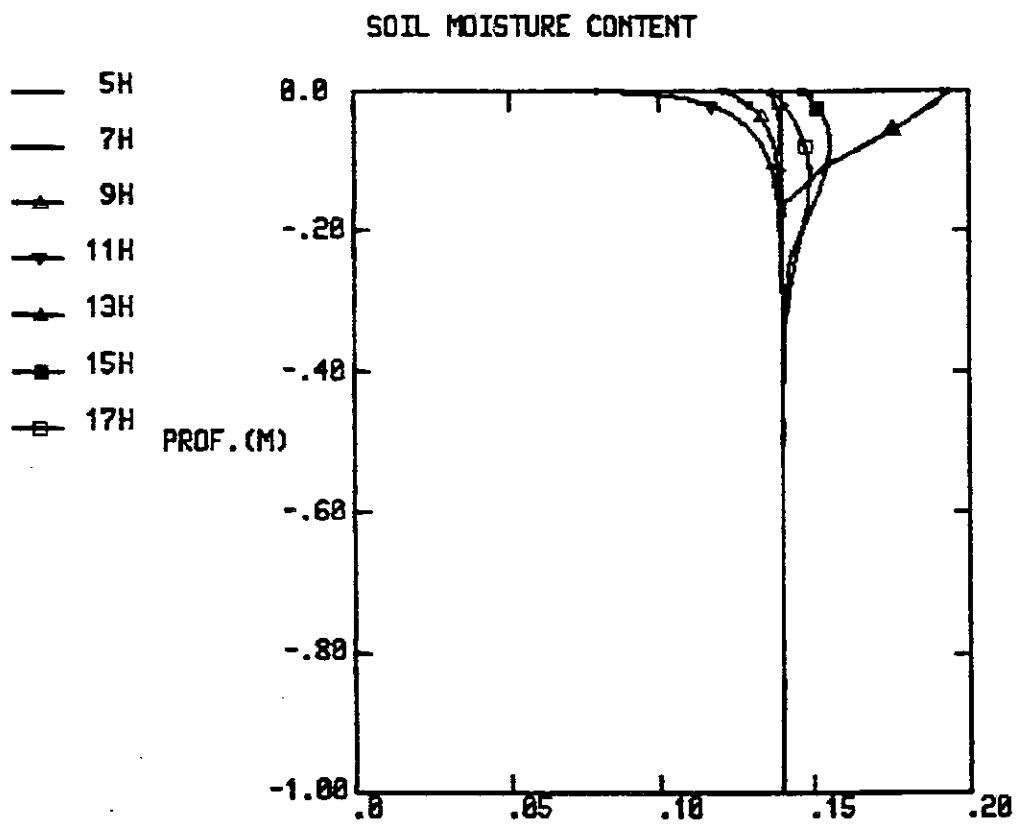


Figure 42 : Modification du profil vertical d'humidité dans le sol provoquée par l'épisode pluvieux 4.

CHAPITRE A-IV

PARAMETRISATION DE LA VEGETATION

I - INTRODUCTION

La paramétrisation des échanges sol-atmosphère du chapitre précédent n'est applicable que sur sol nu. La végétation, recouvrant une grande partie de la surface du sol à nos latitudes, joue le rôle d'une interface intermédiaire entre le sol et l'air. Toutefois, la complexité des phénomènes physiques et physiologiques en jeu dans l'étude des transferts au-dessus et à l'intérieur des couverts végétaux a conduit la plupart des modélisateurs de l'atmosphère à en négliger les effets.

La contribution de la végétation à l'évolution de la basse atmosphère intervient par plusieurs aspects. D'un point de vue dynamique, la rugosité est plus importante que sur sol nu, renforçant de ce fait les transferts turbulents dans la couche limite de surface. D'un point de vue thermo-hydrigue, la transpiration de la végétation par les stomates des feuilles modifie le flux de chaleur latente en surface. Ces pores s'ouvrent en cours de journée pour assimiler le dioxyde de carbone de l'atmosphère nécessaire à la photosynthèse. C'est durant cette exposition de l'intérieur humide des stomates que la plante perd en partie l'eau qu'elle contient. Les stomates régulent ainsi les transferts à la fois de la vapeur d'eau et du CO_2 , s'ouvrant et se fermant en fonction de l'intensité lumineuse et du contenu en eau dans le sol et dans la plante. Cette eau transpirée est puisée par les racines dans le sol profond, modifiant ainsi son profil hydrigue. Enfin, la végétation affecte également les précipitations effectivement reçues au sol du fait qu'elles peuvent être interceptées partiellement, voire totalement.

II - TRANSFERTS AU-DESSUS D'UN COUVERT VEGETAL

Dans la couche à flux constants au-dessus d'une surface "rugueuse", les relations entre flux et gradients pour la quantité de mouvement, la chaleur et la vapeur d'eau s'écrivent respectivement :

$$\frac{\partial u}{\partial Z} = \frac{u_*}{k (Z - D)} \phi_M \quad (35)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial Z} = \frac{\theta}{k (Z - D)} \phi_H \quad (36)$$

$$\frac{\partial q}{\partial Z} = \frac{q}{K (Z - D)} \phi_H \quad (37)$$

Il apparaît dans ces expressions, outre les fonctions de stabilité de la couche limite de surface ϕ_M et ϕ_H déjà définies, un nouveau paramètre : la hauteur de déplacement D . L'intégration de l'équation (35) en atmosphère neutre ($\phi_M = 1$) conduit au profil semi-logarithmique classique du vent :

$$u (Z) = \frac{u_*}{k} \log \left(\frac{Z - D}{Z_0} \right)$$

où Z_0 est la longueur de rugosité.

D'après cette relation, la hauteur de déplacement D correspond au niveau au-dessus de la végétation à partir duquel le vent en atmosphère neutre obéit à un profil logarithmique. Thom (1971) a avancé une interprétation physique pour D , en la définissant comme le niveau moyen d'absorption de la quantité de mouvement par le couvert végétal. Cette définition se comprend mieux si l'on observe le profil type du vent (Fig. 43) à l'intérieur et au-dessus d'un couvert végétal. C'est au voisinage du niveau de la hauteur de déplacement que le cisaillement du vent est le plus important. L'intégration des formules (36) et (37) entre le niveau

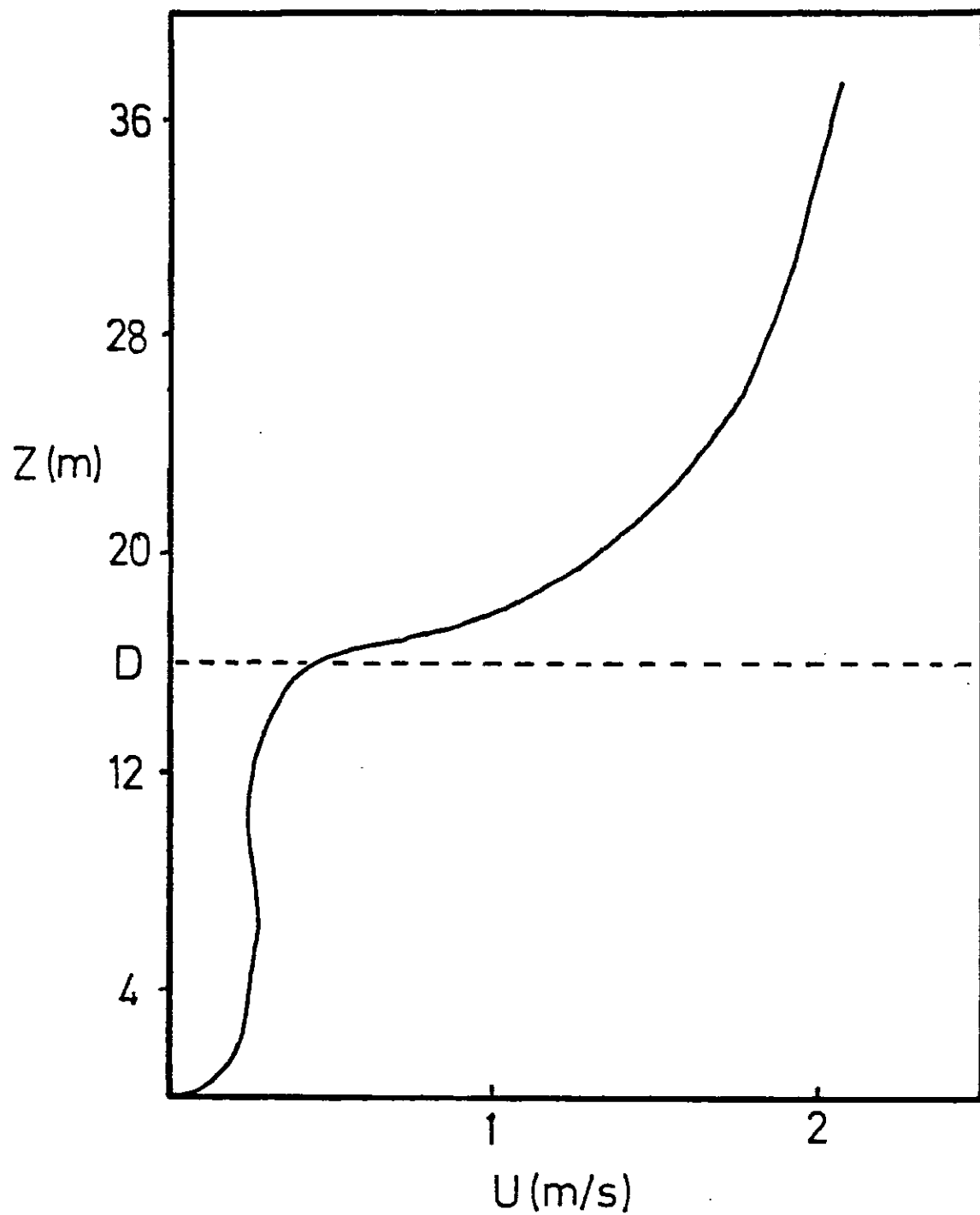


Figure 43 : Profil typique du vent au-dessus et à l'intérieur d'une végétation (d'après Oliver, 1971). La vitesse du vent est normalisée à sa valeur au sommet du couvert. Le niveau D représente la hauteur de déplacement.

anémométrique Z_a et le sommet de la végétation Z_c conduit, en utilisant l'analogie électrique de la loi d'Ohm, à l'expression suivante pour les flux de chaleurs sensible et latente :

$$Q_H = \rho C_p \frac{T_c - T_a}{r_a}$$

$$Q_E = \frac{\rho C_p}{\gamma} \frac{e_c - e_a}{r_a} \quad (38)$$

où γ est la constante psychrométrique égale à $\rho C_p R_w T/L_V$, e_a la pression partielle de la vapeur d'eau au niveau Z_a , e_c sa pression au niveau Z_c et r_a la résistance de diffusion turbulente au transfert de chaleur et de vapeur d'eau s'exprimant par :

$$r_a = \frac{\left\{ \log \frac{Z - D}{Z_0} - \psi_H \left(\frac{Z - D}{L} \right) \right\} \left\{ \log \frac{Z - D}{Z_0} - \psi_M \left(\frac{Z - D}{L} \right) \right\}}{k^2 u_a}$$

En considérant la végétation de manière globale, c'est-à-dire sous forme d'une couche unique (on ne s'intéresse alors pas aux échanges à l'intérieur du couvert), le bilan d'énergie entre le sol et l'atmosphère s'écrit :

$$Q^* = Q_H + Q_E + Q_G \quad (39)$$

Dans cette équation, les termes de stockage et de photosynthèse ont été omis. Cette hypothèse n'est pas toujours justifiée, notamment au-dessus de forêts au lever ou au coucher du soleil, où les autres composantes du bilan sont alors très faibles (Tajchman, 1982).

La combinaison du bilan d'énergie (39) et de l'expression du flux d'évaporation (38) a conduit à de nombreuses formulations de l'évapotranspiration d'un couvert dans la littérature. A l'origine, Penman (1948), supposant l'air saturé en vapeur d'eau au niveau de la surface Z_c , a obtenu pour l'évaporation potentielle :

$$Q_E = \frac{S (Q^* - Q_G) + \rho C_p \delta e_a / r_a}{S + \gamma} \quad (40)$$

où s est la pente de la courbe de pression de vapeur saturante à la température T_a et $\delta e_a = e_{\text{sat}}(T_a) - e_a$.

Cette formule permet de déterminer l'évapotranspiration indépendamment de la température et de l'humidité de la végétation. L'évaporation ainsi calculée est purement théorique, puisque liée uniquement au climat, et correspondant alors à une limite maximale. S'il n'y a pas saturation au niveau de la surface ($e_{\text{sat}}(T_c) \neq e_c$), l'expression (40) est alors modifiée pour conduire à l'expression suivante :

$$Q_E = \frac{S}{S + \gamma} \left[(Q^* - Q_G) + \frac{\rho C_p}{S r_a} (\delta e_a - \delta e_c) \right] \quad (41)$$

avec $\delta e_c = e_{\text{sat}}(T_c) - e_c$.

Il est alors possible de définir une évaporation dite "d'équilibre" pour laquelle $\delta e_a = \delta e_c$, ayant l'expression simple suivante :

$$\bar{Q}_E = \frac{S}{S + \gamma} (Q^* - Q_G) \quad (42)$$

Cette condition d'équilibre est atteinte en environnement saturé ($\delta e_a = \delta e_c = 0$) correspondant au séjour d'une masse d'air qui, au contact d'une surface saturée, tend à devenir elle-même saturée en vapeur d'eau. L'expression (42) représente ainsi la limite inférieure pour l'évaporation d'une surface saturée. Retenant la simplicité de cette formule, Priesley et Taylor (1972)

ont montré que pour une surface très humide et dans des conditions d'advection minimales, l'évaporation est proportionnelle à celle résultant de la formule (42), soit :

$$Q_E = \alpha \frac{S}{S + \gamma} (Q^* - Q_G)$$

avec une valeur moyenne de α égale à 1,26.

Dans le but de généraliser cette formule à des états hydriques variés, Davis et Allen (1973) et, plus récemment, Barton (1979) ont, à partir de mesures expérimentales au-dessus de couverts végétaux, proposé des relations empiriques de variation de α avec l'humidité superficielle du sol.

Suivant une démarche différente, Monteith (1965) a exprimé l'effet de la végétation par le biais d'une résistance r_{st} représentant un frein au transfert de l'eau de la plante jusqu'au niveau de référence Z_c . Cette définition conduit à l'expression suivante du flux de chaleur latente :

$$Q_E = - \frac{\rho C_p}{\gamma} \frac{e_c - e_{sat}(T_c)}{r_{st}} \quad (43)$$

l'état de saturation étant supposé réalisé dans des stomates.

Les équations (43) et (38) permettent de déduire une expression où ne figure plus la pression de vapeur e_c :

$$Q_E = - \frac{\rho C_p}{\gamma} \frac{e_a - e_{sat}(T_c)}{r_a + r_{st}} \quad (44)$$

en considérant ici le transfert de vapeur d'eau depuis les stomates jusqu'au niveau Z_a .

La Figure 44 résume les transferts de chaleur et d'humidité au-dessus d'une végétation sous forme de schémas résistifs.

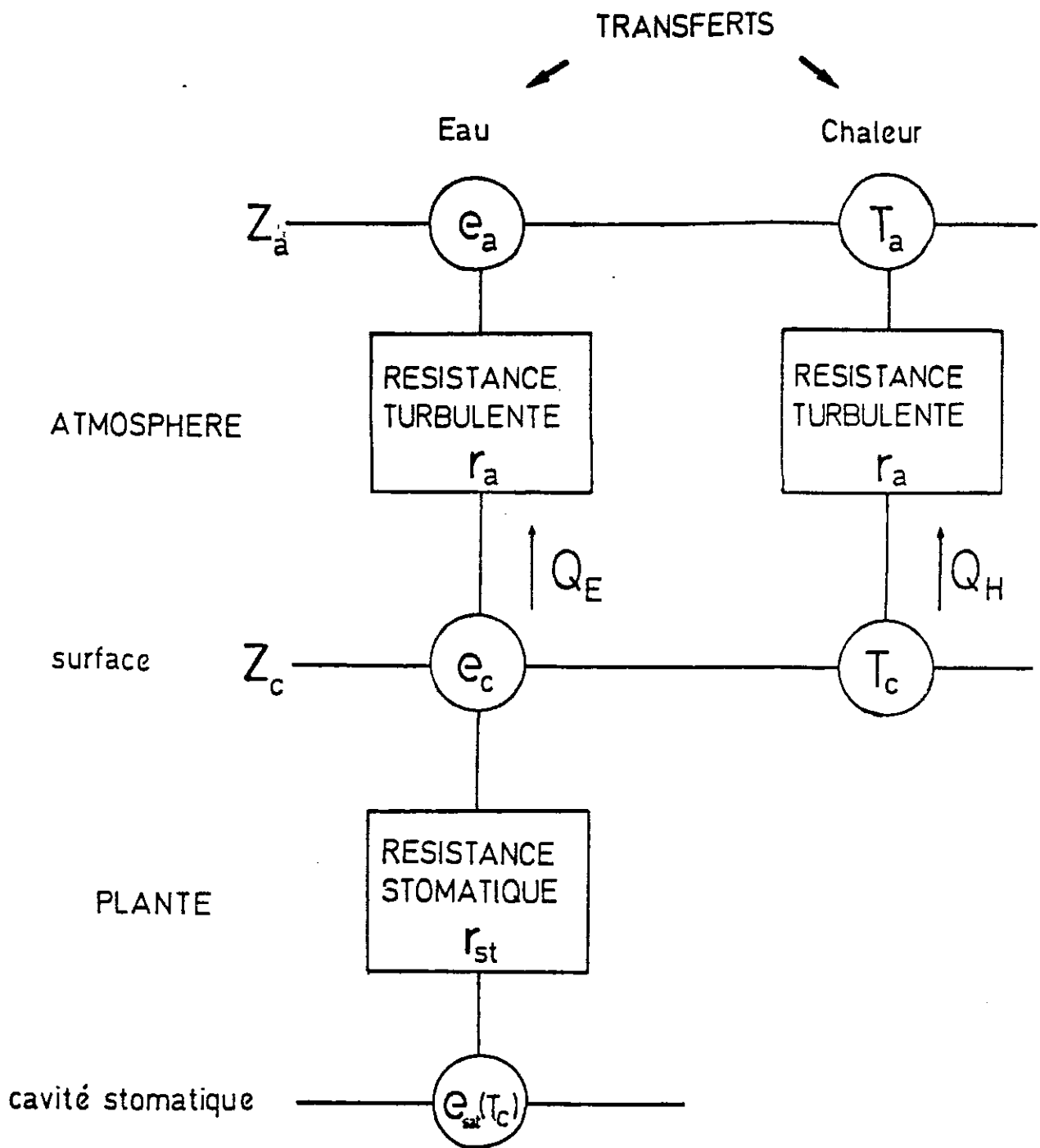


Figure 44 : Transferts thermo-hydriques entre la plante et l'atmosphère sous forme de schémas résistifs (analogie électrique).

En combinant l'équation (44) avec le bilan d'énergie en surface, Monteith (1965) a exprimé l'évapotranspiration sous la forme suivante :

$$Q_E = \frac{S (Q^* - Q_G) + \rho C_p \delta e_a / r_a}{S + (1 + \frac{r_{st}}{r_a}) \gamma} \quad (44 \text{ bis})$$

Cette expression permet, grâce à l'introduction de la résistance stomatique globale r_{st} , de considérer l'état du couvert dans l'estimation de l'évapotranspiration.

Le calcul de l'évapotranspiration à l'aide de la formule (44 bis) requiert la connaissance de r_{st} . Diverses expressions ont été proposées, notamment par Soer (1980), Halldin et al. (1984) ou Cautenet et Boutin (1984), en fonction de l'état hydrique du sol, du type de plante et du rayonnement solaire incident.

Perrier (1978), combinant les relations (41) et (43) a obtenu une expression pour l'évapotranspiration identique à celle décrite par la formule de Priesley-Taylor, avec une dépendance de α en fonction de la résistance du couvert. Cette expression a servi de base à Oettle (1983) dans sa définition d'une paramétrisation de l'évapotranspiration dans un modèle climatique.

III - TRANSFERTS DANS UN COUVERT VEGETAL

Parallèlement aux modèles traitant la végétation de manière globale et ne s'intéressant qu'aux propriétés de l'air sus-jacent, des modèles ont été développés qui calculent, à plusieurs niveaux dans la végétation, la température, le vent et l'humidité. Citons les modèles de résistances, utilisant l'analogie électrique à plusieurs niveaux dans la végétation, de Waggoner et Reifsnyder (1968) ou de Schuttleworth (1976, 1978). Un autre type de modèle, abandonnant l'hypothèse de coefficients d'échange, résout les équations d'évolution des moments turbulents d'ordre deux à

l'intérieur du couvert (Wilson et Shaw, 1977). Ce modèle fait apparaître l'existence de forces de traînée supplémentaires dans les équations du mouvement, traduisant les effets de sillage et de l'anisotropie des fluctuations de vitesses et de pression autour des éléments (feuilles, branches) constituant la végétation. Ces effets sont paramétrisés sous la forme d'un terme de traînée C_D s'écrivant :

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial \overline{p'}}{\partial x_i} = C_D A_f \bar{u}_i^2$$

où A_f est la densité surfacique de feuillage.

Wilson et Shaw (1977) ont testé leur modèle sur une situation stationnaire, homogène horizontalement, n'incluant que les effets dynamiques du couvert. Les résultats obtenus se comparent favorablement, en vent, flux de quantité de mouvement et variance de vitesses à des données expérimentales collectées dans un champ de maïs. De même, Yamada (1982) a développé un modèle de couche limite avec végétation. Il résout, dans l'atmosphère et dans le couvert, les équations d'évolution de la température potentielle, du rapport de mélange, du vent et de l'ECT. Les fermetures utilisées sont les mêmes que celles proposées par Wilson et Shaw (1977).

Si, comme le soulignent Raupach et Thom (1981), l'utilisation d'une fermeture au second ordre des équations de la turbulence permet une simulation plus réaliste de l'écoulement de l'air dans la végétation, ce type de paramétrisation semble difficilement utilisable dans un modèle mésoéchelle. Il nécessite en effet une résolution verticale incompatible avec celle des modèles mésoéchelle (80 niveaux dans les deux premiers kilomètres d'atmosphère pour le modèle de Yamada (1982)), ainsi que la connaissance de nombreux paramètres tels que les distributions verticales dans le couvert du rayonnement ou de la densité foliaire surfacique.

IV - PRESENTATION DE LA PARAMETRISATION RETENUE

Deardorff (1978) a proposé une méthode qui, comme Monteith (1965), réduit la végétation à une couche unique de feuillage. Elle détermine en plus, bien que de façon relativement arbitraire, certaines caractéristiques de l'air à l'intérieur du couvert. Ainsi, sans l'adjonction de niveaux supplémentaires dans la végétation, cette paramétrisation permet de rendre compte des échanges de masse et d'énergie entre le sol sous le couvert et la végétation, ce qu'ignorent les représentations de type Penman-Monteith. Deardorff (1978) a également introduit un facteur d'écran σ_f caractérisant la densité de la végétation. Ce facteur, défini comme étant le pourcentage de rayonnement solaire intercepté par la végétation, peut s'interpréter en modélisation à moyenne échelle (Pielke, 1984) comme étant le pourcentage de végétation dense dans chaque maille, permettant ainsi une pondération des flux de surface entre le sol nu et le sol couvert. En raison de ces avantages, cette paramétrisation a été retenue dans notre modèle de mésoéchelle.

A notre connaissance, c'est la seule paramétrisation de la végétation ayant été utilisée en modélisation à moyenne échelle (Garrett, 1982 ; McCumber, 1980). De plus, il semble possible de pouvoir accéder, dans un avenir proche, par des moyens satellitaires, à des valeurs telles que le facteur d'écran σ_f moyen ou la température radiométrique de surface (Balick et al., 1981) en vue d'une validation quantitative de la paramétrisation.

Nous présentons maintenant plus complètement cette paramétrisation.

A - Bilan d'énergie au niveau du couvert végétal

La température T_f de la végétation est calculée en résolvant une équation de bilan d'énergie au niveau du couvert. Cette résolution nécessite la connaissance de diverses propriétés radiatives du couvert, comme son albédo a_f et son émissivité ϵ_f . Un certain nombre de valeurs correspondantes ont été recensées par Kondratyev et al. (1982) et Pielke (1984) pour plusieurs types de végétations et de cultures. Le bilan d'énergie au niveau du couvert végétal (indiqué c) s'écrit, en négligeant sa capacité calorifique :

$$(K\downarrow - K\uparrow)_c + (L\downarrow - L\uparrow)_c - (K\downarrow - K\uparrow)_g - (L\downarrow - L\uparrow)_g = H_f + L_V E_f \quad (45)$$

Les deux premiers termes représentent les flux radiatifs courte et grande longueurs d'onde au niveau de la végétation, les deux suivants, ces mêmes flux repérés au niveau du sol sous le couvert. Les deux derniers termes H_f et $L_V E_f$ désignent les flux de chaleurs sensible et latente du couvert, définis plus loin dans le texte.

L'équation (45) peut être réécrite sous la forme :

$$\sigma_f \left[(1 - a_f) K\downarrow_c + \epsilon_f L\downarrow_c + \frac{\epsilon_g}{\epsilon_f + \epsilon_g - \epsilon_f \epsilon_g} \sigma T_g^4 - \frac{\epsilon_f + 2\epsilon_g - \epsilon_f \epsilon_g}{\epsilon_f + \epsilon_g - \epsilon_f \epsilon_g} \epsilon_f \sigma T_f^4 \right] = H_f + L_V E_f$$

La géométrie de l'interface sol-végétation-atmosphère est schématisée sur la Figure 45.

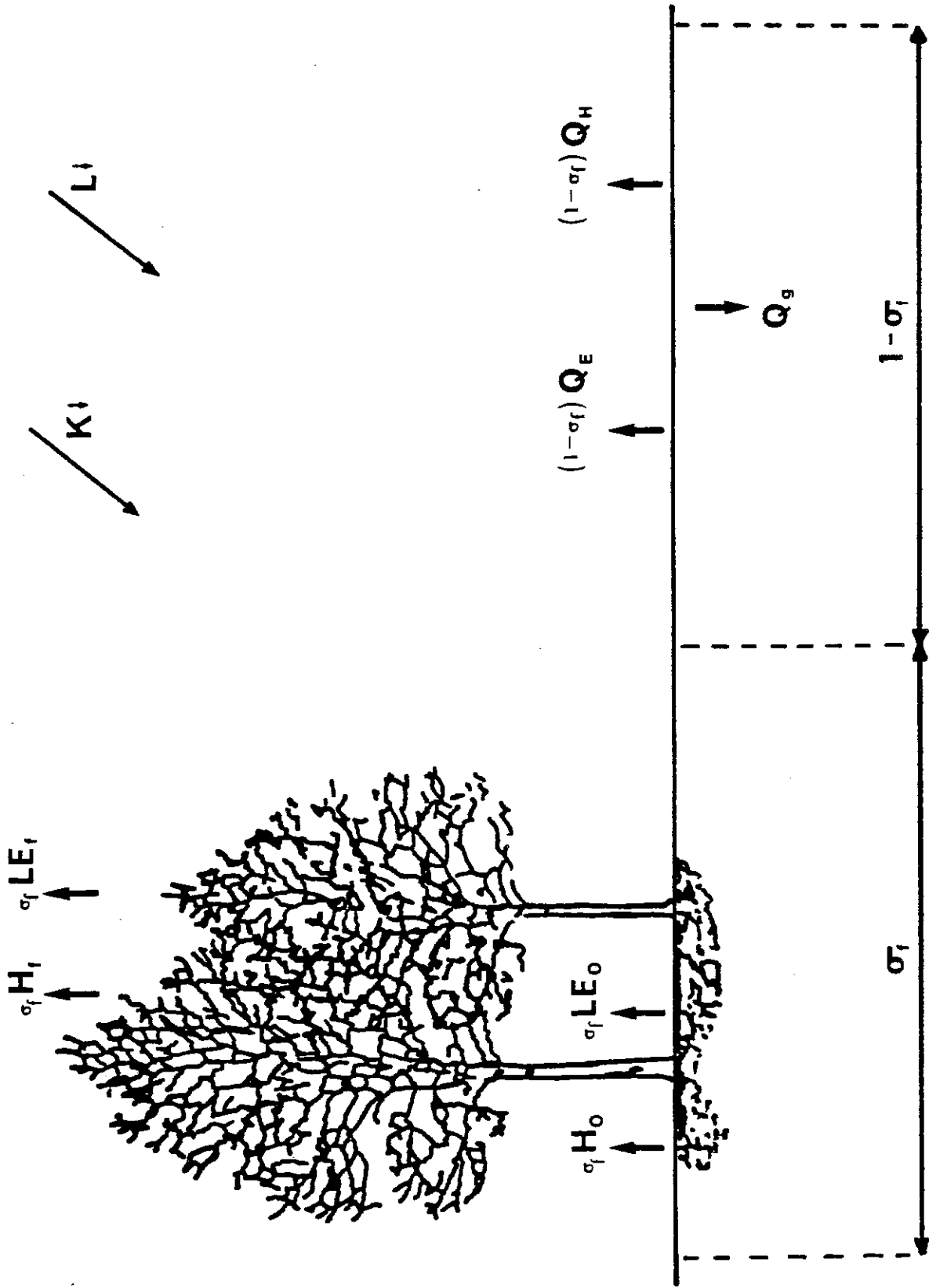


Figure 45 : Représentation des flux énergétiques entre le sol, la végétation et l'atmosphère relatifs à la paramétrisation de Deardorff (1978).

B - Flux de chaleurs sensible et latente de la végétation

L'air dans le couvert végétal est caractérisé par une vitesse, une température et une humidité. La vitesse de l'air à l'intérieur du couvert est déterminée à partir de celle au premier niveau atmosphérique u_a :

$$u_{af} = 0,83 \frac{k u_a}{\log \frac{z_a - D}{z_0} - \psi_M \left(\frac{z_a - D}{L} \right)}$$

Cette relation introduit, contrairement à celle de Deardorff (1978), les effets liés à la stabilité atmosphérique au-dessus du couvert. Le coefficient 0,83 provient de mesures expérimentales sur couverts denses (Geiger, 1965 ; Thom, 1971) pour lesquels $u_{af} \approx 0,3 u_a$. La température T_{af} et le rapport de mélange q_{af} de l'air à l'intérieur du couvert sont calculés par une moyenne pondérée (coefficients arbitraires) des valeurs au-dessus du couvert, du couvert et du sol. Deardorff (1978) a suggéré les expressions suivantes :

$$\begin{aligned} T_{af} &= 0,3 T_a + 0,6 T_f + 0,1 T_g \\ q_{af} &= 0,3 q_a + 0,6 q_f + 0,1 q_g \end{aligned}$$

Le flux de chaleur sensible relatif aux feuilles s'écrit :

$$H_f = 1,1 L_I \rho C_f u_{af} (T_f - T_{af}) (p_0/p)^{R/C_p}$$

Le dernier terme est ajouté pour exprimer les flux en fonction des températures potentielles. Le facteur 1,1 permet de prendre en compte les tiges, les branches et les troncs, qui, bien que ne transpirant pas, contribuent au flux de chaleur sensible. L_I est l'indice foliaire défini comme l'intégrale, sur toute la hauteur du couvert, de la densité foliaire surfacique (i.e. surface totale de feuilles par unité de surface de sol). C_f est un coefficient de transfert adimensionnel donné par :

$$C_f = 0,01 \left(1 + \frac{0,3}{u_{af}} \right) \quad (46)$$

Le second terme dans (46) assure des transferts non nuls en régime de convection libre ($u_{af} \rightarrow 0$) (Deardorff, 1978). Le flux d'humidité du feuillage inclut la transpiration par les stomates et l'évaporation de l'eau liquide déposée à la surface des feuilles (pluie ou rosée). Il s'exprime comme suit :

$$E_f = L_I \rho C_f u_{af} (q_f - q_{af}) = L_I \rho f' C_f u_{af} (q_{sat}(T_f) - q_{af})$$

$q_{sat}(T_f)$ est le rapport de mélange saturant à la température du feuillage et f' la fraction d'évapotranspiration potentielle, calculée en fonction de la résistance atmosphérique $r_a = 1/(C_f u_{af})$ et de la résistance stomatique r_{st} du couvert.

Si W_L est la quantité d'eau liquide retenue à la surface des feuilles et W_I leur capacité de rétention maximale, exprimées en mètres, alors $\delta_l = (W_L/W_I)^{2/3}$ représente la fraction de la surface de feuillage recouverte d'eau liquide. On montre que f' s'écrit :

$$f' = 1 - \Delta' \frac{r_{st}}{r_a + r_{st}} (1 - \delta_l)$$

Δ' valant 0 en cas de condensation à la surface des feuilles ($q_{af} > q_{sat}(T_f)$) et 1 sinon.

La résistance stomatique est donnée par l'expression empirique suivante (Deardorff, 1978) :

$$r_{st} = r_c \left[\frac{K_{l_{max}}}{0,03 K_{l_{max}} + K_l} + S_f + \left(\frac{\eta_{wilt}}{\eta_{root}} \right)^2 \right] \quad (47)$$

où $K_{l_{max}}$ correspond au maximum d'ensoleillement par ciel clair, r_c est une résistance critique fonction du type de plante (Perrier (1982) a fourni un ensemble de valeurs pour diverses espèces végétales), S_f est un facteur saisonnier, nul durant la phase de croissance de la plante et très supérieur à 1 dans les autres cas, η_{root} est la valeur minimale de η (la teneur en eau du sol) dans la

zone des racines. Cette relation fonctionnelle permet de rendre compte des principaux facteurs contrôlant la transpiration des plantes :

- diminution de r_{st} avec l'ensoleillement (ouverture stomatique nécessaire à la photosynthèse) ;

- augmentation de r_{st} lors d'un déficit hydrique dans le sol (limitant ainsi les pertes en eau).

La fraction de E_f correspondant à la transpiration s'écrit :

$$E_{tr} = L_I \rho C_f u_{af} (q_{sat}(T_f) - q_{af}) \Delta' \frac{r_a}{r_a + r_{st}} (1 - \delta_2)$$

Cette formule met en évidence la réduction de la transpiration de la plante lorsque ses feuilles sont recouvertes d'eau liquide.

C - Bilan d'énergie à la surface du sol

Dans le cas où la végétation n'occupe qu'une fraction de la surface de la maille considérée, on fait l'hypothèse que les flux relatifs respectivement aux fractions nues et couvertes de végétation s'ajoutent. Dans ces conditions, ces flux globaux à l'échelle de chaque maille s'écrivent :

- flux de chaleur : $H_{TOT} = \sigma_f (H_f + H_0) - (1 - \sigma_f) \rho C_p u_* \theta_*$

- flux d'humidité : $L_V E_{TOT} = \sigma_f (L_V E_f + L E_0) - (1 - \sigma_f) \rho L_V u_* q_*$ (48)

- flux de quantité de mouvement : $\rho u_{*TOT}^2 = \sigma_f \rho u_{af}^2 + (1 - \sigma_f) \rho u_*^2$

Les termes H_0 et $L_V E_0$ représentent respectivement les flux de chaleurs sensible et latente au niveau du sol sous la couverture végétale. Ils sont exprimés par :

$$H_0 = \rho C_p C_g u_{af} (T_g - T_{af}) (p_0/p)^{R/C_p}$$

$$L_V E_0 = \rho L C_g u_{af} (q_g - q_{af})$$

C_g est un coefficient de transfert sur sol nu, dont la valeur est prise égale à 0,0057, d'après Deardorff (1978).

Les bilans d'énergie et de masse au niveau du sol sont modifiés par la végétation comme suit :

$$(K_t - K_l)_g + (L_t - L_l)_g - \sigma_f (H_0 + L_V E_0) - (1 - \sigma_f) (\rho L_V u_* q_* + \rho C_p u_* \theta_*) - G(0) = 0$$

$$\rho_w P_g - (1 - \sigma_f) \rho u_* q_* - \sigma_f E_0 - W_s(0) = 0$$

où P_g représente les précipitations effectivement reçues au sol.

Il est à noter que, si les relations de similitude (35), (36) et (37) représentent assez bien les conditions physiques et physiologiques au-dessus de couverts végétaux peu élevés (herbe, gazon, prairies, ...) et ont été validées par des mesures expérimentales (Itier, 1984), il n'en est pas de même sur forêt. Au-dessus de végétations à fort développement vertical, la comparaison de mesures obtenues par les méthodes du bilan d'énergie et/ou des corrélations avec celles fournies par la méthode aérodynamique (Thom et al., 1975 ; Garratt, 1978 ; Raupach, 1979) révèle un comportement peu satisfaisant des fonctions ϕ_M et ϕ_H proposées par Businger et al. (1971), ces valeurs étant alors sous-estimées d'un facteur deux environ. Ce problème provient du fait que les mâts instrumentés au-dessus de forêts effectuent des mesures à une altitude Z insuffisamment élevée pour vérifier la théorie de similitude, laquelle nécessite que soit réalisée la condition :

$$\frac{Z - D}{Z_0} \gg 1$$

Cependant, à défaut de solutions satisfaisantes à ce problème et du fait de l'importance de la prise en compte des couverts forestiers en France sur des domaines de 250 x 250 km², la formule donnant la résistance aérodynamique r_a au-dessus de la végétation et utilisant la théorie de similitude, est reconduite pour l'étude de la forêt comme première approximation. Il faut cependant garder à l'esprit que ce choix pourrait être à reconsidérer dans la suite du travail. Une méthode simple consisterait à multiplier r_a par un facteur 2 ou 3 comme l'a fait McCumber (1980).

D - Extraction racinaire

Une composante importante de l'interaction sol-plante-atmosphère réside dans le lien très étroit existant entre la transpiration des plantes et l'eau disponible dans le sol par l'intermédiaire du système racinaire. L'eau puisée dans le sol par les racines des plantes en modifie le contenu en eau de manière complexe, en fonction de nombreux paramètres tels que la disponibilité en eau du sol, la distribution spatiale des racines ou la phénologie de la plante. Différentes paramétrisations existent pour rendre compte de cet appauvrissement en eau du sol par pompage racinaire.

Dans son modèle de sol à deux couches, Deardorff (1978) postule empiriquement une contribution de 10 % de la transpiration à la modification de l'eau superficielle du sol. Les modèles à plusieurs niveaux dans le sol ont l'avantage de permettre une approche plus physique de ce phénomène en tenant compte de l'agencement vertical des racines dans le sol. Cet avantage reste cependant assez théorique du fait que la distribution verticale des racines est un paramètre peu accessible à la mesure et dont la moyenne sur une maille de 100 km² est très mal connue. L'équation d'évolution de la teneur en eau du sol η est modifiée comme suit :

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial Z} \left(D_{\eta} \frac{\partial \eta}{\partial Z} \right) + \frac{\partial K_{\eta}}{\partial Z} + \frac{A(Z)}{\rho_w}$$

où A est un terme puits traduisant l'extraction de l'eau par les racines. Diverses expressions ont été proposées par des auteurs tels que Molz et Remson (1970), Nimah et Hanks (1973), Raats (1974) ou Vauclin (1978), vérifiant la condition de fermeture.

$$\int_0^{z_r} A(Z) dZ = E_{tr} \quad (49)$$

où z_r est la profondeur racinaire.

Les fonctions racinaires utilisées dans la littérature se divisent en deux catégories. Molz et Remson (1970) ont défini la fonction suivante :

$$A(Z, \eta) = E_{tr} \cdot \frac{R(Z) D_{\eta}(Z)}{\int_0^{z_r} R(Z) D_{\eta}(Z) dZ}$$

$R(z)$ étant une fonction de densité racinaire.

Avec ce type d'approche, l'extraction de l'eau dans le sol dépend essentiellement des conditions atmosphériques. La quantité d'eau perdue par les plantes par transpiration est prélevée à chaque niveau du sol avec un coefficient de pondération local, fonction de la densité racinaire et de l'état hydrique du sol. La présence de la diffusivité hydraulique D_{η} permet d'avoir une extraction de l'eau du sol plus importante là où elle est le plus facilement disponible. Le défaut de cette paramétrisation est de négliger la physiologie de la plante, n'autorisant qu'un contrôle très partiel de l'extraction racinaire par la plante elle-même.

Au contraire, Feddes et Rijtema (1972), Vauclin (1978) et Federer (1979) tiennent compte de cet effet en introduisant la notion de potentiel hydrique pour la plante ψ_{pl} . Le taux d'extraction racinaire prend alors la forme d'un flux :

$$A(Z) = \frac{\psi_{pl} - \psi(Z)}{r_{soil} + r_{pl}}$$

r_{soil} dépend de la conductivité hydraulique du sol et r_{pl} du diamètre moyen des racines et de leur longueur.

Le potentiel hydrique ψ_{pl} de la plante, ou succion développée par la plante, se déduit de la condition de fermeture (49).

Au stade actuel de développement de notre modèle, l'approche proposée par Molz et Remson (1970) a été choisie avec la fonction $R(z)$ fournie par McCumber (1980) (Tableau 7). Les deux approches obligent à la connaissance de paramètres représentatifs des racines dans le sol dépendant de la végétation considérée. De telles données existent de façon parcellaire rendant leur généralisation difficile pour une utilisation à mésoéchelle.

E - Interception de la pluie

Les flux de chaleurs sensible et latente au-dessus d'une végétation sont fortement modifiés lorsque la surface des feuilles est recouverte, partiellement ou totalement, d'eau liquide.

La modélisation de l'interception des précipitations par la végétation a été développée de manière statistique en déterminant, sur des périodes de temps de l'ordre de l'année, une régression linéaire entre l'intensité de la pluie et la quantité d'eau interceptée (Leonard, 1961 ; Bultot et al., 1972). Des modèles physiques ont aussi été développés pour des échelles de temps journalières et tenant compte de l'évaporation, à un niveau (Rutter et al., 1971) ou plusieurs niveaux (Sellers et Lockwood, 1981 ; Lovett, 1984) dans la végétation.

Etant donné le choix réalisé pour la paramétrisation de la végétation, c'est-à-dire un modèle à une couche, nous nous sommes orientés vers une représentation de l'interception inspirée de Rutter et al. (1971), proposée par Deardorff (1978) et, de ce fait, cohérente avec le modèle de végétation.

z en cm	R(z)
0,0	0,000
0,5	0,036
1,5	0,073
3,0	0,073
5,0	0,109
8,0	0,145
12,0	0,145
18,0	0,146
26,0	0,182
36,0	0,091
48,0	0,000
62,0	0,000
79,0	0,000
100,0	0,000

Tableau 7 : Fonction de distribution racinaire
(McCumber, 1980).

La quantité d'eau W_L retenue à la surface des feuilles est calculée par l'équation d'évolution suivante :

$$\frac{dW_L}{dt} = \sigma_f P + \frac{E_f - E_{tr}}{\rho W} \quad \text{avec } 0 \leq W_L \leq W_I$$

P est le taux de précipitations en $m s^{-1}$, le second terme correspondant à l'évaporation de l'eau liquide.

Aussenac (1968) a fourni quelques valeurs de capacité de rétention maximale W_I pour divers couverts forestiers. Compte tenu de la quantité de pluie interceptée par le feuillage, le taux de précipitations résiduel P_g au sol a pour expression :

$$P_g = \begin{cases} (1 - \sigma_f) P + \frac{W_L - W_I}{\Delta t} & , \text{ si } W_L \geq W_I \\ (1 - \sigma_f) P & , \text{ si } W_L < W_I \end{cases}$$

V - TESTS DE SENSIBILITE

Plusieurs tests de sensibilité ont été réalisés avec le modèle unidimensionnel de l'interface présenté précédemment. Compte tenu de la rareté de mesures de référence, le but principal de ces tests est de préciser les bornes des modifications apportées par la présence de la végétation aux paramètres de surface (flux, température, humidité). Pour cela, deux espèces végétales contrastées ont été choisies : des arbres hauts de 20 m et de l'herbe rase de 10 cm. Les paramètres physiques les caractérisant sont reportés dans le Tableau 8 (McCumber, 1980). Dans chaque cas, le comportement de la végétation a été étudié sur deux types de sol : un sol humide (tourbe avec une teneur en eau initiale de $0,58 m^3 m^{-3}$) et un sol sec (sable avec une teneur en eau initiale

Constantes	Végétation	
	FORET	HERBE RASE
Emissivité ϵ_f	0,98	0,94
Albédo a_f	0,1	0,2
Facteur d'écran σ_f	0,90	0,82
Hauteur du couvert Z_c (m)	20	0,1
Longueur de rugosité $Z_o = (Z_c/12)$ (m)	1,67	0,008
Indice foliaire L_I	$15 \sigma_f$	$7 \sigma_f$
Résistance stomatique critique r_c ($s \text{ m}^{-1}$)	800	400
Capacité maximale d'intercep- tion des feuilles W_I (m)	0,0016	0,0006

Tableau 8 : Constantes caractérisant la végétation (d'après McCumber, 1980).

de $0,07 \text{ m}^3 \text{ m}^{-3}$). Les conditions atmosphériques initiales et le forçage radiatif en surface sont inchangés par rapport aux tests sur sol nu.

La Figure 46 décrit la variation diurne des températures calculées à la surface du sol (T), sur la végétation (TF), ainsi que pour l'air dans la végétation (TAF) pour les quatre associations sol/végétation suivantes : sable/herbe (Fig. 46-a) ; sable/forêt (Fig. 46-b) ; tourbe/herbe (Fig. 46-c) ; tourbe/forêt (Fig. 46-d). Ces associations ont été choisies avec l'intention de réaliser des tests contrastés plutôt que par souci de réalisme. D'une manière générale, la végétation est, en cours de journée, plus chaude que l'air environnant, la différence atteignant un maximum d'environ 3 K à midi. La nuit, la température du feuillage est au contraire typiquement inférieure d'un degré à celle de l'air. Ces constatations sont en bon accord avec les résultats de McCumber (1980) et les observations reportées par Geiger (1965). Notons, sur la Figure 46, qu'à l'exception de l'association sable/herbe, la température de l'air dans le feuillage est toujours supérieure le jour à celle du sol. Ce résultat a pour conséquence une stratification stable de l'air à l'intérieur du couvert végétal. La nuit, la tendance inverse est observée, engendrant une déstabilisation de la stratification. Il est donc intéressant de souligner que la stratification thermique au sein de la couche de végétation est systématiquement inverse de celle de l'air immédiatement au-dessus. Cette tendance est en accord avec plusieurs observations (Read, 1968 ; Thompson et Pinker, 1975). Un résultat différent est constaté avec de l'herbe sur du sable. Il s'explique probablement par un calcul erroné de la température de l'air au-dessus de la végétation dans notre modèle, en raison de la faible résolution verticale utilisée. En effet, T_a est calculé au premier niveau du modèle situé à 30 m d'altitude. Ce niveau n'est, par conséquent, que peu représentatif de la température de l'air au-dessus de l'herbe (10 cm). Pour pallier cet inconvénient, plusieurs solutions sont envisageables, telles que la modification

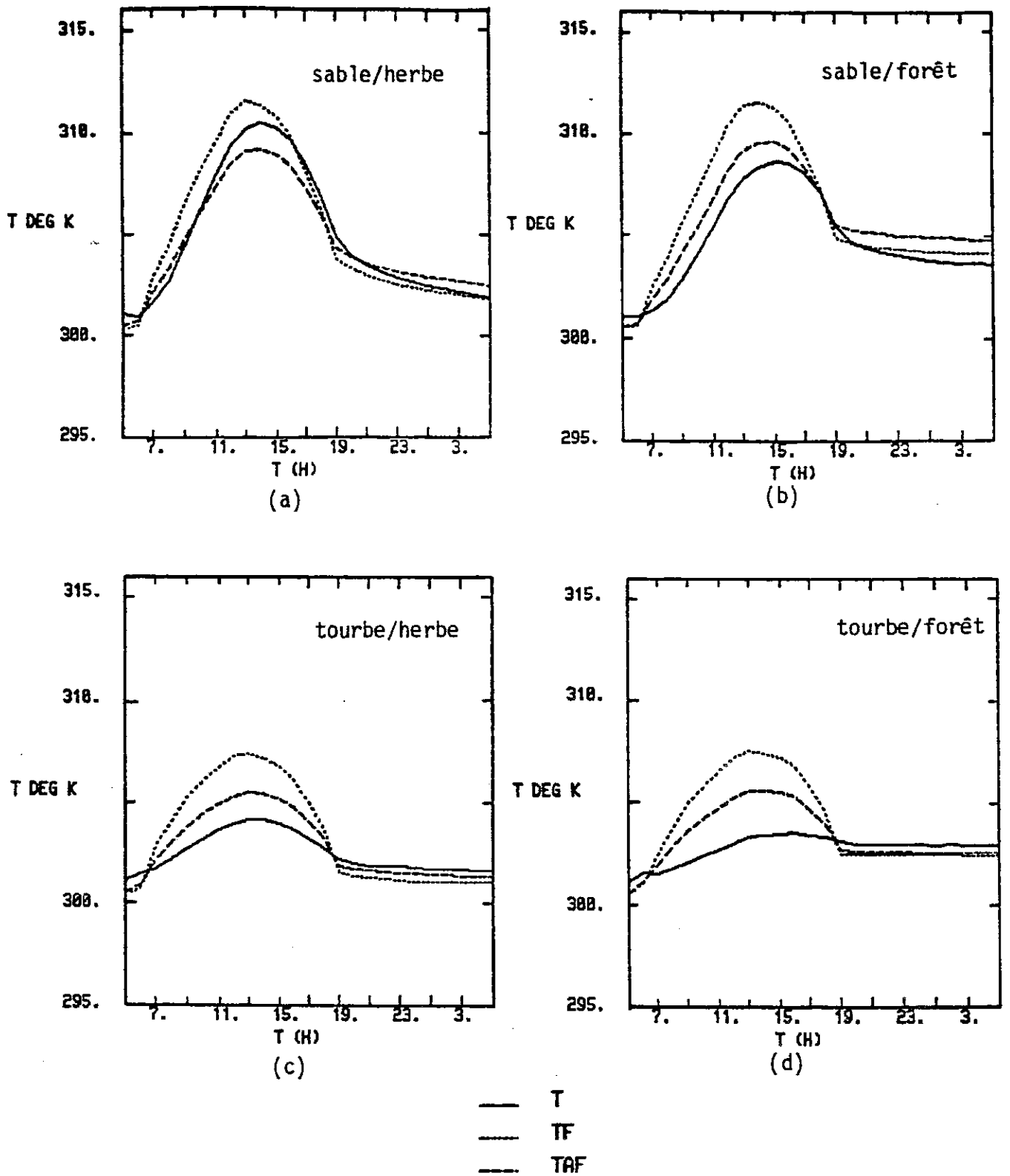


Figure 46 : Variations diurnes de la température du sol (T), de la végétation (TF) et de l'air dans la végétation (TAF) pour quatre associations sol/végétation.

des coefficients de pondération dans le calcul de T_{af} ou la détermination d'une température de l'air au voisinage du couvert en utilisant la loi logarithmique de la théorie de similitude. Un autre résultat intéressant est que, à son maximum, la température de surface est inférieure sous la végétation à celle sur sol nu. Ce refroidissement provient d'une réduction du flux de rayonnement net au sol, partiellement occulté par la végétation. Les écarts varient de 1 à 7 K pour les différentes associations proposées.

Les flux en surface pour les quatre associations sol-végétation précédemment citées sont reportés sur la Figure 47, respectivement pour l'évapotranspiration de la végétation (LETR), le flux total de chaleur sensible (HTOT) et le flux de chaleur latente (ETOT). Pour un type de sol donné, les transferts de chaleur sensible sont plus intenses sur forêt que sur herbe rase. L'énergie effectivement utilisable en surface est plus élevée sur forêt, du fait d'un albédo plus faible et d'une émissivité plus importante que pour l'herbe. Sur sol humide, les valeurs de ETOT apparaissent supérieures à celles de LETR de par une contribution non négligeable de l'évaporation potentielle en surface dans le flux total de chaleur latente (Eq. 48).

L'évolution comparée des résistances stomatiques sur sol sec et sur sol humide (Fig. 48) montre l'importance que revêt l'état hydrique du sol sur la régulation stomatique. Sur le sol de tourbe, pour lequel la teneur en eau est toujours très supérieure à sa valeur au point de flétrissement, nous obtenons, sur la Figure 48-a, une décroissance de r_{st} au fur et à mesure de l'augmentation du rayonnement solaire, laquelle atteint 1300 s m^{-1} à 13 h. Sur sol sec, avec un état hydrique initialement proche du point de flétrissement, l'évolution de la résistance stomatique (Fig. 48-b) est très différente, fortement conditionnée par l'état hydrique du sol. En effet, à partir de 8 h 30, la valeur de η devient inférieure à η_{wilt} , conduisant, d'après la formule (47), à une très forte augmentation de la résistance stomatique. La plante est alors

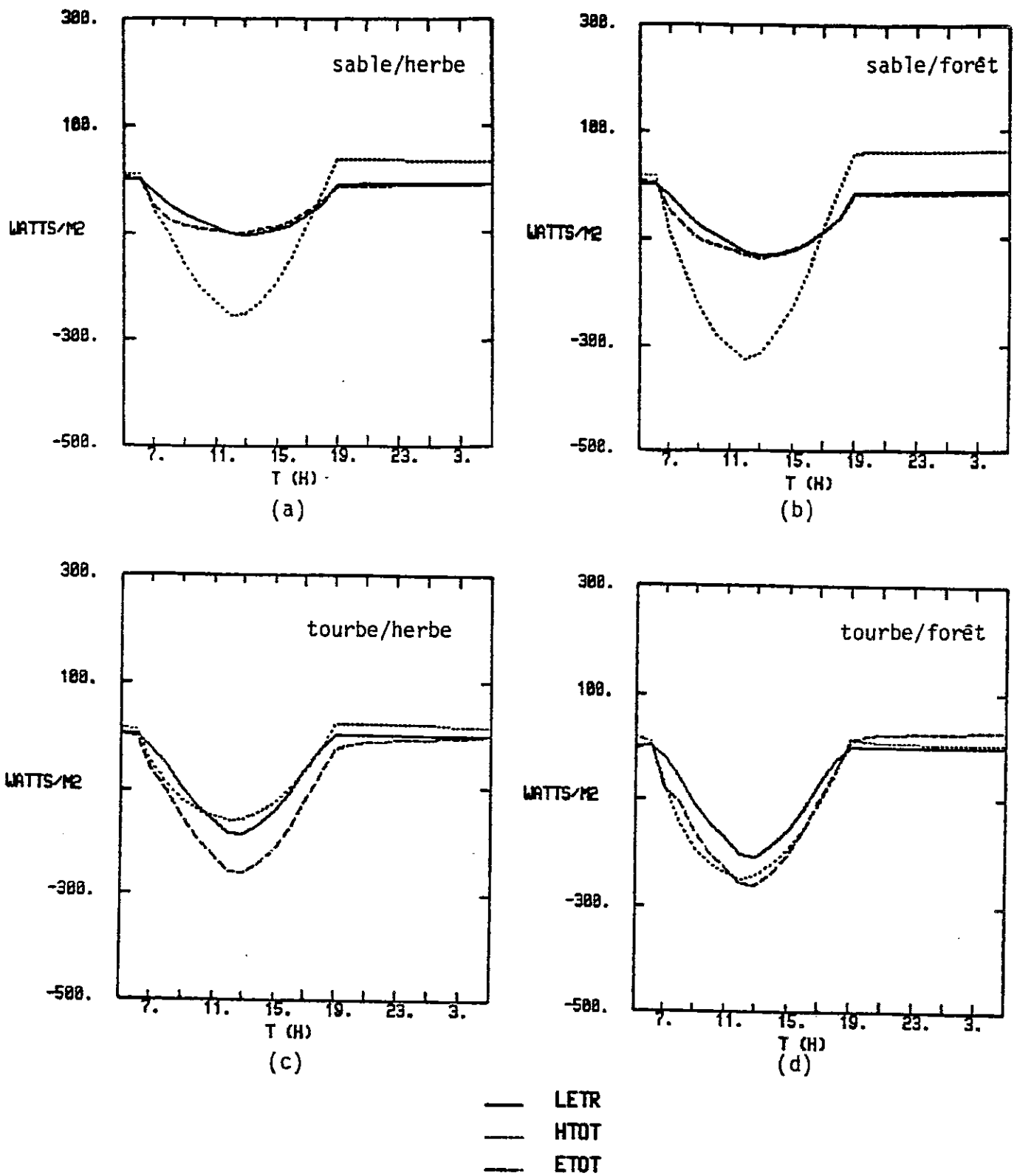
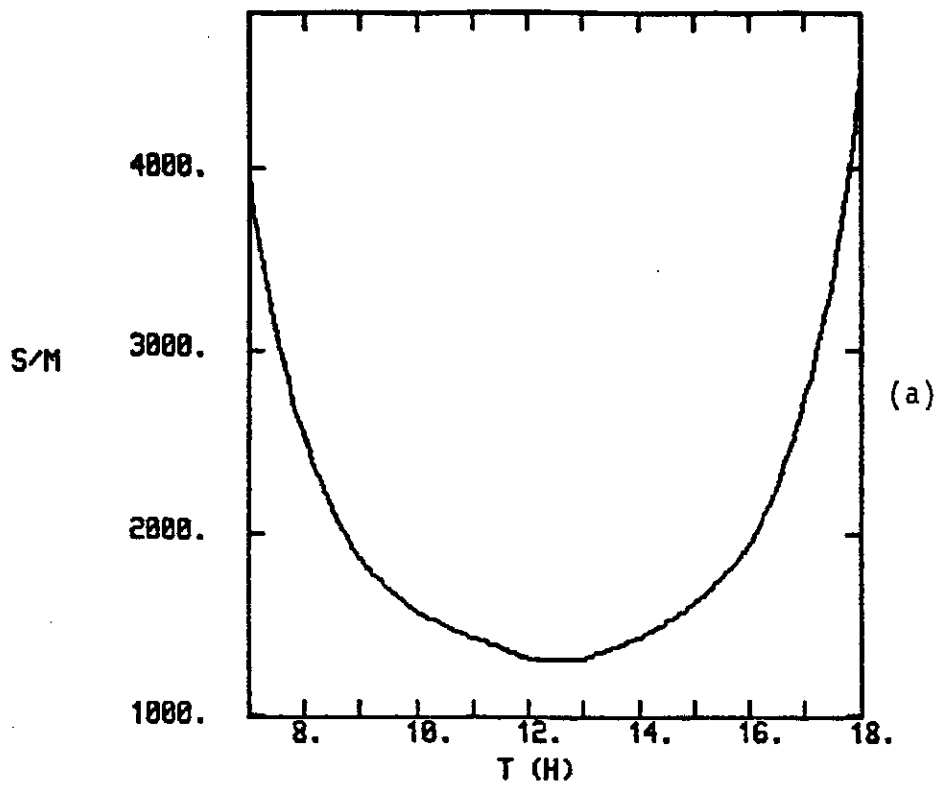


Figure 47 : Comparaison des flux énergétiques simulés au-dessus d'un couvert végétal pour quatre associations sol/végétation. On distingue l'évapotranspiration (LETR), le flux total de chaleur sensible (HTOT) et le flux total de chaleur latente (ETOT).

STOMATAL RESISTANCE



STOMATAL RESISTANCE

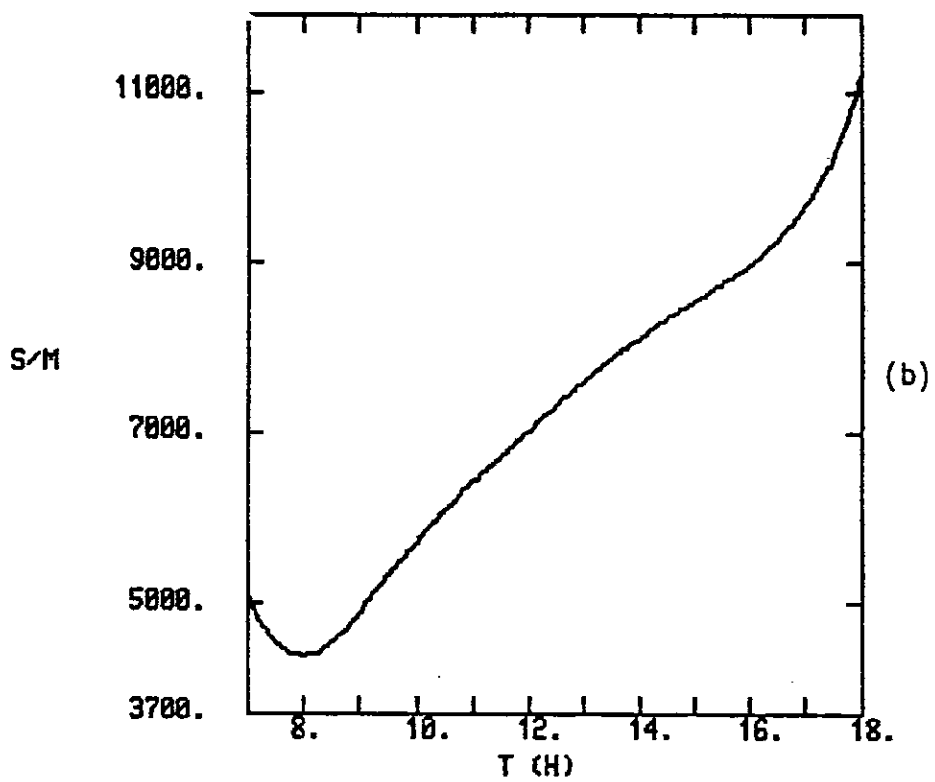


Figure 48 : Variations diurnes de la résistance stomatique d'un couvert forestier sur un sol de tourbe humide (a) et sur un sol de sable sec (b).

soumise à un "stress hydrique", d'où une réduction très sensible de la transpiration du couvert. Les valeurs maximales en milieu de journée de la transpiration au-dessus du sable sont ainsi deux fois plus faibles qu'au-dessus du sol de tourbe (Fig. 47). Les mesures de flux obtenues par Black (1979) au-dessus de forêts sur des sols secs et humides corroborent les résultats de notre simulation numérique. La formule proposée pour r_{st} par Deardorff (1978) permet donc de reproduire certains effets de l'état hydrique du sol sur la régulation stomatique d'une manière qualitativement réaliste. Il est clair cependant que la forme exacte de cette relation pourrait être remise en cause par une comparaison avec des données expérimentales.

On relève dans la littérature des valeurs très variables de la résistance critique r_c , de 70 s m^{-1} pour de l'herbe (Monteith et Szeicz, 1962) à $10\,000 \text{ s m}^{-1}$ pour des pins (Fetcher, 1976). Nous avons donc examiné l'effet d'un accroissement par un facteur 100 de la résistance r_c pour l'association tourbe/forêt. La comparaison des flux (Fig. 49-a) et des températures (Fig. 49-b) relatifs à la végétation obtenus avec $r_c = 80\,000 \text{ s m}^{-1}$ pour l'interface tourbe/forêt est réalisée avec ceux des Figures 47-d et 46-d ($r_c = 800 \text{ s m}^{-1}$). Les fortes valeurs de la résistance stomatique correspondent à un flux de chaleur sensible très élevé atteignant 400 W m^{-2} à 12 h et à une transpiration inexistante. La température du feuillage augmente alors fortement, passant de 34°C à 41°C à 13 h.

Le Tableau 9 rassemble pour les quatre associations, ainsi que sur sol nu, les valeurs des flux totaux et des rapports de Bowen à 13 h. Sur sable sec, la présence d'une couverture végétale renforce de manière importante le flux d'évaporation avec, pour contribution essentielle, la transpiration du feuillage (les courbes LETR et ETOT (Figs 47 a et b) coïncidant pratiquement au cours de la journée). Les flux de chaleur sensible sont du même ordre de grandeur, conduisant à des évolutions très semblables de la couche

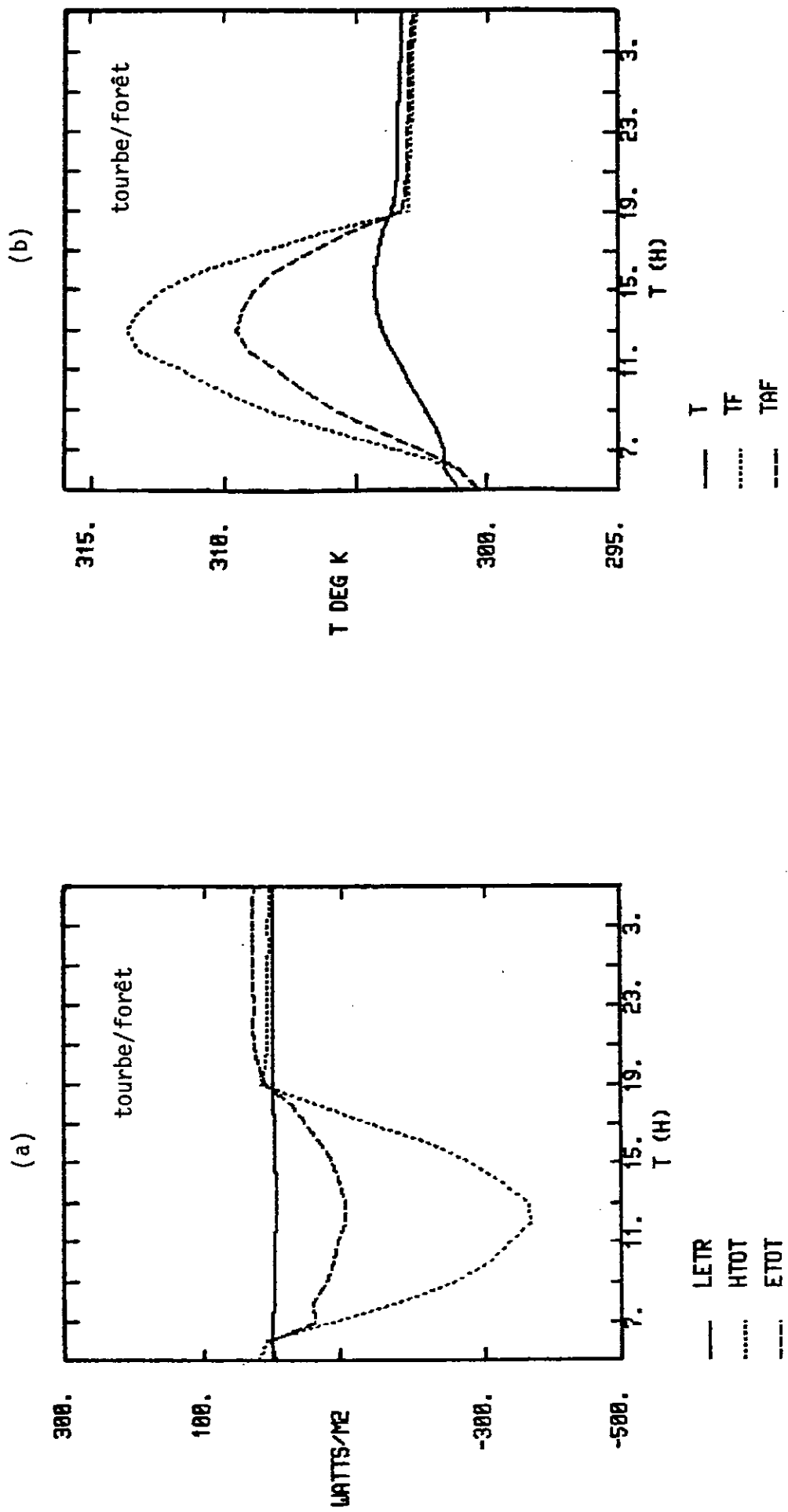


Figure 49 : Variations diurnes des flux et des températures relatives à la végétation pour l'association tourbe/forêt, dans le cas où la résistance stomatique critique r_c du couvert vaut $80\ 000\ s\ m^{-1}$.

Type d'interface	H_{TOT} (W m ⁻²)	E_{TOT} (W m ⁻²)	Rapport de Bowen
sol nu (sable sec)	320	10	32
sable + herbe	250	90	2,7
sable + forêt	330	120	2,7
sol nu (tourbe)	40	480	0,08
tourbe + herbe	150	280	0,53
tourbe + forêt	250	280	0,89

Tableau 9 : Influence d'un couvert végétal sur les flux de chaleurs sensible et latente à l'interface sol-atmosphère. Les valeurs présentées sont calculées à 13 h LST.

limite planétaire, les hauteurs maximales de la base de l'inversion ne différant que de 300 m à 17 h. L'échauffement de la végétation sur sol humide renforce le flux de chaleur sensible qui passe de 40 W m^{-2} sur sol nu à 150 W m^{-2} sur herbe et à 250 W m^{-2} sur forêt. Ce résultat conduit, au-dessus d'une forêt, à une épaisseur de couche limite atteignant 1700 m en fin d'après-midi, alors que sa valeur correspondante sur sol nu n'est que de 1000 m. Mc Cumber (1980) a également simulé un renforcement des transferts turbulents au-dessus d'une forêt. Ces constatations nous amènent à avancer que négliger la présence d'une végétation, sur un sol sec, conduit à sous-estimer sensiblement le flux d'évaporation et, sur sol humide, à sous-estimer notablement le flux de chaleur sensible. Cette conclusion n'a cependant pas une portée générale, les simulations ayant été réalisées sur des sols présentant des états hydriques extrêmes. Il est vraisemblable que, dans d'autres cas, le contraste serait moins important. Les valeurs de rapport de Bowen calculées à 13 h sur sol humide sont cohérentes avec les données expérimentales qui situent ce rapport entre 0,5 et 1 au-dessus de couverts forestiers (Hicks et al., 1975 ; McCaughey, 1985 ; Jarvis et al., 1976). Les valeurs élevées du rapport de Bowen au-dessus du sable sec reflètent l'accroissement de la résistance stomatique induit par le déficit hydrique du sol. Le rôle régulateur de la végétation est mis en évidence, puisqu'elle tend à réduire les écarts importants entre flux d'évaporation et flux de chaleur, pour des surfaces très sèches ou très humides.

Si l'on compare les profils d'humidité dans le sol avec et sans végétation (Fig. 50), on note sur sol nu un assèchement important près de la surface et le maintien du profil initial au-dessous de 10 cm. Sous couvert végétal, les pertes d'humidité en surface sont sensiblement moins importantes, mais l'extraction racinaire est manifeste dans le sol profond jusqu'à environ 50 cm. La forme du profil hydrique reflète celle de la fonction de distribution racinaire adoptée : elle est donc assez arbitraire en l'absence de données expérimentales précises.

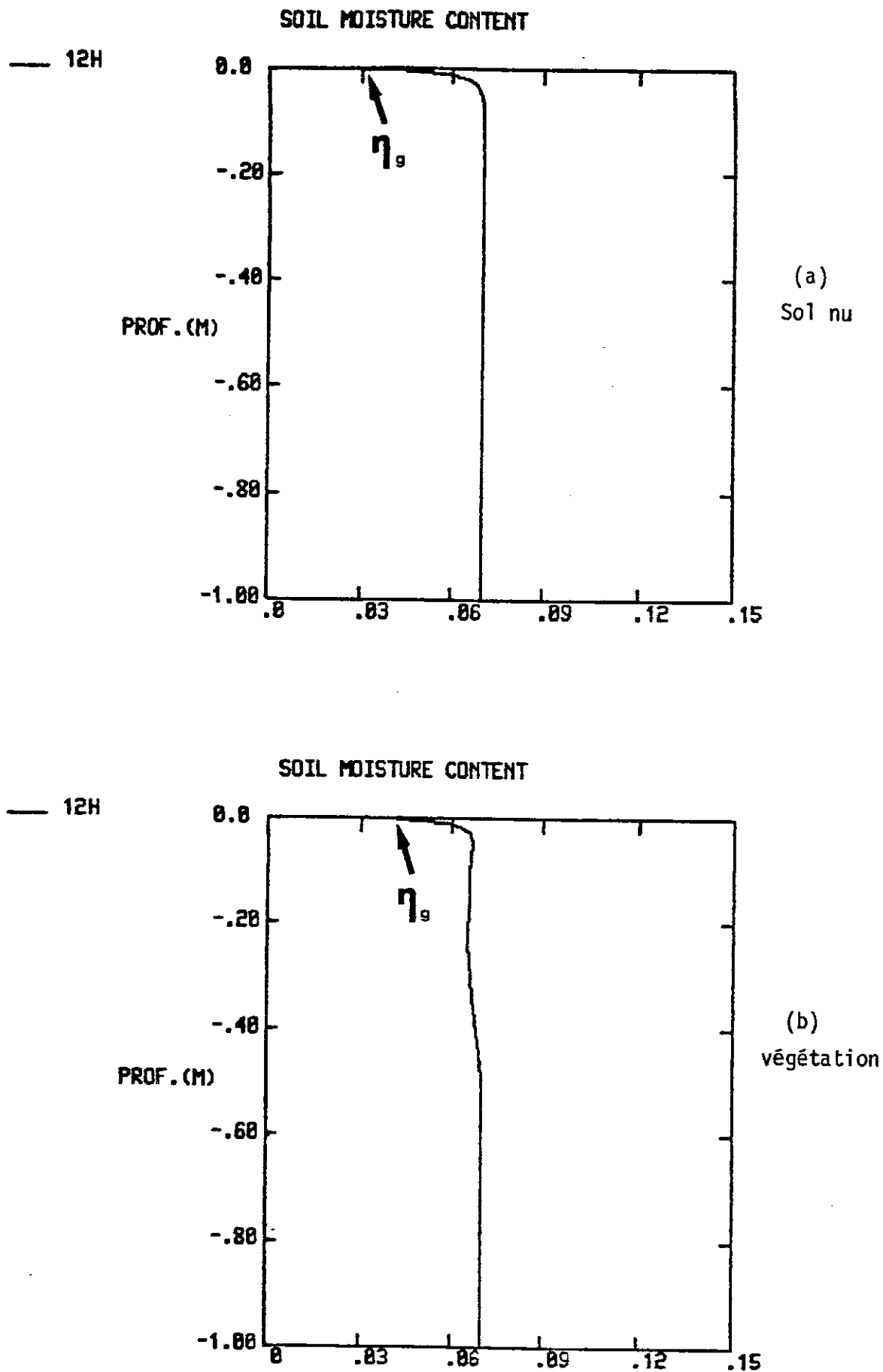


Figure 50 : Influence d'une fonction d'extraction racinaire sur le profil hydrique dans le sol (sable sec) à 12 h LST. η_g désigne la valeur de la teneur en eau en surface.

Un épisode pluvieux (1 mm h^{-1} entre 11 h et 13 h) a été simulé pour l'interface sable/forêt afin d'étudier qualitativement l'effet des précipitations sur un couvert végétal. L'évolution temporelle des différents flux relatifs à la végétation : flux de chaleur sensible (HF), évapotranspiration (LEF) et transpiration (LETR), est présentée sur la Figure 51. L'apport d'eau liquide au niveau du couvert diminue rapidement le flux de chaleur sensible au profit de l'évapotranspiration. Cette dernière, qui, d'après la forme de la courbe pour LETR, se réduisait à la transpiration du feuillage avant l'épisode pluvieux, augmente du fait de l'évaporation directe de l'eau liquide interceptée par les feuilles. Vers 12 h, la surface des feuilles est presque entièrement recouverte de gouttelettes d'eau inhibant ainsi la transpiration du couvert végétal. L'évapotranspiration diminue à la fin de la séquence pour égaler la transpiration vers 14 h, toute l'eau liquide à la surface du feuillage étant alors évaporée. La quantité d'eau W_L à la surface des feuilles présente une forte augmentation entre 10 h et 12 h, jusqu'à 0,5 mm, tout en n'atteignant pas cependant la capacité maximale de rétention de 1,6 mm (Fig. 52). De 13 h à 14 h, l'évaporation de l'eau à la surface des feuilles réduit W_L jusqu'à l'annuler. On peut noter aussi une faible augmentation de W_L le matin entre 5 et 6 h correspondant à un dépôt de rosée à la surface des feuilles. Bien qu'il ne soit pas possible de comparer quantitativement ces évolutions avec des mesures, elles semblent qualitativement conformes aux observations de Moore (1976).

VI - CONCLUSION

Les premiers tests d'un modèle d'interface avec couverture végétale attestent de l'importance que revêt cette dernière quant au calcul des flux de chaleurs sensible et latente en surface et, par suite, sur le développement de la turbulence dans la couche limite. Le rôle essentiel joué par la résistance stomatique a été

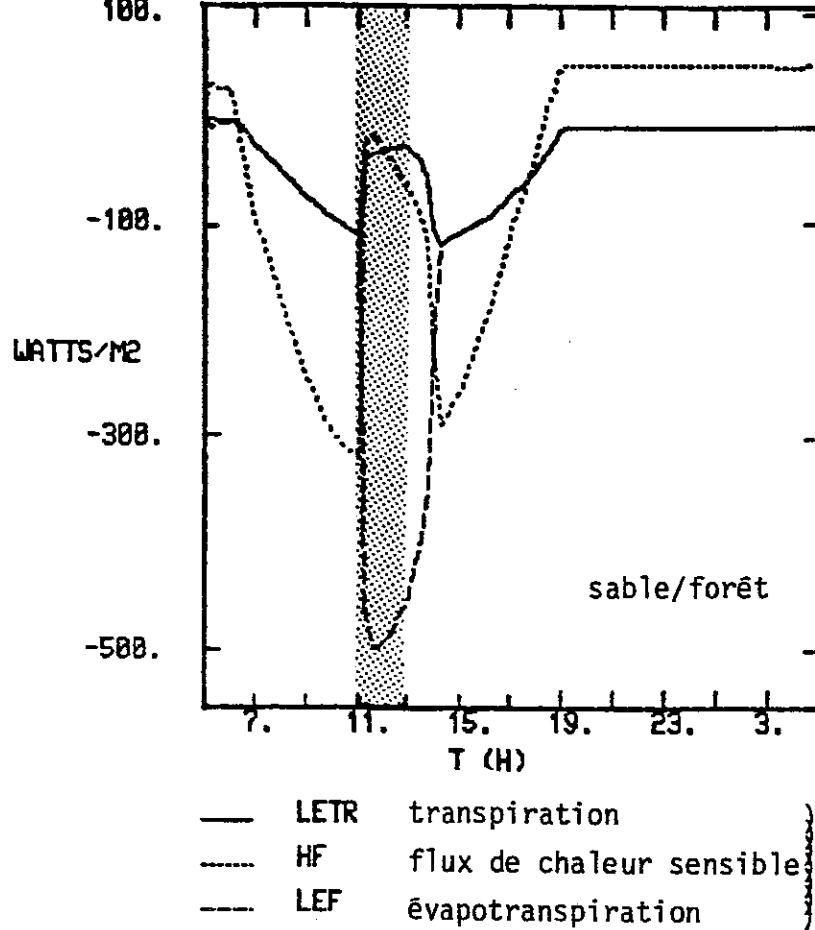


Figure 51 : Effet d'un épisode pluvieux (1 mm h^{-1}), dont la localisation temporelle est indiquée en grisé, sur l'évolution diurne des flux liés à la végétation.

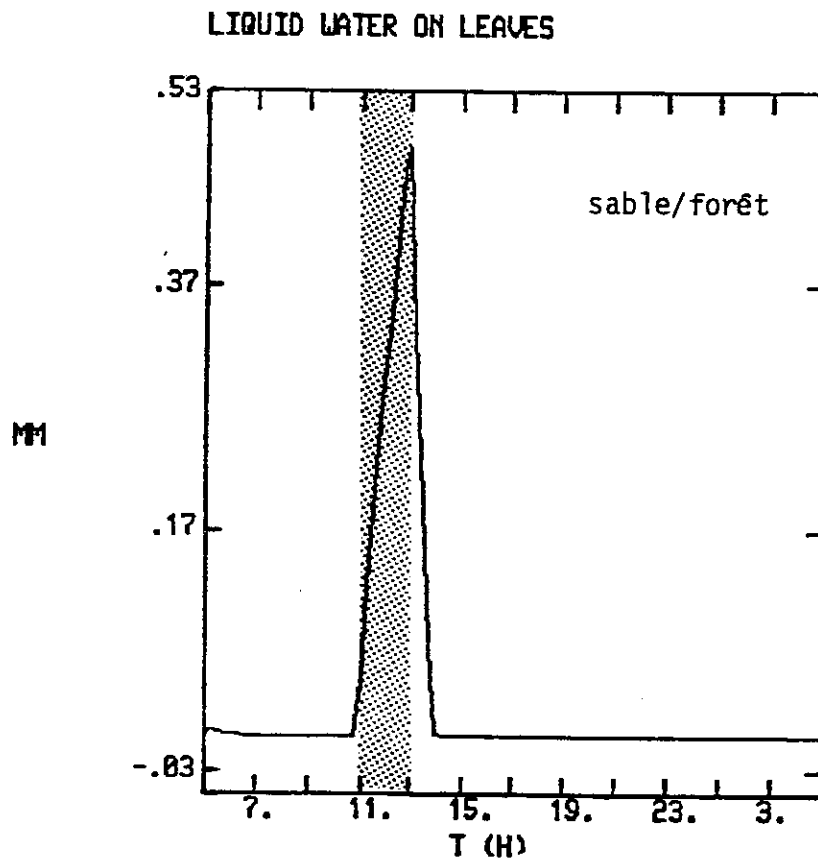


Figure 52 : Evolution de la quantité d'eau sur les feuilles.

souligné et, par son intermédiaire, celui de l'état phénologique de la plante. C'est en effet cette résistance qui module la partition entre flux de chaleur sensible et transpiration de la végétation.

Des essais plus poussés devront être réalisés dans la suite du travail pour déterminer le nombre de classes de végétations devant être retenu à mésoéchelle. Les ajustements empiriques réalisés par Deardorff (1978), notamment pour q_{af} et T_{af} , n'ont été étudiés que sur un seul jeu de données, leur universalité est donc loin d'être prouvée. Il apparaît ainsi nécessaire de disposer de données expérimentales sur des sites variés pour établir une réelle validation de la paramétrisation proposée. Concernant le terme d'extraction racinaire, justifiant en partie l'utilisation d'un modèle de sol à plusieurs niveaux, l'importance qu'il revêt à l'échelle diurne devra être évaluée, ainsi que la forme de la distribution verticale de ce terme dans le sol, difficilement estimable à moyenne échelle.

Si ces premiers essais révèlent un comportement réaliste de la paramétrisation, ils ne constituent qu'une première étape en vue d'une étude plus approfondie dans un domaine très peu exploré par les modélisateurs de la mésoéchelle.

CHAPITRE A-V

SIMULATION DES JOURS 33 et 34 DE WANGARA

I - COMPARAISON EXPERIMENTALE

A - Introduction

L'analyse de sensibilité précédente a révélé un comportement qualitativement réaliste du modèle monodimensionnel d'interface. Nous effectuons ici une comparaison quantitative entre les résultats fournis par le modèle et les données expérimentales de la campagne Wangara (Clarke et al., 1971). Les données de cette campagne ont en effet fourni la base d'une comparaison pour la validation de nombreux modèles de couche limite. Cependant, la plupart d'entre eux spécifient les variables de surface (température, humidité) ou directement les flux (Yamada et Mellor, 1975 ; Pielke et Mahrer, 1975). Il est donc intéressant de déterminer si notre modèle d'interface sol-atmosphère permet de simuler de manière correcte l'évolution de la couche limite atmosphérique pour les jours 33 et 34 de l'expérience Wangara.

B - Conditions de l'expérience

Le modèle atmosphérique est initialisé par le radiosondage de 9 h du jour 33. Le vent géostrophique est évalué à chaque niveau du modèle en utilisant, toutes les 3 heures, les données de vent thermique et du vent géostrophique au sol, suivant une méthode identique à celle décrite par Yamada et Mellor (1975).

Pour initialiser la couche de sol du modèle, assez peu de renseignements sont fournis par Clarke et al. (1971), qui indiquent seulement que le site expérimental ne comportait pas de végétation et était constitué d'une couche de limon brun surmontant un sol d'argile rouge-brune. Il est signalé de plus que, durant toute la campagne, en dehors des rares périodes de pluie, le sol était très sec. Compte tenu de ces renseignements, nous avons utilisé pour la couche de sol les paramètres thermo-hydriques relatifs à l'argile limoneuse proposés par Clapp et Hornberger (1978) et présentés dans le Tableau 1. Ne disposant d'aucun profil de température et de contenu en eau dans le sol, ce dernier est initialisé uniformément, en température à partir de la valeur expérimentale en surface et en humidité avec une teneur en eau correspondant au point de flétrissement.

C - Forçage radiatif en surface

Une paramétrisation très simple des flux radiatifs au niveau du sol est ici reprise (Sellers, 1965). Le rayonnement solaire absorbé à l'interface est calculé en fonction des paramètres astronomiques du site par :

$$K^* = S (1 - a_g) \cos Z \zeta_S \sec Z$$

où S est l'intensité du rayonnement solaire au sommet de l'atmosphère, a_g l'albédo de surface, ζ_S la transmittivité atmosphérique, et :

$$\cos Z = \sin \psi_{\ell} \sin \delta + \cos \psi_{\ell} \cos \delta \cos h_r \quad (49 \text{ bis})$$

où ψ_{ℓ} est la latitude du lieu, δ la déclinaison solaire et h_r l'angle solaire horaire.

Le rayonnement grande longueur d'onde descendant est donné par la formule de Swinbank (1963) en fonction de la température T_a au premier niveau du modèle :

$$L_{\downarrow} = C_{\ell} T_a^6$$

avec $C_{\ell} = 5,31 \cdot 10^{-13} \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-6}$.

La valeur des constantes utilisées dans le modèle est reportée dans le Tableau 10, d'après les indications de Zhang et Anthes (1982) et McNider et Pielke (1981).

D - Présentation des résultats

1 - Variables à l'interface sol-atmosphère

Les seules observations effectuées à l'interface concernent le rayonnement net, le flux de chaleur dans le sol et la température de l'air au niveau anémométrique (1,2 m au-dessus du sol). L'évolution des températures en surface et au voisinage du sol calculées est comparée aux observations à 1,2 m sur la Figure 53. Un accord tout à fait satisfaisant est observé au cours du cycle diurne entre valeurs mesurées et calculées, ces dernières étant ramenées au niveau 1,2 m par les profils de similitude. Nous notons cependant une légère surestimation de la température calculée à 1,2 m la nuit, provenant vraisemblablement de la non prise en compte du refroidissement infrarouge dans le modèle. L'évolution de la température calculée en surface se compare favorablement avec celle obtenue, dans une simulation analogue, par McNider et Pielke (1981). Le rayonnement net, représentant la quantité d'énergie disponible en surface, est présenté sur la Figure 54-a. En dépit d'une paramétrisation très sommaire des transferts radiatifs, les valeurs calculées s'ajustent correctement aux données expérimentales. Nous constatons toutefois, entre 11 h et 15 h, une surestimation du rayonnement net calculé par rapport aux mesures.

Paramètre	Valeur
Latitude	34° sud
Longitude	144° est
Jour de l'année	228
Constante solaire S	1370 Watts m ⁻²
Transmission atmosphérique τ_s	0,9
Paramètre de Coriolis f	-0,826 10 ⁻⁴ s ⁻¹
Longueur de rugosité Z_0	1 cm
Albédo de surface a_g	0,20

Tableau 10 : Constantes du modèle d'interface pour les jours 33-34 de l'expérience Wangara.

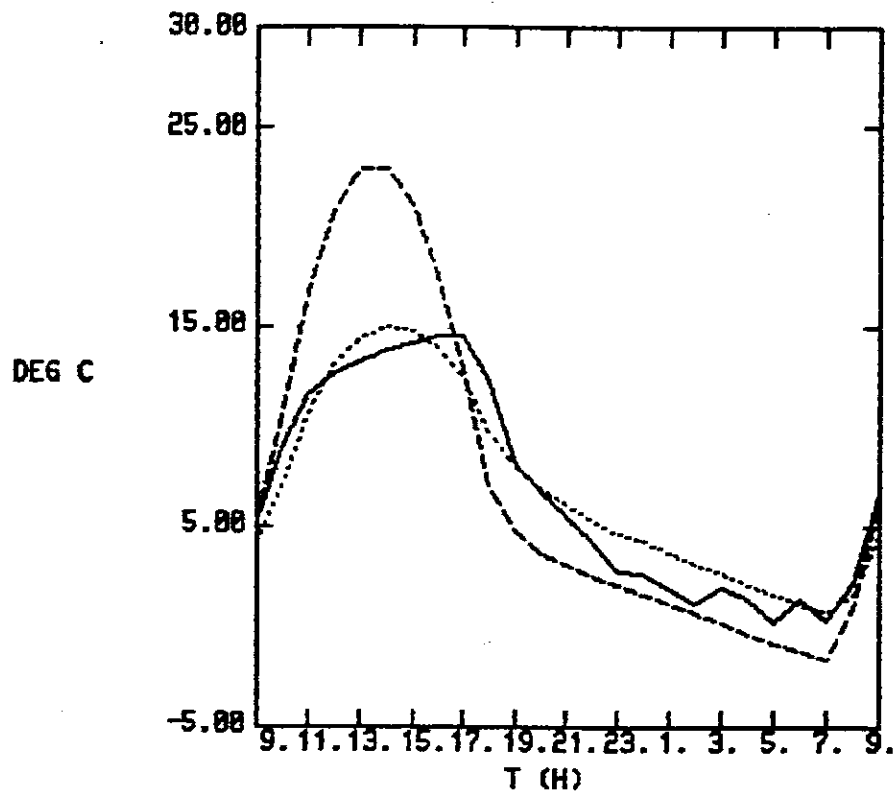


Figure 53 : Evolution diurne des températures mesurée à 1,2 m (—), calculée à 1,2 m (....) et calculée en surface (----) pour les jours 33 et 34 de Wangara.

Cette différence est d'environ 50 W m^{-2} à 12 h. L'écart observé pourrait être imputable à une surestimation du rayonnement solaire net par l'intermédiaire de la fonction de transmission atmosphérique τ_s .

L'évolution diurne des flux de chaleur sensible dans l'atmosphère et de chaleur dans le sol est reportée sur la Figure 54-b. Le sol initialement très sec détermine un flux de chaleur sensible important au cours de la journée, atteignant 270 W m^{-2} à 13 h. A titre de référence, de nombreux auteurs (Wyngaard et Coté, 1974 ; Sun et Ogura, 1980) ont imposé, dans leur modèle de couche limite, une variation sinusoïdale du flux de chaleur sensible, avec un maximum de 260 W m^{-2} à 13 h. La différence entre le flux de chaleur mesuré dans le sol et sa valeur calculée est toujours inférieure à 10 W m^{-2} , soit une erreur d'environ 10 %. La bonne correspondance entre l'évolution diurne de cette variable et l'observation plaide en faveur d'un certain réalisme des relations d'état utilisées dans cette étude pour caractériser l'état thermohydrigue du sol, notamment la relation donnant la conductivité thermique en fonction du potentiel hydrique qui permet le calcul du flux dans le sol.

2 - Variables atmosphériques

Nous nous limiterons ici à une comparaison des variables moyennes observées et calculées, ces quantités étant celles qui ont l'impact le plus direct dans le contexte d'un travail de modélisation tridimensionnelle à mésoéchelle. Une étude des variables turbulentes a été réalisée, dans des conditions différentes, mais sur la même journée 33 de Wangara, par Therry et Lacarrère (1983).

La Figure 55-a compare l'évolution entre 9 h et 18 h des profils de température potentielle calculés et observés. L'épaississement progressif de la couche convective en cours de

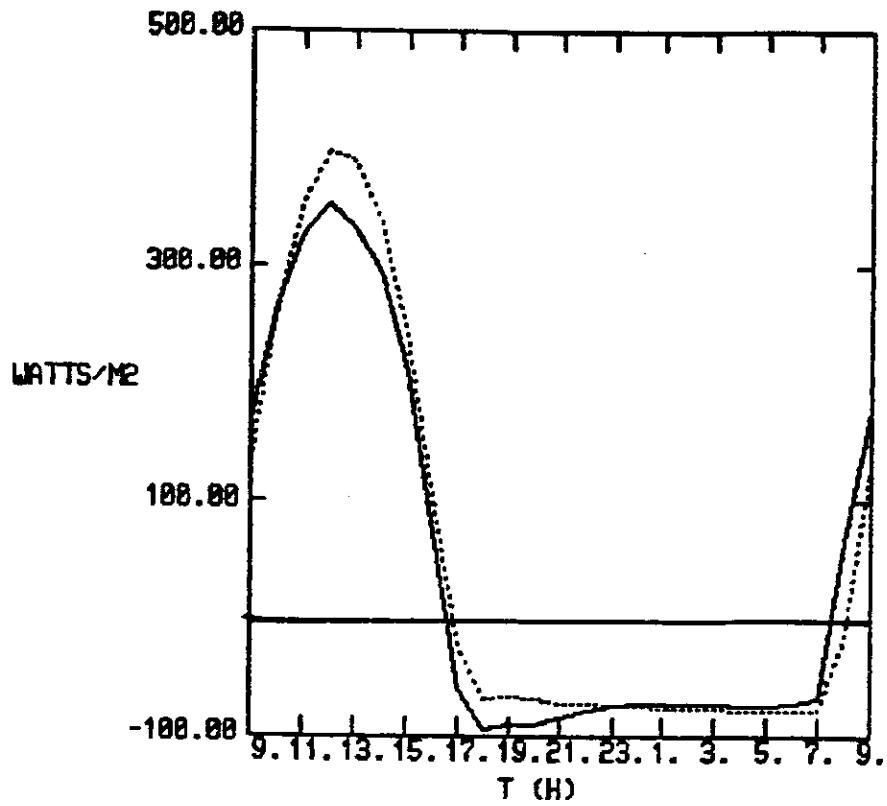


Figure 54-a: Flux de rayonnement net mesuré (—) et calculé (....) pour les jours 33 et 34 de Wangara.

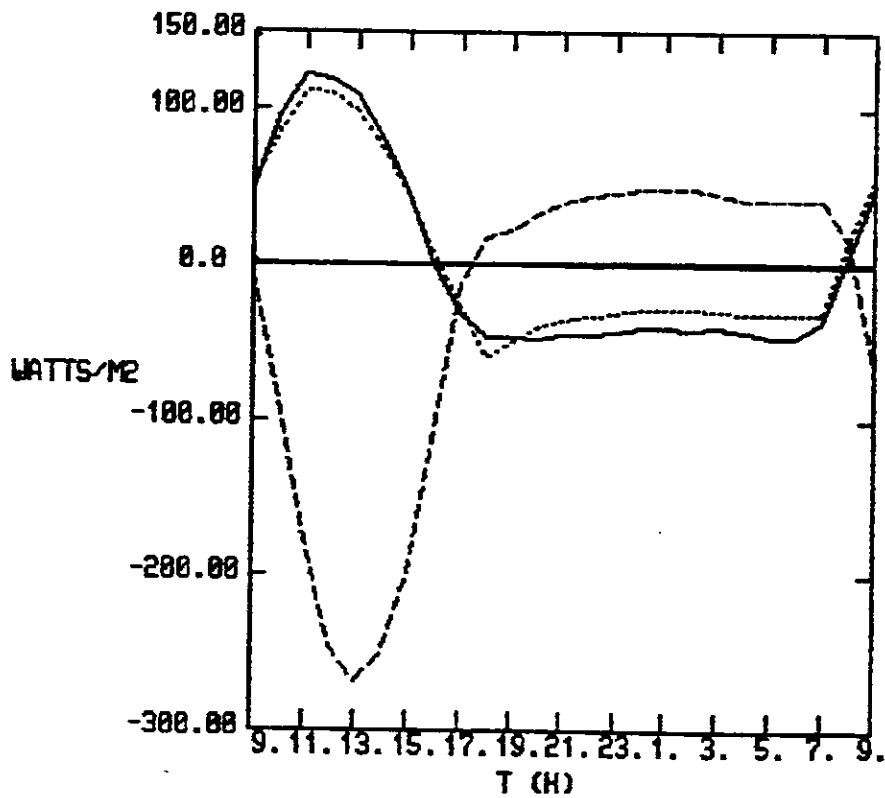


Figure 54-b: Flux de chaleur dans le sol mesuré (—) et calculé (....), et flux de chaleur sensible en surface calculé (----) pour les jours 33 et 34 de Wangara.

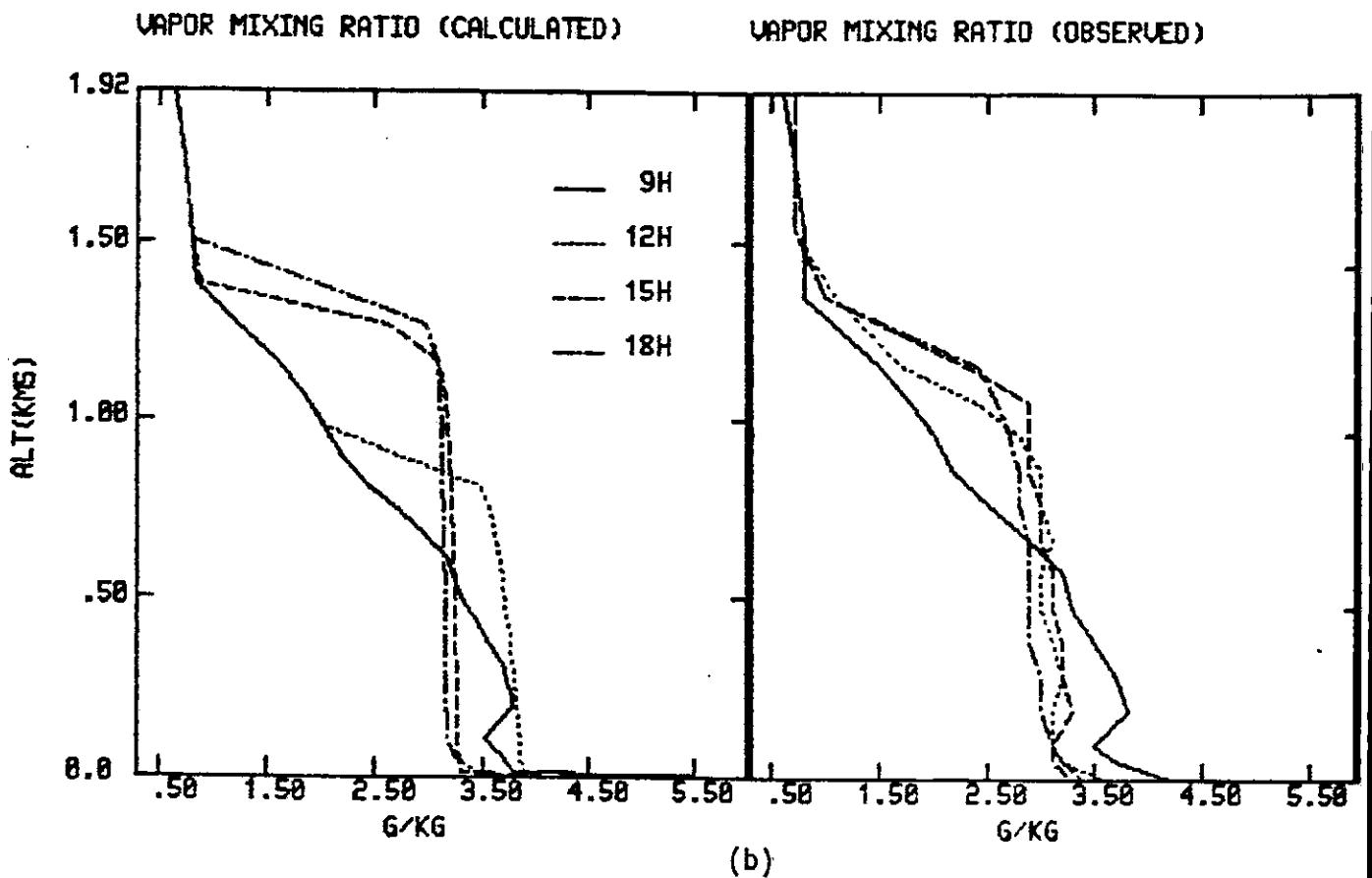
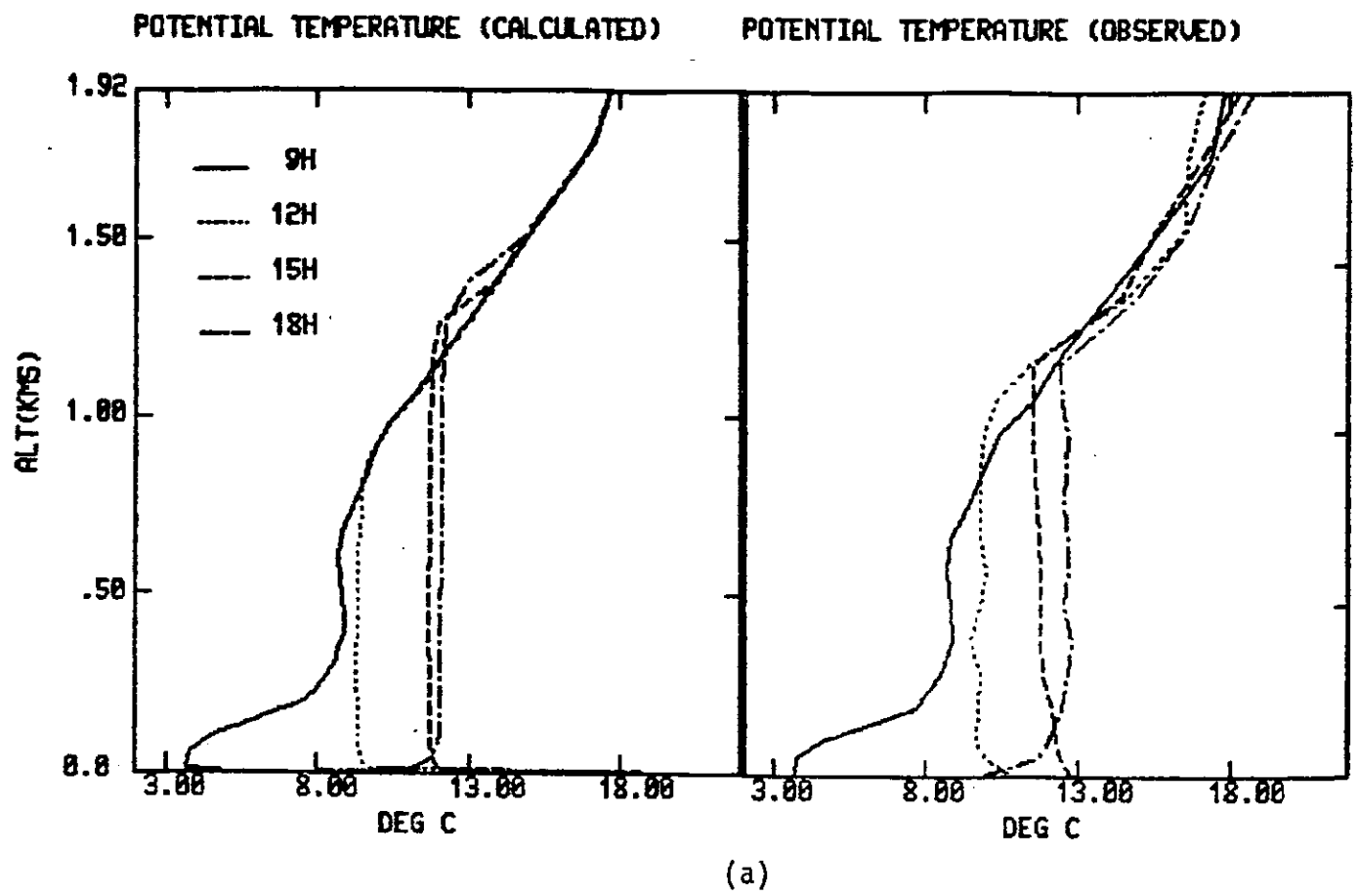
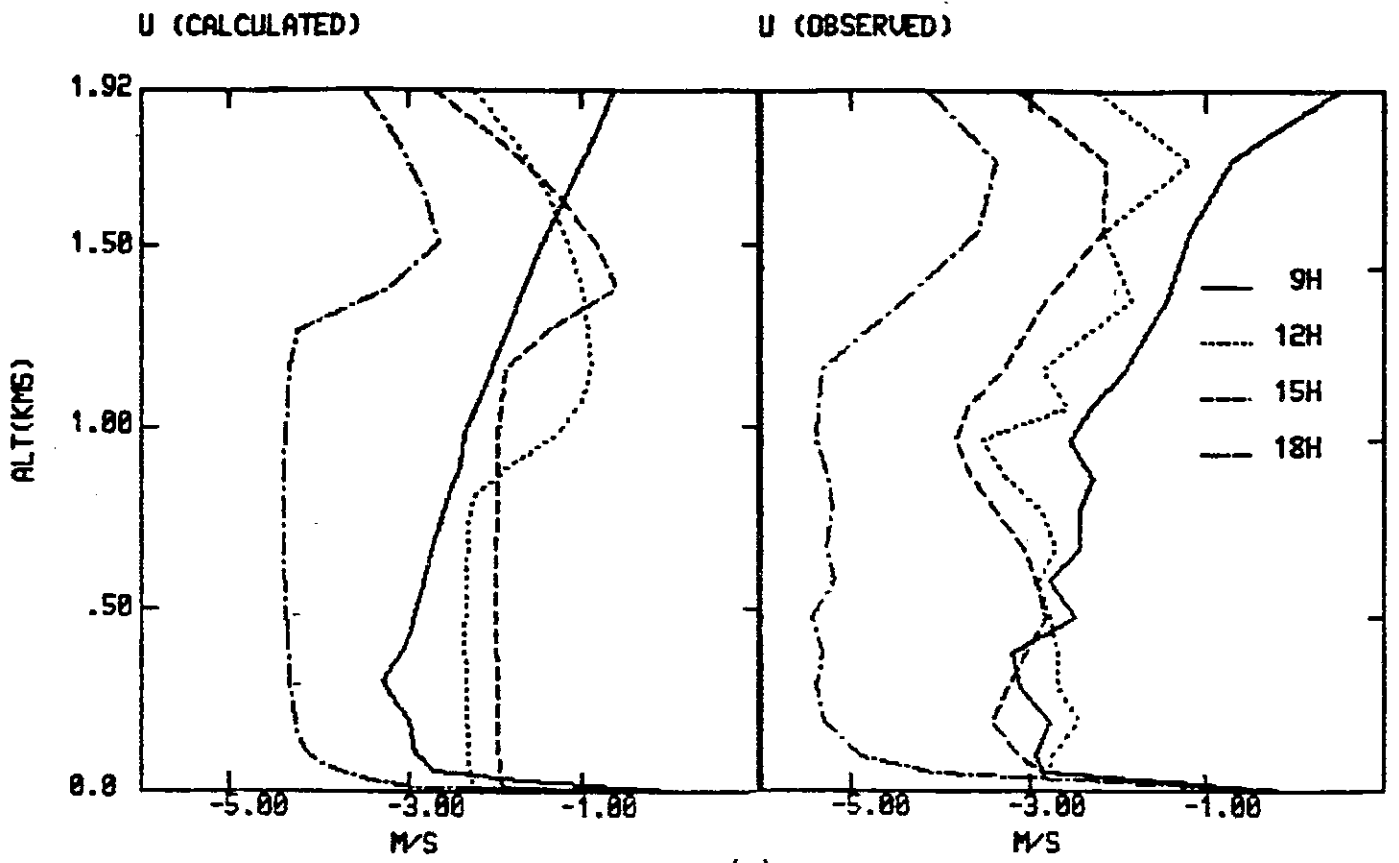
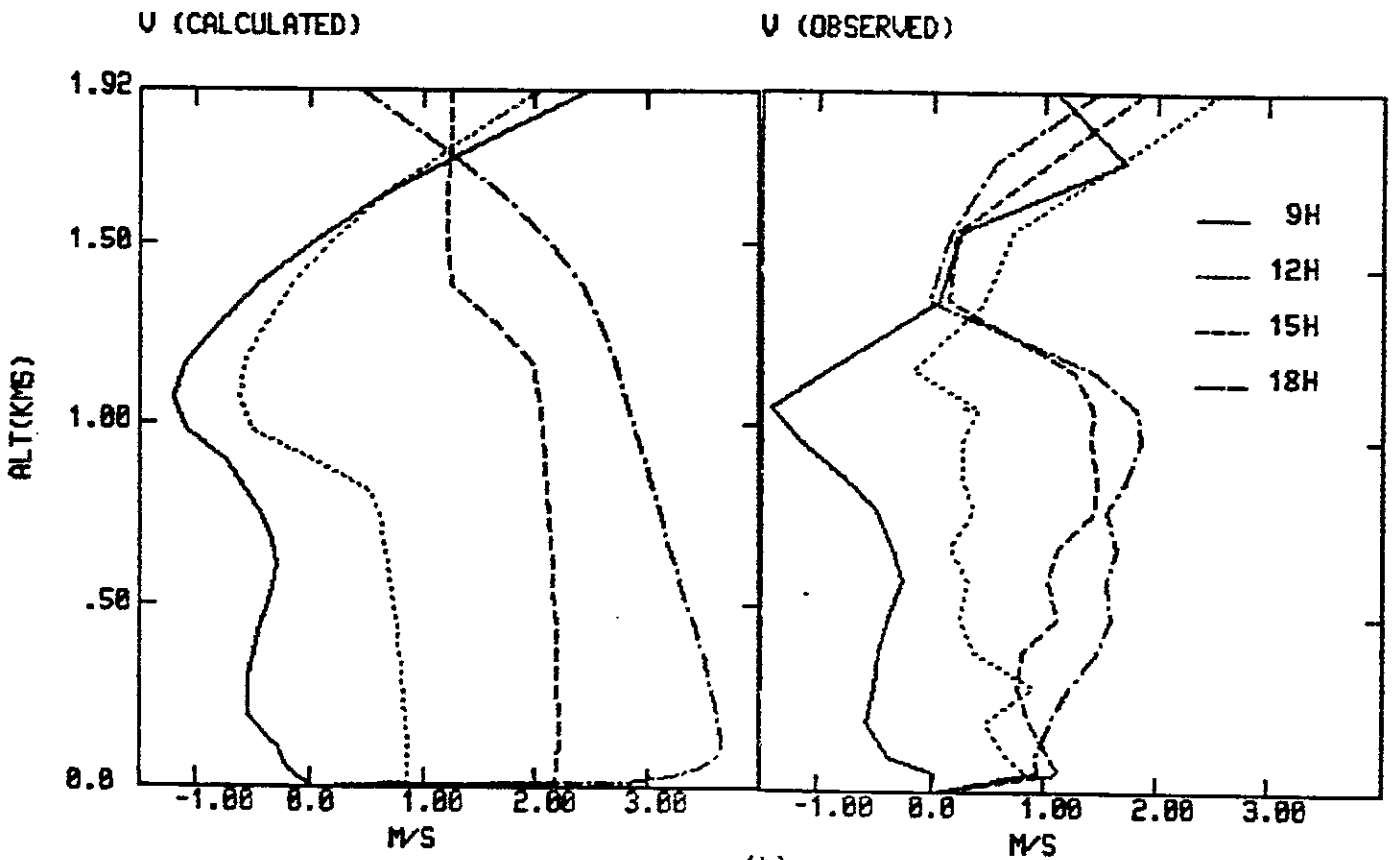


Figure 55 : Profils verticaux de température potentielle (a) et de rapport de mélange (b) calculés et mesurés le jour 33 de Wangara.

journée, l'existence d'une couche de surface très instable, ainsi que la zone d'"overshoot" observées sont bien reproduits par le modèle d'interface. Ces profils sont aussi en bon accord avec les résultats de Therry et Lacarrère (1983). La Figure 55-b présente une comparaison analogue, mais pour le rapport de mélange. Nous observons l'homogénéisation progressive vers le haut de cette variable dans la couche limite au cours de la journée. Comme déjà remarqué par Sun et Ogura (1980), les données de Wangara indiquent une décroissance très rapide de l'humidité le matin, le profil n'évoluant presque plus entre 12 h et 18 h. Aucun modèle numérique n'a, jusqu'à présent, pu simuler une telle évolution, qui pourrait être due à une advection horizontale d'humidité négligée. L'évolution du vent durant la phase convective est représentée sur la Figure 56. La composante u présente assez peu de différence entre le calcul et l'observation. Malgré une sous-estimation des valeurs numériques, le modèle fournit des profils constants dans la couche de mélange. Pour la composante v , des différences plus marquées sont à noter entre valeurs calculées et valeurs observées, surtout à 15 h et 18 h. Si le mélange turbulent est bien reproduit, les valeurs numériques dans les basses couches sont fortement surestimées en fin d'après-midi. Ce désaccord provient vraisemblablement d'une oscillation inertielle affectant le vent géostrophique u_g initial, lequel diffère assez fortement des valeurs du vent réel u dans les basses couches. Les modèles de Yamada et Mellor (1975) ou Pielke et Mahrer (1975) ne fournissent eux aussi pour les vents qu'un accord qualitatif entre les résultats et les observations. Ce résultat souligne l'importance que revêt la spécification du vent géostrophique sur l'évolution des variables dynamiques dans un modèle unidimensionnel de couche limite. En nous bornant à l'examen de l'évolution du modèle du vent, les effets de rotation (force de Coriolis) n'apparaissent pas. Nous observons alors, sur la Figure 57, un bon accord entre les résultats du modèle et l'observation.



(a)



(b)

Figure 56 : Profils verticaux des composantes zonale (a) et mériidienne (b) du vent horizontal, calculés et mesurés le jour 33 de Wangara.

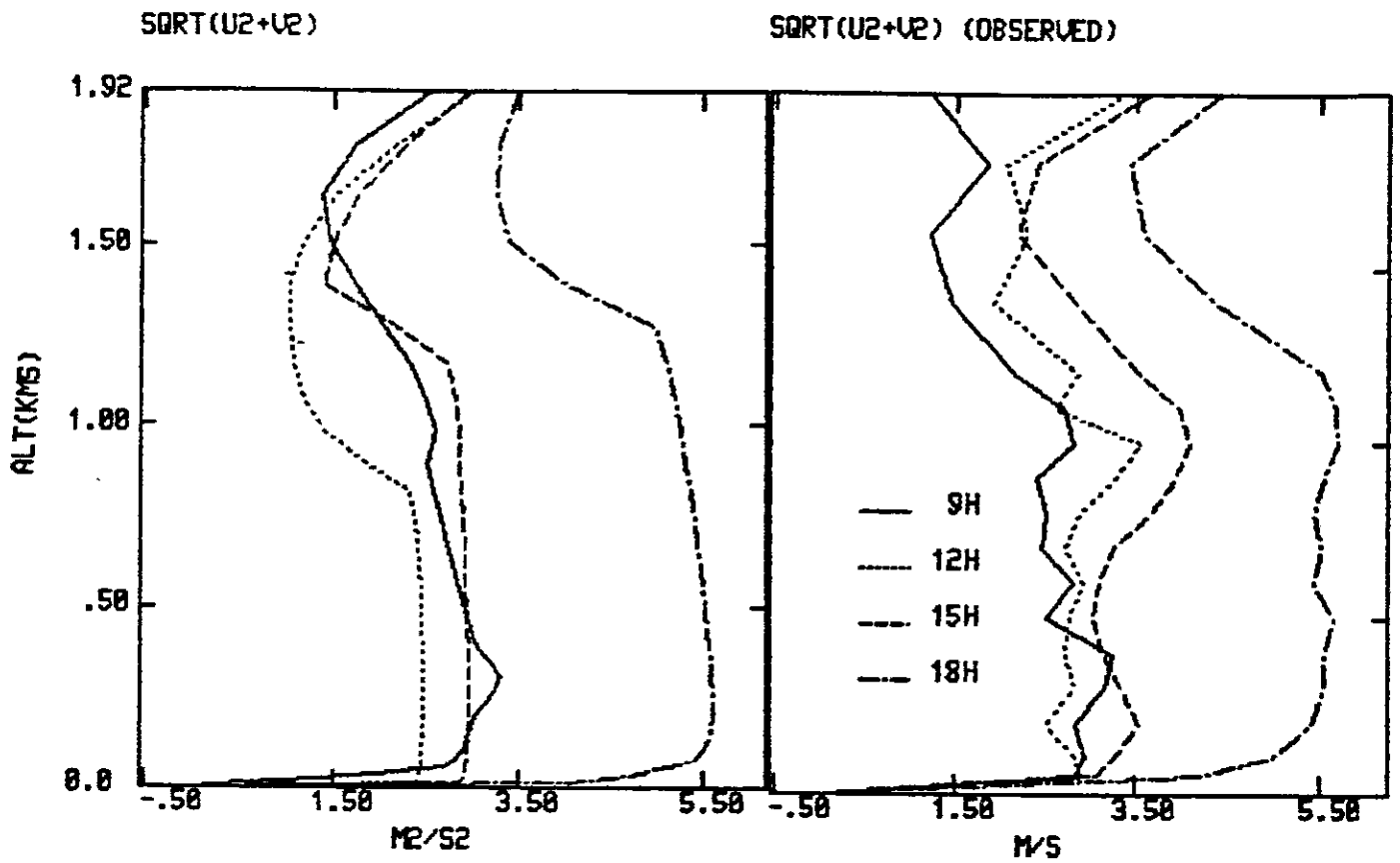


Figure 57 : Profils verticaux du module du vent horizontal calculés et mesurés le jour 33 de Wangara.

E - Conclusion

A l'issue de cette comparaison des résultats du modèle couplé d'interface sol-atmosphère avec les données du jour 33 de l'expérience Wangara, on constate un accord qualitatif et quantitatif avec les observations, à la fois pour les variables atmosphériques et à l'interface. Notre modèle de sol à plusieurs niveaux permet d'obtenir des valeurs correctes au cours d'un cycle diurne pour les flux de chaleur dans le sol et la température de surface. De plus, il permet de piloter, de manière très satisfaisante, l'évolution diurne de la couche limite planétaire, comme l'ont montré les comparaisons entre variables atmosphériques calculées et observées. En l'absence d'informations relatives aux caractéristiques texturales et thermo-hydriques du sol, le formalisme du modèle adopté a permis d'obtenir des valeurs plausibles de porosité, conductivité thermique, capacité calorifique, ... Bien que les relations de McCumber (1980) pour caractériser l'état thermo-hydrique de divers types de sol ne soient pas universelles, elles ont été appliquées sans modifications dans ce cas précis, correspondant à un sol très sec, avec un certain succès. Soulignons aussi que ce premier essai de validation du modèle de sol, à travers l'évolution des variables atmosphériques, était nécessaire, McCumber et Pielke (1981) n'ayant pas comparé leurs résultats à des données expérimentales. En vue d'une validation plus approfondie, il serait souhaitable de disposer d'un ensemble de données cohérentes à la fois dans le sol, dans l'atmosphère et à l'interface (notamment en présence de végétation).

II - INTERCOMPARAISON DE PLUSIEURS PARAMETRISATIONS DE LA COUCHE LIMITE

A - Introduction

Dans la suite de ce chapitre, nous présentons une comparaison de la paramétrisation en ECT du modèle couplé (modèle A) à deux autres paramétrisations plus simples de la couche limite, utilisées actuellement dans les modèles atmosphériques à mésoéchelle. Ce sont la paramétrisation de McNider et Pielke (1981), utilisée dans le modèle mésoéchelle de Pielke à l'Université du Colorado (modèle B), et la paramétrisation de Zhang et Anthes (1982), utilisée dans le modèle mésoéchelle de Anthes au N.C.A.R. (modèle C). Bien que non exhaustifs, ces deux exemples sont représentatifs d'une large partie des modèles météorologiques de mésoéchelle disposant de paramétrisations avancées de l'interface sol-atmosphère.

Dans la mesure où la méthode de représentation de la couche limite que nous utilisons dans ce travail est légèrement plus complexe que ces deux méthodes, notre but sera de situer ses caractéristiques en termes de performances, mais aussi de coût calcul, le choix d'une paramétrisation pour un modèle tridimensionnel résultant infine d'un compromis entre ces deux facteurs.

Pour bénéficier du résultat des discussions du paragraphe précédent, la comparaison des trois méthodes est effectuée sur la situation des jours 33 et 34 de l'expérience Wangara, avec les mêmes données initiales que ci-dessus.

B - Présentation des modèles B et C

Nous décrivons ici les deux modèles mis en oeuvre en reportant les différentes équations associées dans le Tableau II.

MODÈLE B	MODÈLE C
<p>Divergence des flux turbulents</p> $\frac{\partial}{\partial Z} (\overline{w'\theta'}) = - \frac{\partial}{\partial Z} (K_\theta \frac{\partial \theta}{\partial Z})$ $\frac{\partial}{\partial Z} (\overline{w'u'}) = - \frac{\partial}{\partial Z} (K_u \frac{\partial u}{\partial Z})$	<p>Divergence des flux turbulents</p> $\frac{\partial}{\partial Z} (\overline{w'\theta'}) = \overline{m} (\theta - \theta_a)$ $\frac{\partial}{\partial Z} (\overline{w'u'}) = \overline{m} (u - u_a)$ <p>L'indice "a" se réfère aux caractéristiques des thermiques calculées au premier niveau du modèle.</p>
<p>Coefficients d'échange</p> $K(Z) = (Z_1 - Z)^2 / (Z_1 - h)^2 [K(h) - K(Z_1)] + (Z - h) \left[\frac{\partial}{\partial Z} K(h) + 2 (K(h) - K(Z_1)) / (Z_1 - h) \right]$ <p>avec : $K_\theta(h) = k u_x h / \phi_H$ $K_\theta(Z_1) = 0$ $K_u(h) = k u_x h / \phi_M$ $K_u(Z_1) = 0$</p> <p>Hauteur d'inversion</p> $\frac{\partial Z_1}{\partial t} = \left[1,8 (w_x^3 + 1,1 u_x^3 - 3,3 u_x^2 f Z_1) \right] / \left[\frac{Z_1^2 \partial \theta^+}{\theta_0 \partial Z} + 9 w_x^2 + 7,2 u_x^2 \right]$ <p>w_x : échelle de vitesse convective $\frac{\partial \theta^+}{\partial Z}$: gradient thermique dans la couche stable surmontant l'inversion.</p>	<p>Constante de temps d'échange entre l'environnement et les thermiques</p> $\overline{m} = H_1 \left[\rho C_p (1 - \epsilon_m) \int_{Z_1}^{Z_m} (\theta_a - \theta(Z)) dZ \right]^{-1}$ <p>$\epsilon_m = 0,2$: fraction d'énergie thermique utilisée pour l'entraînement. Z_m = niveau où $\theta(Z_m) = \theta_a$.</p> <p>Flux de chaleur en surface du fait des thermiques</p> $H_1 = \rho C_p b (\theta_a - \theta_{3/2})^{3/2}$ <p>avec : $b = \left(\frac{2,9}{27 \theta_a} \right)^{1/2} (Z_a^{-1/3} - Z_{3/2}^{-1/3})^{-3/2}$</p> <p>$Z_{3/2}$: niveau du modèle au-dessus de Z_a</p>
<p>Coefficients d'échange</p> $K_u(Z) = K_\theta(Z) = 1,1 z^2 S (R_{1C} - R_1) / R_{1C}$ <p>= 0</p> <p>$R_{1C} = 0,25$: nombre de Richardson critique</p> $S = \sqrt{\left(\frac{\partial u}{\partial Z} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial Z} \right)^2}$	<p>Coefficients d'échange</p> $R_1(Z) = \frac{g}{\theta_0} \frac{\partial \theta}{\partial Z} / S^2$
<p>Longueur de mélange</p> $L(Z) = \begin{cases} 0,35 Z & \text{si } Z < 200 \text{ m} \\ 70 \text{ m} & \text{si } Z \geq 200 \text{ m} \end{cases}$	<p>Longueur de mélange</p> $L(Z) = \begin{cases} 0,35 Z & \text{si } Z < 200 \text{ m} \\ 70 \text{ m} & \text{si } Z \geq 200 \text{ m} \end{cases}$

Tableau 11 :
Caractéristiques des modèles B et C pour les études comparatives de paramétrisations de la couche limite.

REGIME DIURNE

REGIME NOCTURNE

Le modèle B a été proposé dans sa forme initiale par Pielke et Mahrer (1975) pour la phase diurne et révisé par McNider (1981) pour la phase nocturne. De jour, la hauteur de la couche convective est calculée à l'aide de la formule de Deardorff (1974) à partir de l'échelle convective de vitesse w_* au niveau du sol. Cette hauteur étant déterminée, la distribution des flux de chaleur, d'humidité et de quantité de mouvement dans la couche limite est obtenue par un formalisme en coefficients d'échange suivant la formule polynomiale d'ordre trois de O'Brien (1970). Ces coefficients sont raccordés au sommet de la couche limite de surface aux formules de similitude de Businger et al. (1971). De nuit, une paramétrisation en coefficients d'échange est également utilisée, avec un formalisme purement local, utilisant une expression dépendant du nombre de Richardson, du cisaillement vertical du vent horizontal et d'un nombre de Richardson critique fixé à 0,25. La forme des coefficients proposée correspond au modèle de niveau 2 de Mellor et Yamada (1974). L'ajustement avec les propriétés de la couche de surface est réalisé en utilisant une longueur d'échelle proportionnelle à l'altitude au voisinage du sol.

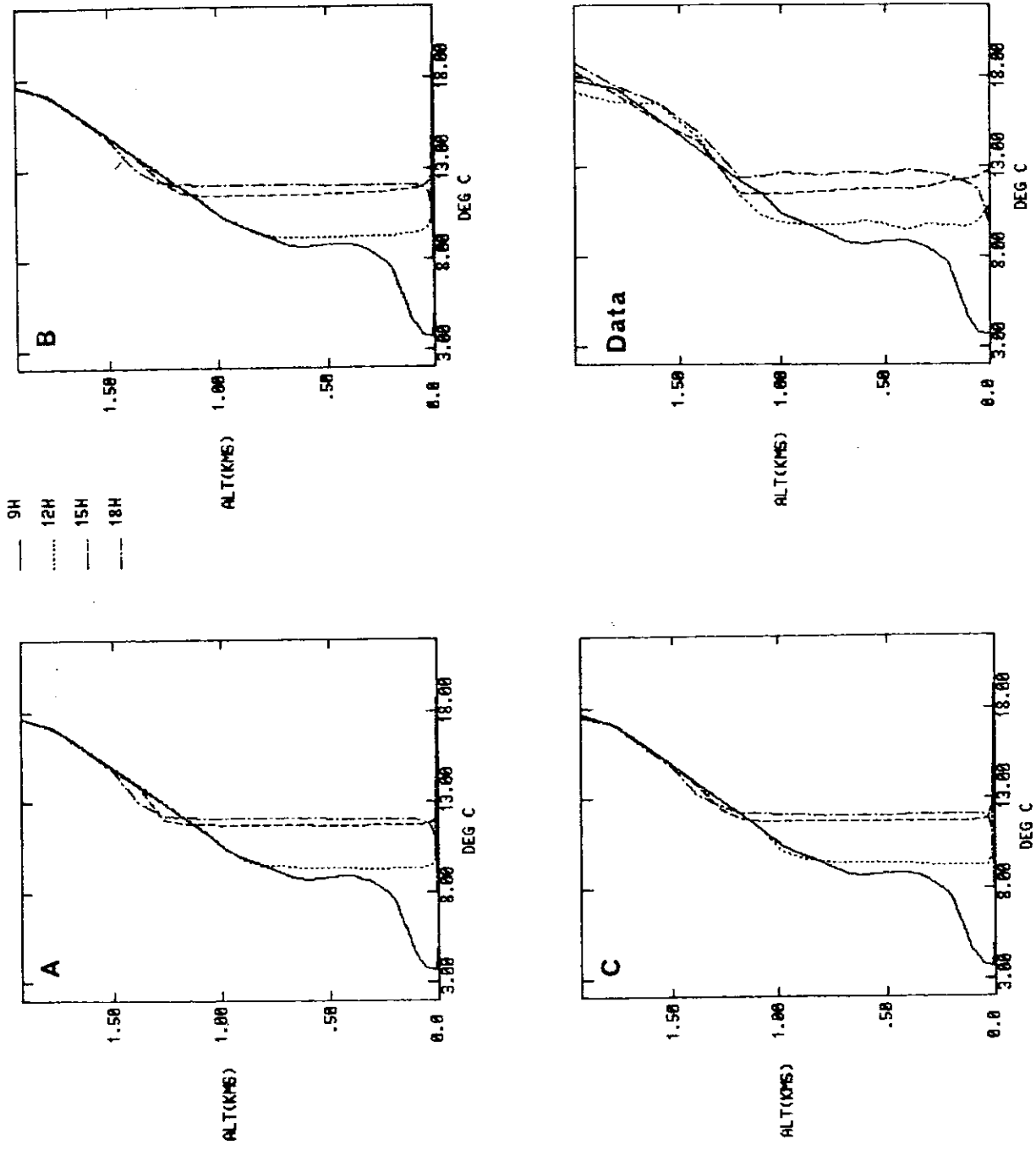
Le modèle C a été développé par Zhang et Anthes (1982) pour une utilisation dans le modèle tridimensionnel de Anthes. Il faut souligner que les situations étudiées par ce modèle concernent des échelles relativement grandes (quelques milliers de kilomètres - α -mésoséchelle), contrairement au modèle de Nickerson-Richard ou à celui de Pielke. Pour la phase diurne, le modèle utilise le concept de mélange par des thermiques isolés au sein de la couche limite planétaire instable. Le flux de chaleur au sommet de la couche limite de surface instable est déterminé par une formule de Priestley (1959) pour la convection libre. Une altitude de pénétration moyenne des thermiques est calculée à partir du profil de température, et un taux de mélange, basé sur le profil supposé linéaire du flux de chaleur, en est déduit. Ce taux de mélange

permet alors d'accéder à l'évolution des profils moyens du vent de la température et de l'humidité. Pour la phase nocturne, la paramétrisation C est identique à la paramétrisation B.

Etant donné la distinction établie entre les modules "jour" et "nuit" dans les modèles B et C, l'intercomparaison s'effectue en deux étapes. Dans la première partie, les résultats concernant la journée sont analysés entre la paramétrisation en énergie cinétique turbulente (modèle A), la paramétrisation de type O'Brien (modèle B) et la paramétrisation de type "convection libre" (modèle C). Dans la seconde partie, sont confrontés les résultats obtenus de nuit avec la paramétrisation en énergie cinétique turbulente (modèle A) avec celle en coefficients d'échange locaux (modèles B et C).

C - Résultats en période diurne

Le résultat le plus pertinent, concernant la phase convective diurne pour un modèle de couche limite, tient à l'évolution des profils de température potentielle permettant ainsi d'apprécier la formation de la couche de mélange. La Figure 58 présente les évolutions comparées de la température potentielle pour les modèles A, B et C, ainsi que les profils expérimentaux à 9, 12, 15 et 18 h. Le modèle A, comme nous l'avons vu précédemment, traduit bien l'évolution observée. Les résultats obtenus avec les modèles B et C sont eux aussi très proches de l'observation et, par suite, des profils fournis par le modèle A. Une bonne concordance entre les trois modèles et l'observation apparaît aussi sur la Figure 59 où les évolutions comparées de la hauteur de la couche limite sont reportées entre 9 h et 18 h. Dans les tests de sensibilité et la validation expérimentale de leur modèle, Zhang et Anthes (1982) présentent des profils de température potentielle situant la hauteur d'inversion à des altitudes comprises entre 4000 et 5000 m. Les profils de flux de chaleur mettent également en évidence des zones à flux négatifs sur des épaisseurs supérieures au kilomètre



Potential Temperature

Figure 58 : Profils verticaux de température potentielle calculés par les modèles A, B et C et mesurés le jour 33 de Wangara.

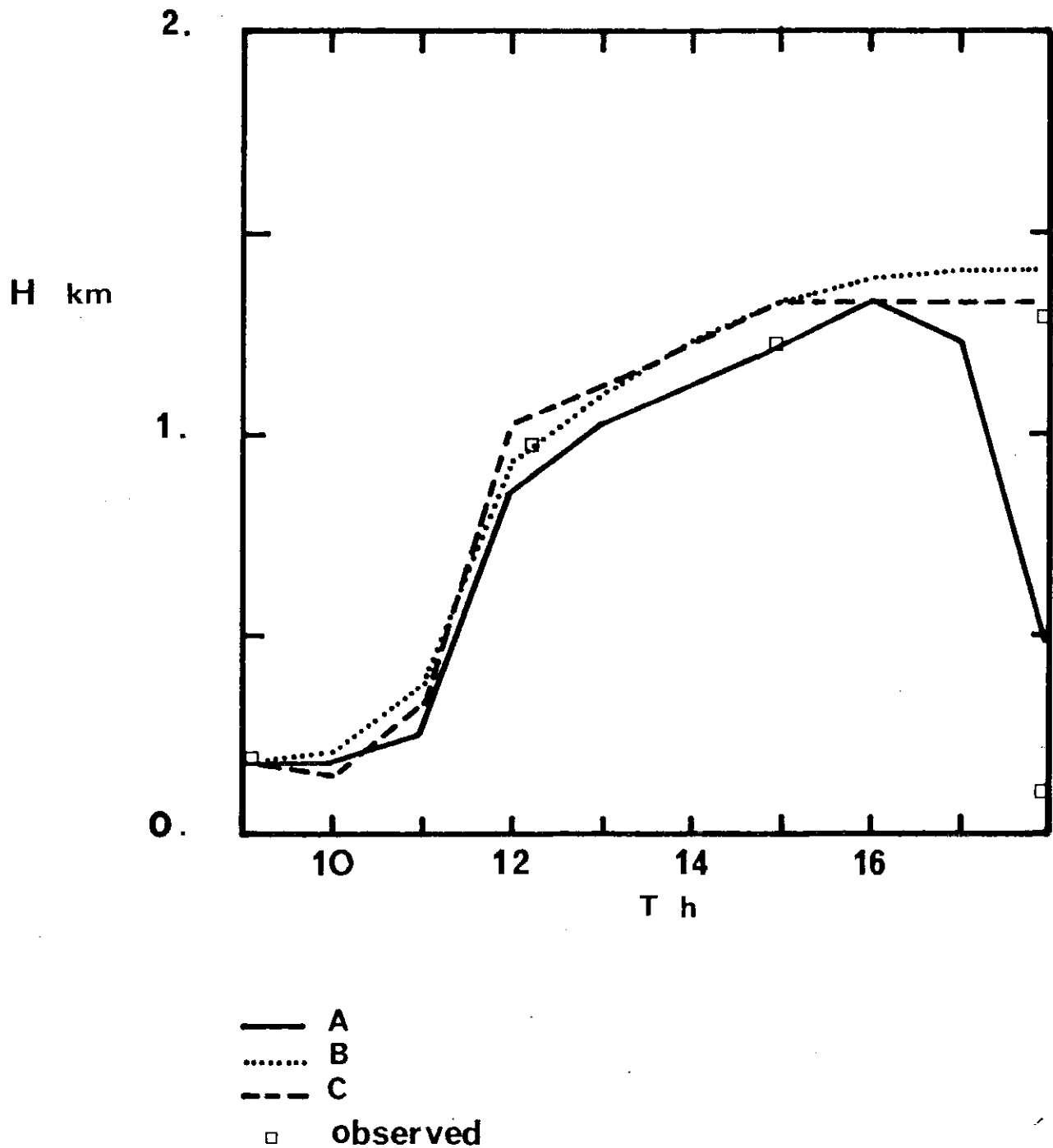


Figure 59 : Evolution comparée de l'épaisseur de la couche limite planétaire calculée par les modèles A, B et C, et déduite des profils observés de température potentielle (□) le jour 33 de Wangara.

pour des situations extraites de la campagne SESAME 1979, marquées par de nombreux passages frontaux. Le comportement de ce modèle, pour des conditions synoptiques moins perturbées, semble plus réaliste et conforme à l'observation. L'ajustement correct obtenu à l'aide de l'équation d'évolution de Z_i proposée par Deardorff (1974) n'est toutefois pas surprenant, puisque sa calibration a été établie sur la situation du jour 33 de Wangara.

Une autre comparaison intéressante est réalisée entre les coefficients d'échanges obtenus avec les formalismes des modèles A et B. Nous avons reporté sur la Figure 60, pour le jour 33, les évolutions entre 10h et 16h, des coefficients de diffusion turbulente, à la fois pour la chaleur K_H (Fig. 60-a) et la quantité de mouvement K_M (Fig. 60-b). La forme et l'évolution des coefficients fournis par les modèles A et B sont qualitativement similaires avec, dans chaque cas, une augmentation en extension verticale et en valeurs numériques jusqu'à 14 h. Les coefficients obtenus avec le modèle A sont systématiquement plus élevés que ceux de la formulation de O'Brien. A 14 h, pour la chaleur, le modèle A fournit une valeur du maximum égale à $250 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$, alors qu'elle n'est que de $150 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ avec le modèle B. Pour la quantité de mouvement, les coefficients d'échange sont encore plus dissemblables au niveau des ordres de grandeur, un facteur trois existant entre les valeurs maximales obtenues en milieu de journée. Ce résultat s'explique par le fait que le rapport K_H/K_M est supposé constant dans le modèle A, avec une valeur de 1,35 relative aux régimes de stabilité neutre. Le modèle B prend en compte les effets de stabilité différenciés dans la couche de surface, lesquels, d'après la formulation de O'Brien, affectent l'ensemble de la couche limite. En effet, en régime instable, le rapport K_H/K_M devient supérieur à 1,35, ainsi que le montre le diagramme de la Figure 61 relatif à des mesures réalisées dans la couche de surface par Businger et al. (1971). Sur la Figure 62 sont comparés les profils à 12, 14 et 16 h des flux turbulents pour la chaleur et la quantité de mouvement. Les flux turbulents, dont les valeurs

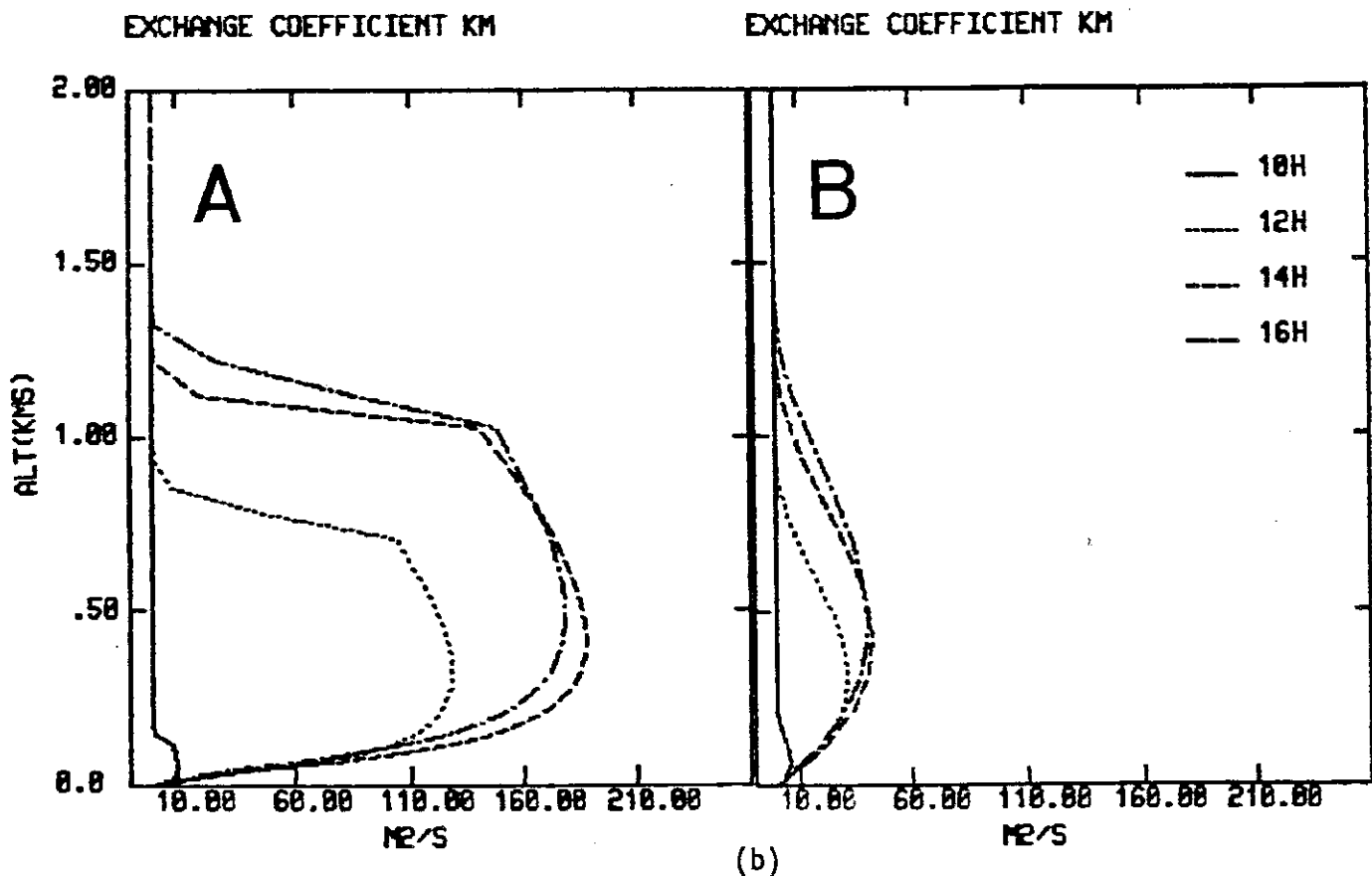
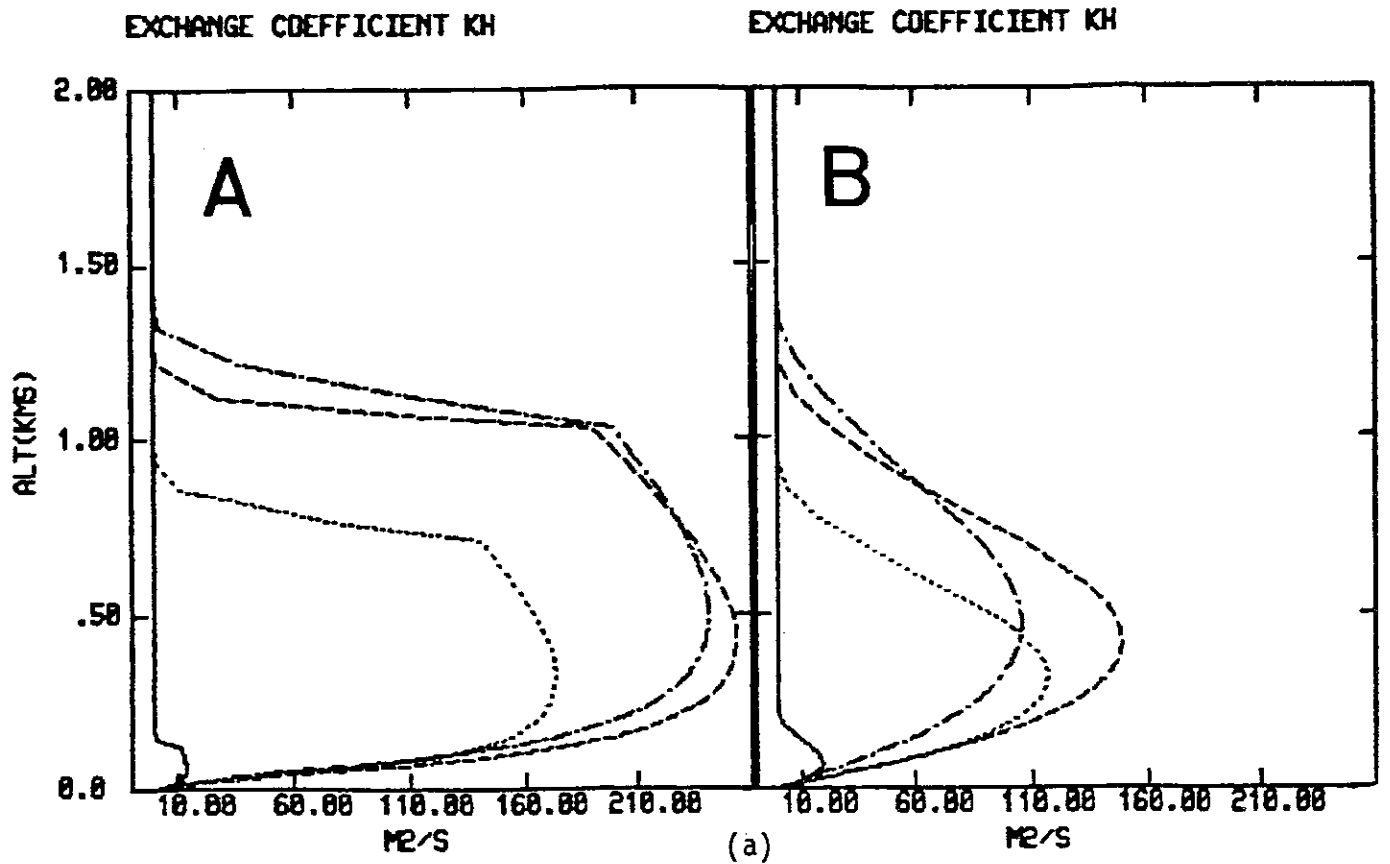


Figure 60 : Profils verticaux des coefficients d'échange pour la chaleur (a) et la quantité de mouvement (b) calculés par les modèles A et B le jour 33 de Wangara.

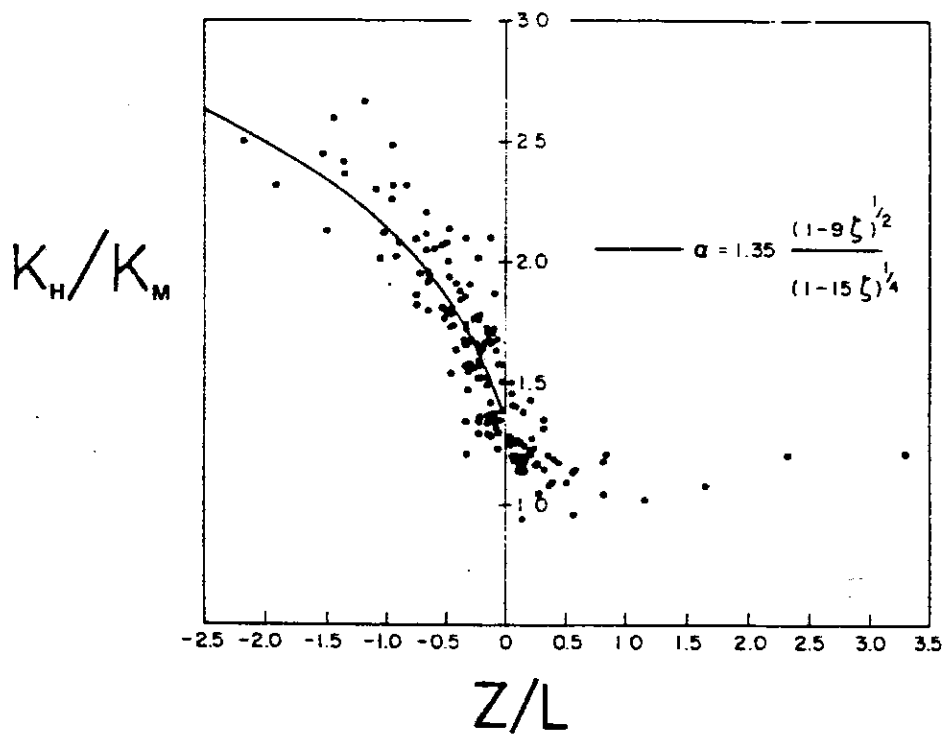


Figure 61 : Dépendance du rapport K_H/K_M avec la stabilité dans la couche limite de surface, d'après les mesures de Businger et al. (1971).

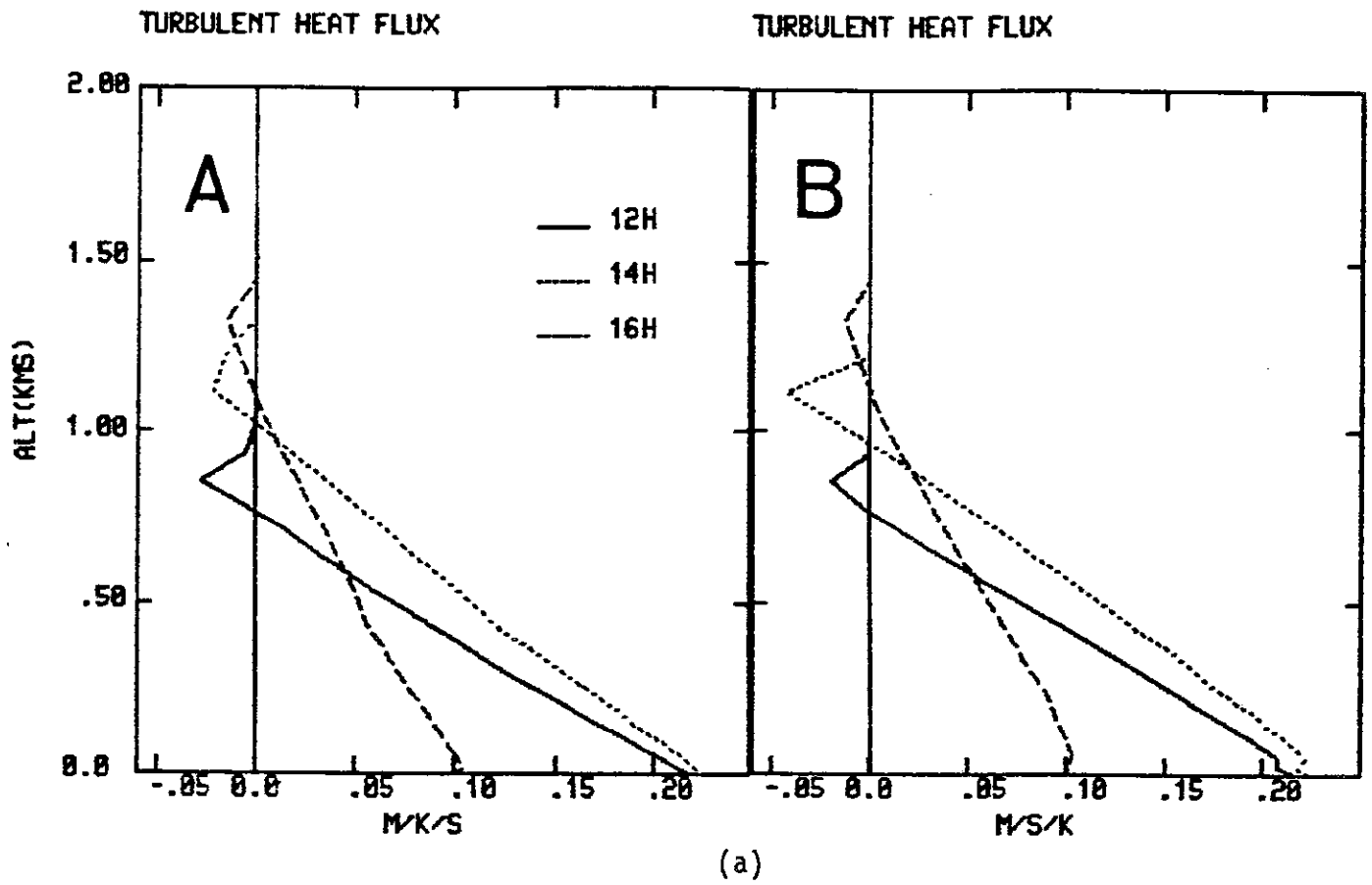


Figure 62 : Comparaison des flux de chaleur (a) et de quantité de mouvement (b) et (c) calculés par les modèles A et B le jour 33 de Wangara.

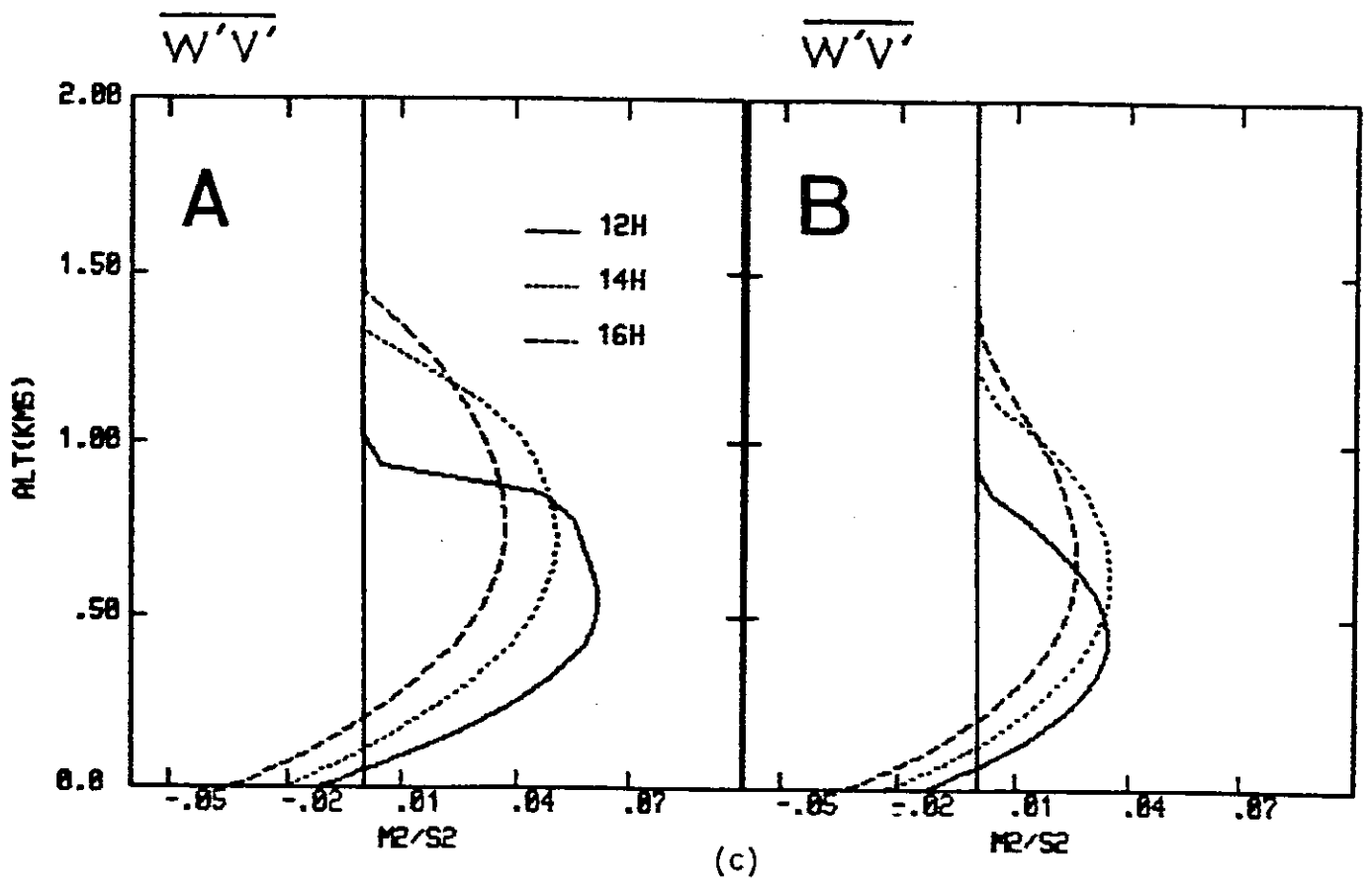
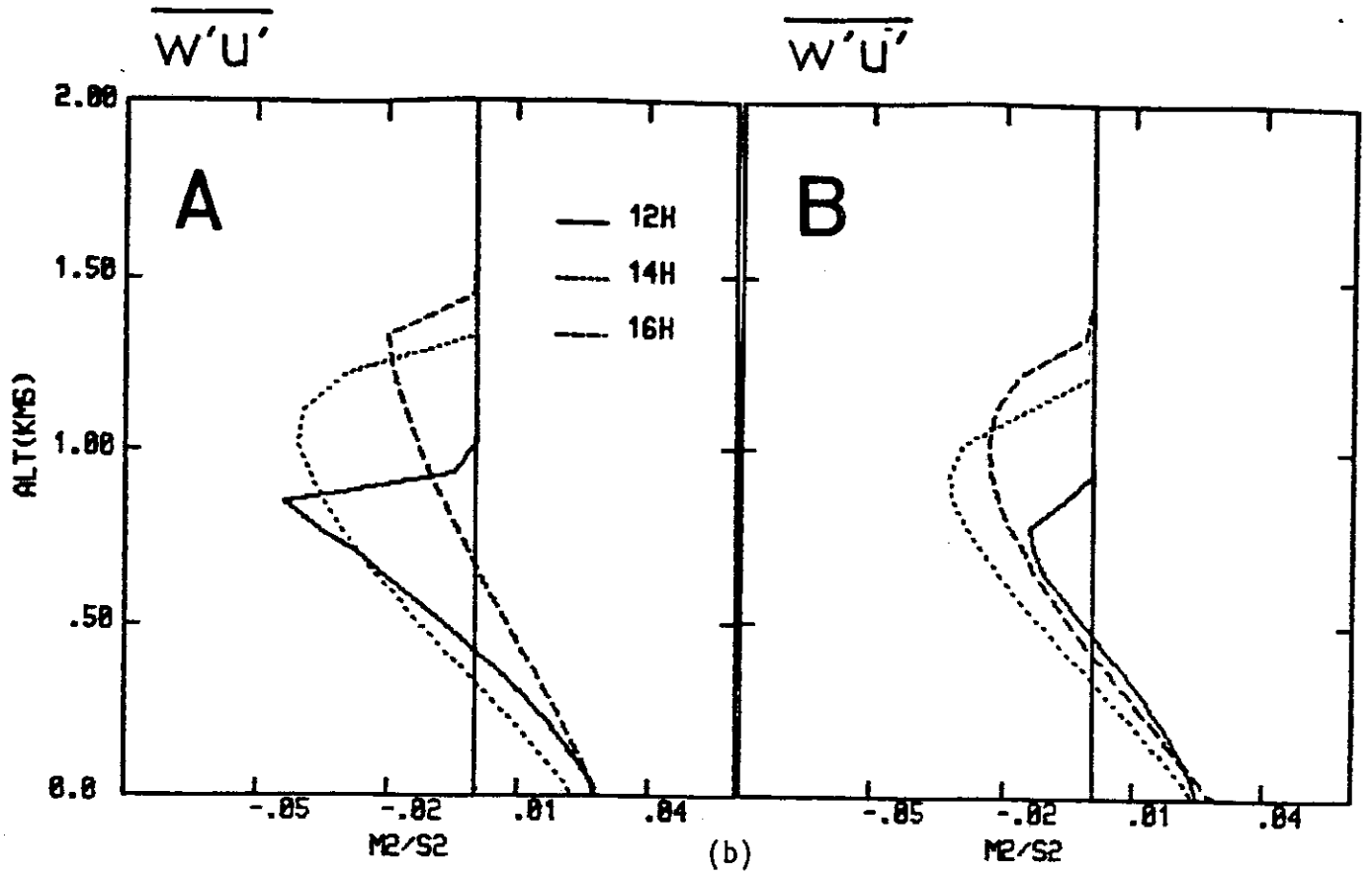


Figure 62 (suite)

dépendent directement des coefficients d'échange, différent peu entre les deux modèles. Les flux de chaleur sont pratiquement identiques, respectant bien la décroissance linéaire classique avec l'altitude. Pour la quantité de mouvement, les valeurs obtenues avec le modèle B sont plus faibles, les allures parabolique pour $w'v'$ et linéaire pour $w'u'$ étant cependant bien retrouvées. Cette comparaison tend donc à prouver que le rapport K_H/K_M n'est pas un paramètre très sensible du modèle et qu'au-delà d'une valeur critique, le coefficient d'échange de la chaleur n'a que peu d'influence en situation très instable.

D - Résultats en période nocturne

Les résultats présentés ici pour la nuit sont à interpréter avec prudence du fait que le refroidissement atmosphérique infrarouge est négligé. La Figure 63 présente l'évolution de la composante zonale u du vent entre 21 h le jour 33 et 6 h le jour 34, pour les modèles A et B (Figs 63-a et 63-b), comparée aux données expérimentales correspondantes (Fig. 63-c). Les modèles A et B reproduisent correctement l'apparition d'un jet de basse couche nocturne, induite par une réduction sensible des transferts turbulents en fin de journée. Le maximum du jet est bien représenté en intensité et en positionnement vertical pour le modèle A. Le modèle B, quant à lui, respecte correctement l'ordre de grandeur observé, mais il le situe trop bas par rapport à l'observation. En effet, à minuit, le jet présente un maximum à 100 m, alors que les mesures le situent à 200 m. Il faut préciser que les deux calculs sont effectués avec la même longueur de rugosité (1 cm) ; la mauvaise localisation observée avec le modèle B a donc une origine différente du phénomène similaire rencontré par Yamada et Mellor (1975) et André et al. (1978), qui avait pour origine l'utilisation d'une longueur de rugosité trop faible (1 mm).

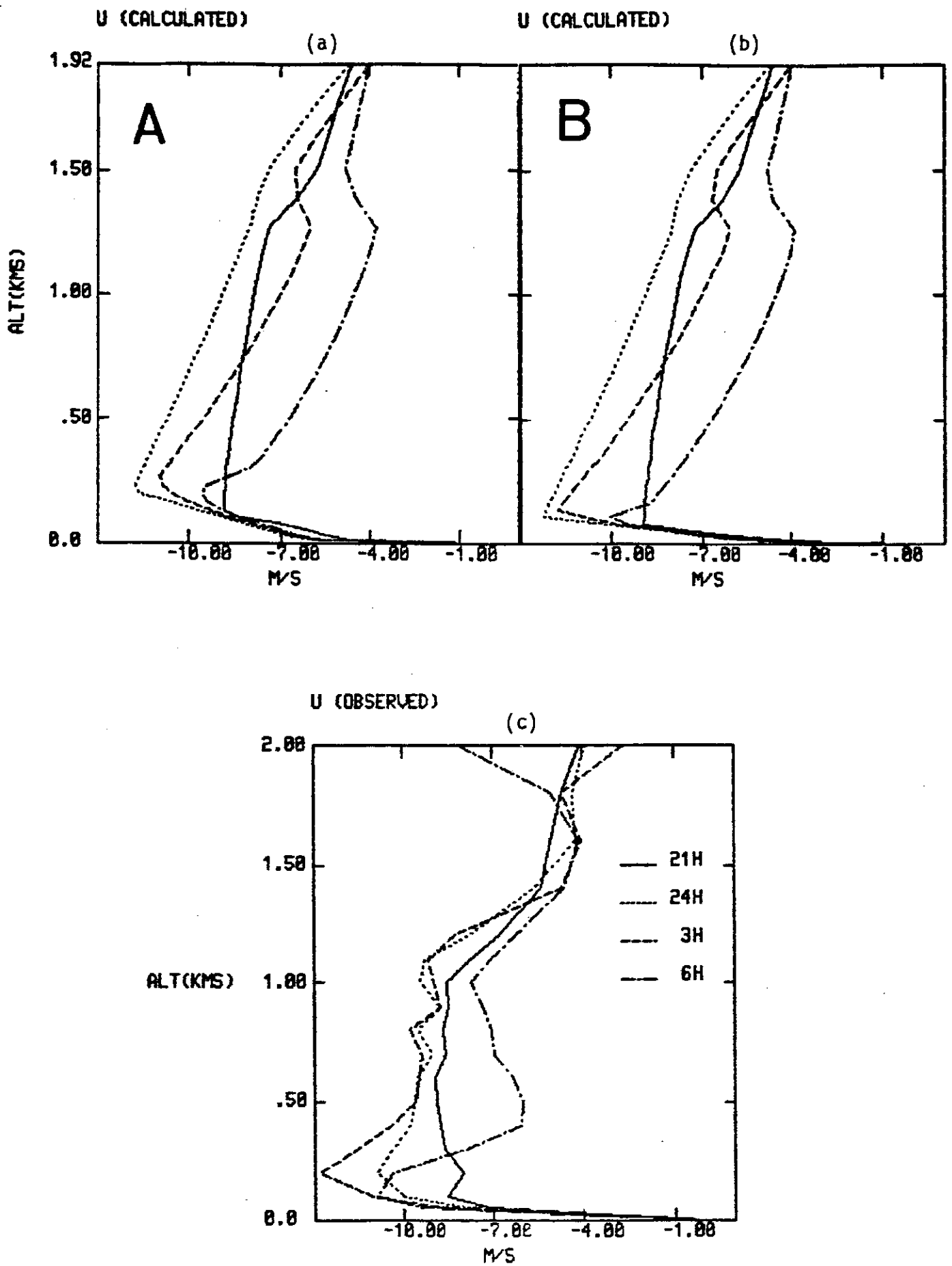


Figure 63 : Profils verticaux de la composante zonale du vent horizontal calculés par les modèles A et B et mesurés durant la période des jours 33 et 34 de Wangara.

Les profils de température potentielle calculés, dans la nuit du jour 33 au jour 34, par les modèles A et B et observés sont regroupés sur la Fig. 64. On observe l'établissement progressif, au cours de la nuit, d'une couche stable au voisinage du sol. Au-dessus de cette couche, la température n'évolue pratiquement pas, gardant le profil établi en fin d'après-midi. Par comparaison avec les mesures, le modèle A fournit une évolution correcte de l'évolution de la température potentielle dans la couche stable au cours de la nuit, malgré une surestimation assez nette de la température de surface d'environ 2 K. Le modèle B donne un profil correct de l'évolution de la température près du sol, la couche stable apparaissant cependant trop mince. Il faut toutefois se garder d'accorder trop de confiance aux prédictions du modèle A quant à l'épaisseur de la couche limite nocturne. En effet, si l'on examine l'allure du profil du coefficient d'échange à 3 h (Fig. 65), on constate que le modèle rend compte de la présence de turbulences au voisinage du sol, mais pas au niveau 1000 m, où le modèle d'ordre supérieur de André et al. (1978) situe une zone turbulente liée à de faibles valeurs locales du nombre de Richardson. Cette zone n'est pas non plus détectée par le modèle B, qui utilise pourtant directement la valeur du nombre de Richardson. Il est donc probable que ce défaut est dû à l'absence de prise en compte du refroidissement radiatif dans la couche limite. Dans ces conditions, la meilleure prédiction de l'épaisseur de la couche limite à 3 h par le modèle A, qui pourrait être imputée à une surévaluation de la turbulence au voisinage du sol, ne doit pas être considérée comme probante.

E - Conclusion

Trois schémas de paramétrisation de la turbulence dans la couche limite planétaire utilisés dans des modèles de mésoéchelle ont été comparés sur la base des données de l'expérience Wangara. Il ressort que les modèles A (paramétrisation en ECT), B (formulation de type O'Brien avec une équation d'évolution de la

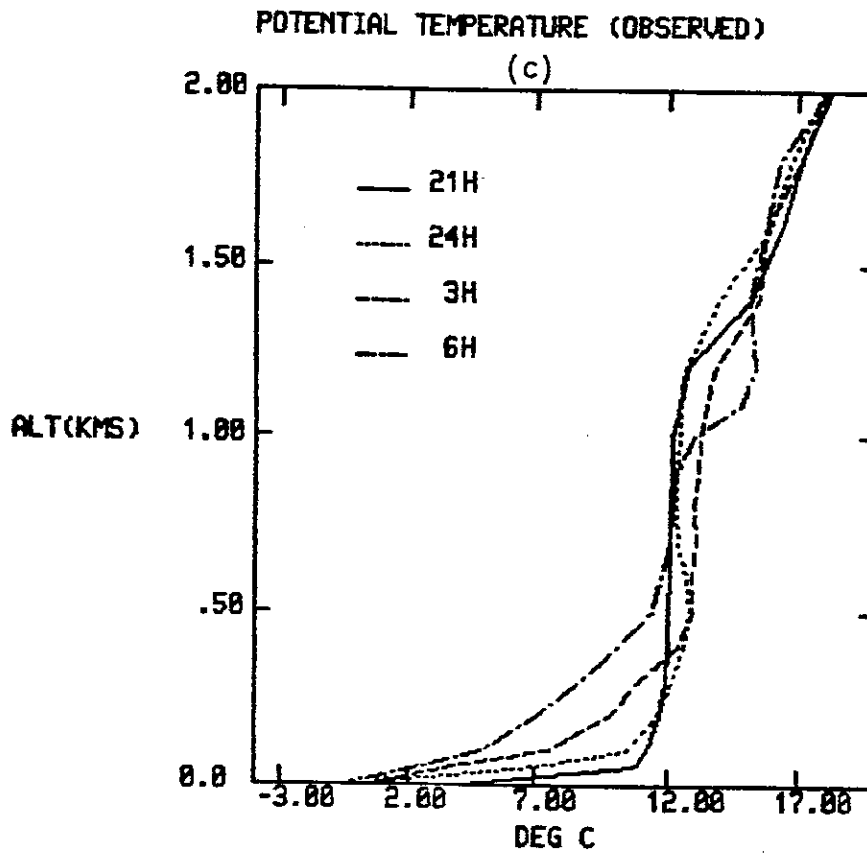
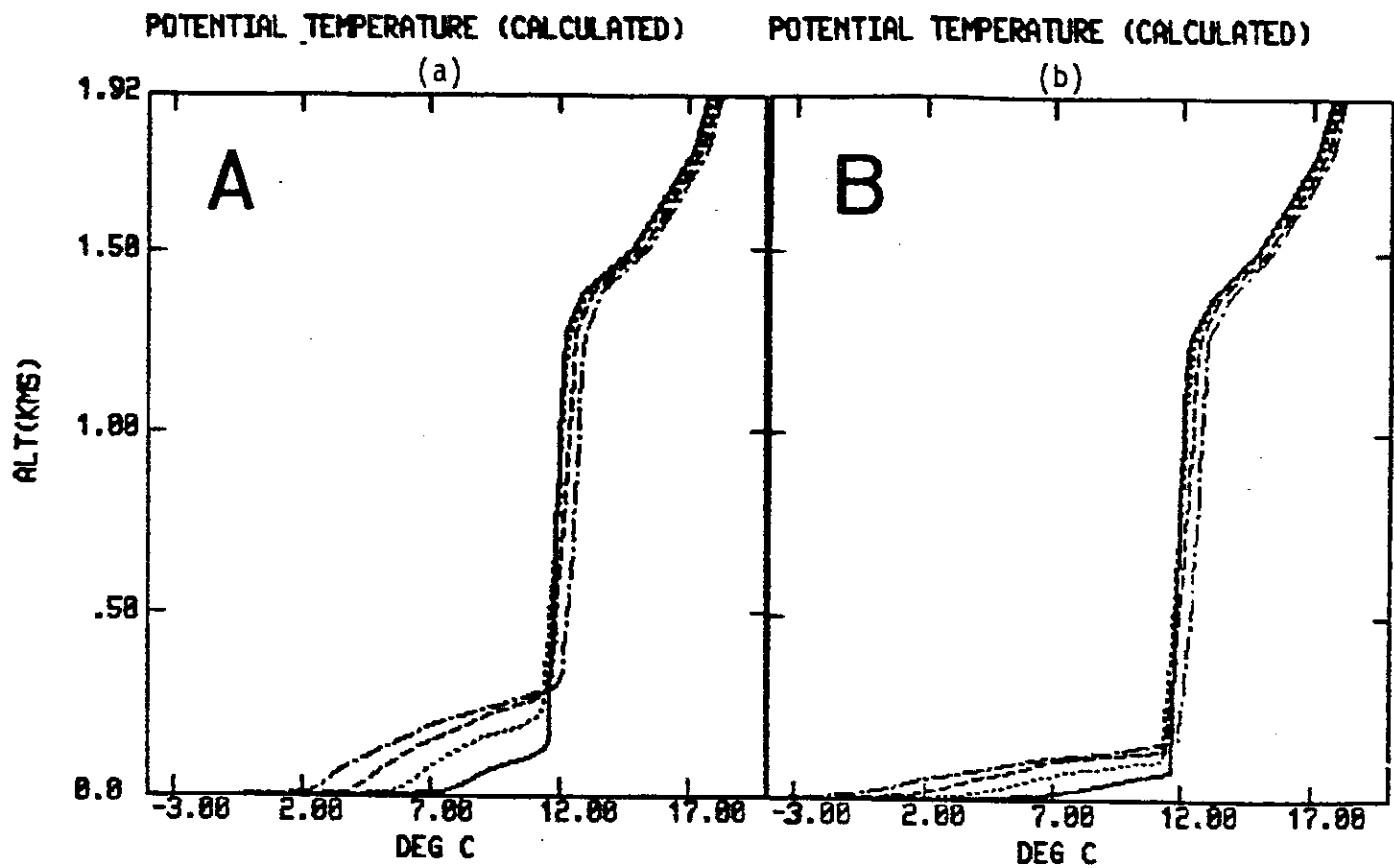


Figure 64 : Profils verticaux de température potentielle calculés par les modèles A et B et mesurés durant la période nocturne des jours 33 et 34 de Wangara.

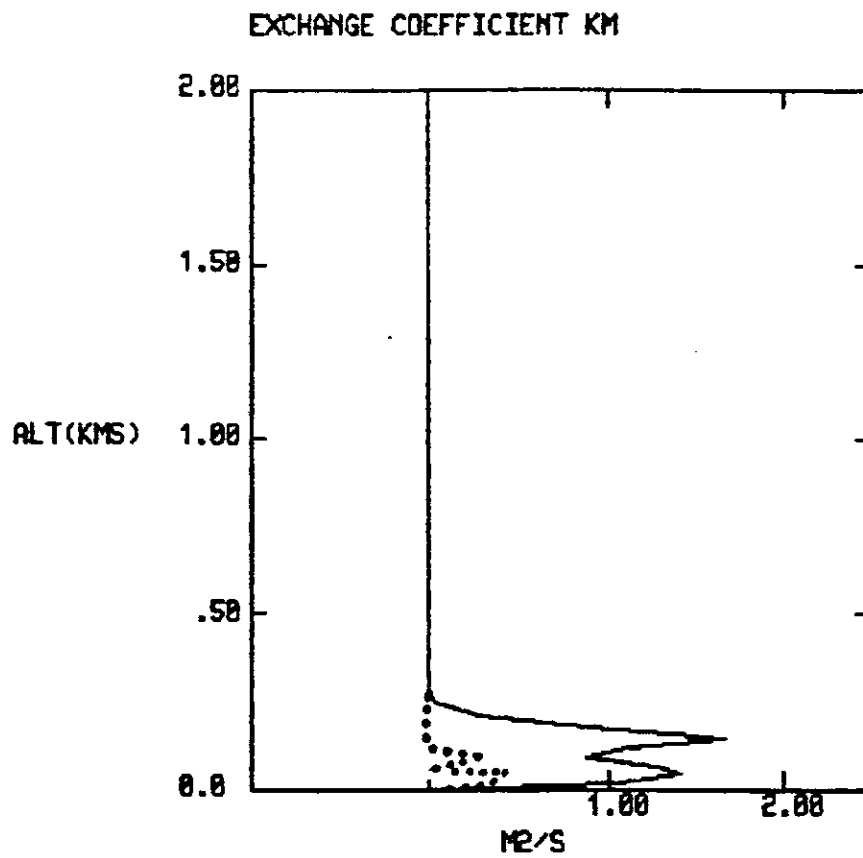


Figure 65 : Profil vertical du coefficient d'échange pour la quantité de mouvement calculé par les modèles A (—) et B (...) à 3 h LST le jour 34 de Wangara.

hauteur d'inversion) et C (formulation de type "convection libre") fournissent, de jour, des résultats très similaires, pour les variables moyennes. De nuit, la comparaison entre le modèle en ECT et le modèle en coefficients d'échange locaux est plus ambiguë, étant donné que nous n'avons pas pris en compte le refroidissement infrarouge. Cependant, les formations du jet nocturne de basse couche et d'une couche stable près du sol sont bien reproduites dans les deux modèles. Les coefficients d'échange non nuls près du sol semblent sous-estimés dans le modèle B, contribuant à la formation d'un jet de basse couche plus bas que ne l'indiquent les observations.

Cette seule étude comparative plaide donc plutôt en faveur de l'utilisation des modèles B et C dans un modèle tridimensionnel de mésoéchelle par rapport au modèle A. Effectivement, pour des résultats très semblables de jour comme de nuit, une économie de temps de calcul de l'ordre de 20 % est réalisée avec ces modèles. Cette conclusion n'est cependant pas généralisable au cadre d'un modèle à moyenne échelle. A mésoéchelle, la paramétrisation de la turbulence est appliquée à des situations inhomogènes horizontalement, en présence de reliefs et de phénomènes nuageux. Le modèle A semble, a priori, mieux à même de simuler, dans de telles conditions plus générales, les phénomènes turbulents dans la couche limite, relativement au modèle B trop dépendant de l'hypothèse d'équilibre stationnaire de la turbulence par rapport à l'écoulement moyen et au modèle C postulant, a priori, la forme des profils verticaux du flux de chaleur et de température potentielle. Toutefois, si l'on désire ne pas trop "alourdir" le modèle numérique utilisé par l'adjonction d'une équation pronostique supplémentaire, le compromis de Zhang et Anthes (1982) et celui de McNider et Pielke (1981) semblent très raisonnables pour une étude complète sur 24 heures du cycle diurne de la couche limite.

PARTIE B

ILLUSTRATION DU COMPORTEMENT DES PARAMETRISATIONS
DANS UN MODELE DE MESOECHELLE

CHAPITRE B-I

CADRE GENERAL DE L'ETUDE ET PRESENTATION DU MODELE NUMERIQUE

I - INTRODUCTION

Après avoir procédé à des tests de sensibilité des paramétrisations du sol, de la végétation et de la couche limite dans le cadre d'un modèle unidimensionnel, nous présentons maintenant quelques résultats préliminaires obtenus avec les versions bi et tridimensionnelles du modèle mésoéchelle de Nickerson-Richard. Le but de cette étude consiste en une analyse qualitative des résultats, étant donné qu'actuellement nous ne disposons pas de mesures expérimentales sur un site à moyenne échelle. Par suite, les résultats obtenus seront comparés à ceux fournis par d'autres modèles numériques sur des situations types (Pielke, 1974-a ; Mahrer et Pielke, 1977 ; Physick, 1976). Notre modèle mésoéchelle offre la possibilité d'étudier le comportement des différentes paramétrisations exposées dans la Partie A, sur des situations hétérogènes horizontalement (contrastes thermiques et/ou dynamiques). Comme souligné par Blondin (1984), l'étude de la couche limite hétérogène fait actuellement l'objet de nombreuses recherches tant expérimentales que numériques.

Rappelons que les paramétrisations classiques du sol, de la végétation et de la couche limite ont été développées jusqu'ici dans l'hypothèse d'homogénéité horizontale. Le problème consiste à savoir si l'introduction de paramètres "moyens" à l'échelle de la maille des modèles mésoéchelle tels que l'albédo de surface, la hauteur de la végétation ou la capacité calorifique du sol est suffisante pour déterminer des grandeurs (flux de surface, température, vent) qui soient représentatives d'une maille de 10 x

10 km². Ce problème est lui-même double : comment déterminer les paramètres d'entrée du modèle ? Sur quelle base comparer les résultats du modèle ? Les techniques de télédétection seraient de nature à apporter des éléments de réponse à ce problème, l'échelle spatiale couverte étant compatible avec celle de modèles numériques mésoéchelle.

Les simulations présentées ici portent sur des situations de brises de mer générées par les contrastes thermiques terre-mer. Ces conditions en surface fournissent un exemple typique de forte hétérogénéité horizontale, où la spécification de la couche limite joue un rôle essentiel (Physick, 1976). Indiquons aussi que les brises de mer ont fait l'objet de nombreuses simulations numériques : Pielke (1974), Neumann et Mahrer (1974), Dalu (1978), McPherson (1970), Ookouchi et al. (1978), pour ne citer que quelques auteurs. Dans cette abondante littérature, nous trouverons matière à discuter de nos propres résultats qualitativement et parfois quantitativement.

Notre étude comprend deux parties. Tout d'abord, un ensemble de tests de sensibilité sur le développement des brises en fonction des conditions en surface (végétation, humidité du sol, topographie) sera réalisé à l'aide d'une version bidimensionnelle du modèle. La seconde partie portera sur le cycle d'une brise tridimensionnelle en Floride. Les résultats obtenus avec une version tridimensionnelle du modèle, comportant une spécification de la température du sol, seront analysés et comparés aux simulations publiées par Pielke (1974-a) et, plus récemment, par Mahrer et Pielke (1978), relatives à une comparaison quantitative sur des données expérimentales. Avant de présenter ces résultats, nous décrivons les équations de base du modèle utilisé. Cette description ayant déjà été détaillée dans Nickerson et al. (1985) et dans la thèse de Richard (1982), seule une présentation résumée est donnée ici pour la commodité du lecteur.

II - LE MODELE NUMERIQUE MESOECHELLE

A - Système de coordonnées

Les équations du modèle sont écrites dans un système de coordonnées locales (x, y, v) où v est la coordonnée verticale déduite de la coordonnée σ classique définie comme suit :

$$\sigma = \frac{4v - v^4}{3} = \frac{p - p_t}{\Pi}$$

p étant la pression à un niveau quelconque, p_t la pression au sommet du modèle et Π la différence de pression entre la surface et le sommet du modèle.

La coordonnée v présente l'avantage, d'une part, comme la coordonnée σ , de suivre le relief et, d'autre part, par rapport à la coordonnée σ , de permettre une résolution plus fine dans la couche limite planétaire.

B - Equations dynamiques

Les variables pour la prédiction des champs de vitesses sont :

$$U = \Pi u \quad \text{et} \quad V = \Pi v$$

Elles représentent, à une constante près, les composantes du flux de quantité de mouvement, quantité essentiellement conservative. Les équations primitives du mouvement s'écrivent sous la forme :

$$\frac{\partial U}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} (Uu) - \frac{\partial}{\partial y} (Vu) - \frac{1}{\sigma'} \frac{\partial}{\partial v} (\sigma' U \dot{v}) + fV$$

$$+ \left(\phi - \frac{R_V T^* \sigma \Pi}{p} \right) \frac{\partial \Pi}{\partial x} - \frac{\partial}{\partial x} (\Pi \phi) + F_U \quad (50)$$

$$\frac{\partial V}{\partial t} = - \frac{\partial}{\partial x} (Uv) - \frac{\partial}{\partial y} (Vv) - \frac{1}{\sigma'} \frac{\partial}{\partial v} (\sigma' V \dot{v}) - fU$$

$$+ \left(\phi - \frac{R_V T^* \sigma \Pi}{p} \right) \frac{\partial \Pi}{\partial y} - \frac{\partial}{\partial y} (\Pi \phi) + F_V \quad (51)$$

ϕ est le géopotentiel, R_V la constante des gaz parfaits relative à l'air, T^* la température virtuelle, F_U et F_V la divergence verticale des flux turbulents de quantité de mouvement et $\dot{v} = dv/dt$ (vitesse verticale généralisée en coordonnée v). Les quantités F_U et F_V prennent la forme :

$$F_U = B \frac{\partial}{\partial v} \left(B K_M \frac{\partial U}{\partial v} \right)$$

$$F_V = B \frac{\partial}{\partial v} \left(B K_M \frac{\partial V}{\partial v} \right)$$

où $B = - \frac{gp}{RT^* \Pi \sigma'}$ correspondant au changement de coordonnée verticale Z en coordonnée v , $\sigma' = d\sigma / dv$.

De gauche à droite, on reconnaît dans le second membre des équations (50) et (51) l'advection horizontale, l'advection verticale, la force de Coriolis, le gradient de pression et le terme de frottement. Il est à noter qu'en coordonnée v , comme en coordonnée σ , le terme de gradient de pression se décompose en deux parties. A ces équations, on adjoint deux équations supplémentaires exprimant la conservation de la masse (équation de continuité) et

la contrainte hydrostatique. Ces relations intégrées verticalement fournissent l'équation d'évolution de la pression Π . Ces relations s'écrivent :

$$\dot{v} = \frac{1}{\Pi \sigma'} \int_0^1 \left(\frac{\partial \Pi}{\partial t} + \frac{\partial U}{\partial x} + \frac{\partial V}{\partial y} \right) dv$$

$$\frac{\partial \Pi}{\partial t} = \int_0^1 \left(\frac{\partial U}{\partial x} + \frac{\partial V}{\partial y} \right) \sigma' dv$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial \hat{p}} = - C_p \theta (1 + 0,61 q)$$

C_p étant la chaleur spécifique de l'air sous pression constante et $\hat{p} = T/\theta$ la variable d'Exner.

C - Equations thermodynamiques

La variable thermodynamique utilisée est la température potentielle θ . La vapeur d'eau est caractérisée par son rapport de mélange q , les processus de condensation n'étant pas considérés dans la version du modèle que nous utilisons. Comme précédemment, ces variables sont associées à la pression Π :

$$S = \Pi \theta \quad \text{et} \quad W = \Pi q$$

L'emploi des variables θ et q de préférence à l'entropie et au rapport de mélange en eau totale utilisés dans le modèle humide (Richard, 1982) permet de s'affranchir de la résolution itérative de l'équation transcendante en température à partir de l'entropie, d'où un gain considérable en temps de calcul.

Les équations d'évolution des variables pronostiques S et W sont les suivantes :

$$\frac{\partial S}{\partial t} = - \frac{\partial}{\partial x} (U\theta) - \frac{\partial}{\partial y} (V\theta) - \frac{1}{\sigma'} \frac{\partial}{\partial v} (\sigma' S \dot{v}) + F_S \quad (52)$$

$$\frac{\partial W}{\partial t} = - \frac{\partial}{\partial x} (Uq) - \frac{\partial}{\partial y} (Vq) - \frac{1}{\sigma'} \frac{\partial}{\partial v} (\sigma' W \dot{v}) + F_W \quad (53)$$

F_S et F_W représentent respectivement la divergence verticale des flux turbulents de chaleur et d'humidité. Ces quantités s'écrivent:

$$F_S = B \frac{\partial}{\partial v} \left(B K_H \frac{\partial}{\partial v} (S - \Pi \gamma_{cg}) \right)$$

$$F_W = B \frac{\partial}{\partial v} \left(B K_H \frac{\partial}{\partial v} W \right)$$

où K_H est le coefficient de diffusion turbulente pour la chaleur et γ_{cg} le contre-gradient en température.

D - Equation de l'énergie cinétique turbulente

La dépendance des coefficients d'échange en fonction de l'ECT, dans la paramétrisation adoptée, conduit à l'établissement d'une équation d'évolution pour $E = \Pi e$ dans le système de coordonnées (x, y, \ddot{v}) . En transposant à ce système de coordonnées l'équation proposée par Therry et Lacarrère pour l'ECT (formule 13), on obtient :

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial E}{\partial t} = & - \frac{\partial}{\partial x} (Ue) - \frac{\partial}{\partial y} (Ve) - \frac{1}{\sigma'} \frac{\partial}{\partial v} (\sigma' E \dot{v}) + F_E + \\
 & + \pi K_M \left[\left(B \frac{\partial u}{\partial v} \right)^2 + \left(B \frac{\partial v}{\partial v} \right)^2 \right] - \frac{g}{\theta_0} \alpha_\theta K_M \pi \left[B \frac{\partial \theta}{\partial v} + \right. \\
 & \left. + 0,608 T_0 B \frac{\partial q}{\partial v} - \gamma_{cg} \right] - C_\epsilon \pi \frac{e^{3/2}}{l_\epsilon} \quad (54)
 \end{aligned}$$

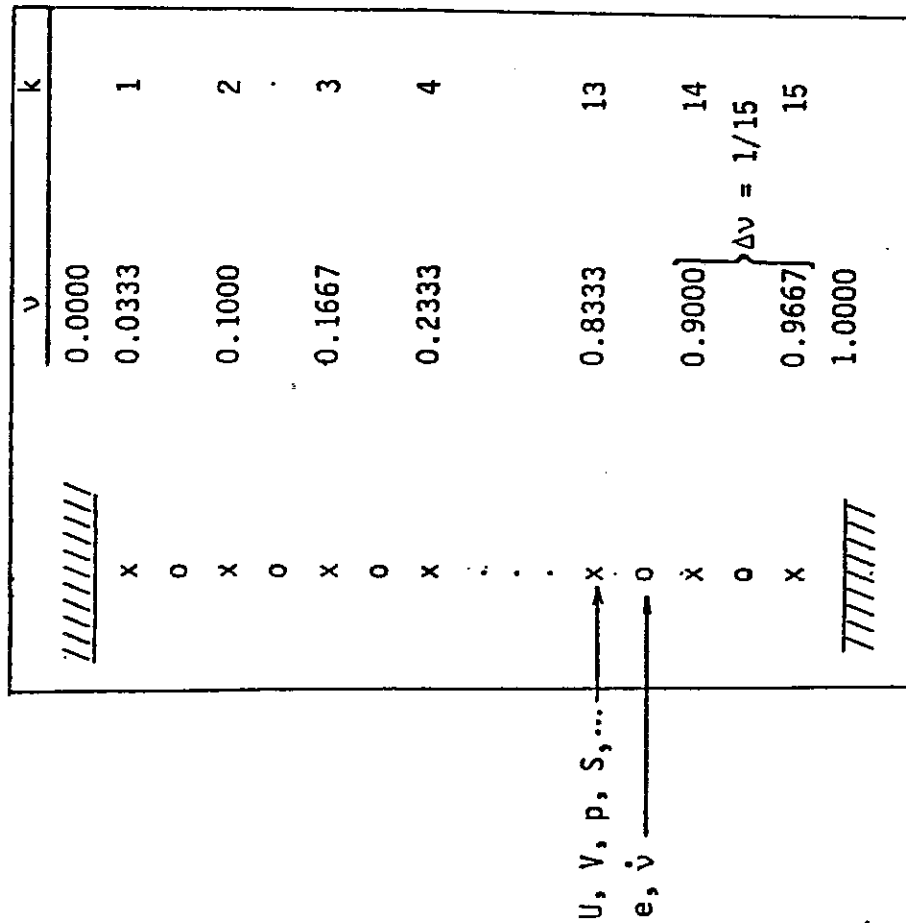
La divergence du flux turbulent d'énergie cinétique turbulente prend la forme :

$$F_E = B \frac{\partial}{\partial v} \left(B K_e \frac{\partial E}{\partial v} \right)$$

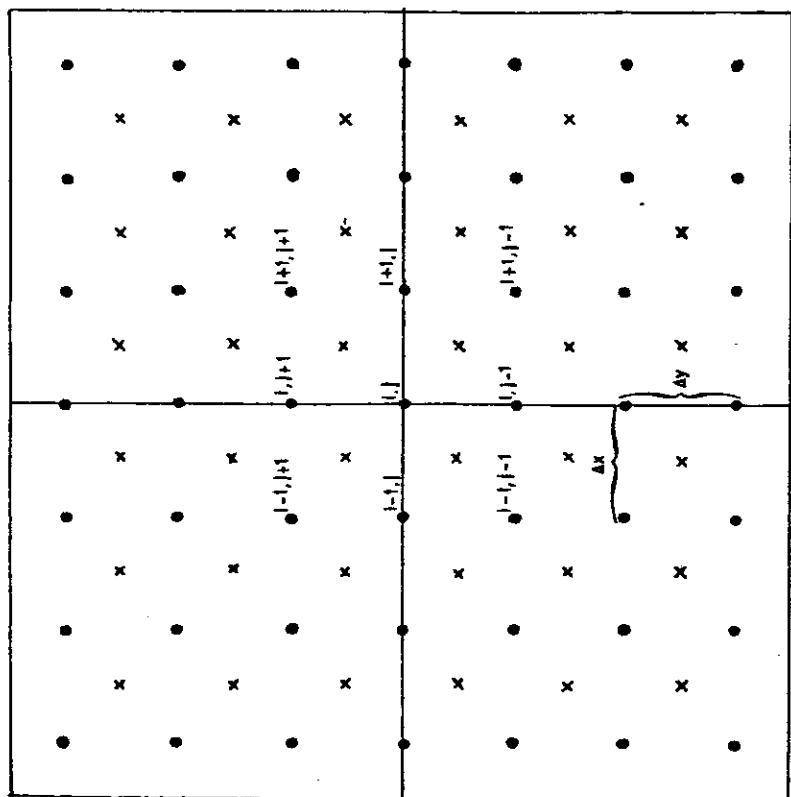
De gauche à droite, les termes du second membre de l'équation (54) représentent respectivement, pour l'ECT, l'advection horizontale, l'advection verticale, la diffusion turbulente, la production par cisaillement vertical du vent, la production thermique (où la correction de densité due à la vapeur d'eau a été prise en compte) et la dissipation visqueuse.

E - Grilles verticales et horizontales

Les équations précédentes sont résolues en différences finies sur un maillage horizontal et vertical du domaine d'étude. Chaque verticale comporte 15 niveaux également espacés dans le système de coordonnées v . La grille verticale est présentée sur la Figure 66-a. La vitesse verticale \dot{v} , l'énergie cinétique et les flux turbulents sont définis aux niveaux intermédiaires repérés par un cercle, alors que toutes les autres variables sont définies aux niveaux marqués d'une croix. Sur chaque v -surface, on utilise des grilles alternées analogues à celles d'Anthes et Warner (1974) et schématisées sur la Figure 66-b. Les composantes du vent horizontal sont définies aux points et les variables thermodynamiques, l'énergie cinétique turbulente, ainsi que la vitesse verticale aux



(a)



(b)

Figure 66 : Grilles verticale (a) et horizontale (b) du modèle.

croix. Horizontalement, le domaine couvre typiquement un domaine de $250 \times 250 \text{ km}^2$, avec des mailles horizontales Δx et Δy de l'ordre d'une dizaine de kilomètres.

F - Schéma numérique et filtrages

Le schéma numérique est un schéma explicite aux différences finies. Les dérivées par rapport au temps et à l'espace sont écrites en différences centrées (schéma "leapfrog"). Le pas de temps Δt retenu est de 10 s. Signalons qu'il n'est pas fait usage d'un schéma implicite pour la diffusion verticale, ceci explique en partie le faible pas de temps utilisé. Cette amélioration technique, qui se traduirait probablement par une économie sensible, est envisagée, mais elle n'influera en rien sur la qualité des simulations obtenues.

Afin de supprimer le bruit numérique haute-fréquence inhérent au schéma "leapfrog", un filtre temporel (Asselin, 1972) est appliqué tous les pas de temps sur chacune des variables pronostiques. Soit λ^n la valeur d'une variable quelconque à l'instant n , la valeur filtrée $\bar{\lambda}^n$ à cet instant s'écrit :

$$\bar{\lambda}^n = \lambda^n + \frac{1}{2} \alpha_F (\lambda^{n+1} + \bar{\lambda}^{n-1} - 2\lambda^n)$$

La valeur du coefficient de filtrage α_F , comprise entre 0 et 1, a été choisie égale à 0,5, suite à une analyse de sensibilité de Schlesinger et al. (1983).

L'atténuation des ondes de gravité de longueur d'onde inférieure à $2 \Delta x$, produites par "aliasing", est réalisée en adjoignant aux équations d'évolution (50), (51), (52), (53) et (54) une diffusion horizontale sans réalité physique. Ainsi, pour une variable pronostique λ quelconque, ce terme s'écrit :

$$K_N \left[\frac{\partial^2 \lambda}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \lambda}{\partial y^2} \right]$$

La valeur du coefficient K_N est fonction de la maille et du pas de temps du modèle. Sa valeur adimensionnée :

$$\hat{K}_N = K_N \frac{2 \Delta t}{(\Delta x)^2}$$

est généralement comprise entre 10^{-3} et 10^{-2} , valeurs admises dans la littérature (Mahrer et Pielke, 1978 ; Anthes et Warner, 1978) comme correspondant à un filtrage relativement faible.

G - Conditions aux limites

Afin de réduire la réflexion d'ondes de gravité au sommet du modèle, une couche absorbante est introduite à la partie supérieure du domaine. Cette couche, dans laquelle la viscosité numérique est accrue, a pour effet de dissiper l'énergie des ondes de gravité. Le coefficient de diffusion horizontale est augmenté progressivement sur les quatre derniers niveaux du modèle de la façon suivante (Klemp et Lilly, 1978) :

$$K_N = \begin{cases} K_N, & \text{si } k \geq 4 \\ K_N + \hat{K}_{NT} \frac{2 \Delta t}{(\Delta x)^2} \left\{ \sin \frac{\pi}{2} \left(\frac{\sigma_4 - \sigma_k}{\sigma_4} \right) \right\}^2, & \text{si } k < 4 \end{cases}$$

avec $\hat{K}_{NT} = 0,1$

Sur les parois latérales du domaine, les variables sont calculées dans le but de minimiser la réflexion des perturbations se propageant vers l'extérieur. Des conditions radiatives (Orlanski, 1976) permettent le calcul de la composante du vent normale à la paroi. La composante tangentielle du vent et les autres variables sont calculées selon une formulation advective (Klemp et Lilly, 1978) par vent sortant et sont spécifiées par vent entrant.

L'utilisation de ces conditions aux limites (latérales et surtout supérieure) relativement complexes n'est probablement pas indispensable pour les études (brises de mer) présentées dans ce mémoire. Elles ont été retenues pour garder une compatibilité avec les autres versions du modèle du L.A.M.P., qui sont utilisées pour simuler des écoulements sur des reliefs accentués (Colorado, Vosges, Alpes, montagnes idéalisées).

CHAPITRE B-II

ETUDE DE L'INFLUENCE DU RELIEF,
DES CARACTERISTIQUES DU SOL ET DE LA VEGETATION
SUR LE DEVELOPPEMENT DE BRISES BIDIMENSIONNELLES

I - PRESENTATION GENERALE

Une version bidimensionnelle du modèle présenté au chapitre précédent est mise en oeuvre ici sur un domaine d'extension horizontale 250 km et d'extension verticale 15 km (correspondant à une pression de 100 mb au sommet du modèle). Dans ce modèle bidimensionnel, le paramètre de Coriolis est pris égal à zéro. Les paramétrisations du sol et de la végétation développées dans la Partie A ont été implémentées dans cette version. A l'intérieur de chaque maille, à la limite inférieure du domaine, on résout les équations de diffusion, de la chaleur et de l'humidité dans le premier mètre de sol. Aucune prise en compte des transferts horizontaux de maille à maille dans le sol n'est considérée. La résolution des équations d'évolution pour les variables atmosphériques s'effectue avec un pas de temps de 10 secondes. L'algorithme numérique implicite retenu pour la diffusion dans le sol et les bilans à l'interface permet d'utiliser un pas de temps de deux minutes. La résolution des variables dans le sol et à l'interface ne représente plus ainsi qu'une part relativement faible du temps-calcul exigé pour le modèle (cf. Annexe numérique C).

II - CONDITIONS INITIALES

Le modèle est initialisé à 6 h LST en température et en rapport de mélange selon les profils du Tableau 2. Le vent est nul à l'instant initial et aucun forçage grande échelle n'est imposé. Les vitesses obtenues résulteront donc uniquement du contraste thermique en surface. Les paramètres astronomiques correspondent au 17 juillet, pour une latitude de 25°N (Floride). Toutes les simulations ont été réalisées pour une durée de 12 h. La température et l'humidité à la surface du sol sont déterminées sur le continent par résolution couplée des bilans d'énergie et de masse. En ce qui concerne la mer, sa température reste constante, égale à sa valeur initiale, et le rapport de mélange y est saturant. Des études ultérieures seraient à mener en vue d'une prise en compte plus réaliste de l'interaction océan-atmosphère, en présence d'"upwellings" notamment (Mizzi et Pielke, 1984). Dans une revue sur l'interaction océan-atmosphère, Pielke (1981) souligne l'intérêt d'une telle prise en compte. La rugosité de la mer est calculée en fonction des tensions en surface par la formule de Charnock (1955) :

$$Z_0 = 0,032 u_*^2 g^{-1} \quad \text{si } Z_0 \leq 0,0015 \text{ cm}$$

III - FORCAGE RADIATIF

Les flux radiatifs au niveau de l'interface, ainsi que les taux de refroidissement infrarouge et de réchauffement solaire dans l'atmosphère sont calculés suivant la méthode de Mahrer et Pielke (1977).

A - Rayonnement solaire

Le rayonnement solaire net au sol s'écrit :

$$K^* = (t - a_w) (1 - A) K_i$$

Le flux de rayonnement solaire descendant K_i dépend de l'angle zénithal Z , lequel est donné par la formule (49 bis). a_w représente une fonction d'absorption de la vapeur d'eau relative à l'ensemble du spectre solaire. McDonald (1960) a fourni la fonction empirique suivante :

$$a_w = 0,077 \left(\frac{\delta P}{\cos Z} \right)^{0,3}$$

où δP représente la quantité d'eau condensable définie par :

$$P(Z) = \int_Z^{Z_{top}} \rho q \, dz$$

Atwater et Brown (1974) ont défini une fonction transmission t tenant compte de la diffusion de Rayleigh et de l'absorption par les gaz permanents de l'atmosphère (oxygène, ozone et gaz carbonique). Ainsi :

$$t = 1,03 - 0,08 \left(\left[9,49 \cdot 10^{-4} p \text{ (mb)} + 0,051 \right] / \cos Z \right)^{1/2}$$

L'albédo de surface A s'écrit comme suit sur une surface partiellement couverte de végétation :

$$A = \sigma_f a_f + (1 - \sigma_f) a_g$$

Sur une étendue d'eau, la formule suivante, proposée par Atwater et Ball (1981), est utilisée pour l'albédo :

$$A = - 0,0139 + 0,0467 \operatorname{tg} Z \quad \text{avec } 0,03 \leq A \leq 1$$

B - Rayonnement infrarouge

Ce rayonnement correspond à l'émission thermique de la terre et de l'atmosphère. Son expression générale est basée sur la résolution de l'équation du transfert radiatif, laquelle traite de l'émission et de l'absorption simultanée par le gaz carbonique, l'ozone, la vapeur d'eau, etc. L'introduction du concept d'émissivité "large bande" permet d'écrire les flux radiatifs montant et descendant à un niveau quelconque sous la forme (Sasamori, 1968) :

$$L_{\uparrow} = \Sigma T_g^4 (1 - \epsilon(u, T)) + \int_0^u \Sigma T^4(\tilde{u}) \frac{d\epsilon}{d\tilde{u}}(u - \tilde{u}, T) d\tilde{u}$$

$$L_{\downarrow} = \int_0^{u_{\text{at}}} \frac{d\epsilon}{d\tilde{u}}(\tilde{u} - u, T) \Sigma T^4(\tilde{u}) d\tilde{u}$$

où u est défini par :

$$u = \int_0^Z \rho_a dz$$

avec ρ_a la masse volumique de l'absorbant considéré.

Pour la vapeur d'eau, les émissivités "large bande" sont calculées d'après les formules empiriques de Kuhn (1963) :

$$\epsilon_{H_2O}(u, T) \simeq \epsilon_{H_2O}(r) = \begin{cases} 0,113 \log_{10}(1 + 12,6 \bar{r}) & \log_{10} \bar{r} \leq -4 \\ 0,104 \log_{10}(\bar{r}) + 0,440 & -4 < \log_{10} \bar{r} \leq -3 \\ 0,121 \log_{10}(\bar{r}) + 0,491 & -3 < \log_{10} \bar{r} \leq -1,5 \\ 0,146 \log_{10}(\bar{r}) + 0,527 & -1,5 < \log_{10} \bar{r} \leq -1 \\ 0,161 \log_{10}(\bar{r}) + 0,542 & -1 < \log_{10} \bar{r} \leq 0 \\ 0,136 \log_{10}(\bar{r}) + 0,542 & \log_{10} \bar{r} > 0 \end{cases}$$

avec : $\bar{r} = \int_z^{z+dz} \rho q dz$

Pour le dioxyde de carbone, la formulation de Kondratyev (1969) est proposée :

$$\epsilon_{CO_2}(u, T) \approx \epsilon_{CO_2}(\bar{c}) = 0,185 \left[1 - \exp(-0,3919 \bar{c}^{0,4}) \right]$$

où \bar{c} est le trajet optique relatif à CO_2

$$\bar{c} = -0,4148239 \left[p(Z + \delta Z) - p(Z) \right]$$

p s'exprimant en millibars.

L'absorption par l'ozone est négligée ici, son effet étant surtout sensible dans la stratosphère, tandis que notre travail est centré sur la couche limite troposphérique. De par le faible recouvrement des bandes d'absorption pour la vapeur d'eau et le gaz carbonique, il est possible d'écrire en première approximation :

$$\epsilon(u, T) \approx \epsilon_{H_2O}(\bar{r}) + \epsilon_{CO_2}(\bar{c})$$

Lorsque le sol est partiellement recouvert de végétation, une pondération en fonction du facteur d'écran σ_f est introduite sur les flux infrarouge de surface, conduisant à la définition d'une température radiométrique équivalente T_{rad} par Balick et al. (1981):

$$T_{rad} = \left(\sigma_f \epsilon_f T_f^4 + (1 - \sigma_f) \epsilon_g T_g^4 \right)^{1/4}$$

L'échelle de temps caractéristique des phénomènes radiatifs infrarouge, grande devant le pas de temps du modèle, permet de ne calculer, dans le modèle, les flux associés qu'à fréquence de 30 minutes.

C - Effet de pente sur le rayonnement

Les bilans radiatifs locaux sur les terrains en pente sont modifiés. En effet, sur une pente, l'orientation de la surface du sol par rapport à la direction du soleil module l'apport énergétique par le rayonnement solaire direct. Les variations des flux et de la température de surface induits peuvent créer des circulations secondaires analogues aux effets de brise de mer et, par suite, influencer sur la structure de la couche limite. Ces effets, négligeables à l'échelle synoptique, peuvent être déterminants à mésoéchelle. Kondratyev (1969) a proposé des formules prenant en compte l'influence de la pente sur les rayonnements solaires et infrarouge au sol. Ainsi :

$$K^{sl}_i = K_i \cos i / \cos Z$$

$$L^{sl}_i = L_i \cos \alpha'$$

avec : $\cos i = \cos \alpha' \cos Z + \sin \alpha' \sin Z \cos (\beta - \gamma')$

où α' est la pente du terrain définie par :

$$\alpha' = \arctg \left[\left(\frac{\partial Z_g}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial Z_g}{\partial y} \right)^2 \right]^{1/2}$$

Z_g étant l'altitude du terrain par rapport au réseau de la mer. La quantité $\beta - \gamma'$ est l'orientation de l'azimut du soleil β par rapport à l'azimut de la pente du terrain γ' (Fig. 67), l'azimut de pente s'écrivant :

$$\gamma' = \frac{\pi}{2} - \arctg \left(\frac{\partial Z_g}{\partial y} / \frac{\partial Z_g}{\partial x} \right)$$

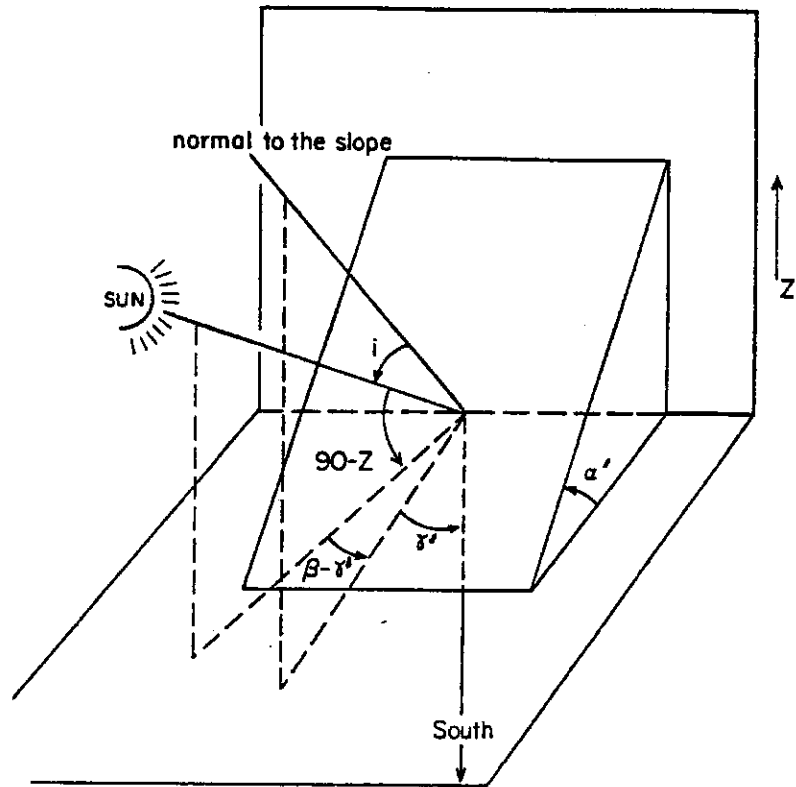


Figure 67 : Effet de pente sur le rayonnement.

Illustration des différents angles intervenant dans les formules de Kondratyev (1969).

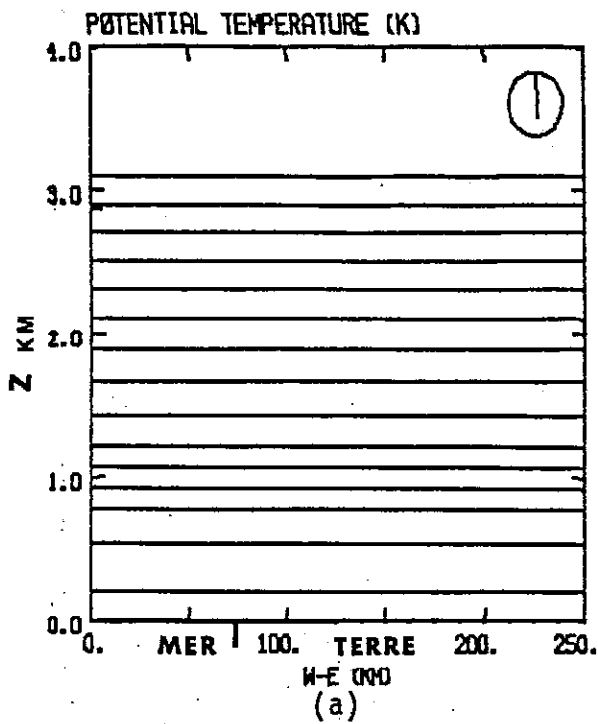
et l'azimut du soleil s'exprimant par :

$$\beta = \arcsin \left(\frac{\cos \delta \sin h_r}{\sin Z} \right)$$

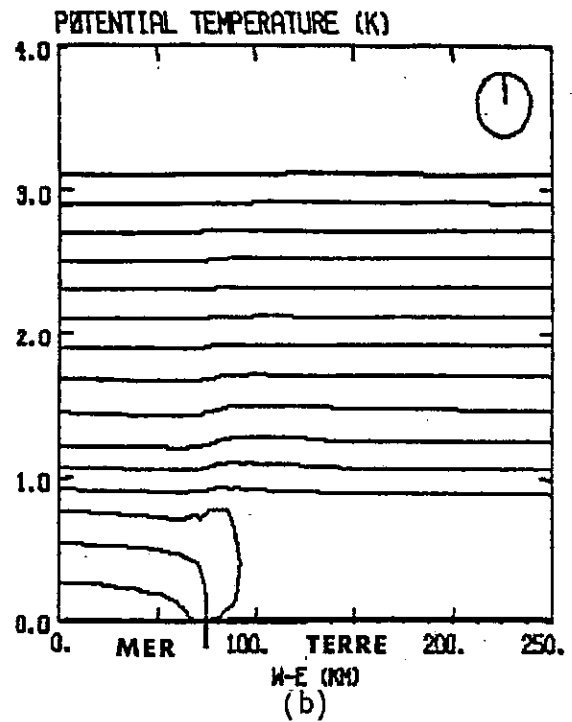
IV - SIMULATION NUMERIQUE D'UNE BRISE DE MER

Nous procédons ici à l'analyse des résultats fournis par le modèle sur une situation idéalisée. A gauche de chaque figure, la mer occupe les 70 km de la surface ouest du domaine. A droite, sur chaque figure, le sol de la partie continentale est constitué d'une couche de sable d'un mètre d'épaisseur, initialisé uniformément avec une fraction d'eau en volume égale à 30 % de sa porosité.

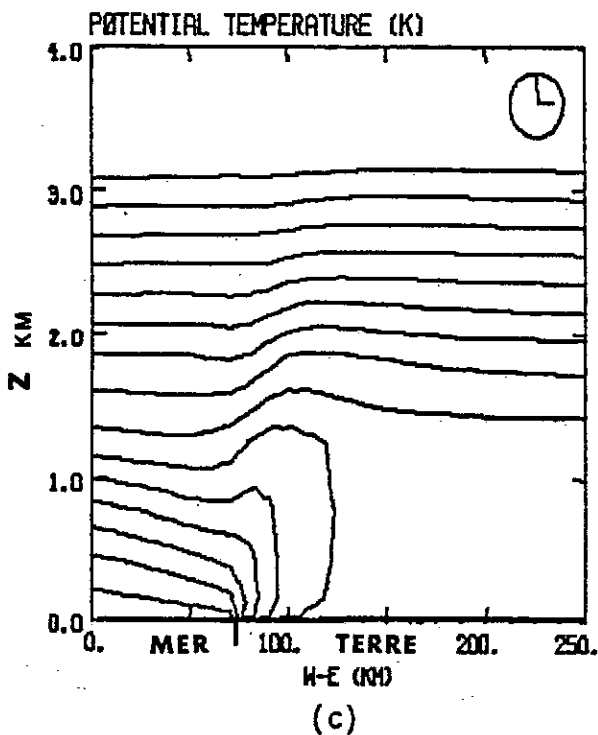
Sur la Figure 68 ont été reportés les isocontours de température potentielle jusqu'à 4 km, à l'instant initial (6 h LST), après 6 heures de simulation (12 h LST), après 9 heures de simulation (15 h LST) et après 12 heures de simulation (18 h LST). Sur toutes les figures sont reportées, en haut et à droite de chacun des graphes, les valeurs des isocontours, ainsi que les valeurs extrêmes (minimum et maximum) à l'intérieur du domaine représenté (valeurs notées à côté de la mention "EXTR:"). Les heures sont indiquées en temps local par l'horloge en haut et à droite de chaque dessin. Partant d'une situation horizontale homogène et stable (Fig. 68-a), on note qu'après 12 heures de simulation le chauffage du sol détermine l'apparition d'une couche de mélange épaisse d'environ un kilomètre au-dessus de la terre (Fig. 68b), alors que sur la mer subsiste une couche stable, très voisine du profil initial. Cette évolution s'accroît dans la suite de la journée. Les Figures 68-c et 68-d font apparaître un épaissement de la couche adiabatique, valant 1,5 km à 15 h et 1,8 km à 18h, ainsi qu'une diminution de son extension horizontale provoquée par l'advection d'air maritime froid vers la Terre, laquelle marque la progression du front de brise sur le continent. La Figure 69 représente les isocontours de température potentielle



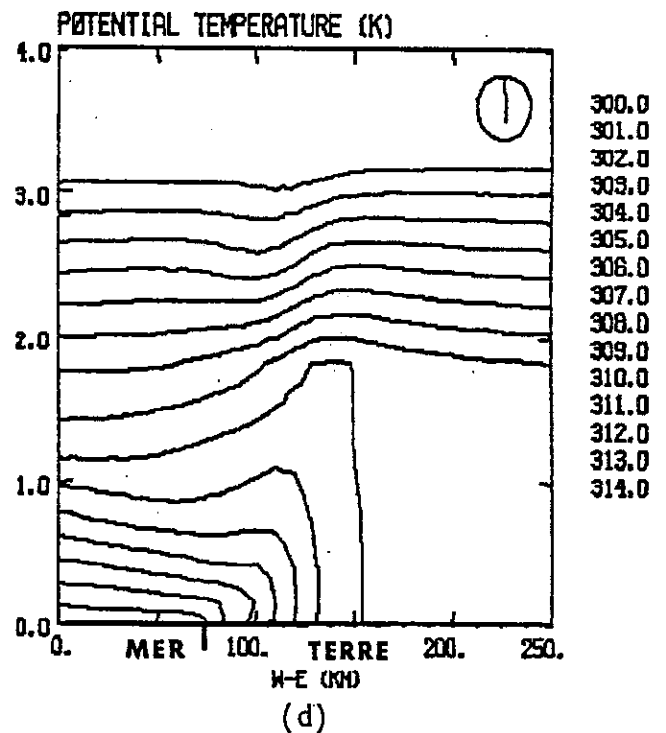
TH=21600. EXTR= 298.948 , 915.080
 AVE= 304.432 , 234



TH=49200. EXTR= 299.214 , 915.008
 AVE= 305.903 , 234



TH=54000. EXTR= 299.229 , 915.087
 AVE= 306.974 , 234



TH=64800. EXTR= 299.329 , 915.469
 AVE= 306.563 , 234

Figure 68 : Champs de température potentielle à 6 h LST (a), 12 h LST (b), 15 h LST (c) et 18 h LST (d) (conditions en surface : sable avec $\eta_{\text{initial}} = 0,3 \eta_s$).

à 16 h LST issus d'une simulation de Mahrer et Pielke (1978) pour des conditions initiales voisines. La Figure 68-c s'y compare favorablement, notamment en ce qui concerne l'épaississement de la couche de mélange. La pénétration du front à l'intérieur des terres est toutefois moins importante avec notre modèle. Ceci s'explique par l'introduction d'un vent synoptique, soufflant de la mer vers la terre à la vitesse de 1 m s^{-1} , dans le modèle de Mahrer et Pielke (1978), ce qui n'est pas le cas dans notre modèle.

En ce qui concerne les vitesses horizontale et verticale de l'air, les isocontours des valeurs obtenues après 12 heures de simulation dans les quatre premiers kilomètres d'atmosphère sont tracés sur les Figures 70 a et b à 18 h LST, temps correspondant au développement maximum de la brise de mer. Nous pouvons noter sur la Figure 70-a des vents horizontaux atteignant 8 m s^{-1} à une quarantaine de kilomètres de la côte, localisés à une centaine de mètres au-dessus du sol. Le courant de retour, d'intensité deux fois plus faible, a son maximum situé à environ deux kilomètres d'altitude. L'épaisseur du courant de brise de mer est ici de 800 m au niveau de la ligne de côte. Cette valeur s'accorde favorablement avec les observations de terrain qui sont résumées dans le Tableau 12 pour des situations rencontrées typiquement aux latitudes moyennes et tropicales. Dans le Tableau 13 sont reportées diverses valeurs mesurées du maximum de vitesse du courant de brise et du courant de retour, ainsi que leur localisation en altitude. D'après ce tableau, les résultats que nous obtenons apparaissent cohérents avec ces mesures expérimentales. Une comparaison plus détaillée peut être faite avec les résultats des simulations numériques de Physick (1976) et Mahrer et Pielke (1977) dans des conditions météorologiques et de latitude assez proches. Les champs correspondants sont présentés sur les Figures 71-a et 72-a pour la composante u et sur les Figures 71-b et 72-b pour la composante w. On constate un bon accord en ordre de grandeur et en localisation spatiale avec les résultats que nous avons obtenus, qui sont présentés sur les Figures 70-a et 70-b pour les mêmes quantités.

Source	Location	Depth
Air Ministry (1943)	British Isles	150-300 m
Craig <i>et al.</i> (1945)	Massachusetts	120 m
de Felice and Gasne-Tabbagh (1971)	Brittany	700 m
Dixit and Nicholson (1964)	Bombay	<1 km
Findlater (1963)	UK	1.5 km
Frizzola and Fisher (1963)	Long Island	<1 km
Hatcher and Sawyer (1947)	Madras	170-200 m
Hsu (1970)	Texas	670 m
Johnson and O'Brien (1973)	Oregon	1 km
Keen and Lyons (1978)	Lake Michigan	500-800 m
Kimble <i>et al.</i> (1946)	Tropics	1-1.2 km
Lyons (1972)	Lake Michigan	500 m
Moroz (1967)	Lake Michigan	500 m
Narayanan (1967)	Thumba, India	0.8-1 km
Pedgley (1958)	Ismaïlia	1 km
Peters (1938)	Worthy Down, UK	300-600 m
Preston-Whyte (1969)	Natal	600-900 m
Ramanadham and Subbaramayya (1965)	Visakhapatnam, India	600 m
Ramanathan (1931)	Poona	1.2 km
Ramdas (1931)	Karachi	0.5-1.5 km
Roy (1940)	Madras	0.5-1 km
Schroeder <i>et al.</i> (1967)	California	0.5-2 km
Sherman (1880)	California	150-200 m
Smith (1974)	East Anglia, UK	1.2 km
Sutcliffe (1937)	Felixstowe, UK	500-600 m
van Bemmelen (1922)	Batavia	1-1.2 km
Wexler (1946)	Danzig	200 m
	Tropics	1-2 km

Tableau 12 : Mesures expérimentales de l'extension verticale de brises de mer (d'après Atkinson, 1981).

Source	Location	Speed (m s ⁻¹)	Height at which speed occurred (m)
(a) Sea breeze			
Air Ministry (1943)	Lossiemouth		60-150
	Mt Batten	4.5-6.3	150-240
	Felixstowe		<150
	Wick	4.5-5.4	<100
de Felice and Gasne-Tabbagh (1971)	Brittany	3	<700
Dixit and Nicholson (1964)	Bombay	10.3	
Hsu (1970)	Texas	2.2	
Johnson and O'Brien (1973)	Oregon	7.2	
Keen and Lyons (1978)	Lake Michigan	4.1	150
Kimble <i>et al.</i> (1946)	Tropics	7.7	
Kopfmüller (1922)	Lake Constance	2.3	
Lyons (1972)	Lake Michigan	6	
Mizumi and Kakuta (1974)	Japan	8-10	100
Moroz (1967)	Lake Michigan	4-7	250
Narayanan (1967)	Thumba, India	11.3	
Pedgley (1958)	Ismaïlia	5	
Preston-Whyte (1969)	Natal	4	180-240
Ramanadham and Subbaramayya (1965)	Visakhapatnam, India	5-7	200
van Bemmelen (1922)	Batavia	7.2	
Wexler (1946)	Tropics	7	
	Europe	2	
(b) Return current			
Dixit and Nicholson (1964)	Bombay	7.7	
Eddy (1966)	Texas	4	
Fisher (1960)	Massachusetts	2	
Koschmeider (1941)	Danzig	4	
Lyons (1972)	Lake Michigan	4	
Ramdas (1931)	Karachi	1-1.3	
van Bemmelen (1922)	Batavia	3	

Tableau 13 : Mesures expérimentales de la vitesse maximale et de l'altitude de courants de brise de mer et de retour (d'après Atkinson, 1981).

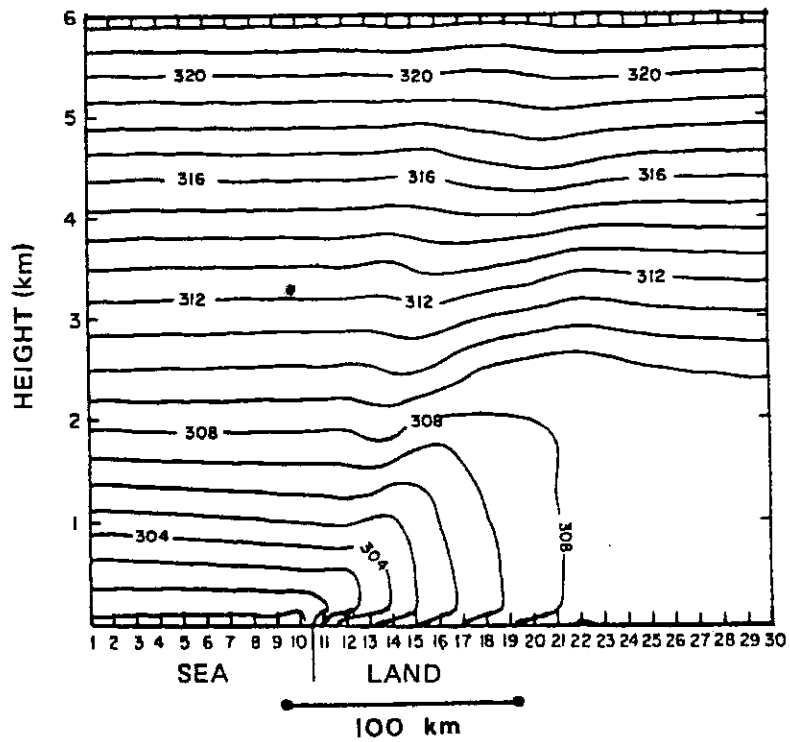
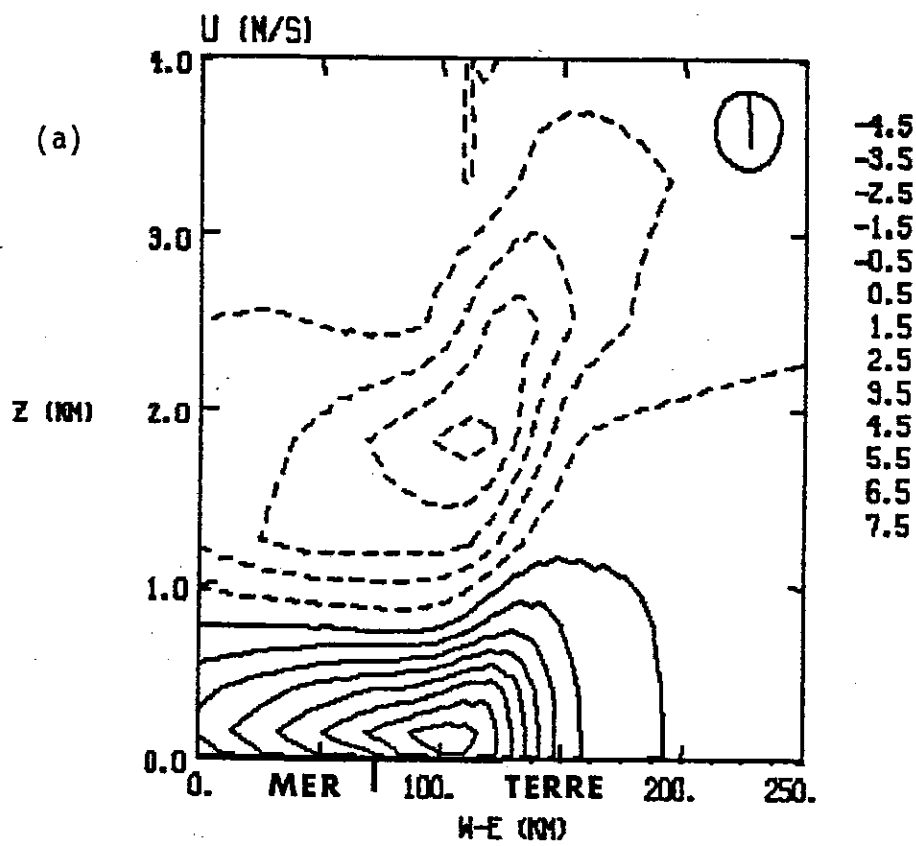
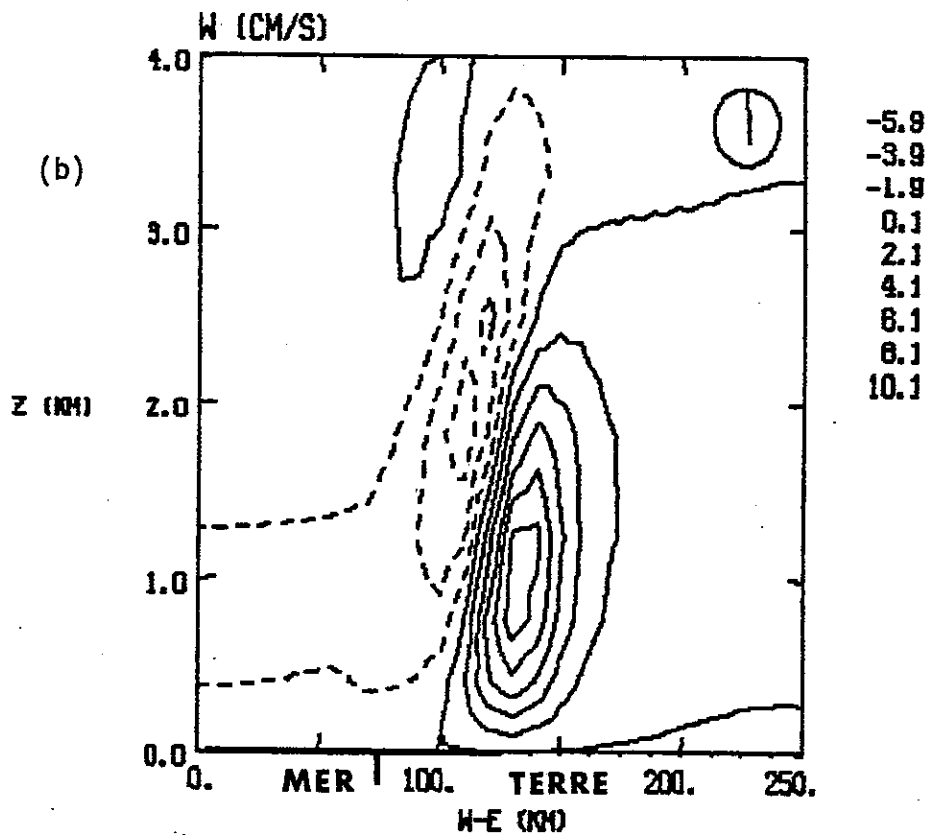


Figure 69 : Champ de température potentielle à 16 h LST obtenu dans la simulation numérique d'une brise de mer par Mahrer et Pielke (1978).

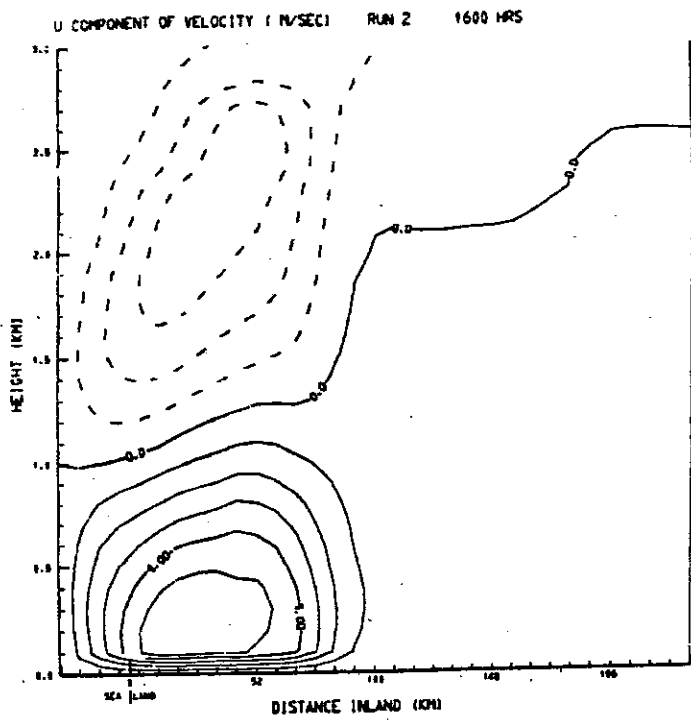


U J = 1. TN=84800. EXTR= -4.887 , 8.041
 AVE= 0.423 , 234

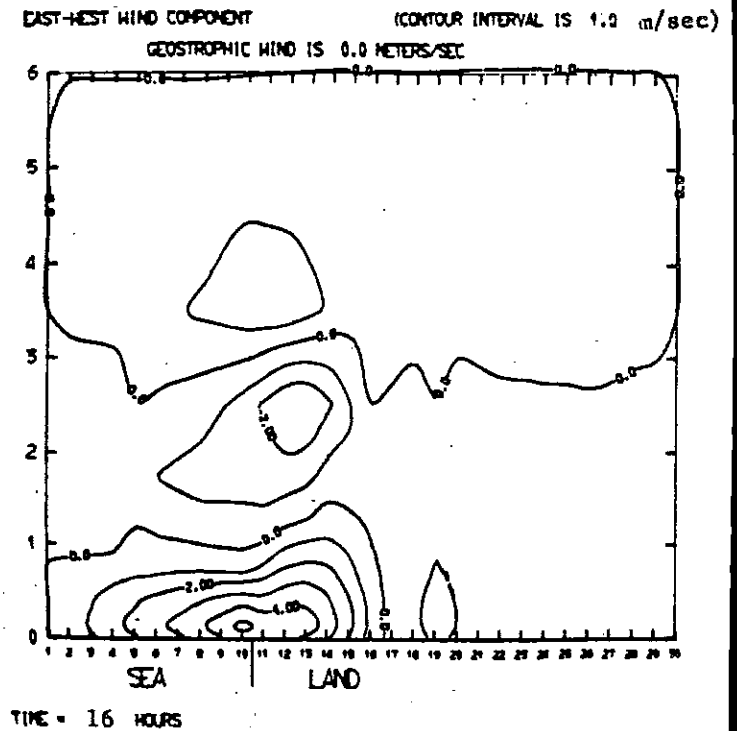


W J = 1. TN=84800. EXTR= -7.262 , 11.366
 AVE= 0.068 , 234

Figure 70 : Champs de vitesses horizontale (a) et verticale (b) à 18 h LST (conditions en surface : sable avec $\eta_{\text{initial}} = 0,3 \eta_S$).

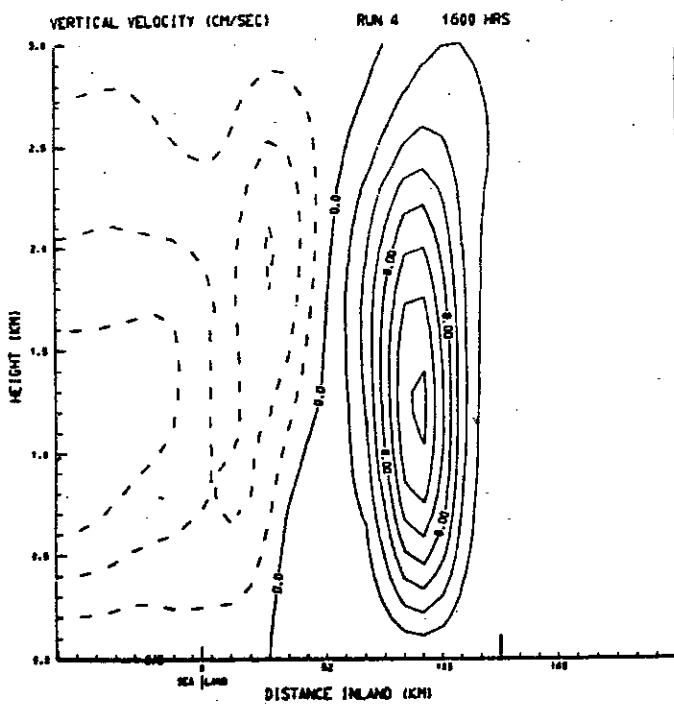


(a)

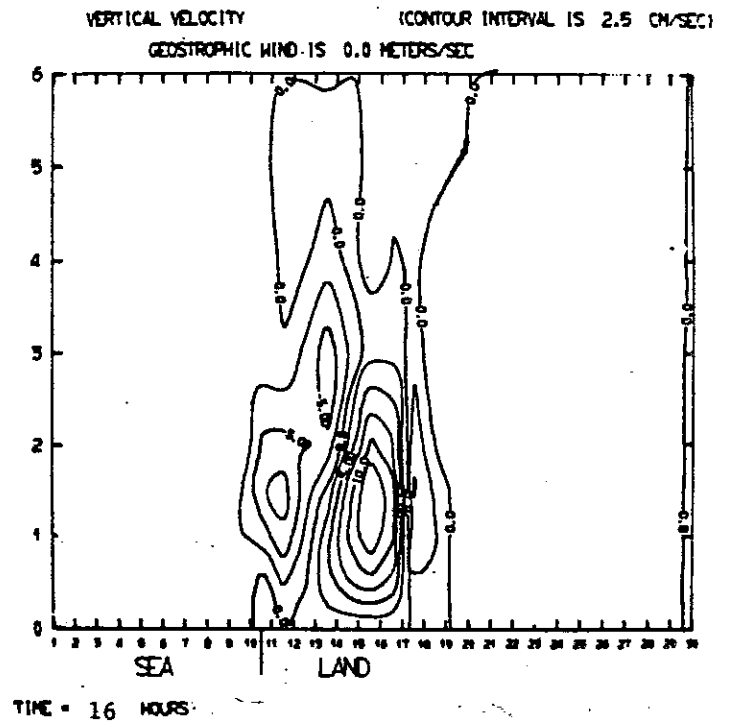


(b)

Figure 71 : Champs de vitesse horizontale à 16 h LST obtenus dans les simulations numériques de Physick (1976) (a) et Mahrer et Pielke (1977) (b).



(a)



(b)

Figure 72 : Identique à la Fig. 71, mais pour la vitesse verticale.

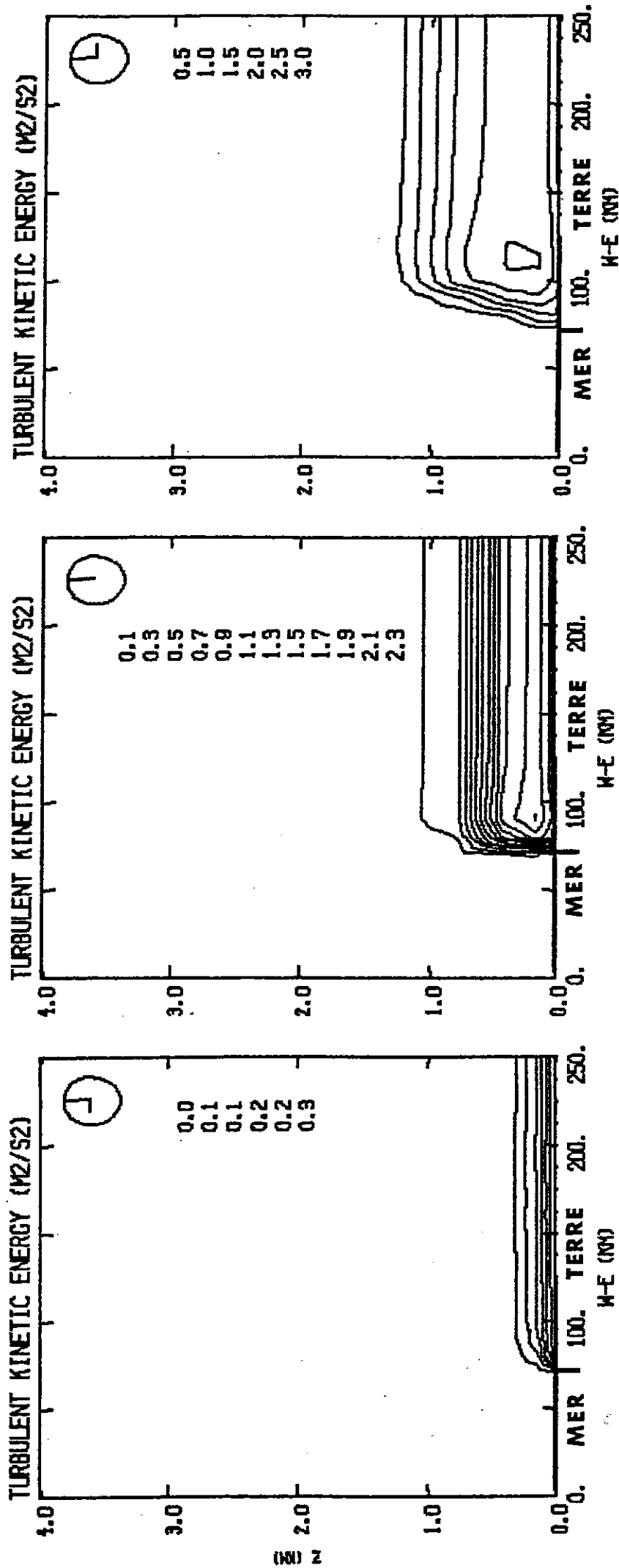
Dans notre cas, le maximum de vitesse verticale ascendante à 18 h LST permet de localiser le front de brise à 60 km environ à l'intérieur des terres. Les mesures expérimentales de la pénétration du front de brise publiées dans la littérature (Tableau 14) indiquent des valeurs très dispersées, mais en général plus élevées que celle trouvée dans notre modélisation. Il est cependant difficile d'attacher beaucoup de valeur à cette comparaison dans la mesure où la pénétration du front de brise est dépendante aussi bien de la latitude que du vent moyen synoptique, nul dans notre cas, et très variable pour les observations du Tableau 14. Une étude plus détaillée de ce problème est présentée par Mahrer et Pielke (1978).

Les coupes verticales du champ d'énergie cinétique turbulente sont rassemblées sur les Figures 73 a, b et c à 9, 12 et 15 h LST respectivement. Nous remarquons l'augmentation de l'énergie en cours de journée, aussi bien en intensité qu'en extension verticale au-dessus du continent. Elle passe en effet d'une valeur maximale de $0,3 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$ à 9 h LST, à une valeur maximale de $2,3 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$ à 12 h et de $3 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$ à 15 h. Compte tenu des valeurs habituellement mesurées dans la couche limite planétaire, cette dernière valeur d'ECT semble un peu forte. A 9 h LST, l'ECT reste confinée dans les 300 premiers mètres de l'atmosphère, pour s'étendre jusqu'à 1,5 km à 15 h LST. La comparaison des Figure 73-b et 73-c montre la progression du maximum d'ECT vers l'intérieur des terres, associée à la pénétration du front de brise (zone marquée par de forts gradients du vent et de la température). Le maximum est localisé à 12 h LST à 20 km de la côte, alors qu'à 15 h LST il se situe à 40 km environ.

En ce qui concerne les champs des variables atmosphériques moyennes et turbulentes, la simulation de brise de mer que nous venons de décrire indique un comportement vraisemblable de notre modèle bidimensionnel doté des paramétrisations du sol, de la couche limite planétaire et du rayonnement. Les résultats que nous

Source	Location	Inland penetration (km)
Air Ministry (1943)	British Isles	48-64
Blanford (1889)	India	110
Clarke (1955)	Australia	250-330
Dixit and Nicholson (1964)	Bombay	> 80
Fegusson (1971)	Harrogate, UK	113-129
Findlater (1963)	British Isles	55
Hsu (1970)	Texas	50-65
Johnson and O'Brien (1973)	Oregon	> 60
Keen and Lyons (1978)	Lake Michigan	25
Kimble <i>et al.</i> (1946)	Tropics	80
Marshall (1950)	UK	160
Moroz (1967)	Lake Michigan	25-30
Pedgley (1958)	Ismailia	110
Preston-Whyte (1969)	Natal	65
Ramakrishnan and Jambunathan (1958)	Madras	> 120
Ramanathan (1931)	Poona	110
Schroeder <i>et al.</i> (1967)	Various quoted	Up to 300
Smith (1974)	UK	160
Wexler (1946)	Tropics	
	Massachusetts	40
	California	100
	UK	10-15

Tableau 14 : Mesures expérimentales de la pénétration de brises de mer à l'intérieur des terres (d'après Atkinson, 1981).



TN=82400. EXTR= 0.000 ; 0.394
 AVE= 0.038 ; 234
 TN=48200. EXTR= 0.000 ; 2.311
 AVE= 0.471 ; 234
 TN=54000. EXTR= 0.000 ; 9.098
 AVE= 0.776 ; 234

(a)

(b)

(c)

Figure 73 : Champs d'énergie cinétique turbulente à 9 h LST (a), 12 h LST (b) et 15 h LST (c) (conditions en surface : sable avec $\eta_{initial} = 0,3 \eta_S$).

avons obtenus correspondent bien qualitativement et quantitativement avec les travaux publiés, théoriques (Mahrer et Pielke, 1977, 1978 ; Physick, 1976) ou expérimentaux (Atkinson, 1981).

Nous procédons à présent à divers tests de sensibilité portant sur l'influence du développement de brises aux conditions à l'interface sol-atmosphère (végétation, humidité, relief).

V - TESTS DE SENSIBILITE

A - Influence de l'humidité du sol

Dans la partie A, les tests réalisés à l'aide du modèle unidimensionnel ont révélé la grande sensibilité de l'évolution diurne des flux en surface en fonction de l'humidité du sol. Nous examinons ici comment ce paramètre modifie le développement de brises de mer. Dans ce but, nous comparons les résultats de la simulation présentée précédemment avec ceux issus d'un test analogue, avec toutefois un sol sableux beaucoup plus humide (teneur en eau initiale à 90 % de sa valeur à saturation).

Sur les Figures 74 a, b et c ont été reportés les maxima d'énergie cinétique (a), du vent horizontal (b) et de la vitesse verticale (c) en fonction du temps. On observe une forte diminution des transferts turbulents lorsque l'on passe d'un sol sec à un sol humide. Le maximum d'énergie cinétique turbulente à 15 h LST diffère d'un facteur trois d'une simulation à l'autre, avec une valeur de $3 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$ dans le cas sec, contre $1 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$ seulement sur sol humide.

De même, si l'on s'intéresse aux vitesses verticales et au vent horizontal, l'intensité de la brise apparaît beaucoup plus faible sur le sol humide. Le contraste thermique entre la terre et

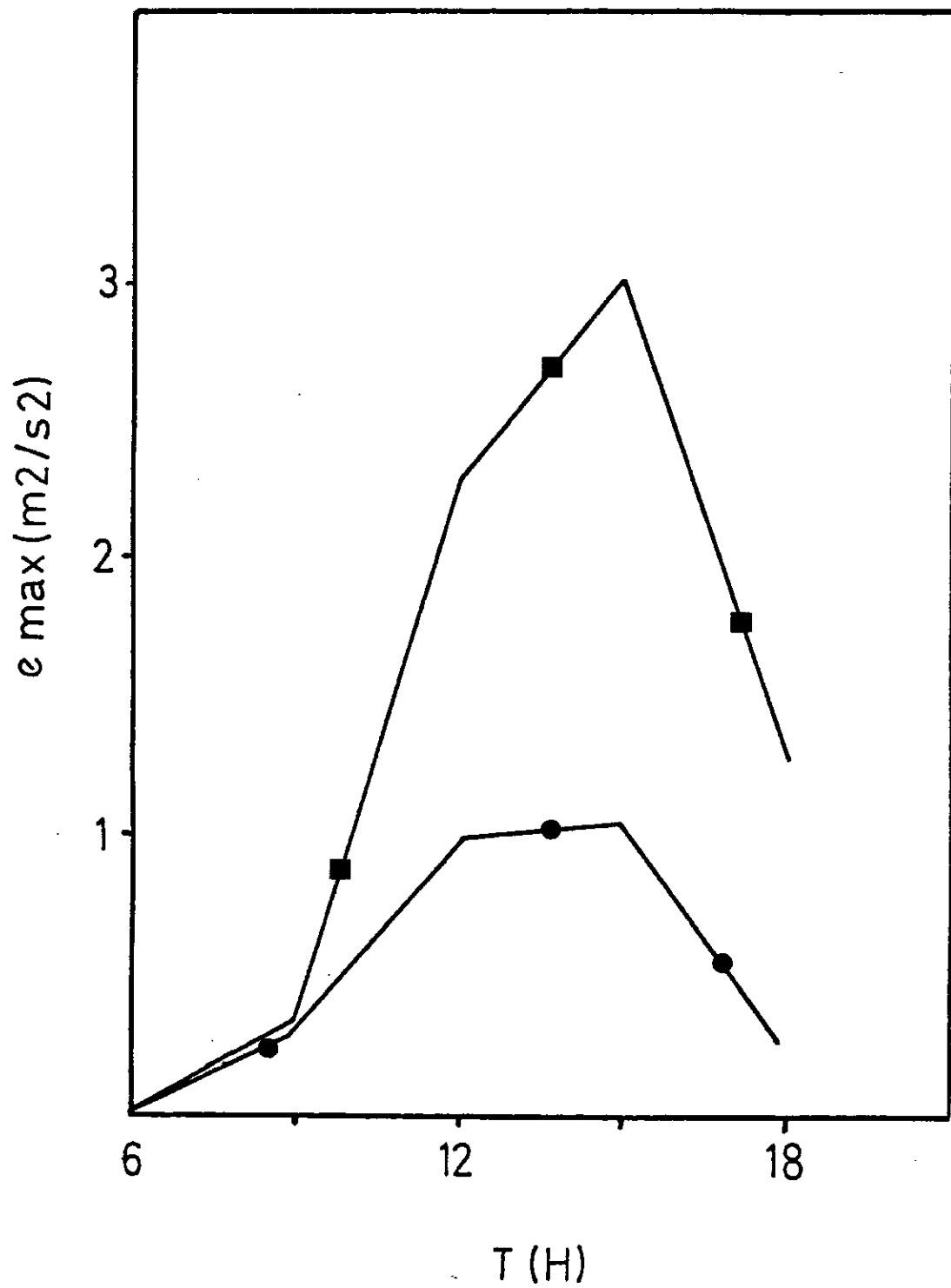


Figure 74-a : Evolution temporelle du maximum d'énergie cinétique turbulente pour une brise de mer :
 - sur sol sec (—■—)
 - sur sol humide (—●—)

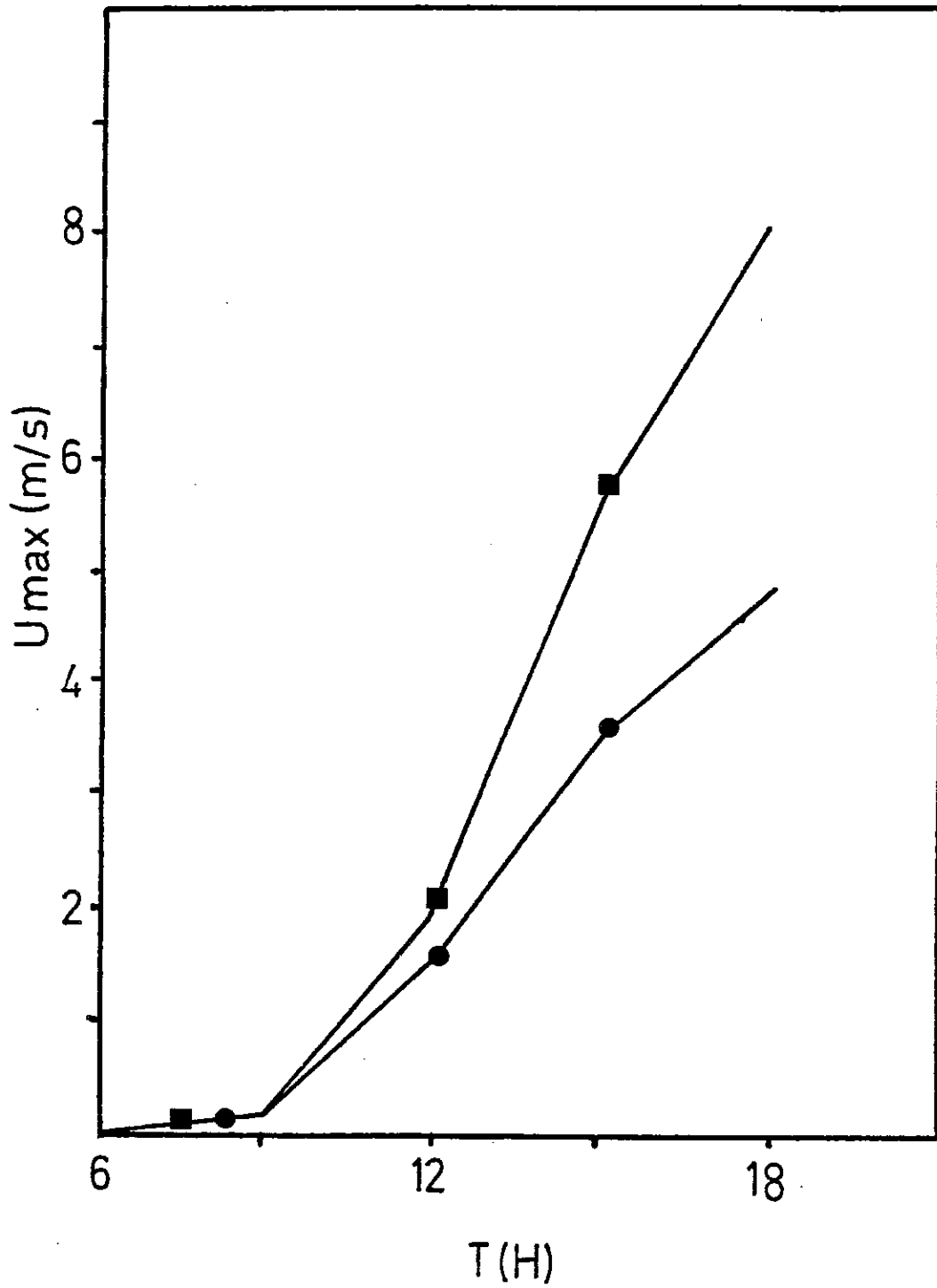


Figure 74-b : Identique à la Fig. 74-a, mais pour le vent horizontal.

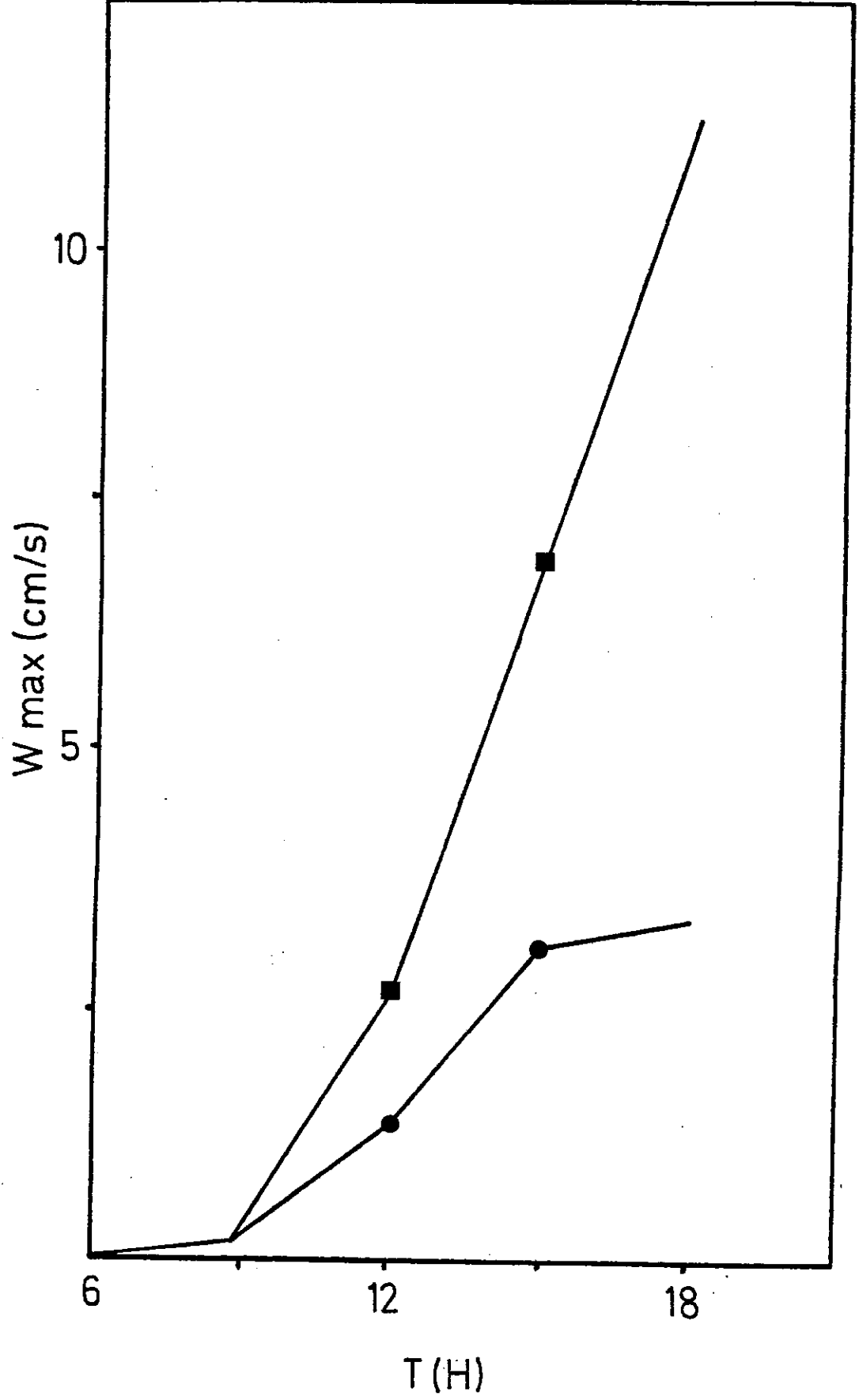
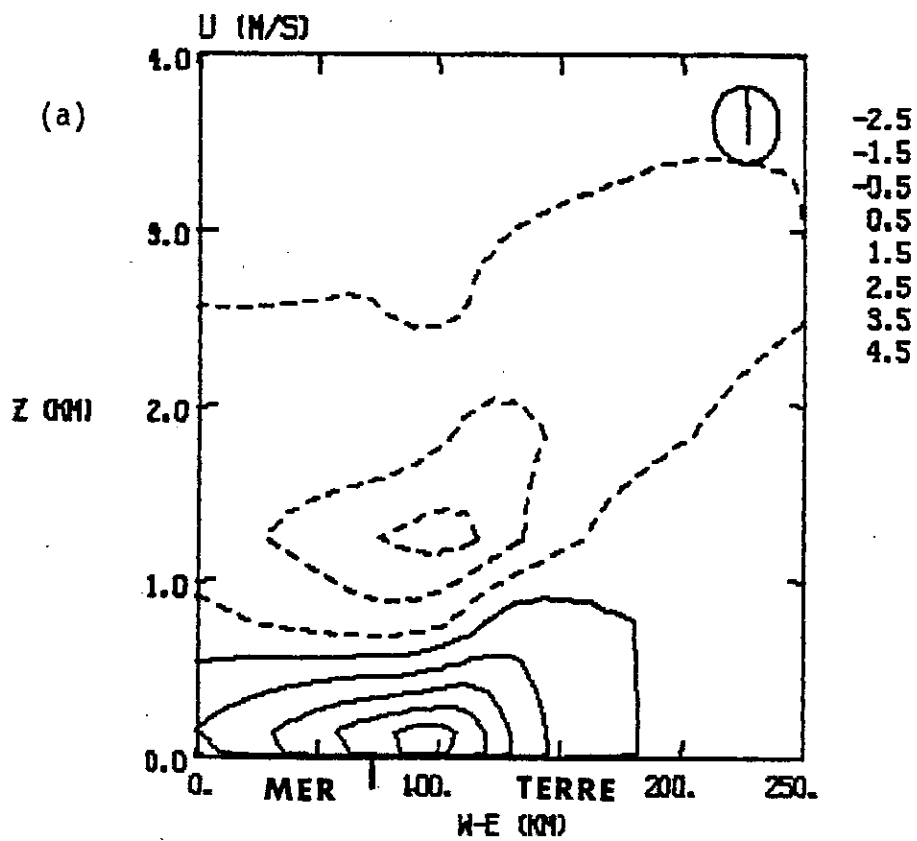


Figure 74-c : Identique à la Fig. 74-a, mais pour la vitesse verticale.

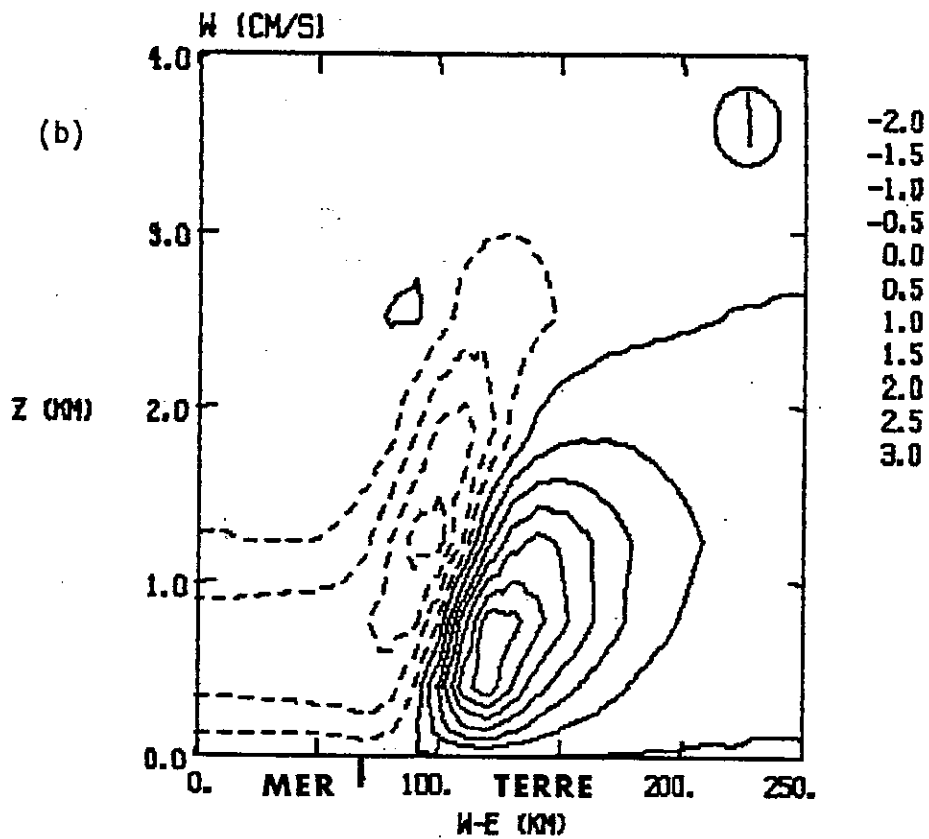
la mer est moins important sur sol humide, puisque la plus grande partie de l'énergie disponible en surface est utilisée pour l'évaporation et non pour l'échauffement du sol. Ce résultat confirme la constatation faite précédemment qui soulignait la dépendance du rapport des flux de chaleurs sensible et latente vis-à-vis de l'humidité superficielle du sol. A 18 h LST, sur sol sec, les vitesses verticales sont trois fois supérieures à celles sur sol humide et le vent horizontal deux fois plus intense. Ce résultat est cohérent avec les propriétés connues des écoulements de brise (Anthes, 1978 ; Segal et al., 1984) qui rattachent la circulation de l'écoulement à l'intensité du gradient horizontal de température en surface.

Durant les premières heures de simulation (entre 6 h LST et 9 h LST), les deux sols subissent des évolutions très proches. Ce comportement s'explique par le fait que le sol initialisé avec l'humidité la plus faible évapore en début de journée la plus grande partie de l'eau superficielle, d'où un échauffement initial du sol relativement peu important. La comparaison des Figures 75 et 70, présentant les isocontours de vitesse verticale et de vent horizontal après 12 heures de simulation, met bien en évidence la diminution de l'extension verticale de la brise avec une initialisation très humide du sol. Sur la Figure 75-a, le maximum du courant de retour se situe à 1200 m, alors qu'il est placé à 1700 m sur la Figure 70. De même, les noyaux de vitesse verticale sont beaucoup moins développés verticalement sur la Figure 75-b que sur la Figure 70-b. Nous pouvons aussi remarquer une pénétration moins prononcée du front de brise d'environ 10 km sur sol humide que sur sol sec. Ce résultat est à rapprocher de l'étude de Physick (1980) sur l'influence des flux en surface vis-à-vis de la pénétration du front de brise à l'intérieur des terres.

L'ensemble des résultats présentés dans cette comparaison confirme donc les conclusions obtenues lors de l'étude unidimensionnelle sur l'influence de l'état hydrique du sol rela-



TN=64800. EXTR= -2.803 , 4.850
 AVE= 0.217 , 234



TN=64800. EXTR= -2.235 , 3.404
 AVE= 0.019 , 234

Figure 75 : Champs de vitesses horizontale (a) et verticale (b) à 18 h LST (conditions en surface : sable avec $\eta_{\text{initial}} = 0,9 \eta_S$).

tivement à l'évolution diurne de la basse atmosphère. Des modifications similaires, apportées par l'humidité du sol, sur l'évolution de diverses circulations mésoéchelle (brises de mer, écoulement de pente, vent de montagne) ont aussi été notées dans les simulations numériques de Ookouchi et al. (1984). De même, McCumber (1980) a constaté l'inhibition de la brise de mer en Floride lorsque le sol est très humide.

B - Influence de la végétation

Dans la partie A, nos tests de sensibilité ont mis en évidence les modifications importantes apportées par un couvert végétal dans l'évaluation des flux à l'interface sol-atmosphère au cours du cycle diurne. Il est donc intéressant d'examiner l'influence d'une végétation sur le développement d'une brise de mer. Un ensemble de trois simulations a été réalisé sur sol sableux, avec une teneur en eau initiale de $0,6 \eta_S$: tout d'abord, une simulation sur sol nu, puis une simulation de brise en présence d'une végétation herbeuse de 10 cm, et finalement une simulation de brise sur une forêt haute de 15 m. Les divers paramètres physiques caractérisant ces trois tests sont rassemblés dans le Tableau 15.

Sur la Figure 76 est reportée l'évolution du maximum d'énergie cinétique turbulente entre 6 h LST et 18 h LST. Des valeurs plus importantes d'environ 50 % sont notées lorsque le sol est recouvert de végétation, l'effet étant plus accentué en présence d'un couvert forestier que sur sol herbeux. Yamada (1982) a remarqué, dans deux simulations unidimensionnelles avec et sans végétation, un tel renforcement de l'énergie cinétique turbulente. Cette tendance s'explique probablement par la rugosité plus importante en surface sur forêt qui conduit à un renforcement du cisaillement de vent au voisinage de l'interface. Le couvert végétal convertit ainsi l'énergie cinétique moyenne de l'écoulement en énergie cinétique turbulente. Le flux de chaleur sensible de la végétation concourt

Sol		Sable ($\eta_{\text{initial}} = 0,6 \eta_S$)	
Végétation	Néant	Herbe	Forêt
Hauteur (m)		0,1	15
Rugosité (cm)	1	1	150
Emissivité	1	0,94	0,98
Albédo	fonction de l'humidité du sol et de l'angle zénithal	0,1	0,2
Facteur d'écran	0	0,82	0,90
Résistance stomatique critique (sm^{-1})		400	800

Tableau 15 : Paramètres caractérisant l'interface sol-atmosphère relatifs à l'étude de brises de mer bidimensionnelles.

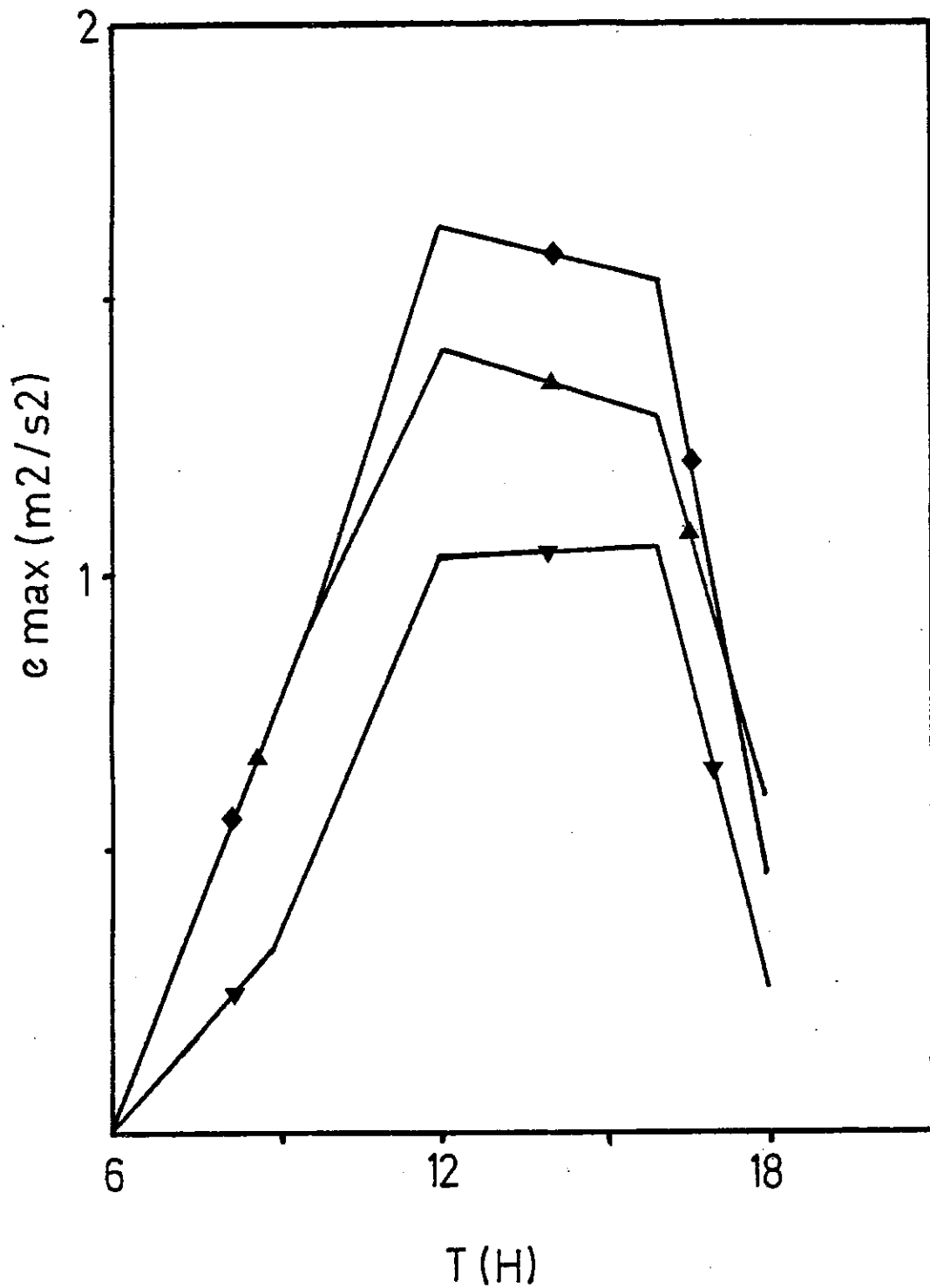


Figure 76 : Evolution temporelle du maximum d'énergie cinétique turbulente pour une brise de mer :

- sur sol nu (sable avec $\eta_{\text{initial}} = 0,6 \eta_S$) (\blacktriangledown)
- sur couvert herbeux (\blacktriangle)
- sur couvert forestier (\blacklozenge)

également à l'augmentation de l'ECT. McCumber (1980) parvient aussi à la conclusion que, sur des sols relativement humides, la présence d'une végétation renforce les transferts turbulents.

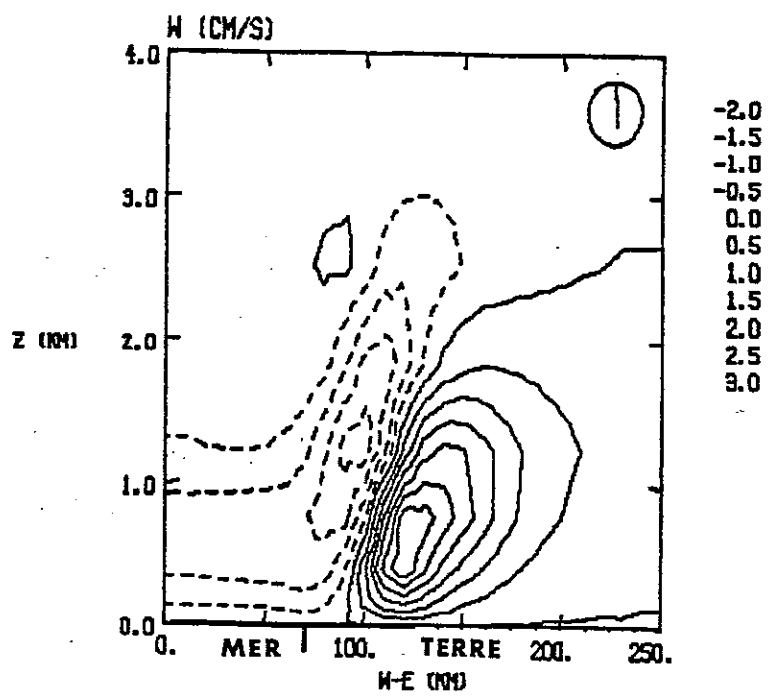
La Figure 77 rassemble les isocontours de vitesse verticale à 18 h LST dans chacun des cas précédemment cités et met en évidence le renforcement des mouvements ascendants au-dessus d'une végétation (notamment au-dessus d'une forêt), ainsi que des noyaux de vitesse situés plus en altitude. Les évolutions comparées des vitesses horizontales sont reportées sur la Figure 78. Nous constatons des différences moins importantes par rapport aux deux paramètres précédents. Le vent de brise sur forêt n'excède jamais de plus d'un mètre par seconde celui résultant d'une brise sur sol nu. Un équilibre semble donc se créer entre l'augmentation du vent résultant de contrastes thermiques mer/forêt plus importants qu'entre la mer et le sol nu, et une diminution de ce même vent au voisinage du sol par une rugosité accrue.

La végétation contribue donc, au-dessus d'un sol relativement humide, à renforcer les vitesses verticales et les transferts convectifs générés en situation de brise de mer.

C - Autres types de brises

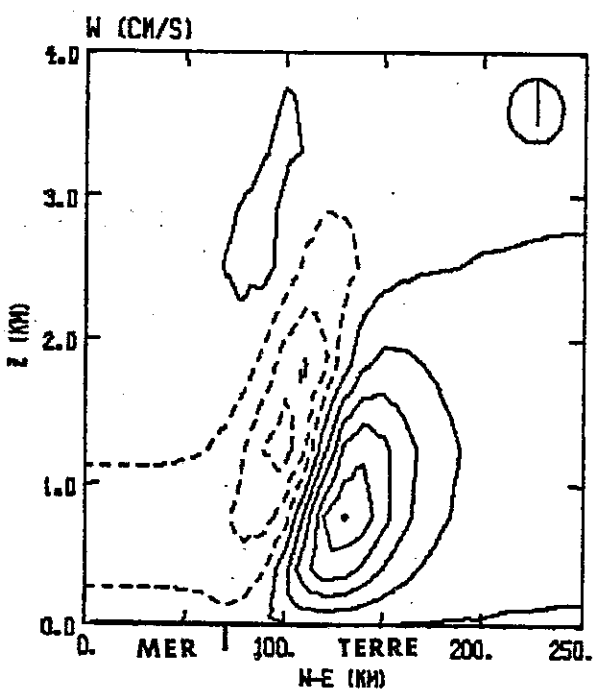
Les résultats qui précèdent montrent que le contraste thermique terre/mer est relativement sensible aux propriétés du sol et de la végétation. Il est donc intéressant d'examiner si des contrastes thermiques résultant de différences de nature du sol et/ou de couvertures végétales sont capables de développer des circulations secondaires à mésoéchelle. Il s'agit d'un mécanisme très semblable à celui des brises étudiées ci-dessus.

Nous considérons tout d'abord un sol sableux initialement très humide ($n = 0,9 n_s$) sur les 70 km de la partie ouest du domaine jouxtant un sol initialement beaucoup plus sec ($n = 0,3 n_s$)



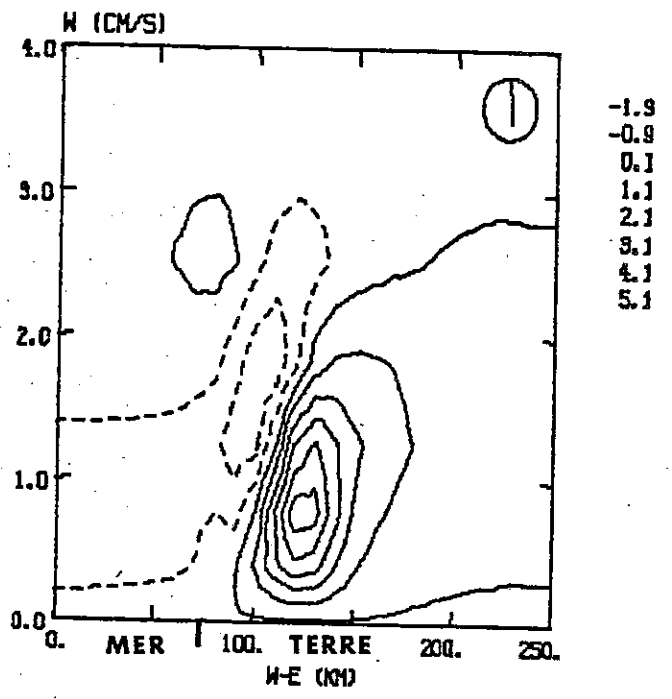
W J = 1. TH=64800. EXTR= -2.299 , 3.458
 RVE= 0.012 , 294

(a)



TH=64800. EXTR= -3.522 , 5.135
 RVE= 0.033 , 294

(b)



TH=64800. EXTR= -2.652 , 5.717
 RVE= 0.058 , 294

(c)

Figure 77 : Champs de vitesse verticale à 18 h LST. :
 (a) sol nu (sable avec $\eta_{initial} = 0,6 \eta_S$)
 (b) herbe
 (c) forêt

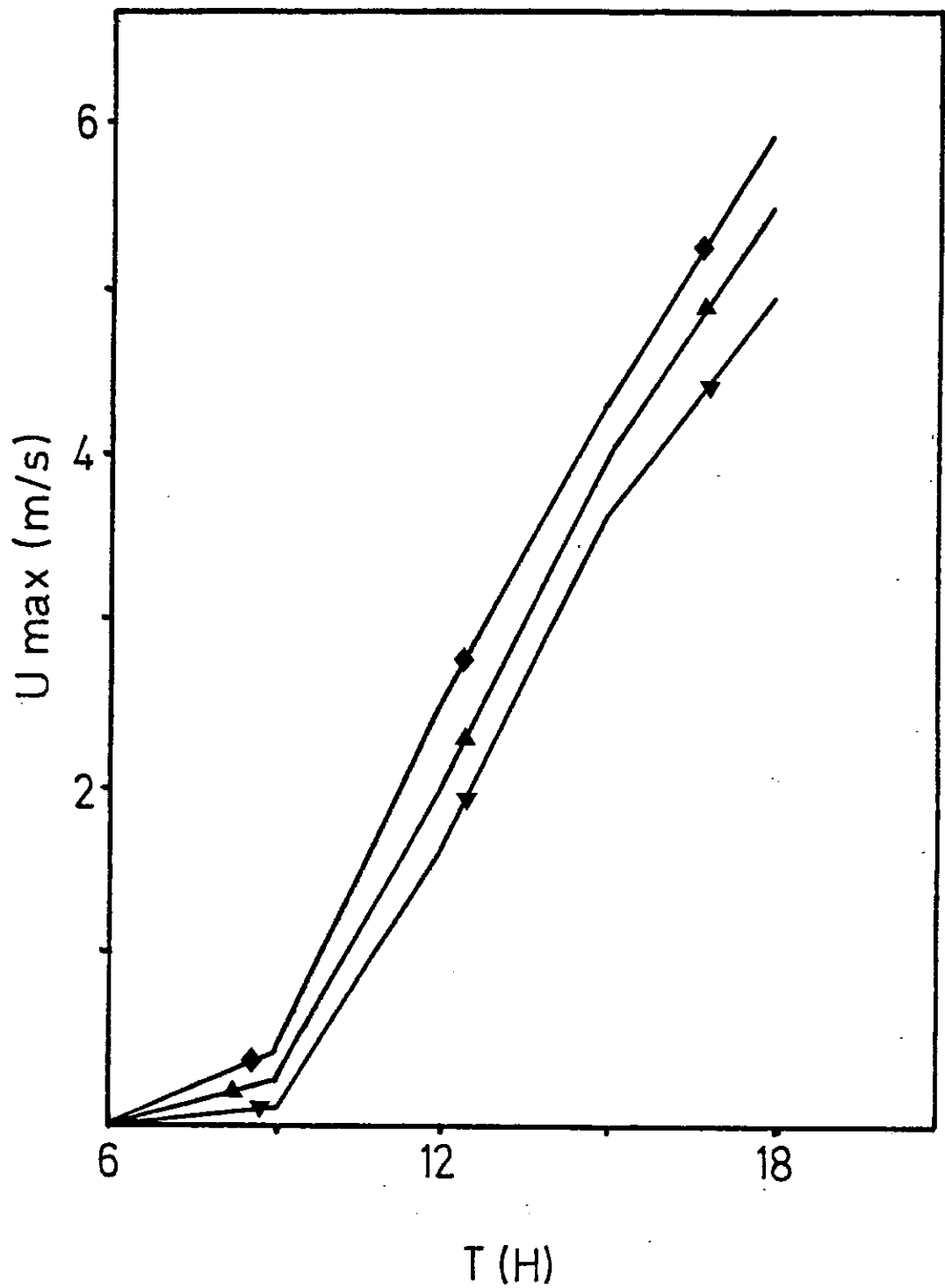


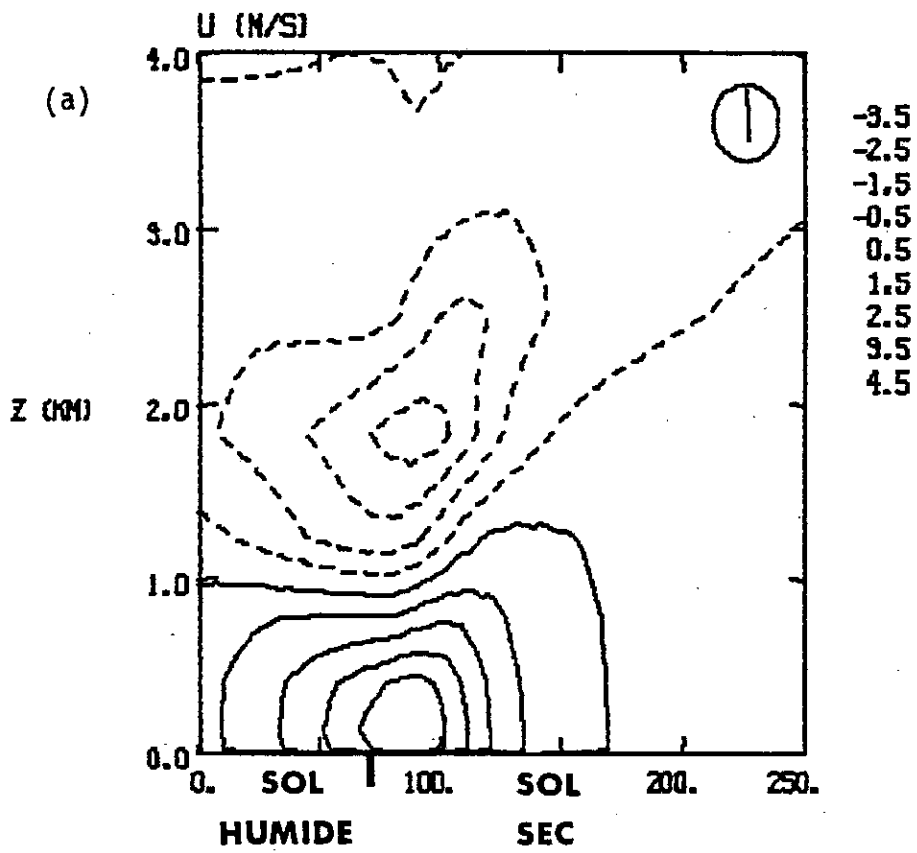
Figure 78 : Evolution temporelle du maximum de vitesse horizontale pour une brise de mer :

- sur sol nu (sable avec $\eta_{\text{initial}} = 0,6 \eta_S$) (\blacktriangledown)
- sur couvert herbeux (\blacktriangle)
- sur couvert forestier (\blacklozenge)

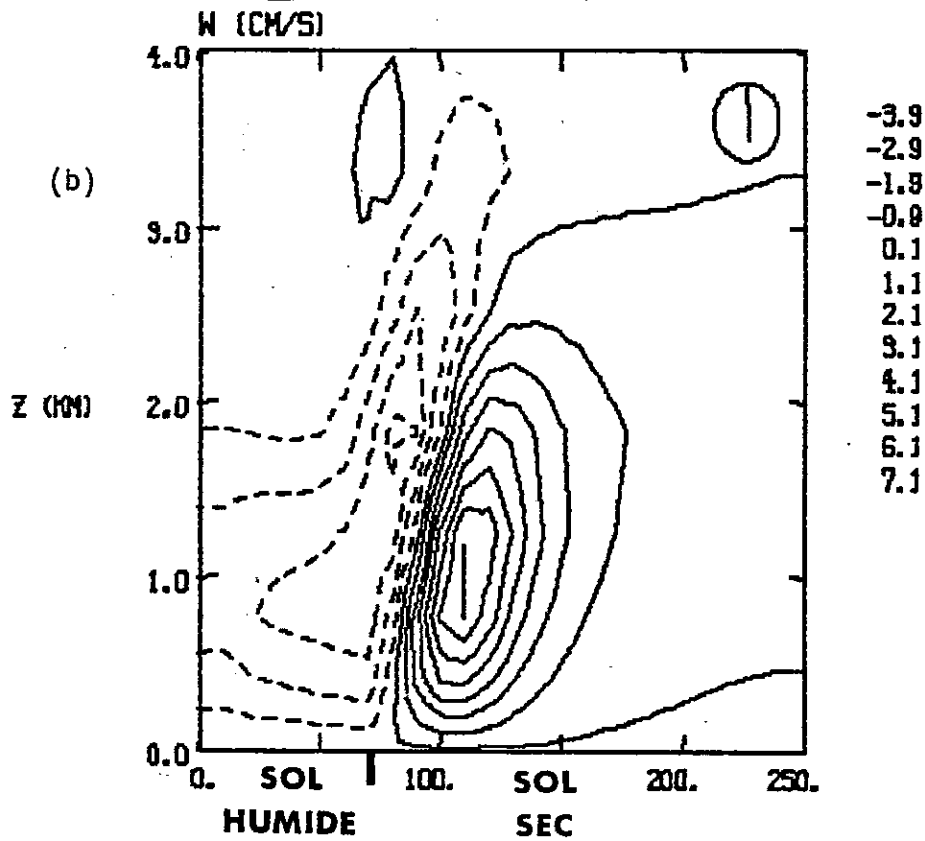
occupant l'est du modèle. Les isocontours des champs de vitesses horizontale et verticale sont respectivement présentés sur les Figures 79-a et 79-b. Le contraste hydrique en surface fait apparaître dans ce cas une circulation thermique proche en intensité d'une brise de mer. En effet, les résultats obtenus sont très voisins de ceux relatifs à une brise de mer, déjà présentés sur la Figure 70. Le contraste sol humide/sol sec est toutefois moins prononcé que dans le cas de la transition mer/sol sec. Les valeurs maximales du vent horizontal et de la vitesse verticale sont ici plus faibles et la pénétration du front à l'intérieur des terres moins marquée. La Figure 80 indique une différence sensible de structure thermique entre les deux types de sols, avec une couche de mélange moins développée dans la partie gauche du domaine relative au sol humide.

Sur sol humide, la température de surface est, à 15 h, de 3° supérieure à celle relevée à la même heure et au même endroit en situation de brise de mer. C'est ce qu'indique la comparaison des valeurs minimales reportées sur les Figures 80-a et 68-c. Les transferts turbulents de chaleur, bien que faibles, sont non nuls sur sol humide, conduisant, en milieu d'après-midi, à la formation d'une couche de mélange épaisse d'environ 800 m, laquelle n'apparaît pas au-dessus de la mer (Fig. 68-c). Sur la Figure 80-b, l'intensité de la turbulence est très contrastée entre les deux parties du domaine et l'allure du champ est proche de celle de la Figure 73-c. Ookouchi et al. (1984) ont eux aussi observé la génération de circulations atmosphériques tirant leur origine des gradients horizontaux d'humidité en surface, mais sans analyser le développement des champs d'énergie turbulente non calculés dans leur modèle.

Nous avons, de la même manière que pour le test précédent, étudié l'effet d'un couvert végétal. Quelques résultats dans ce sens sont présentés sur les Figures 81 et 82. Sur un même sol (sable avec une teneur en eau initiale égale à 60 % de sa

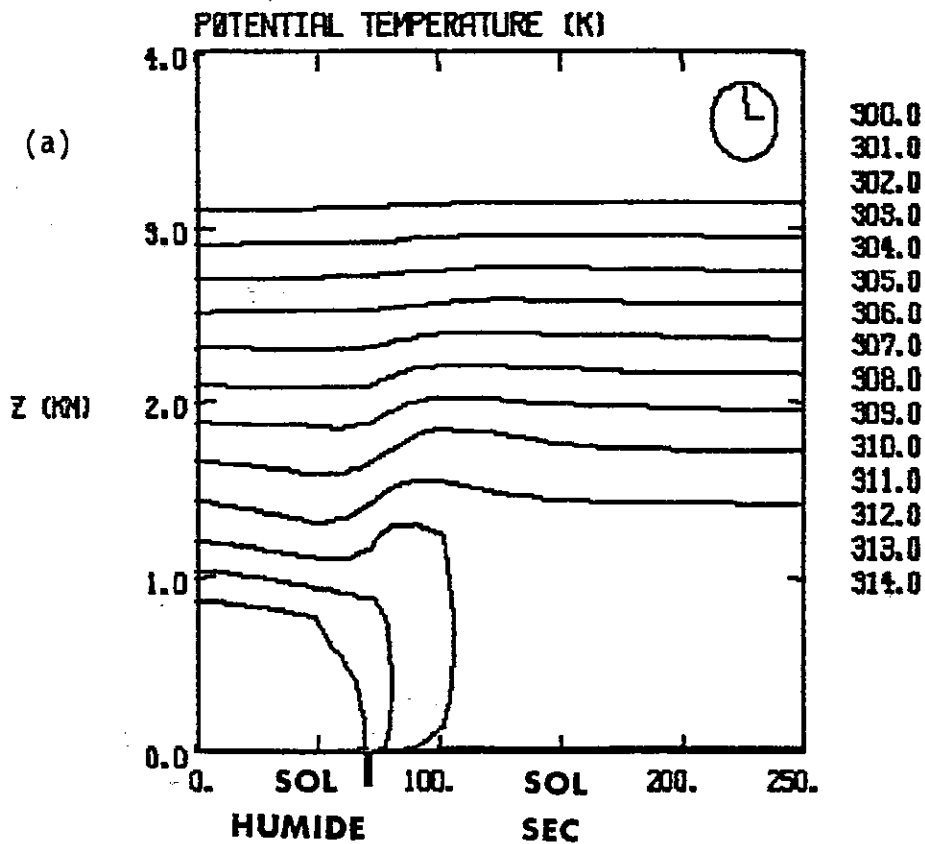


U J = 1. TH=64800. EXTR= -4.118 , 5.351
AVE= 0.307 , 234

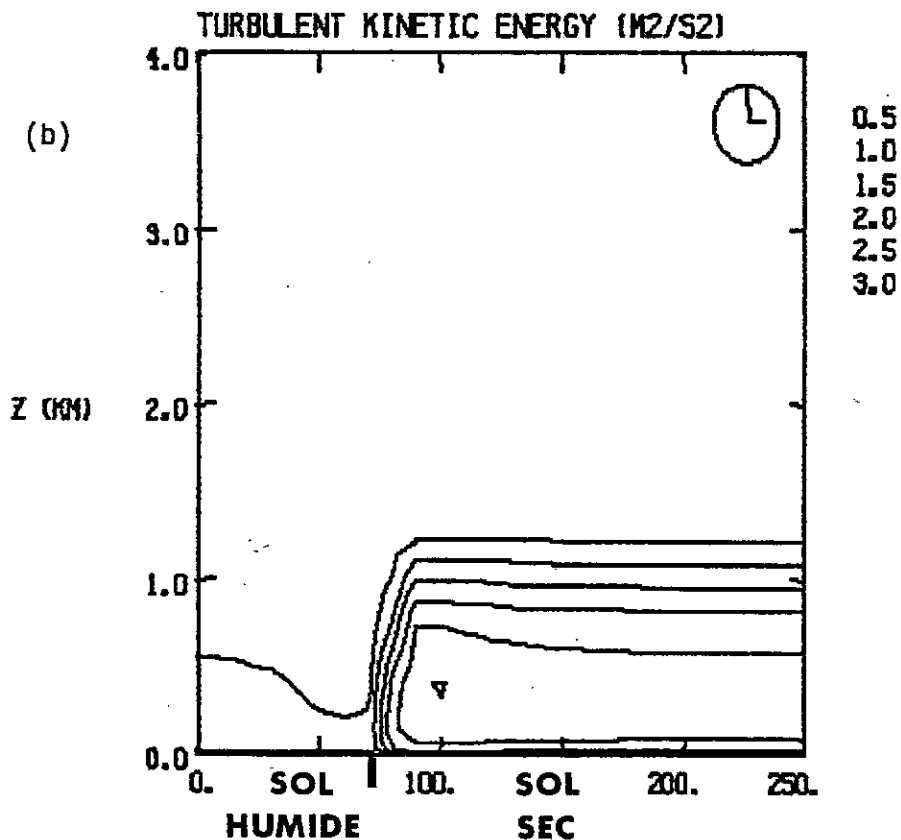


W J = 1. TH=64800. EXTR= -4.188 , 7.124
AVE= 0.088 , 234

Figure 79 : Champs de vitesses horizontale (a) et verticale (b) à 18 h LST (conditions en surface : sable avec $\eta_{\text{initial}} = 0,9 \eta_S$ et $\eta_{\text{initial}} = 0,3 \eta_S$).

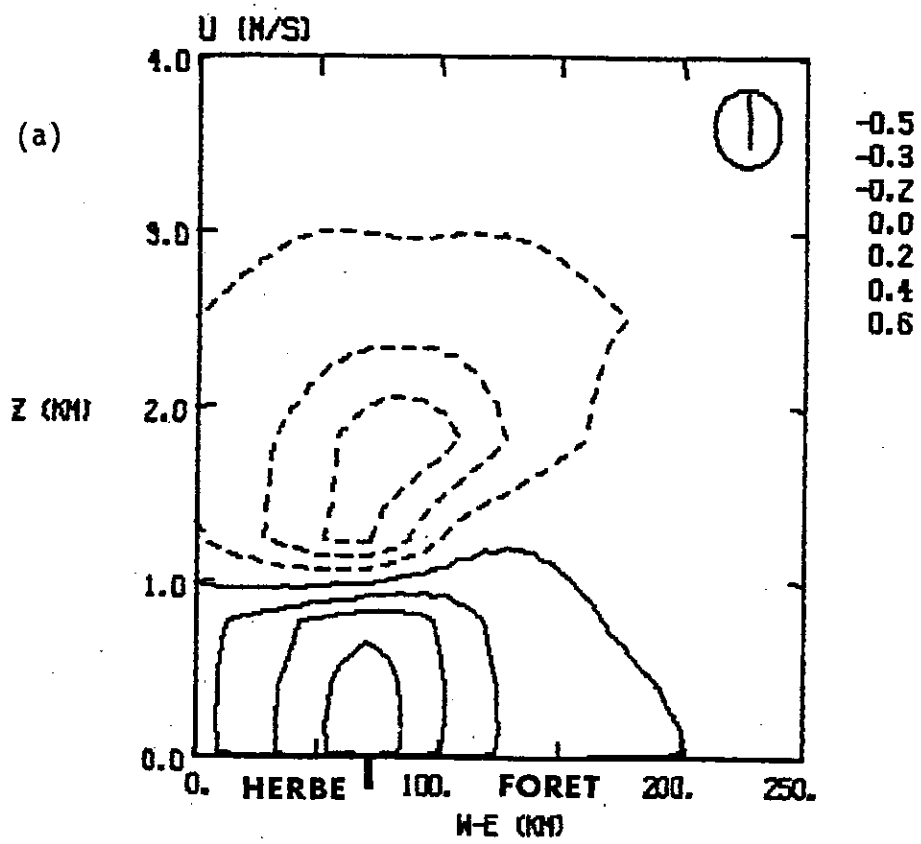


THEU = 1. TH=54000. EXTR= 302.377 , 315.018
AVE= 307.470 , 294

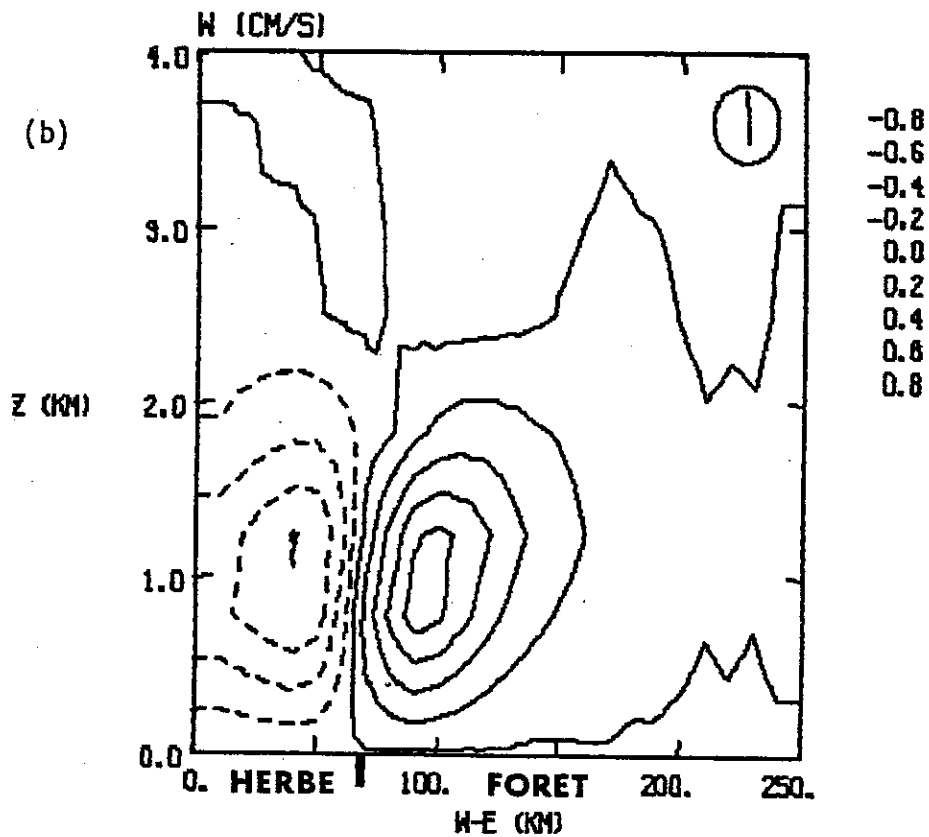


ET J = 1. TH=54000. EXTR= 0.000 , 3.008
AVE= 0.869 , 294

Figure 80 : Champs de température potentielle (a) et d'énergie cinétique turbulente à 15 h LST (conditions en surface : sable avec $n_{\text{initial}} = 0,9 \text{ ns}$ et $n_{\text{initial}} = 0,3 \text{ ns}$).

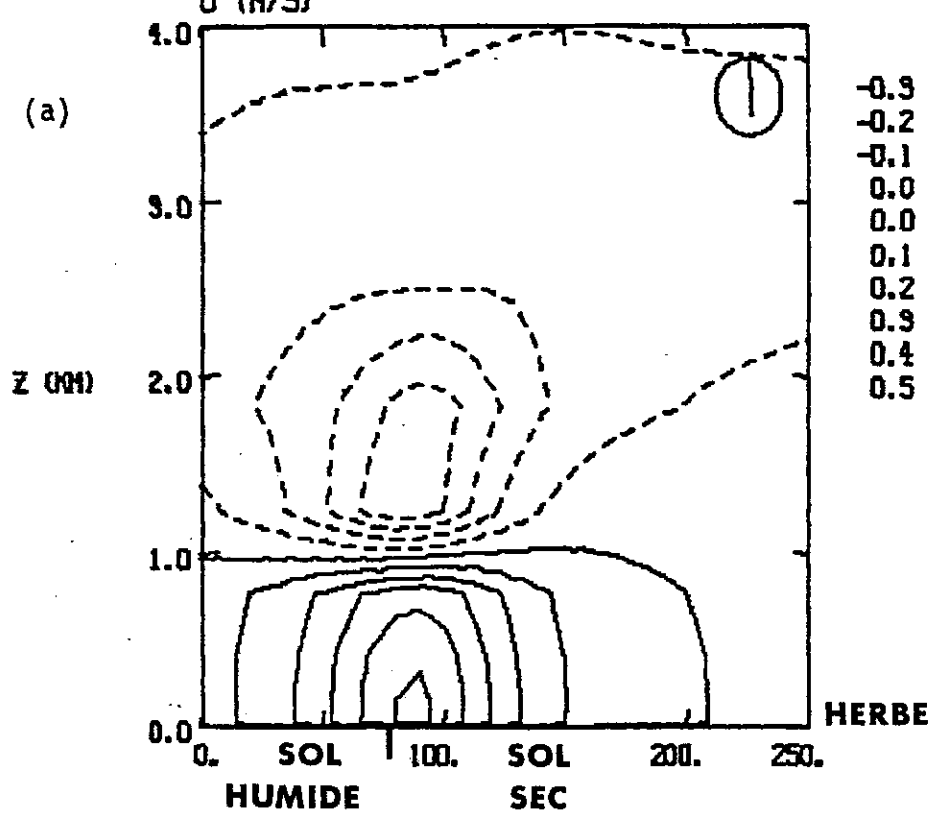


U J = 1. TH=64800. EXTR= -0.707 , 0.744
AVE= 0.036 , 234

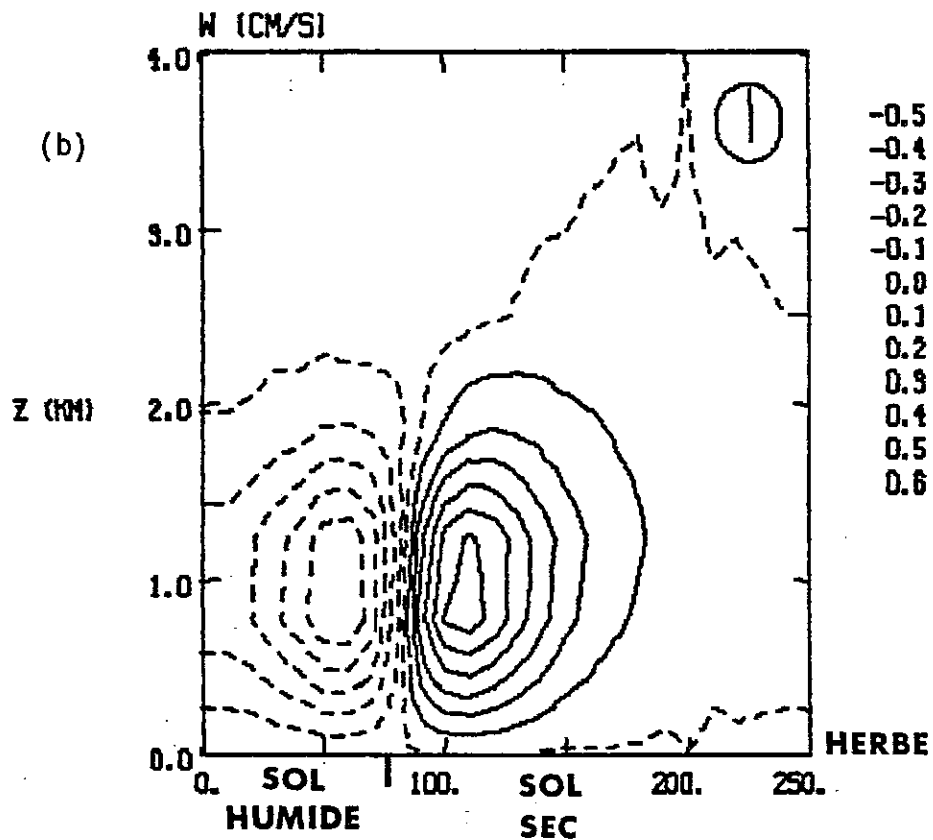


W J = 1. TH=64800. EXTR= -0.794 , 0.905
AVE= 0.008 , 234

Figure 81 : Champs de vitesses horizontale (a) et verticale (b) à 18 h LST (conditions en surface : herbe et forêt sur du sable avec $\eta_{\text{initial}} = 0,6 \eta_s$).



U J = 1. TH=64800. EXTR= -0.429 , 0.569
AVE= 0.041 , 234



W J = 1. TH=64800. EXTR= -0.592 , 0.653
AVE= -0.001 , 234

Figure 82 : Champs de vitesses horizontale (a) et verticale (b) à 18 h LST (conditions en surface : herbe sur du sable avec $\eta_{\text{initial}} = 0,9 \eta_S$ et $\eta_{\text{initial}} = 0,3 \eta_S$).

porosité), une parcelle d'herbe et une parcelle de forêt ont été juxtaposées. Sur la Figure 81 sont tracés les isocontours des vitesses horizontale et verticale. Il apparaît que le contraste dynamique lié à la forte différence de rugosité entre les deux couverts induit une modification de la structure de la couche limite dans la zone de transition. La configuration de la circulation ainsi générée est très semblable à une brise de mer, avec des valeurs cependant beaucoup plus faibles, inférieures d'un ordre de grandeur. Pielke (1974-a) a étudié schématiquement les effets provoqués par des différences de rugosité en Floride et a abouti aux mêmes conclusions que nous.

Il était également intéressant d'étudier l'exemple d'un même type de végétation (herbe) se développant dans un domaine avec une partie du sol sous-jacent humide (irrigation ou pluie par exemple) et l'autre partie sèche. Dans ce cas, la régulation stomatique conduit (formule 47) à une transpiration plus importante au-dessus de la partie humide. Contrairement à ce que nous attendions, ce contraste n'est pas négligeable et nous observons dans ce cas (Fig. 82) une circulation presque aussi intense que celle générée par le contraste entre une végétation herbeuse et une forêt (Fig. 81). La végétation et l'état hydrique du sol semblent donc bien devoir être considérés simultanément en modélisation à mésoéchelle.

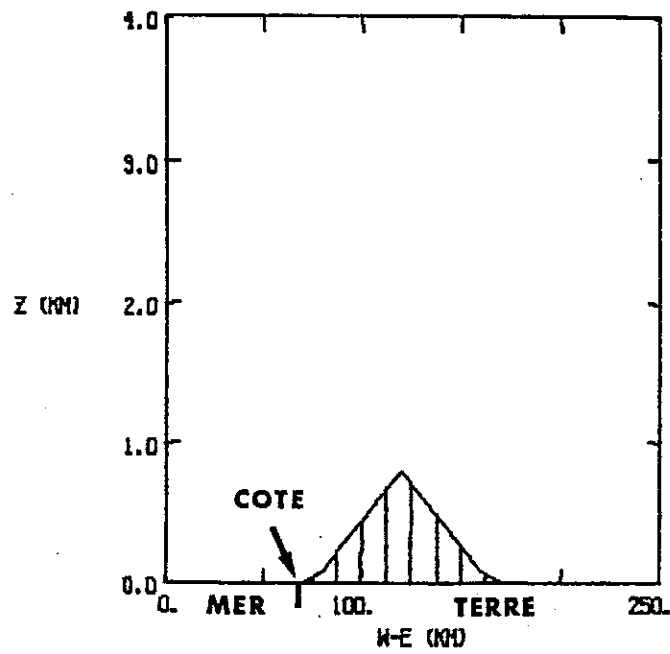
Ces deux exemples mériteraient sans doute d'être étudiés beaucoup plus systématiquement pour examiner dans le détail l'importance réelle des effets du sol et de la végétation. Un tel développement est cependant difficile à effectuer au stade actuel en raison des problèmes de validation expérimentale indispensable pour permettre de mieux argumenter la discussion. Cependant, ces deux exemples confirment que des contrastes thermiques et hydriques faibles suffisent à déclencher des circulations secondaires à mésoéchelle. De telles circulations peuvent avoir une influence réelle sur le transport des polluants par exemple. Toutefois, il est évident que la présence d'un écoulement synoptique, même peu

accentué, conduirait à la modification de ces circulations relativement faibles. Par ailleurs, il faut souligner que les longueurs d'onde considérées dans cette étude pour les changements de végétation ou d'humidité du sol doivent être grandes, de l'ordre d'au moins une vingtaine de kilomètres. Il est vraisemblable que des parcelles plus petites conduiraient à des effets beaucoup moins nets à mésoéchelle. Le résultat de notre étude est donc probablement applicable à de grandes zones forestières (par exemple les Landes), mais pas transposable à des paysages plus complexes.

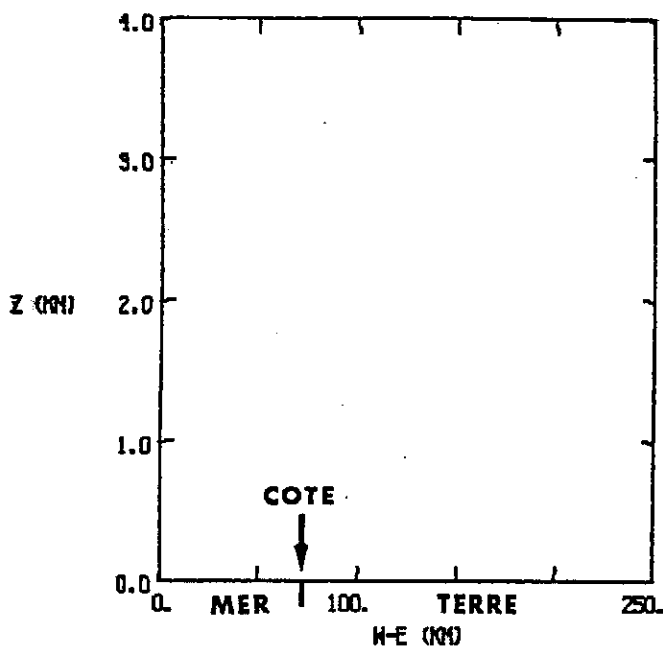
D - Influence du relief

Notre modèle mésoéchelle doit être appliqué à des situations réelles présentant une topographie complexe, en particulier le site de l'expérience Mobilhy. Il est donc indispensable d'étudier l'influence du relief sur l'évolution de circulations atmosphériques induites par des contrastes thermiques en surface et sur le comportement de la paramétrisation de la turbulence dans des conditions plus hétérogènes. Compte tenu de la grande rareté des données expérimentales à mésoéchelle dans ce genre de situations, nous serons encore limités à quelques vérifications simples et à une étude de sensibilité.

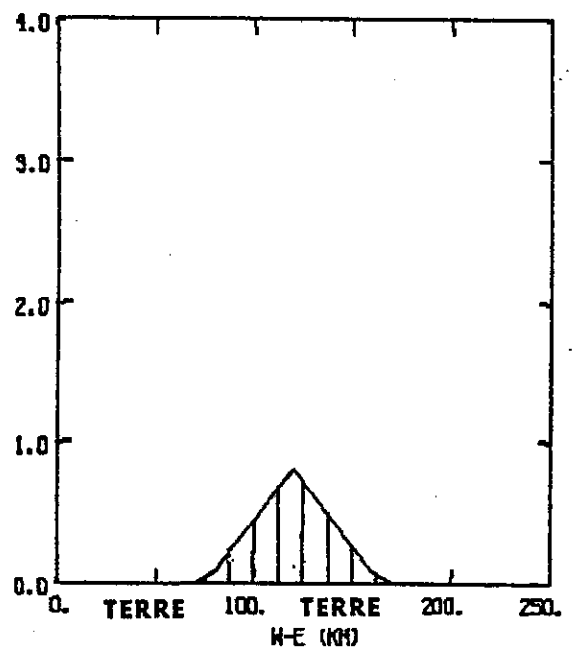
Un test a été réalisé, dans lequel les conditions en surface consistent en une portion de mer située, sur les 70 premiers kilomètres, à l'ouest du domaine, puis en un sol de sable sec ($\eta = 0,3 \eta_S$) ayant, à partir de la côte, la forme d'une montagne triangulaire de 800 m d'altitude et de 100 km de base. Afin de mieux comprendre les effets conjugués de la topographie et de la brise de mer, les résultats présentés sont comparés à ceux résultant d'une simulation de brise sur terrain plat et d'une simulation de vent de pente sans contraste terre-mer. Les configurations de surface pour ces trois tests sont résumées sur la Figure 83. Une comparaison qualitative est aussi effectuée avec les résultats d'une simulation numérique de Mahrer et Pielke (1977)



(a)



(b)



(c)

Figure 83 : Configuration de l'interface sol-atmosphère pour l'étude :

- (a) d'une brise de mer avec relief,
- (b) d'une brise de mer sur terrain plat,
- (c) d'un vent de montagne.

Dans chacun des cas, le sol est du sable avec

$$\eta_{\text{initial}} = 0,3 \eta_S.$$

correspondant à des conditions expérimentales assez proches, mais dans laquelle une simple fermeture en coefficient d'échange de O'Brien est utilisée.

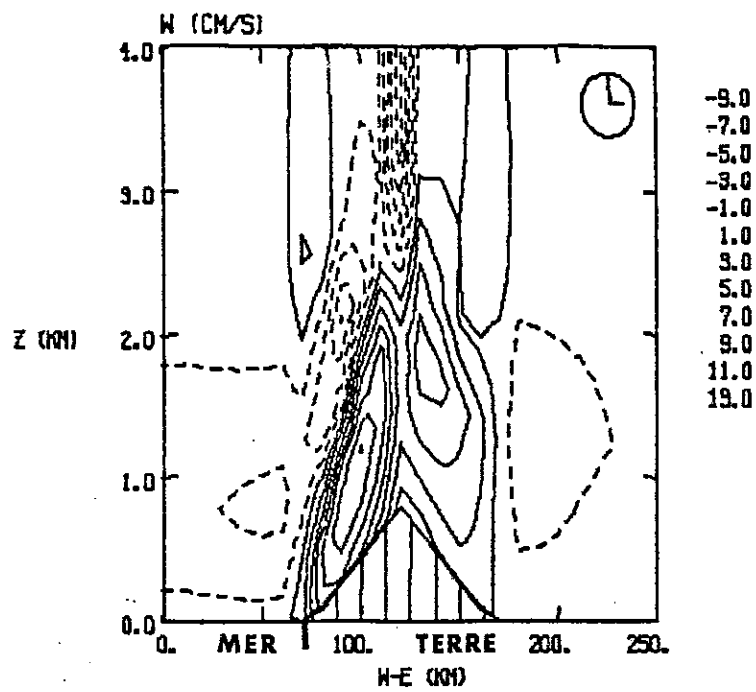
Les Figures 84 et 85 représentent les isocontours de vitesse verticale et de vent horizontal à 15 h LST jusqu'à 4 km d'altitude. Les Figures 84-a et 85-a correspondent à la simulation de brise de mer avec relief, les Figures 84-b et 85-b à la brise de mer sur terrain plat et les Figures 84-c et 85-c au cas du vent de montagne. On observe sur la Figure 84-a trois cellules principales de vitesses verticales comparables à celles trouvées par Mahrer et Pielke (1977) (Fig. 86-b), soit :

- une cellule de vitesse verticale ascendante à l'ouest de la montagne, avec des valeurs maximales localisées dans le premier kilomètre d'atmosphère ;

- une cellule de vitesse verticale descendante centrée sur la montagne à une altitude relativement élevée (entre 3 et 4 km) ;

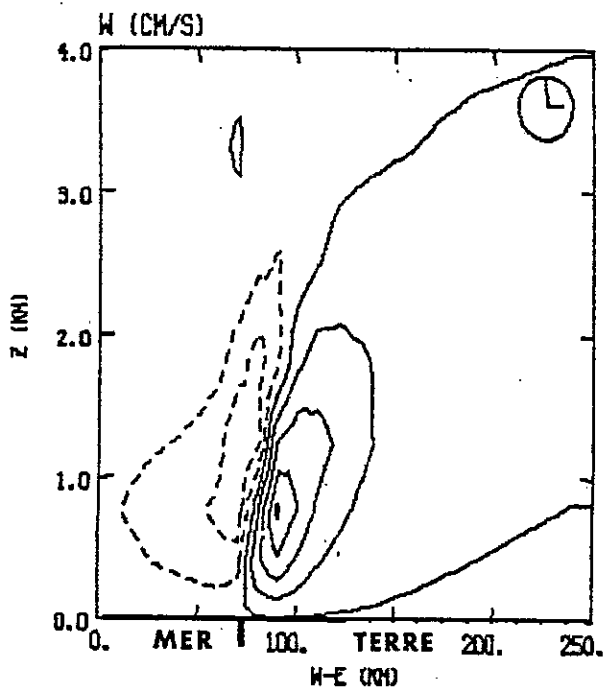
- une cellule de mouvement ascendant du côté est de la pente et dont le maximum est situé plus haut que le noyau correspondant au côté ouest.

Pour les vitesses horizontales, les quatre noyaux observés par Mahrer et Pielke (1977) (Fig. 86-a) sont également retrouvés sur la Figure 85-a. La comparaison de ces résultats avec ceux obtenus dans l'étude des effets séparés indique un renforcement de l'intensité de l'écoulement par rapport à la situation sur terrain plat et à celle ne présentant pas de contraste thermique en surface. La comparaison des Figures 84-a et 84-b montre une augmentation de 5 cm s^{-1} des vitesses verticales ascendantes imputables à la présence du relief. Par contre, les vitesses horizontales apparaissent (Figs 80 a et b) très voisines avec et en l'absence de relief. Cette caractéristique a été également observée par Mahrer



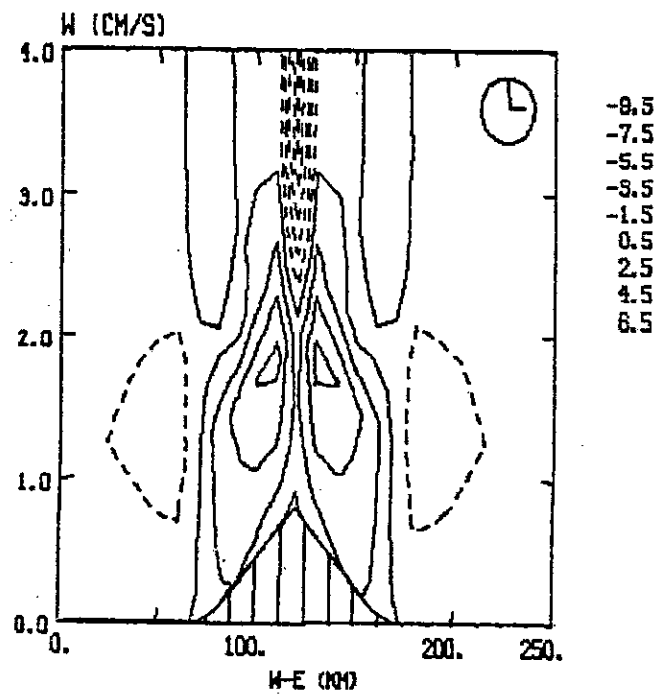
N J = 1. TN=54000. EXTR= -10.215 , 19.185
 AVE= 0.581 , 299

(a)



TN=54000. EXTR= -5.791 , 8.610
 AVE= 0.124 , 294

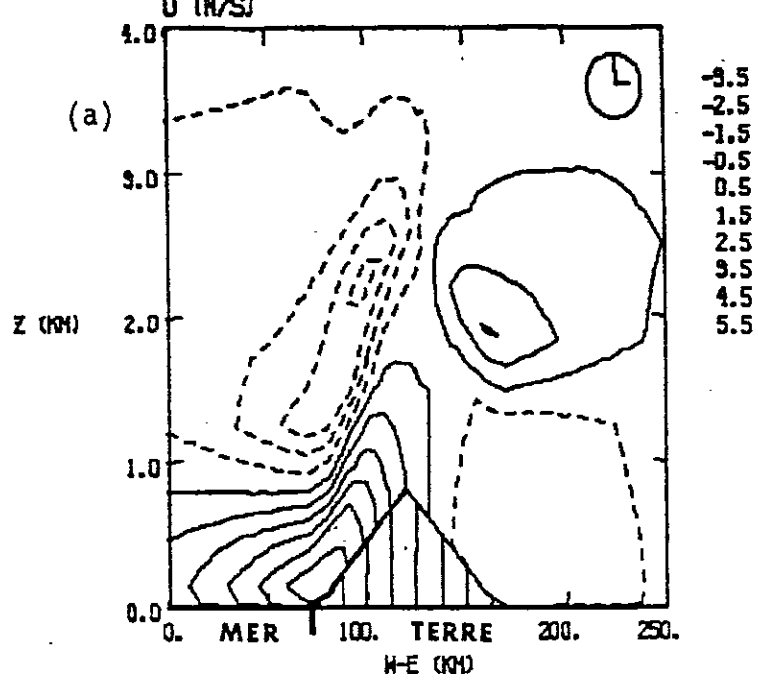
(b)



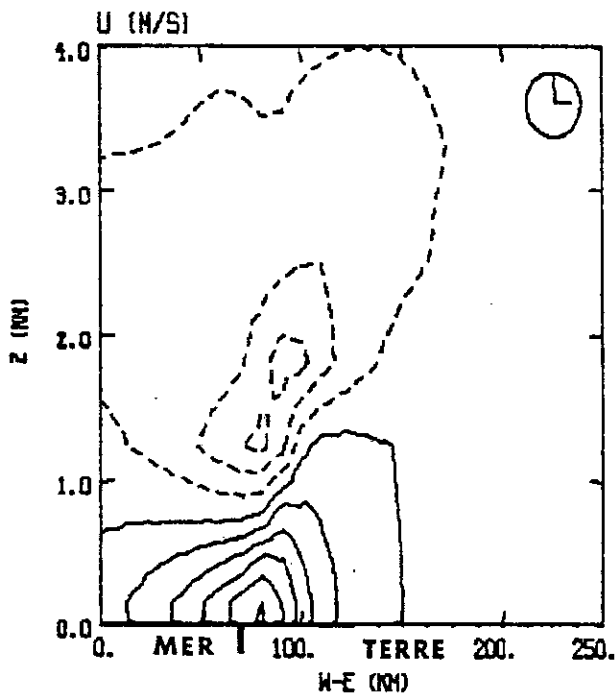
TN=54000. EXTR= -9.829 , 7.245
 AVE= 0.337 , 299

(c)

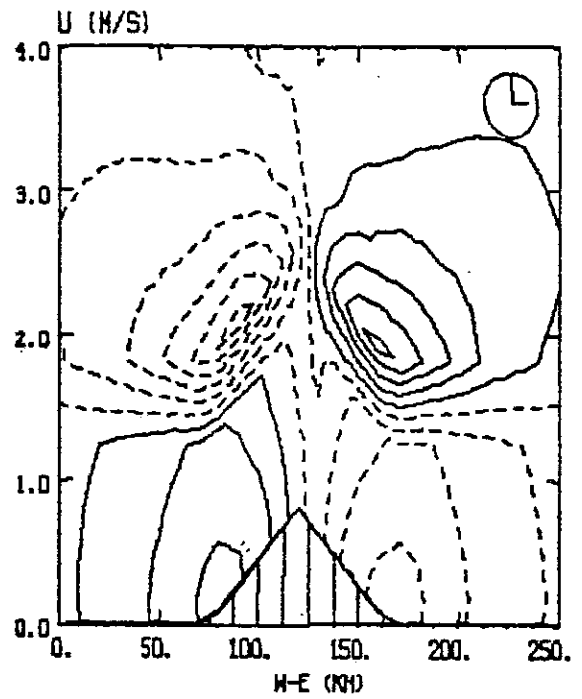
Figure 84 : Champs de vitesse verticale à 15 h LST relatifs aux trois situations présentées sur la Fig. 83.



U J = 1. TH=54000. EXTR= -3.971 , 6.280
 AVE= 0.269 , 233



TH=54000. EXTR= -2.957 , 5.872
 AVE= 0.280 , 234



TH=54000. EXTR= -2.758 , 2.649
 AVE= -0.019 , 233

Figure 85 : Identique à la Fig. 84, mais pour la vitesse horizontale..

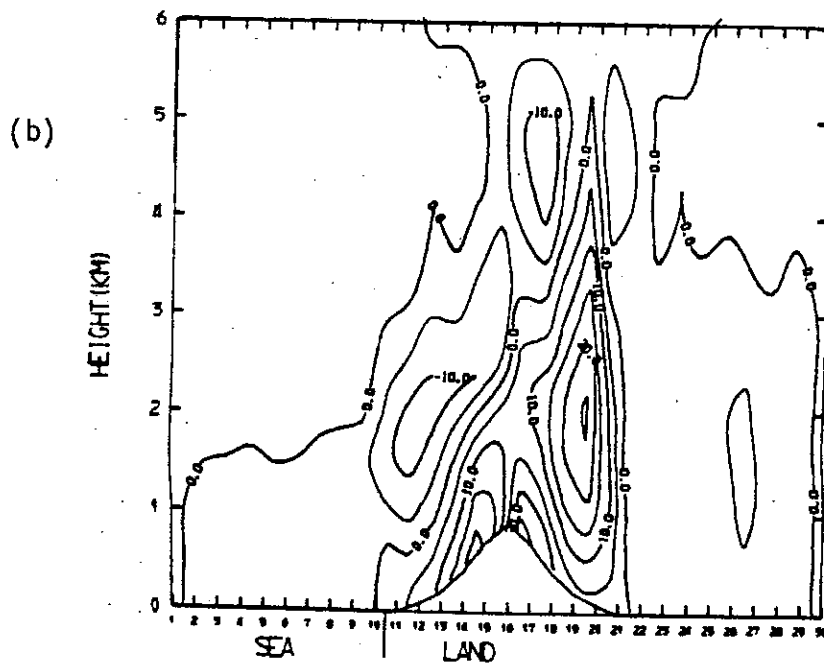
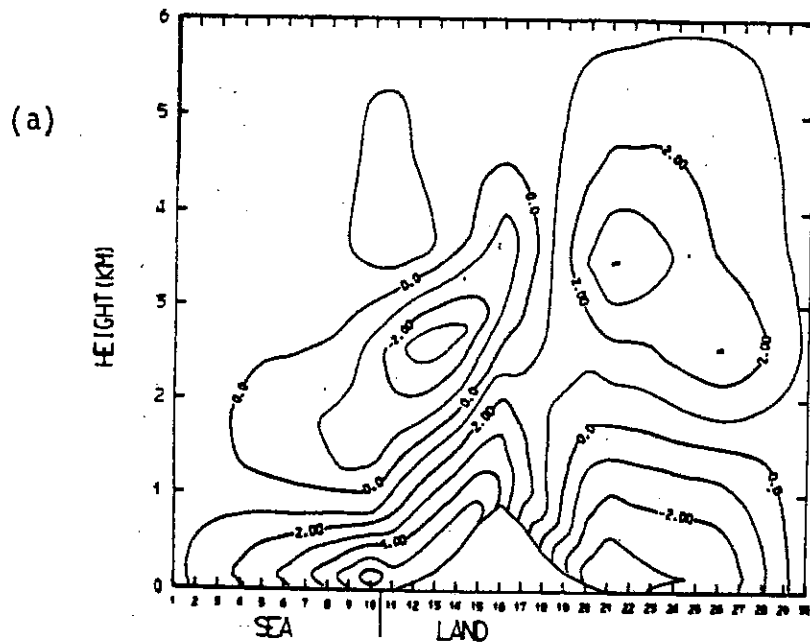
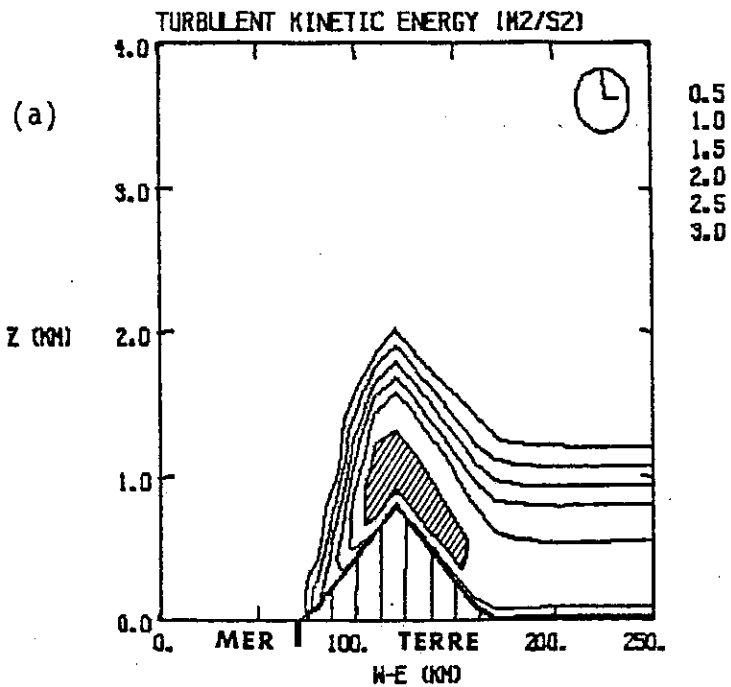


Figure 86 : Champs de vitesses horizontale (a) et verticale (b) à 14 h LST obtenus dans la simulation numérique d'une brise de mer avec relief par Mahrer et Pielke (1977).

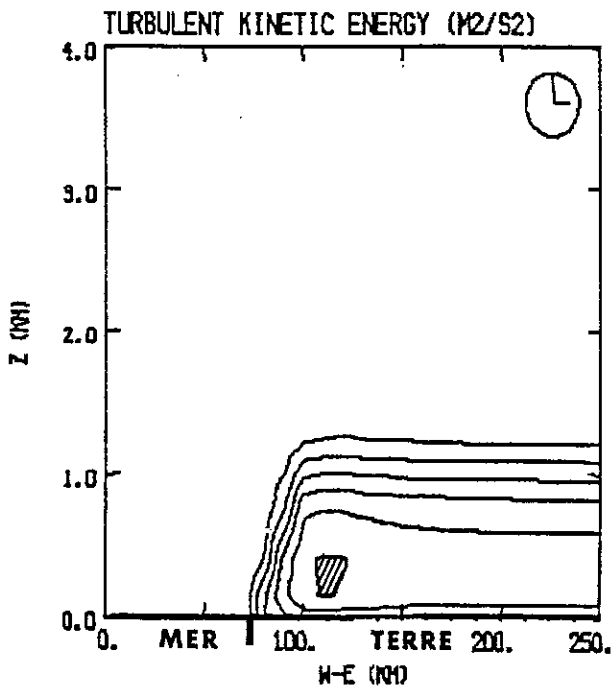
-2.5
-2.0
-1.5
-1.0
-0.5
0.0
0.5
1.0
1.5
2.0
2.5

et Pielke (1977). Elle est la conséquence, dans la brise avec relief, d'une compensation entre un renforcement provoqué par le vent de pente (Fig. 85-c) et une diminution du vent induite par la conversion de l'énergie cinétique de l'écoulement en énergie potentielle impliquée par le franchissement de l'obstacle. Remarquons que la résolution verticale réduite près du sol ne permet pas à notre modèle de reproduire la cellule de vitesse horizontale près du sol relevée, sur la Figure 86-a, avec le modèle de Mahrer et Pielke (1977), dont le premier niveau est situé à 5 m seulement au-dessus du sol. Par ailleurs, comparant les simulations A (brise avec relief) et C (vent de pente seul), on note une dissymétrie dans l'intensité des noyaux de vitesses horizontale et verticale pour la brise de mer avec relief, laquelle n'apparaît pas dans la simulation de vent de pente. De plus, le contraste thermique en surface renforce (Figs 84 a et c) sensiblement l'intensité du vent de montagne (Figs 85 a et c). Les simulations numériques de Ookouchi et al. (1984) confirment ces constatations.

L'étude des champs d'ECT à 15 h LST (Fig. 87) indique des valeurs maximales très voisines entre les trois simulations. La présence du relief induit une zone à turbulence élevée ($e \geq 3 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$), plus étendue que sur terrain plat du fait des gradients verticaux prononcés des quantités moyennes au voisinage de la montagne. L'ECT apparaît moins intense sur la face ouest (au vent) que sur la face est (sous le vent). Cette différence trouve probablement son origine dans l'advection d'air maritime stable inhibant les transferts turbulents. Le rôle de l'advection est mis en évidence nettement sur la Figure 88 où sont reportées les valeurs des isocontours d'ECT à 12 h LST. Les valeurs maximales apparaissent alors situées sur le flanc ouest de la montagne. La comparaison des champs d'ECT sur terrain plat et avec relief indique donc que le schéma de paramétrisation adopté pour la turbulence dans la couche limite planétaire peut être utilisé en présence de topographie. Par conséquent, il serait extrêmement utile de disposer de données expérimentales simples de turbulence

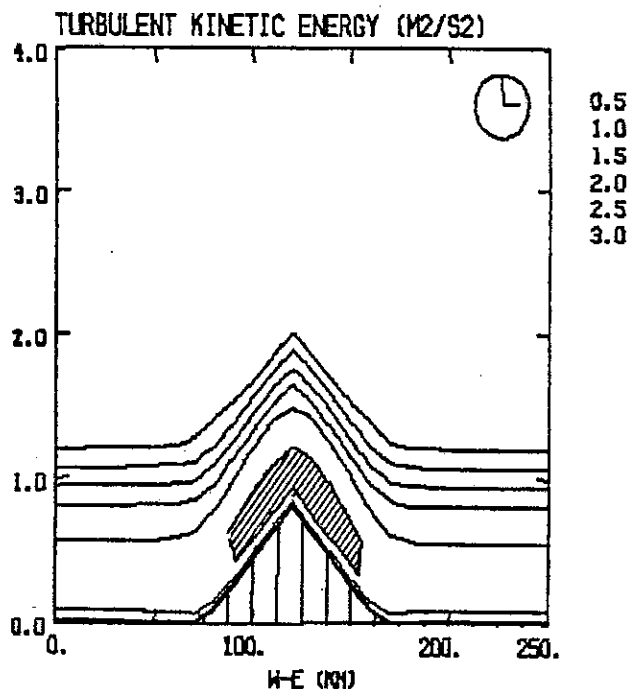


ET J = 1. TH=54000. EXTR= 0.000 , 3.298
 AVE= 0.778 , 239



TH=54000. EXTR= 0.000 , 3.038
 AVE= 0.776 , 234

(b)



TH=54000. EXTR= 0.000 , 9.182
 AVE= 1.195 , 239

(c)

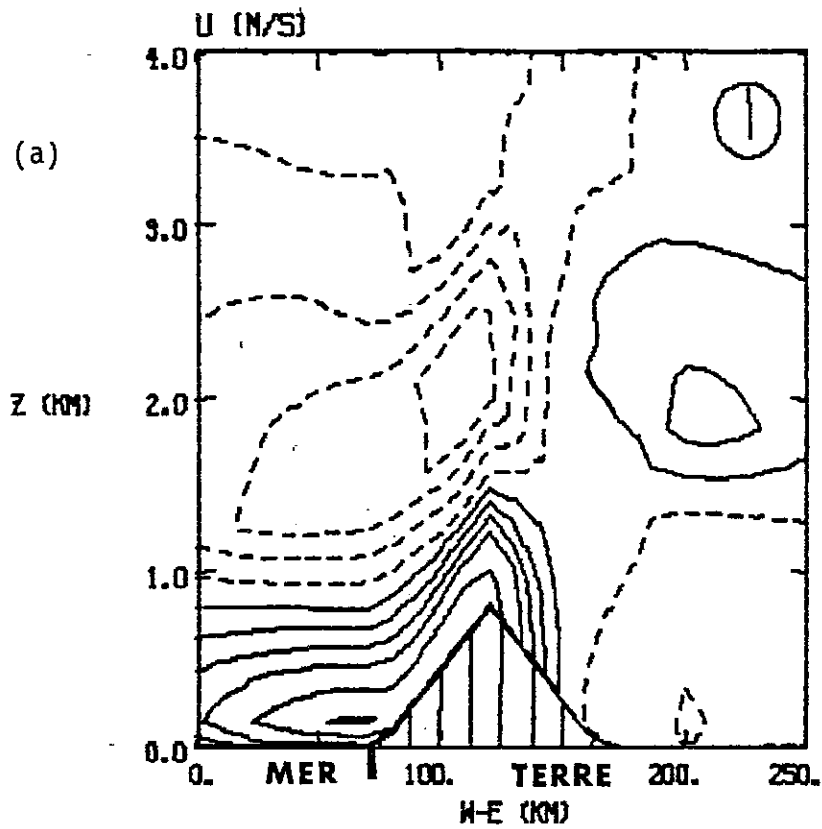
Figure 87 : Champs d'énergie cinétique turbulente à 15 h LST relatifs aux trois situations présentées sur la Fig. 83. Les zones grisées correspondent aux valeurs supérieures à $3 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$.

(épaisseur de la couche de mélange, flux, énergie cinétique) dans ce genre de situation à mésoéchelle pour permettre d'évaluer quantitativement la qualité de nos résultats.

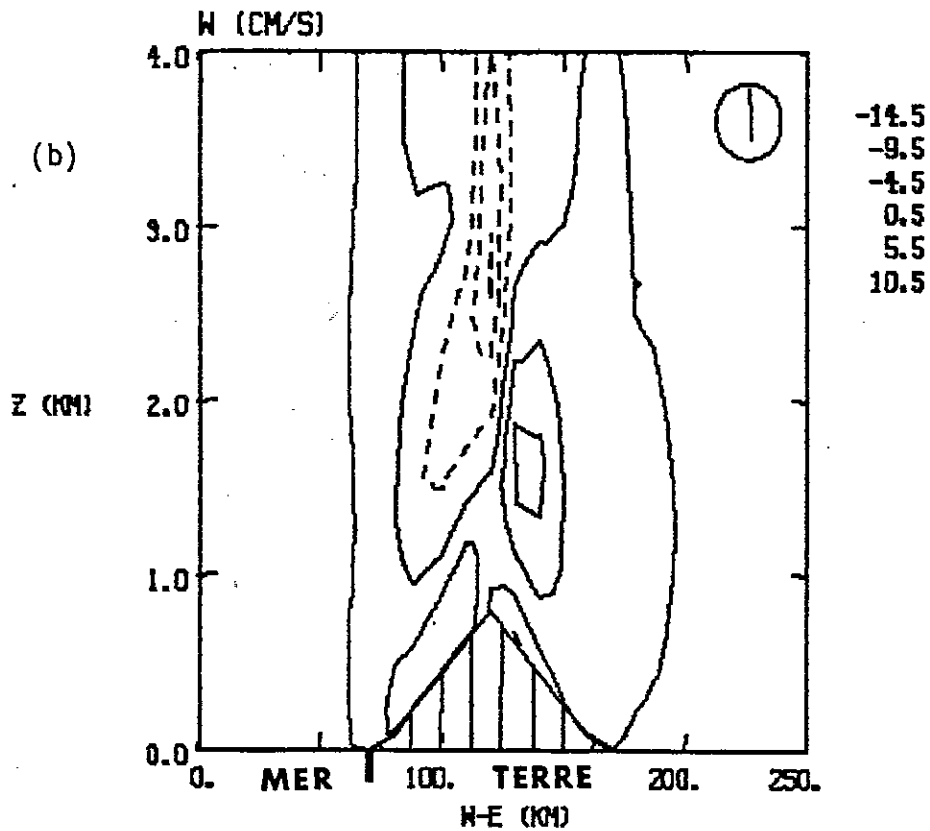
La Figure 89 montre les champs des variables de vitesses horizontale et verticale à 18 h LST. La comparaison de ces champs avec les Figures 84-a et 85-a fait clairement ressortir l'évolution temporelle du cycle de brise. A 15 h LST, le front de brise se situe au voisinage du sommet de la montagne, à 10 km sur le flanc est, alors qu'il s'en trouve à environ 30 km vers 18 h LST. Simultanément, une augmentation importante du noyau de vitesse verticale ascendante situé du côté est de la montagne est observée (Figs 84-a et 89-b). L'accord avec les résultats de Mahrer et Pielke (1977) est bon, avec toutefois une tendance de notre modèle à fournir une circulation moins intense et légèrement plus tardive dans son développement.

VI - CONCLUSION

Les tests de sensibilité réalisés avec une version bidimensionnelle du modèle mésoéchelle de Nickerson-Richard, doté des paramétrisations de la couche limite planétaire, du sol et de la végétation présentées dans la partie A, dénotent des comportements qualitatif et quantitatif très encourageant. L'évolution diurne d'une brise de mer idéalisée s'est révélée très proche de celle obtenue avec d'autres modèles numériques (Physick, 1976 ; Mahrer et Pielke, 1977 et 1978) et fournit des valeurs cohérentes avec les mesures expérimentales. L'importance des conditions de surface (état hydrique, végétation) sur la génération et le développement des brises a été souligné. Il est apparu par exemple que la juxtaposition de deux sols nus présentant des états hydriques contrastés peut induire des circulations atmosphériques d'intensité équivalente à une brise de mer, si ces variations se produisent à échelle suffisamment grande (de l'ordre de 50 km) et si le vent



U J = 1. TH=64800. EXTR= -4.264 ; 5.610
AVE= 0.202 ; 233



W J = 1. TH=64800. EXTR= -14.630 ; 11.489
AVE= 0.434 ; 233

Figure 89 : Champs de vitesses horizontale (a) et verticale (b) à 18 h LST.

synoptique est faible. Ces différentes caractéristiques sont en bon accord avec plusieurs études antérieures (McCumber, 1980 ; Gannon, 1978 ; Ookouchi et al., 1984). De même, les premiers tests en présence d'un relief idéalisé fournissent des résultats proches de ceux de Mahrer et Pielke (1977). La présence de deux types contrastés de végétation détermine des mouvements verticaux relativement faibles, mais cependant décelables.

Des tests plus approfondis devront être réalisés à l'avenir, portant notamment sur l'étude du comportement de la paramétrisation de la turbulence en présence de divers autres reliefs schématiques, ainsi que sur la partie nocturne du cycle de brise, volontairement laissée de côté dans cette présentation.

Cependant, le point le plus crucial pour permettre d'évaluer la qualité des résultats obtenus et d'étayer quantitativement les paramétrisations serait de disposer de mesures expérimentales à moyenne échelle de l'épaisseur de la couche de mélange diurne, de l'énergie cinétique, des flux, ...

CHAPITRE B-III

SIMULATION D'UNE BRISE TRIDIMENSIONNELLE EN FLORIDE

I - INTRODUCTION

Nous étudions dans ce chapitre le comportement de la paramétrisation de la couche limite planétaire en ECT dans une version tridimensionnelle du modèle mésoéchelle. Le test retenu vise à retracer la formation d'une brise de mer le long des côtes de Floride. La Floride offre un cadre privilégié pour étudier les circulations atmosphériques générées par des contrastes thermiques en surface. La forme irrégulière de la côte amène à considérer des effets tridimensionnels, comme le renforcement ou l'affaiblissement de la convergence dans les basses couches. L'absence de relief sur la péninsule permet de s'affranchir dans un premier temps des problèmes qui naîtraient de sa prise en compte. Elle a fait l'objet de nombreuses simulations numériques par Pielke (1974-a), Tapp et White (1976), Hsu (1979), ainsi que McCumber (1980). Plusieurs campagnes de mesures ont été menées (Frank et al., 1967 ; FACE, 1973) permettant, notamment à partir de la distribution des échos radar, d'étudier l'activité convective (formation de cumulus et d'orages) en relation avec la brise de mer. Pielke et Mahrer (1978) ont ainsi validé quantitativement le modèle de Pielke (1974-a) grâce à des observations simultanées de radar et en surface.

Au stade actuel du travail, le calcul de la température et de l'humidité en surface à partir des bilans d'énergie et de masse n'est pas effectué dans ce test. Les variations de la température potentielle en surface sont spécifiées par une fonction sinusoïdale, de la même manière que dans la simulation de Pielke (1974-a) nous servant de référence.

II - BREVE PRESENTATION DE LA SITUATION METEOROLOGIQUE

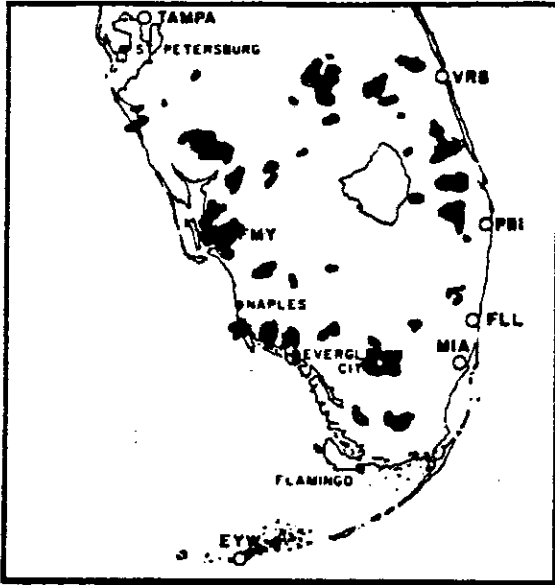
En été, le phénomène météorologique à mésoéchelle dominant sur la péninsule de Floride, pour des conditions synoptiques non perturbées, est la brise de mer. Un des facteurs dominant pour ce type de situation est la direction de l'écoulement synoptique. Par flux de sud-ouest, des cumulus se développent, tôt dans la journée sur la côte est (Miami). Ils évoluent pour constituer dans l'après-midi des complexes de cumulonimbus accompagnés de fortes pluies. Dans cette situation, les pluies d'été les plus intenses sont reçues par la côte est, dans la région de Miami. Par contre, lorsque le flux est de sud-est, des petits cumulus se forment sur les côtes est et ouest en début de matinée. Les cumulus apparus sur la côte est se déplacent progressivement vers l'ouest en cours de journée. En fin d'après-midi, le ciel reste clair sur la côte orientale de la Floride, alors que sur la côte occidentale, les amas de cumulus se transforment en cumulonimbus, sous l'action du chauffage en surface et de la convergence liée à la brise. Ces amas de cumulonimbus peuvent ensuite donner des orages tard dans l'après-midi, si le chauffage en surface a été suffisamment intense au cours de la journée.

La situation par flux de sud-est étant la plus contrastée quant à la localisation des zones de convergence et de nuages liées à la brise, c'est ce régime que nous avons choisi pour la présente étude. Les caractéristiques décrites par flux de sud-est sont bien traduites sur les cartes d'échos-radar établies lors de l'expérience FACE 1971 pour la journée du 29 juin (Fig. 90).

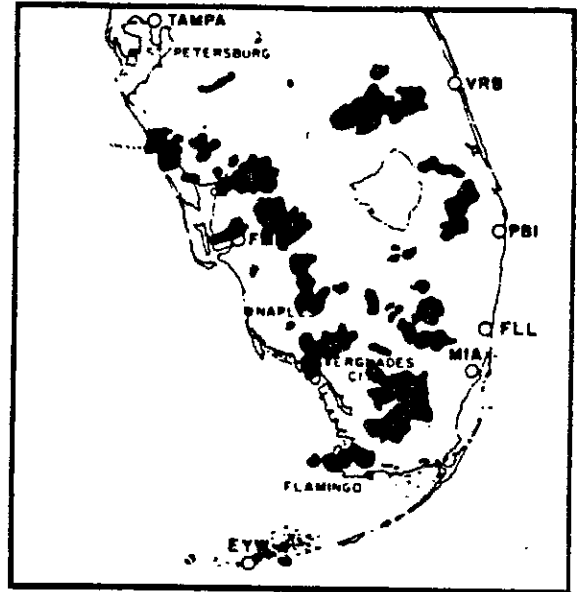
III - CONDITIONS INITIALES ET A L'INTERFACE

Un domaine horizontal de 24 x 27 points est considéré avec une maille de 11 x 11 km². Le contour côtier dans ce domaine est schématisé sur la Figure 91 : il correspond à la partie du modèle

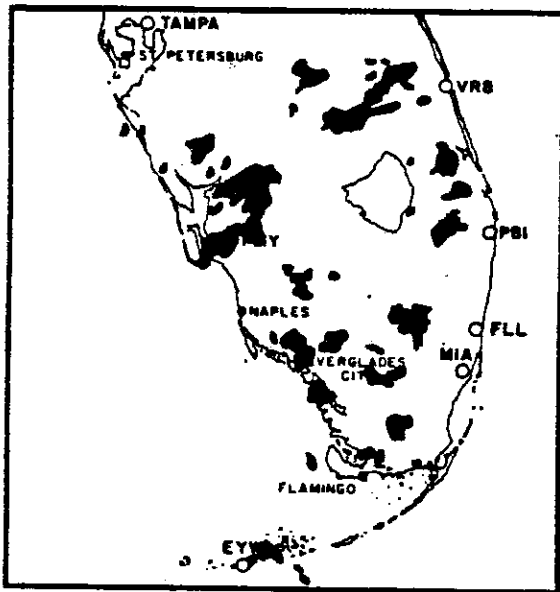
**COMPOSITE RADAR COVERAGE
1300EST AND 1401EST 29 JUNE 1971**



**COMPOSITE RADAR COVERAGE
1449EST AND 1544EST 29 JUNE 1971**



**COMPOSITE RADAR COVERAGE
1401EST AND 1449EST 29 JUNE 1971**



**COMPOSITE RADAR COVERAGE
1544EST AND 1644EST 29 JUNE 1971**

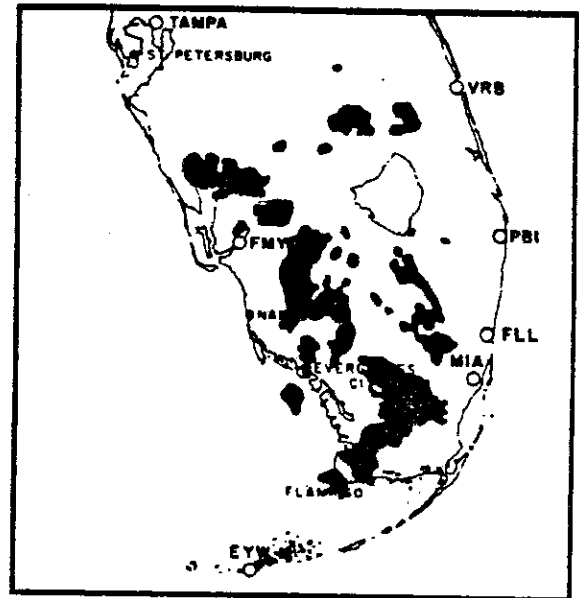
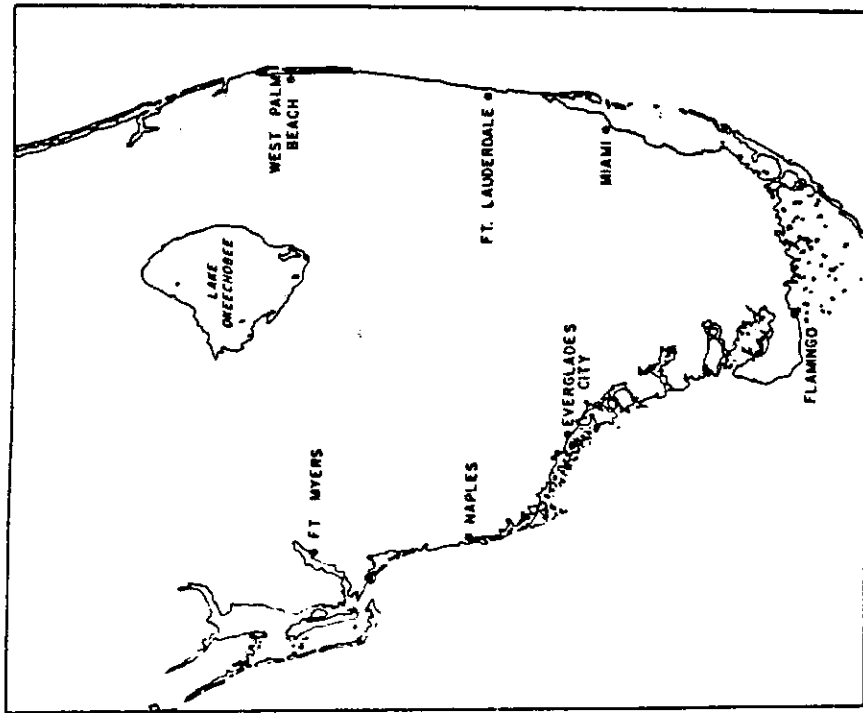
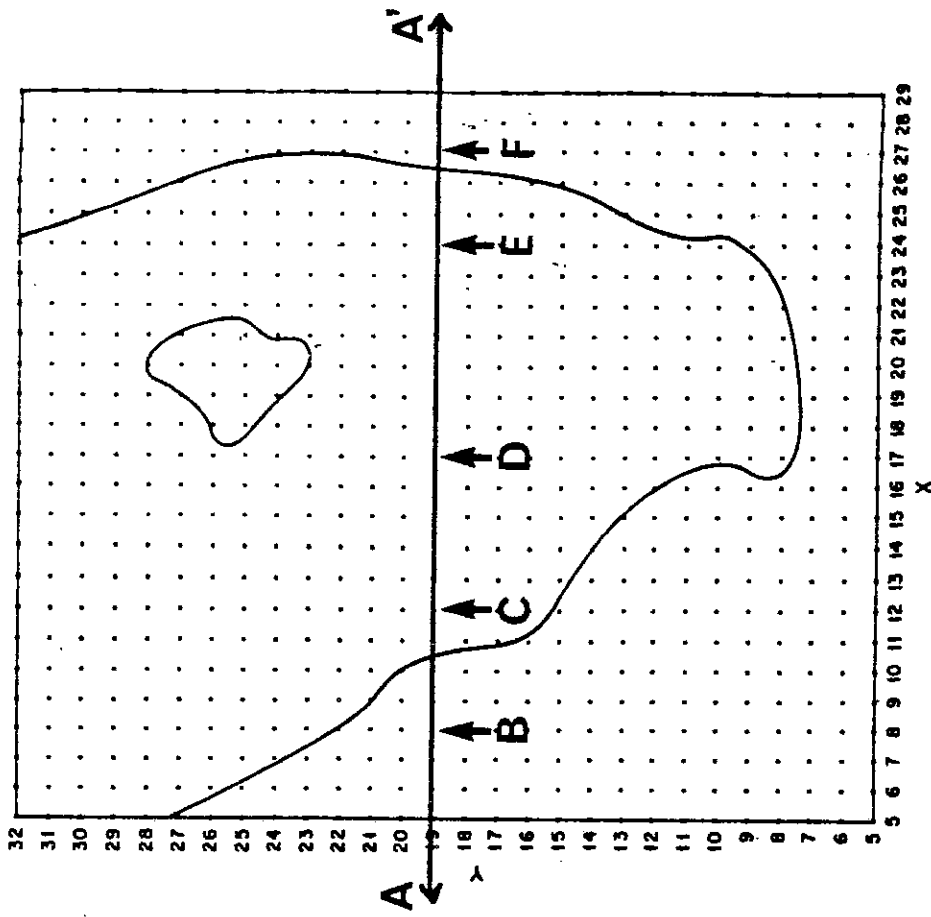


Figure 90 : Cartes d'échos radar établies sur la Floride lors de l'expérience FACE 1971 pour la journée du 29 juin.



(a)



(b)

Figure 91 : Carte de la Floride du sud (a) et contour introduit dans le modèle (b).

de Pielke couverte par un maillage uniforme. En effet, Pielke (1974-a) a entouré son domaine d'étude d'une "zone tampon" à maille croissante, afin de réduire, autant que possible, les problèmes de conditions aux limites. Les conditions aux limites latérales radiatives (Orlanski, 1976) du modèle de Nickerson-Richard présentées au Chapitre B-I permettent de s'affranchir d'une telle "zone tampon", réduisant ainsi le coût-calcul. La diffusion horizontale est ici plus faible que dans la version bidimensionnelle. Une valeur de \hat{K}_N égale à 10^{-3} est adoptée, contre $6 \cdot 10^{-3}$ dans la version bidimensionnelle : ceci est conforme aux comparaisons de Pielke (1974-b), entre des simulations de brises bi et tridimensionnelles. Il indique que des résultats identiques sont obtenus lorsque la diffusion horizontale est accrue dans le modèle bidimensionnel.

Les profils initiaux de la température et du rapport de mélange de la vapeur d'eau sont reportés dans le Tableau 16. Rappelons que la version du modèle mésoéchelle utilisée ici écarte toute interaction de la vapeur d'eau avec les autres variables. Un vent géostrophique de direction sud-est et d'intensité 6 m s^{-1} est considéré. Ainsi :

$$u_g = - 4,2 \text{ m s}^{-1} \qquad v_g = 4,2 \text{ m s}^{-1}$$

Le vent réel initial dans la couche limite est calculé en supposant un état balancé entre les forces de frottement, la force de Coriolis et la force de pression synoptique (balance d'Ekman). Il s'obtient en résolvant les équations suivantes :

$$\frac{\partial}{\partial Z} \left(K_M \frac{\partial u}{\partial Z} \right) + f (v - v_g) = 0$$

$$\frac{\partial}{\partial Z} \left(K_M \frac{\partial v}{\partial Z} \right) - f (u - u_g) = 0$$

L'introduction des variables complexes $s = u + iv$ et $s_g = u_g + iv_g$ conduit, après discrétisation du système, à la résolution d'un système tridiagonal dans l'espace complexe (Tapp et White, 1976).

En surface, une variation sinusoïdale de la température potentielle est imposée suivant la formule utilisée par Pielke (1974-a) :

$$\theta_g (x, y, t) = A (x, y) \sin \frac{\pi t}{T} + 298 \text{ K} \quad (t \text{ en heures})$$

avec :

$$A(x,y) = \begin{cases} 10 \text{ K sur terre} \\ 0 \text{ K sur mer} \end{cases}$$

et $T = 13$ heures.

Le rapport de mélange en surface reste constant durant toute la simulation et est égal à sa valeur à saturation sur la mer.

Le paramètre de Coriolis, la rugosité, l'accélération de la pesanteur et le rapport de mélange sur la mer ont leurs valeurs regroupées dans le Tableau 17.

P (mb)	T (K)	q (g kg ⁻¹)
1100	228	0
223	228	0
273	237	0
473	264	0
523	268	1
573	273	2,3
617	276	3,5
714	282	5,9
796	286	8
855	290	10
944	295	14
1009	298,8	18
1018	299,5	18

Tableau 16 : Profils initiaux de la température
et du rapport de mélange proposés par Pielke
(1974-a) pour l'étude d'une brise de mer
tridimensionnelle en Floride.

Paramètre	Valeur
Paramètre de Coriolis	$6,35 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$
Gravité	$9,80 \text{ m s}^{-2}$
Rugosité { terre	4 cm
{ mer	$0,032 u_{*}^2 \text{ g}^{-1}$
Rapport de mélange saturant sur la mer	$20,1 \text{ g kg}^{-1}$

Tableau 17 : Paramètres caractérisant l'interface sol-atmosphère relatifs à l'étude d'une brise de mer tridimensionnelle en Floride.

IV - RESULTATS

A - Confrontation avec la simulation de Pielke (1974-a)

Une simulation d'une durée de 10 heures a été effectuée. A l'instant initial, la température de la mer et du continent sont égales. Cet instant correspond approximativement au lever du soleil à 6 h LST.

Pour présenter nos résultats, nous utiliserons comme référence les simulations réalisées sur la même situation par Pielke (1974 a). Les différences entre les deux modèles tiennent à la technique de paramétrisation de la couche limite planétaire et au schéma de discrétisation des équations (advection horizontale notamment). Dans sa simulation, Pielke fait usage d'un coefficient d'échange empirique (O'Brien, 1970), associé à une épaisseur de la couche de mélange donnée par Blackadar et Tennekes (1968) et valant $0,25 u_* / f$. Pour notre cas, nous utilisons une paramétrisation faisant appel à une équation en énergie cinétique turbulente selon la méthode de Therry et Lacarrère (1983). Le but de la comparaison sera donc d'apprécier à la fois le comportement global de notre modèle et de distinguer des différences de comportement imputables à l'utilisation de deux paramétrisations différentes.

Parmi les résultats obtenus, nous présentons ici les coupes horizontales du champ de vitesse verticale au niveau 1,2 km et du champ de vent horizontal au niveau 50 m, ceci après 1, 3, 5, 8 et 10 heures de simulation. Ces coupes ont été choisies pour permettre une comparaison directe avec les résultats de Pielke (1974-a). Elles correspondent pour la vitesse verticale à une altitude située au sommet de la couche convective à 12 h LST, où les champs sont bien organisés, et pour les champs de vent à un niveau, proche du sol, où les effets de convergence-divergence sont suffisamment marqués pour être facilement observables. La Figure 92 présente les champs de vent horizontal à 50 m et de vitesse verticale à 1200 m

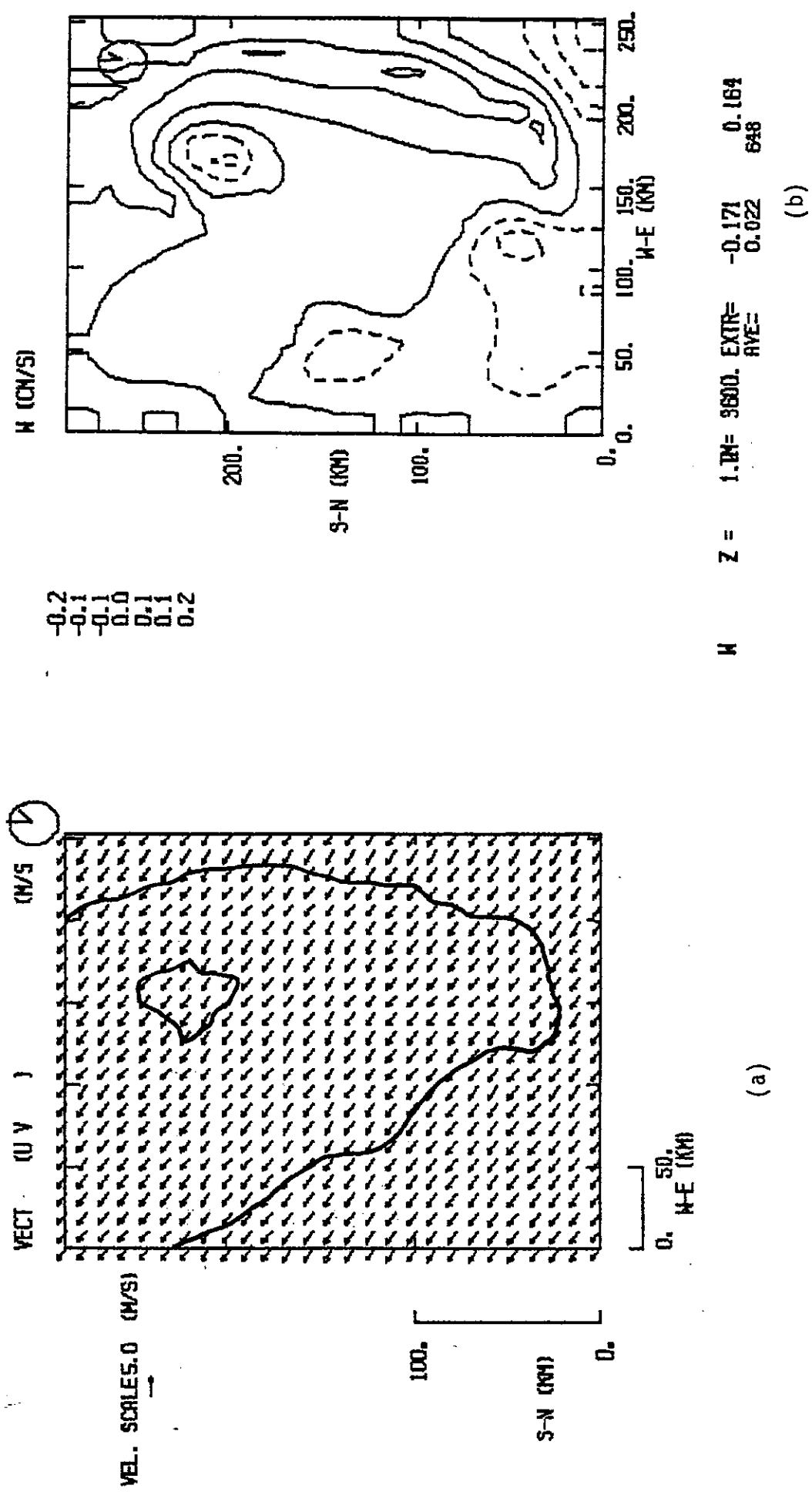


Figure 92 : Champs de vent horizontal à 50 m (a) et de vitesse verticale à 1200 m (b) après 1 heure de simulation (7 h LST).

après 1 heure de simulation (7 h LST). L'échelle des vecteurs vents est reportée à la gauche de la figure 92-a : elle est de 5 m s^{-1} . Les valeurs des isocontours (Fig. 92-b) sont reportées en haut et à gauche du tracé correspondant. L'horloge en haut et à droite de chaque figure indique le temps en heures à partir du début de la simulation.

Le champ de vent à 7 h LST n'est pas encore modifié par le chauffage en surface (Fig. 92-a) ; il garde une direction d'ensemble de sud-est. Les vitesses verticales, de valeurs très faibles (environ $0,1 \text{ cm s}^{-1}$), traduisent la constitution d'une zone de convergence le long de la côte est. Cette tendance s'explique du fait que le vent orienté vers le large du côté ouest advecte de l'air chaud sur la mer, réduisant ainsi le gradient thermique, alors que du côté est, le vent orienté vers la terre advecte de l'air froid océanique contre l'air relativement chaud de la péninsule, renforçant de ce fait le gradient de température. Le long de la côte ouest, on note un mouvement de subsidence provoqué par un transfert turbulent descendant de la quantité de mouvement. Après 3 heures de simulation (9 h LST), la Figure 93-a fait apparaître plusieurs modifications du champ de vent. Sur la côte ouest, s'amorce une légère rotation du vent horizontal, qui prend une orientation de sud-sud-est. Au-dessus du lac Okeechobee, on relève une faible diminution du vent. A la même heure, le champ de vitesses verticales (Fig. 93-b) présente une intensification des mouvements ascendants, de l'ordre de 2 cm s^{-1} . Le long de la côte ouest, le transfert vertical de chaleur est suffisant pour déterminer l'apparition d'une bande de vitesses verticales positives. La localisation des maxima de vitesses verticales illustre la nature tridimensionnelle du processus de convergence. En effet, les noyaux les plus intenses se forment en réponse aux courbures convexes de la ligne de côte qui accentuent la zone de convergence générée par le chauffage différentiel entre la terre et la mer. Une cellule de subsidence apparaît sur le lac Okeechobee après 3 heures de simulation. Ces différentes caractéristiques ont

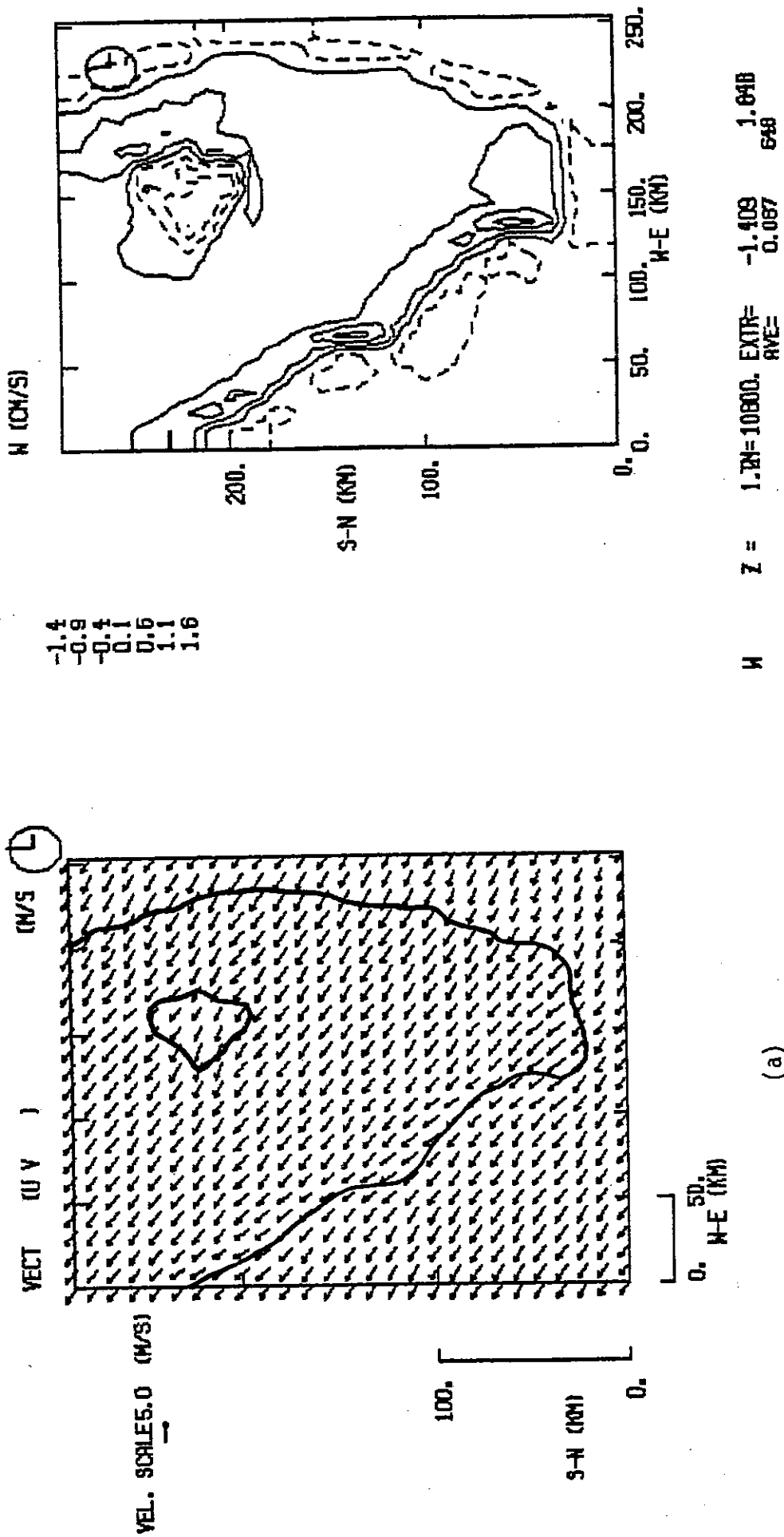
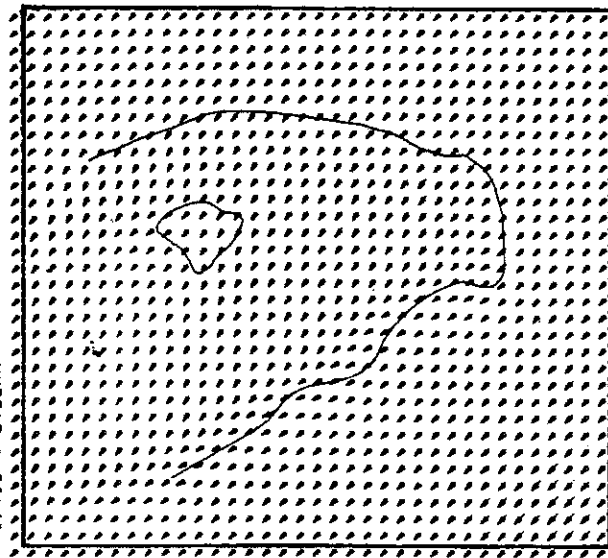


Figure 93 : Champs de vent horizontal à 50 m (a) et de vitesse verticale à 1200 m (b) après 3 heures de simulation (9 h LST).

également été trouvées dans la simulation de Pielke (1974-a), dont les champs correspondant à ceux de la Figure 93 sont présentés sur la Figure 94. La disparition des ascendances sur la côte est s'explique par un renforcement de l'écoulement dans cette zone, dû à la superposition du courant de brise et des vents synoptiques. Après 5 heures de simulation (11 h LST), les vents ayant accentué leur rotation vers la terre le long de la côte ouest, la zone de convergence est bien établie (Fig. 95-a) et située à 10 km à l'intérieur des terres. Sur le lac Okeechobee, la divergence du vent traduisant la brise de lac est clairement mise en évidence. Sur la côte est, on constate une accélération du vent dans les basses couches sur la péninsule, en réponse à la baisse de pression engendrée par le chauffage en surface, alors que sa direction n'est presque pas modifiée. Sur le champ de vitesses verticales, un renforcement du maxima, atteignant -5 et $+9 \text{ cm s}^{-1}$ le long de la côte ouest est observé (Fig. 95-b). Deux noyaux de vitesses ascendantes moins intenses se sont développés à l'est et au sud du lac. Ces résultats sont en accord avec ceux du modèle de Pielke (1974-a) à la même heure (Fig. 96) quant à la localisation des noyaux de vitesse verticale et à la configuration générale du champ de vent. On note toutefois une différence au niveau de l'intensité des vitesses verticales qui sont sous-estimées d'un facteur deux dans notre modèle, Pielke trouvant à 11 h LST des vitesses maximales de 20 cm s^{-1} . A 14 h LST (après 8 heures de simulation), la différence de température entre la terre et la mer correspond au développement maximal en intensité des mouvements ascendants.

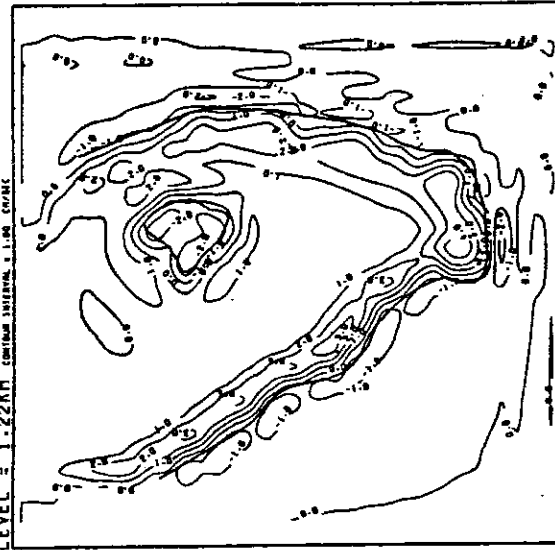
Le front de convergence sur la côte est s'est déplacé vers l'intérieur des terres (Fig. 97-a) pour se situer à environ 30 km de la côte. Cette pénétration est aussi observable sur les isocontours de vitesse verticale (Fig. 97-b), qui ont progressé vers le nord-est. Sur la côte ouest, l'accélération du vent s'est poursuivie. Le vent atteint une vitesse de 10 m s^{-1} , soit une augmentation de 4 m s^{-1} par rapport à l'état initial. Au vu de la Figure 97-a, le vent horizontal calculé dans les basses couches en

HORIZONTAL VELOCITY HOUR = 3.01
USYNOP = 6.0M/SEC ANGLE = 135.
LEVEL = 0.05MP



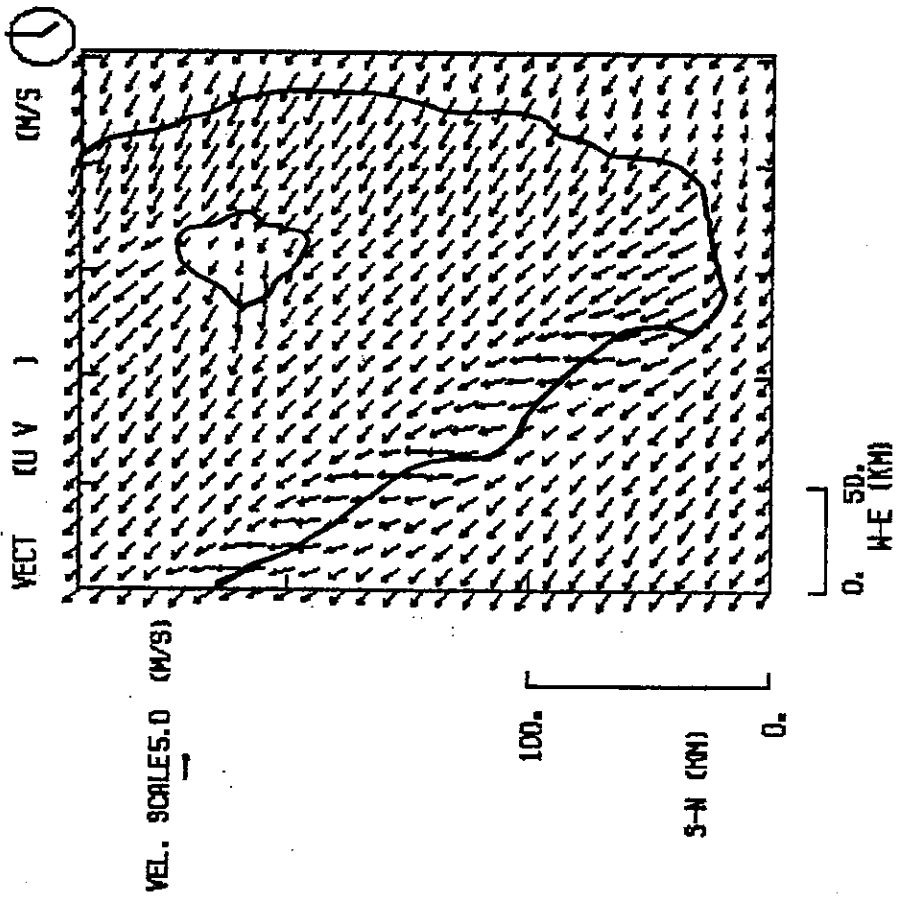
(a)

VERTICAL VELOCITY HOUR = 3.01
USYNOP = 6.0M/SEC ANGLE = 135.
LEVEL = 1.22KM CONTOUR INTERVAL = 1.0M COVARS

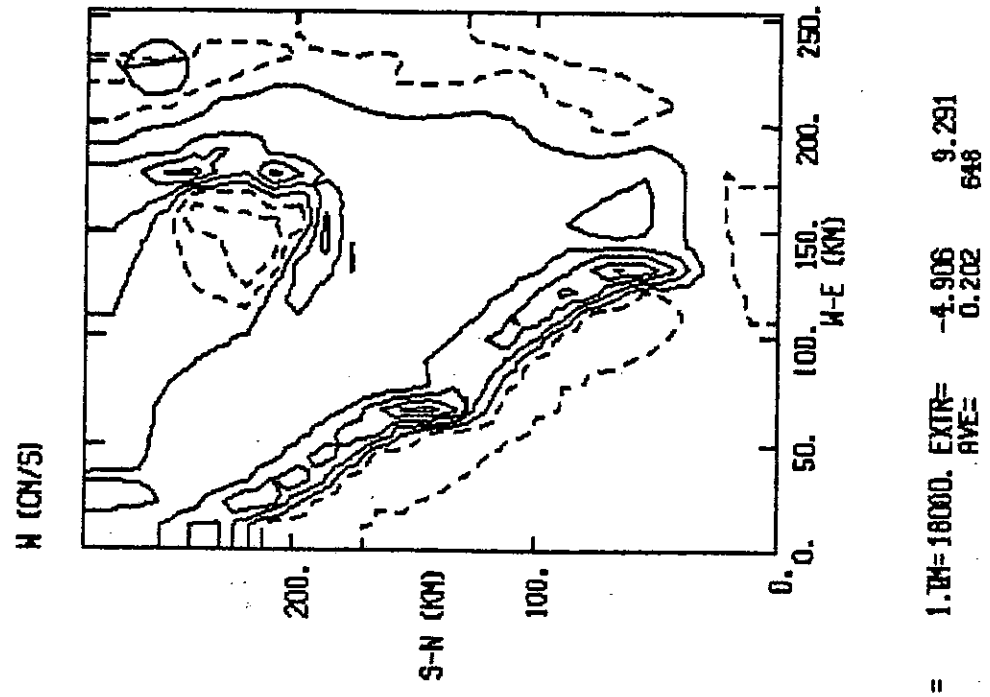


(b)

Figure 94 : Champs de 1a Figure 93 obtenus par Pielke (1974 - a).



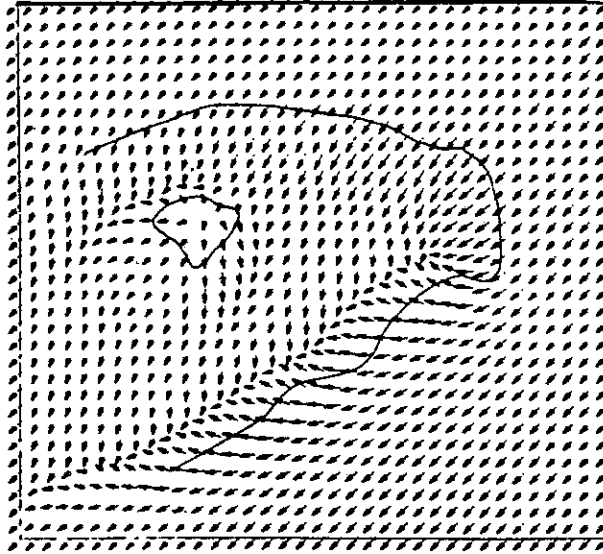
(a)



(b)

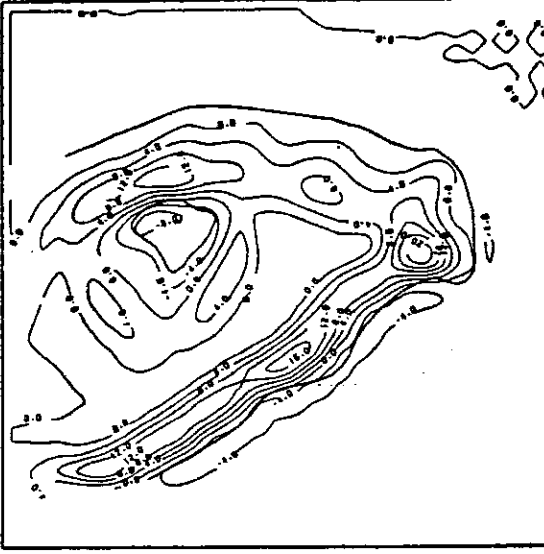
Figure 95 : Champs de vent horizontal à 50 m (a) et de vitesse verticale à 1200 m (b) après 5 heures de simulation (11 h LST).

HORIZONTAL VELOCITY HOUR = 5.00
US/MOP = 6.0M/SEC ANGLE = 135.
LEVEL = 0.05KM



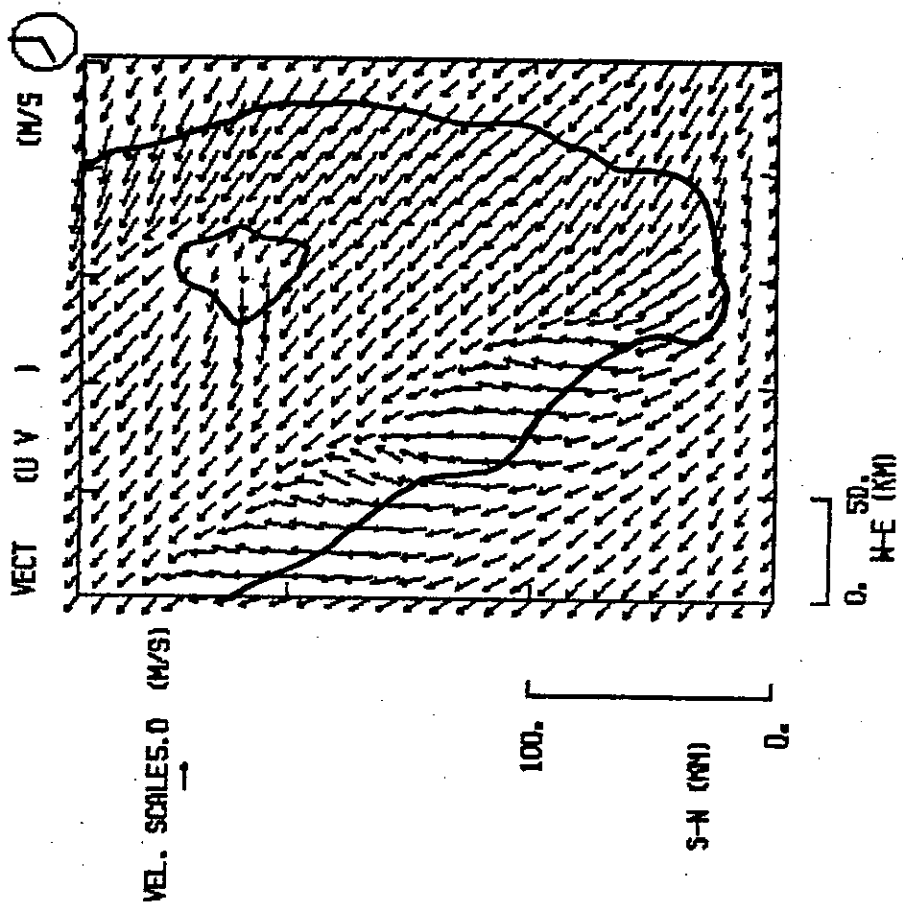
(a)

VERTICAL VELOCITY HOUR = 5.00
US/MOP = 6.0M/SEC ANGLE = 135.
LEVEL = 1.22KM

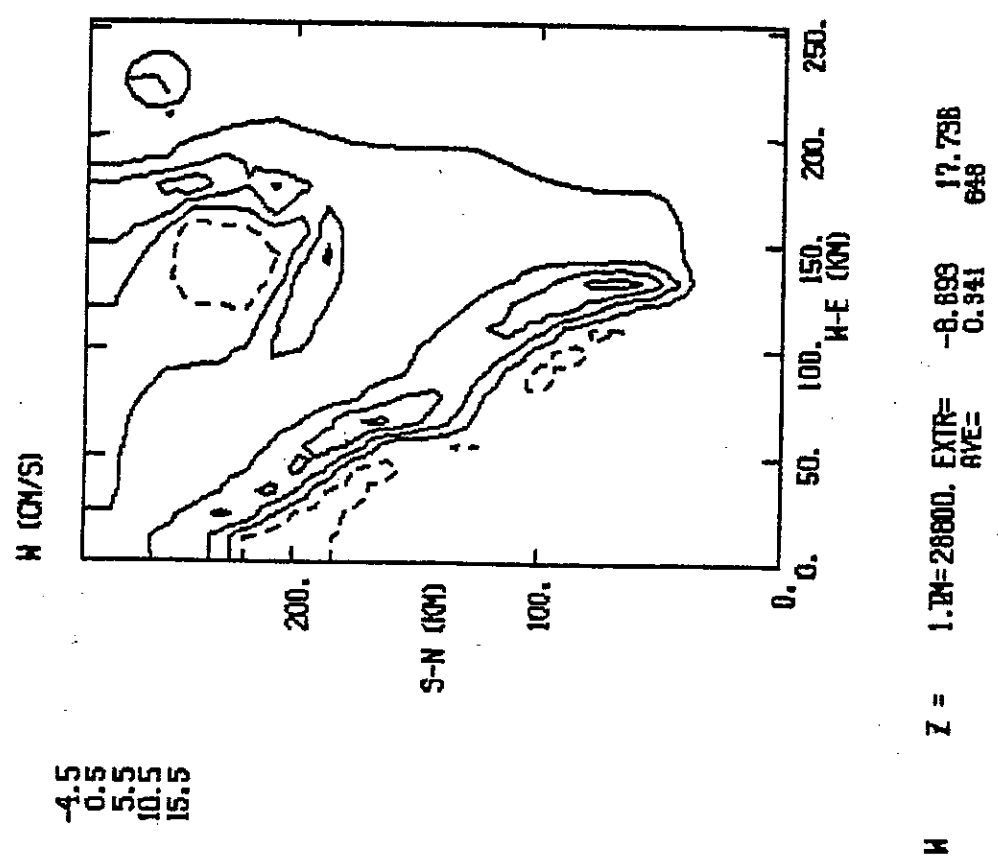


(b)

Figure 96 : Champs de 1a Figure 95 obtenus par Pielke (1974 - a).



(a)



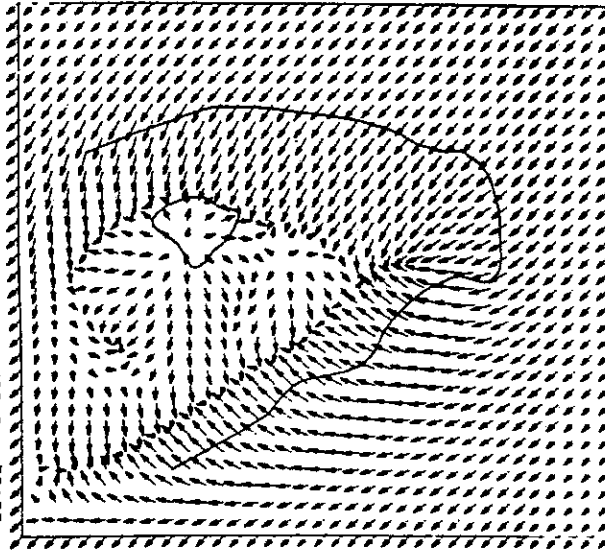
(b)

Figure 97 : Champs de vent horizontal à 50 m (a) et de vitesse verticale à 1200 m (b) après 8 heures de simulation (14 h LST).

Floride apparaît fortement modifié en cours de journée par rapport à l'écoulement synoptique initial. Les vitesses verticales maximales de 18 cm s^{-1} , observées sur la Figure 97-b, sont très inférieures aux 70 cm s^{-1} prédits par Pielke (1974-a). L'intensité de la brise est fortement liée aux valeurs des flux de chaleur dans la couche de surface. Ces flux turbulents, calculés par la méthode de Yamamoto et Shimanuki (1966) dans le modèle de Pielke, et par celle de Louis (1979) dans notre modèle, pourraient être sensiblement différents et expliquer les différences induites sur l'intensité de la convection. Pielke (1974-a) n'ayant pas fourni de valeurs de ces flux dans la couche limite de surface, il n'est pas possible de vérifier cette hypothèse. Toutefois, les simulations réalisées par Pielke et Mahrer (1978) avec une nouvelle version du modèle mésoéchelle de Pielke, basée sur la formulation de la couche de surface de Businger et al. (1971) également utilisée par Louis (1979), indiquent des vitesses verticales maximales de 30 cm s^{-1} , seulement au plus fort de la brise. Ces valeurs, obtenues dans une simulation très voisine de la nôtre, semblent donc compatibles avec celles trouvées avec notre modèle. De même, la comparaison des champs de vent à 50 m après 8 heures de simulation (Fig. 97-a) avec ceux obtenus par Pielke (1974-a), reportés sur la Figure 98-a, indique plusieurs différences. Le second front de convergence, situé au nord du lac Okeechobee, dans son sillage, n'est que partiellement reproduit par notre modèle, son domaine d'étude étant moins étendu. D'autre part, les zones désorganisées de vent faible et de divergence au sud-est du lac ne sont pas retrouvées dans nos résultats. De telles zones n'apparaissent pas dans les résultats de Tapp et White (1976), ni dans ceux de Pielke et Mahrer (1978) avec une version améliorée de leur modèle. Les champs de vent horizontal obtenus par ces deux modèles (Figs 99-a et 99-b) peuvent être comparés plus favorablement avec nos propres résultats.

Sur la Figure 100 sont présentées les évolutions des champs de vent horizontal et de vitesse verticale à 16 h LST (après 10 heures de simulation). Concernant les vents horizontaux (Fig. 100-a), le

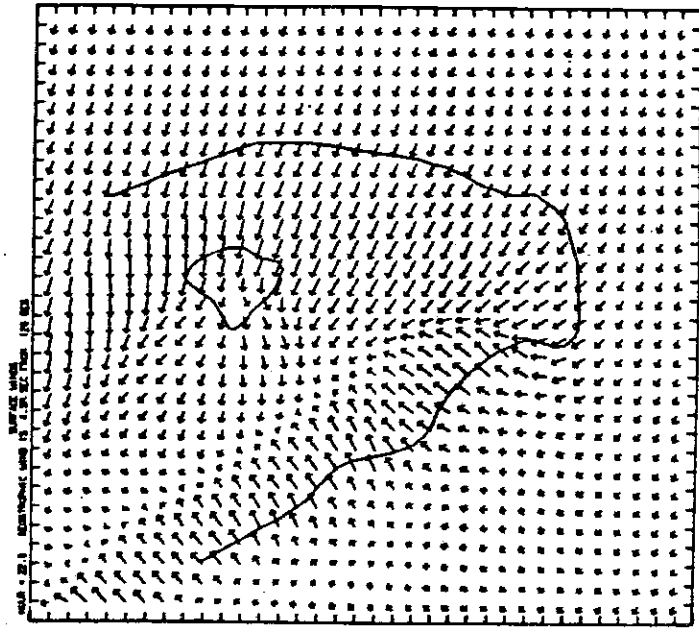
HORIZONTAL VELOCITY HOUR = 8.00
USYNOP = 5.0M/SEC ANGLE = 135.
LEVEL = 0.05KM



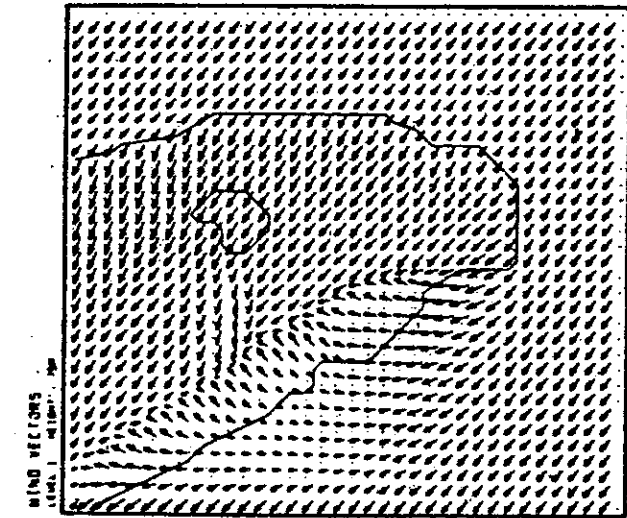
VERTICAL VELOCITY HOUR = 8.00
USYNOP = 6.0M/SEC ANGLE = 135.
LEVEL = 1.22KM CONTOUR INTERVAL = 0.20 CM/SEC



Figure 98 : Champs de la Figure 97 obtenus par Pielke (1974-a).



(a)



(b)

Figure 99 : Champs de vent horizontal à 50 m obtenus par Tapp et White (1976) après 12 heures de simulation à 18 h LST (a) et par Pielke et Mahrer (1978) à 14 h LST (b).

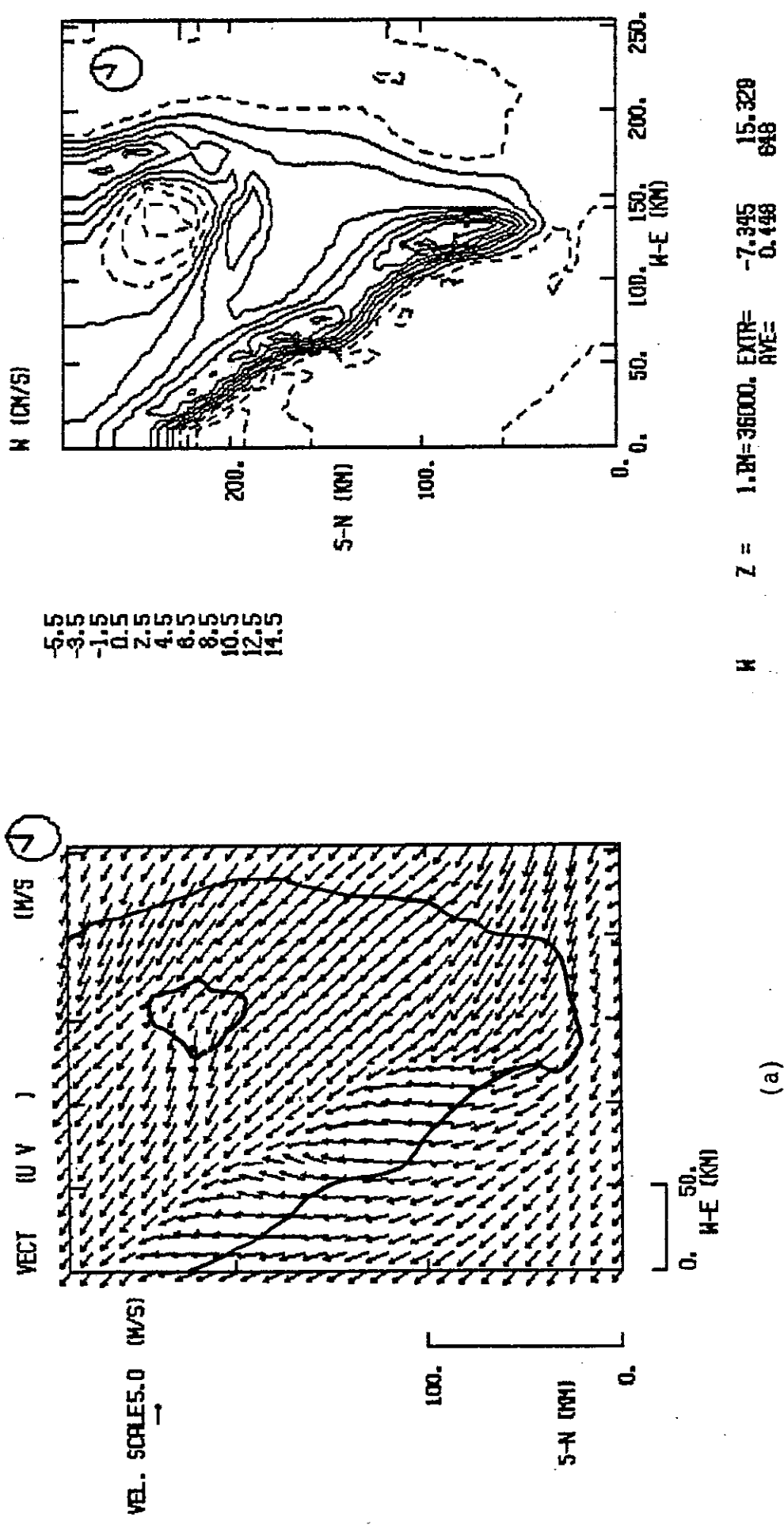


Figure 100 : Champs de vent horizontal à 50 m (a) et de vitesse verticale à 1200 m (b) après 10 heures de simulation (16 h LST).

front de convergence le long de la côte ouest a sensiblement progressé vers l'intérieur des terres. Sur la côte est, le vent s'est encore accéléré. La divergence sur le lac a en majeure partie disparu par le renforcement de l'écoulement moyen et la diminution de la différence de température terre/lac. L'allure des isocontours de vitesse verticale à 16 h LST (Fig. 100-b) est très peu différente de celle observée à 14 h LST. La diminution des maxima de vitesses verticales, n'atteignant plus que -7 et $+15 \text{ cm s}^{-1}$, indique que la phase de décroissance en intensité de la brise de mer s'est amorcée. La diminution d'intensité des mouvements convectifs à 16 h LST est également notée par Pielke (Fig. 101-b), les différences au niveau des maxima de vitesses entre les champs des Figures 100 et 101 étant les mêmes que celles relevées précédemment.

B - Structure de la couche limite et de l'écoulement de brise

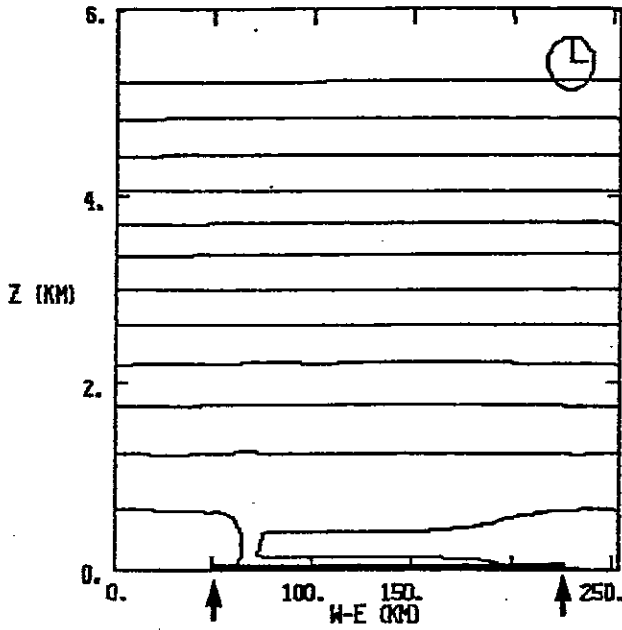
Nous introduisons ci-dessous des résultats complémentaires en vue d'une étude plus approfondie du comportement de notre modèle. Notre attention s'est portée sur l'évolution de la température potentielle des flux de chaleur et de quantité de mouvement en surface, des profils verticaux du vent (hodographes), de l'énergie cinétique turbulente et du flux turbulent de chaleur sensible.

1 - Coupes verticales du champ de température potentielle

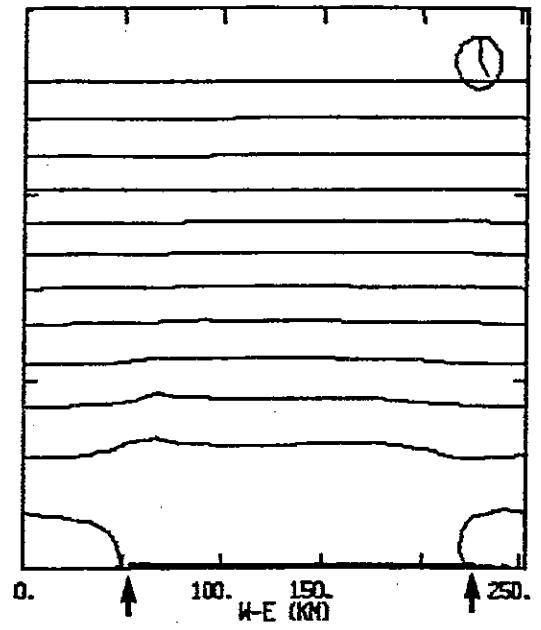
Sur la Figure 102 sont juxtaposés les isocontours des champs de température potentielle après 3, 5, 8 et 10 heures de simulation, le long d'une coupe verticale à $j = 15$ (coupe AA' de la Figure 91). Initialement, le profil est stable à tous les niveaux. Après 3 heures de simulation (Fig. 102-a), une couche instable s'établit sur terre près du sol, le profil sur la mer restant inchangé. Sur la Figure 102-b, à 11 h LST (après 5 heures de simulation), une couche neutre épaisse d'un peu plus d'un kilomètre s'est formée sur terre. Après 8 heures de simulation (Fig. 102-c),

298.0
300.0
302.0
304.0
306.0
308.0
310.0
312.0
314.0
316.0
318.0
320.0
322.0

(a) POTENTIAL TEMPERATURE (K)



POTENTIAL TEMPERATURE (K)

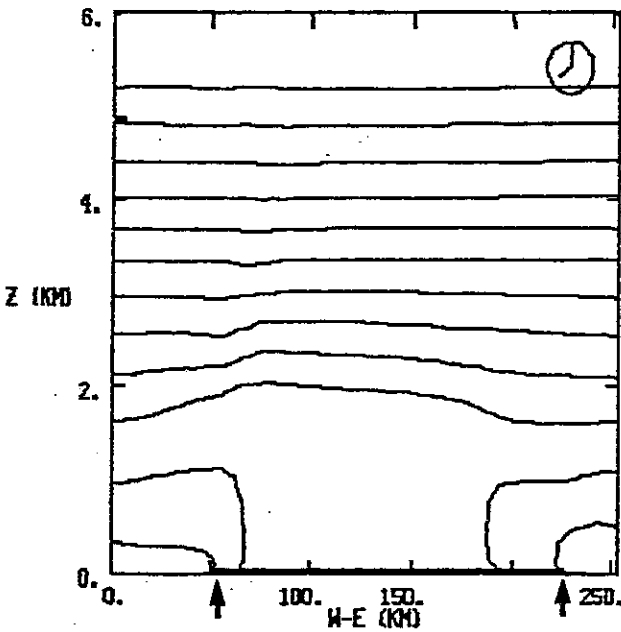


(b)

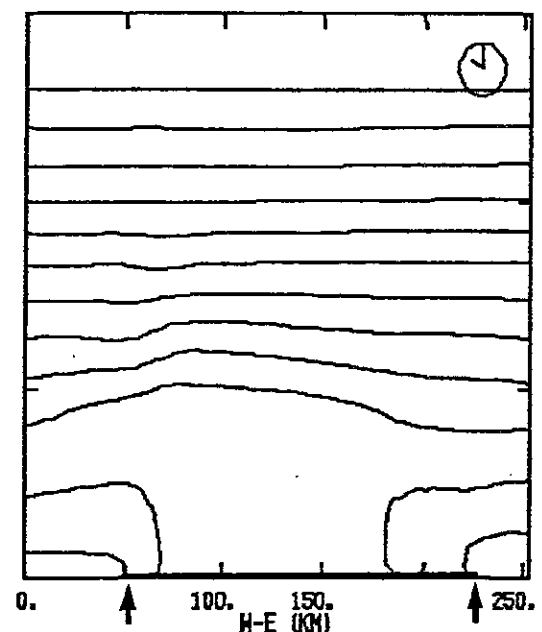
THET J = 15. TH = 10800. EXTR = 297.990 322.124
AVE = 305.922 264

TH = 18000. EXTR = 297.974 322.152
AVE = 306.999 264

(c) POTENTIAL TEMPERATURE (K)



POTENTIAL TEMPERATURE (K)



(d)

298.0
300.0
302.0
304.0
306.0
308.0
310.0
312.0
314.0
316.0
318.0
320.0
322.0

THET J = 15. TH = 28800. EXTR = 297.954 322.237
AVE = 306.744 264

TH = 36000. EXTR = 297.938 322.279
AVE = 306.619 264

Figure 102 : Champs de température potentielle (coupe verticale est-ouest selon la ligne AA' de la Fig. 91) après 3 heures (a), 5 heures (b), 8 heures (c) et 10 heures (d) de simulation. Les flèches indiquent la côte de part et d'autre de la péninsule.

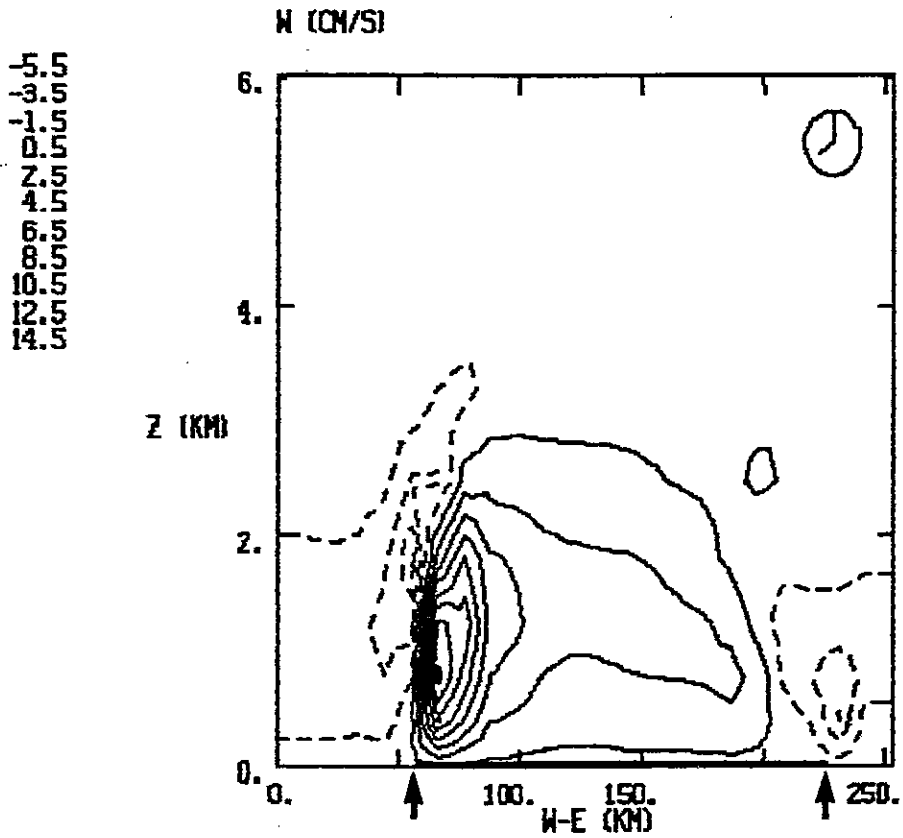
(b)

la zone de mélange a une épaisseur de deux kilomètres. Cependant, son extension horizontale est réduite par rapport à 9 h LST par suite de l'advection d'air maritime froid de part et d'autre de la péninsule. Nous observons aussi une dissymétrie de l'épaisseur de la couche limite planétaire. Elle est plus développée à l'ouest du domaine, au voisinage de la principale cellule ascendante de brise, comme l'indique la Figure 103 représentant les isocontours de vitesse verticale le long de la coupe AA' à l'instant considéré. De plus, la partie occidentale du continent correspond à un afflux d'air qui s'est considérablement réchauffé en se déplaçant depuis l'est du domaine sur toute la péninsule chaude. Les isocontours sont déformés jusqu'à 3 km au niveau de la côte occidentale par la zone de subsidence localisée à cet endroit. A 16 h LST, la forme des isocontours est pratiquement inchangée par rapport à 14 h LST ; on relève simplement une légère progression de la zone stable dans la partie droite du domaine provoquée par l'augmentation du vent horizontal sur la côte est entre ces deux heures.

d)

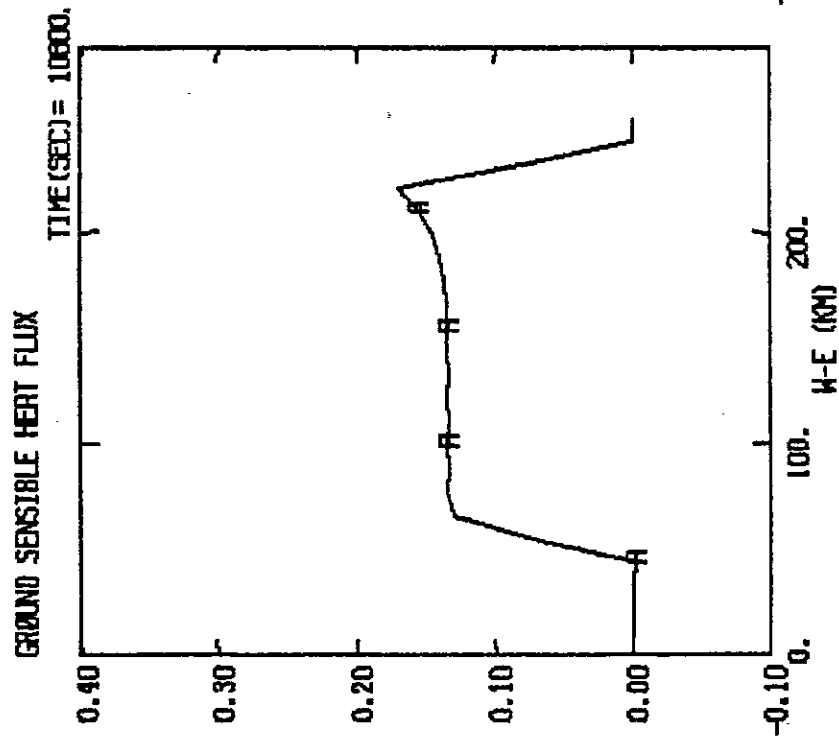
2 - Coupes horizontales du flux de chaleur sensible en surface

L'évolution du flux cinématique de chaleur sensible en surface le long de la section AA' à 9, 11 et 14 h LST (soit après 3, 5 et 8 heures de simulation) est reportée sur la Figure 104. Après 3 heures de simulation (Fig. 104-a), le contraste terre-mer est évident. Des valeurs très faibles et négatives sont observées sur mer (de part et d'autre de la péninsule), traduisant la stabilité de l'atmosphère sus-jacente. Au contraire, un flux de $0,13 \text{ m K s}^{-1}$ est relevé sur terre et détermine une zone instable près du sol (Fig. 102-a). Les valeurs les plus importantes de flux sont notées près de la côte est. Elles s'expliquent par des vents près du sol renforcés relativement au reste du domaine. En effet, le long de cette côte, la superposition du vent synoptique et du courant de brise conduit aux vents importants dans les basses couches déjà observés. De plus, l'advection d'air maritime froid sur le sol chaud de la péninsule génère dans cette zone des gradients

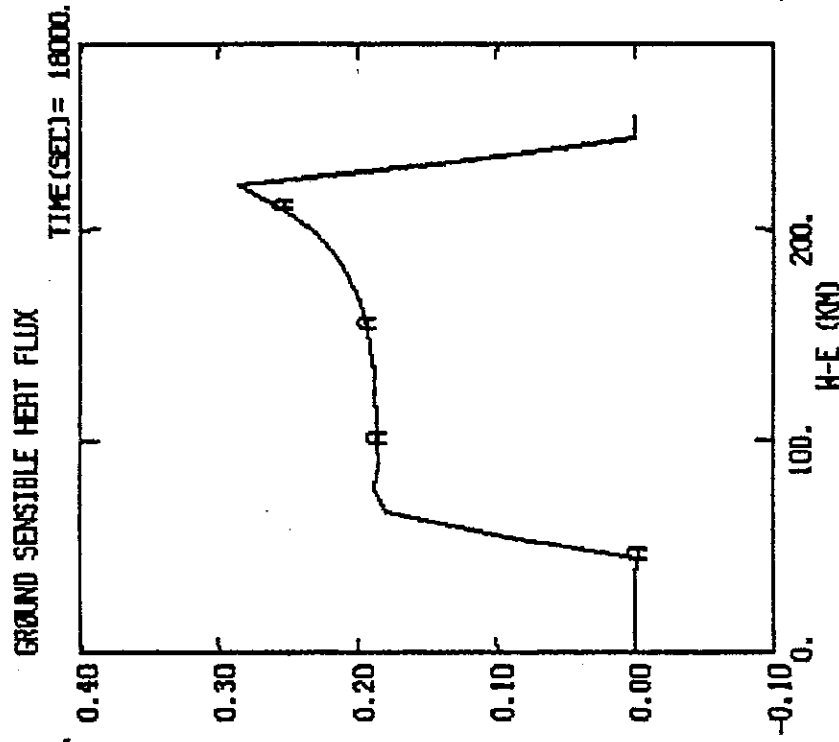


W J = 15. TN = 28800. EXTR = -6.862 14.980
 AVE = 0.231 264

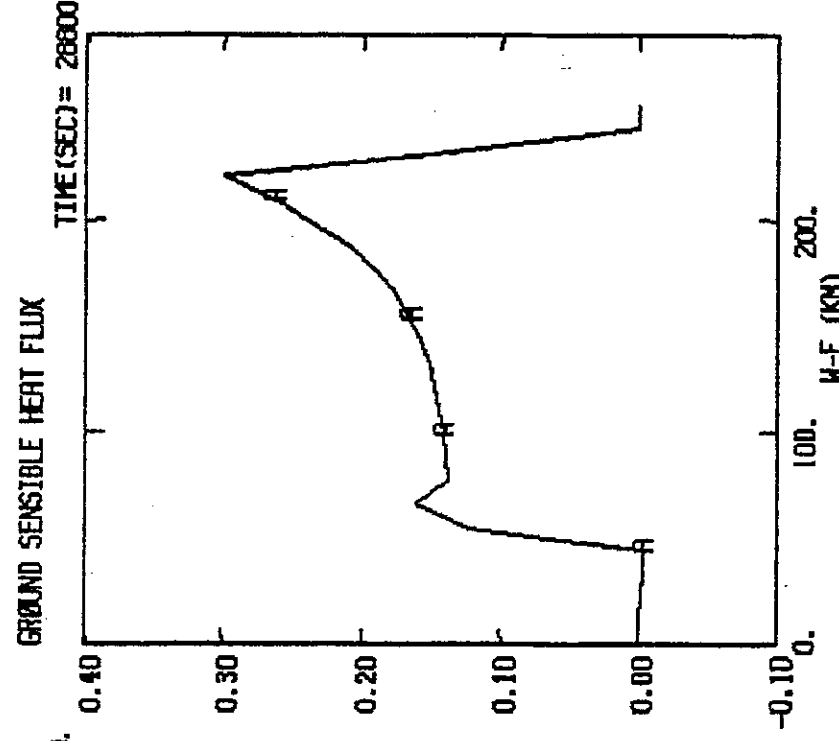
Figure 103 : Champ de vitesse verticale (coupe verticale est-ouest selon la ligne AA' de la Fig. 91) après 8 heures de simulation (14 h LST).



(a)



(b)



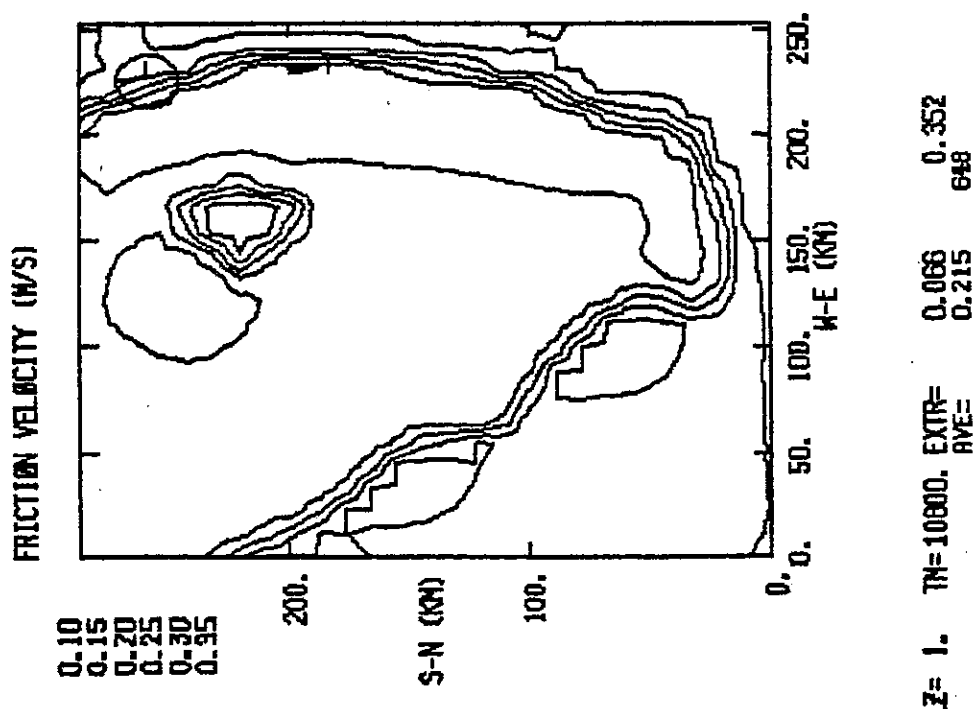
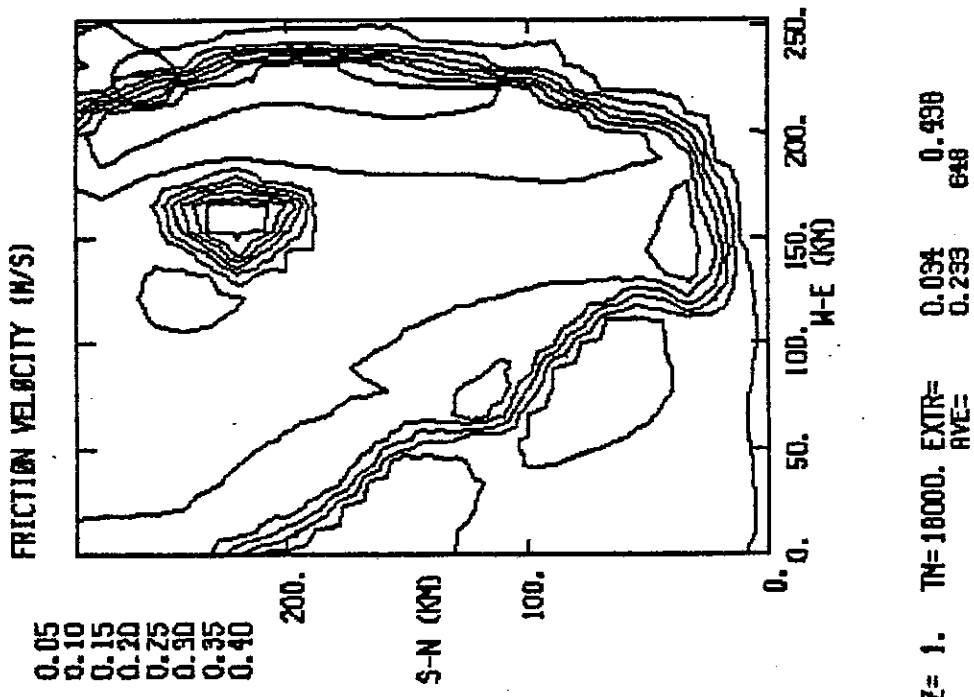
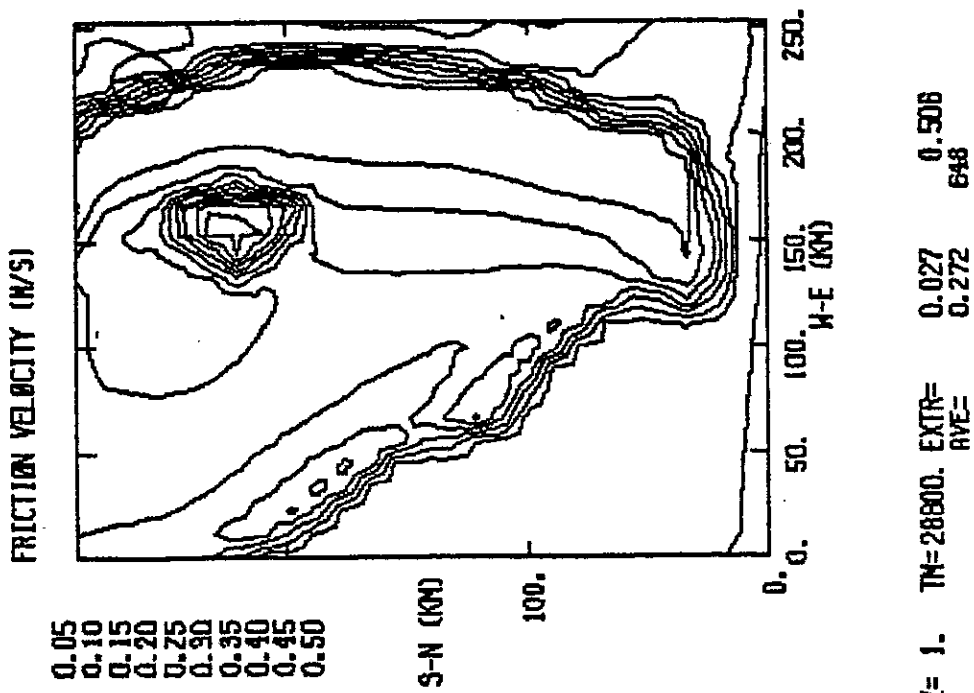
(c)

Figure 104 : Flux de chaleur sensible en surface, exprimé en $m K s^{-1}$, le long de la section AA' de la Fig. 91, après 3 heures (a), 5 heures (b) et 8 heures (c) de simulation.

verticaux de température près du sol plus intenses que dans le reste du domaine. Après 5 heures de simulation (Fig. 104-b), ce phénomène s'est accentué avec une valeur de $0,28 \text{ m K s}^{-1}$ près de la côte est et de $0,18 \text{ m K s}^{-1}$ seulement partout ailleurs. Il sera intéressant d'étudier ultérieurement comment cet effet est modifié dans le cas où la température du sol est déduite de la résolution d'un bilan d'énergie. Après 8 heures de simulation, une légère diminution du flux de chaleur apparaît dans la partie médiane de la péninsule induite par une baisse de la température de surface, dont le maximum se situe après 6 h 30 de simulation. Sur la côte ouest, le pic de flux de chaleur est provoqué par advection d'air maritime froid sur cette partie de la péninsule, la brise occidentale étant alors bien installée. Le vent de brise étant moins fort que sur la partie est, ce pic n'atteint que $0,18 \text{ m K s}^{-1}$.

3 - Vitesse de frottement

L'évolution des transferts de quantité de mouvement en surface est caractérisée par la vitesse de frottement u_* dont des cartes d'isocontours sur tout le domaine ont été tracées à 9, 11 et 14 h LST, respectivement sur les Figures 105-a, b et c. A 9 h LST, on relève deux régions de transferts importants ($u_* \geq 0,30 \text{ m s}^{-1}$). L'une est située le long de la côte est de la péninsule et l'autre au nord-ouest du lac. Ces deux zones correspondent aux endroits où le vent synoptique, de direction sud-est, est renforcé respectivement par la brise de mer et la brise de lac. La différence de rugosité entre la terre et la mer conduit à des gradients importants de la vitesse de frottement au voisinage de la côte. Après 5 heures et 8 heures de simulation, on observe un renforcement progressif des transferts de quantité de mouvement sur la terre, les valeurs maximales passant respectivement de $0,44 \text{ m s}^{-1}$ à $0,51 \text{ m s}^{-1}$. Sur la côte ouest s'établissent (Fig. 105-b) deux noyaux qui correspondent à la courbure convexe de la ligne de côte, laquelle tend à renforcer la convergence dans les basses couches. Les zones de forte vitesse de frottement le long de



(a)

(b)

(c)

Figure 105 : Vitesse de frottement après 3 heures (a), 5 heures (b) et 8 heures (c) de simulation.

la côte ouest et au nord-est du lac s'étalent entre 11 h LST et 14 h LST plus à l'intérieur de la péninsule. Cet effet provient de la pénétration des fronts de brise de mer et de lac plus profondément dans les terres, accompagnées d'une augmentation du vent horizontal près du sol.

4 - Hodographes du vent horizontal

Pielke (1974-a) n'ayant examiné que l'évolution du vent à 50 m, il est intéressant d'étudier également l'évolution, entre 9 h LST et 14 h LST, du vent horizontal en fonction de l'altitude. Cinq points particuliers de la coupe AA', notés B, C, D, E et F (cf. Fig. 91) et situés comme suit, ont été choisis :

- B : point sur la mer à l'ouest de la péninsule,
- C : point sur la terre près de la ligne de côte ouest,
- D : point au centre de la péninsule,
- E : point sur la terre près de la ligne de côte est,
- F : point sur la mer à l'est de la péninsule.

Pour représenter simultanément les composantes u et v du vecteur vent, des hodographes ont été tracés en chacun des points précités, jusqu'à une altitude de 6 km, respectivement après 3 heures de simulation (Fig. 106), après 5 heures de simulation (Fig. 107) et après 8 heures de simulation (Fig. 108). Sur chaque graphe, les indices G, 1, 3 et 5 repèrent la position de l'extrémité du vecteur vent au sol, à 1, 3 et 5 km d'altitude. L'intérêt de cette représentation est de bien mettre en évidence le développement du courant de brise, qui associe un changement à la fois en direction et en force du vent.

Après 3 heures de simulation (9 h LST) (Fig. 106), on relève en chacun des points un comportement très semblable du vent. Celui-ci, nul au sol, croît rapidement avec l'altitude et se stabilise entre 1 et 5 km, selon une direction de sud-est. Ce comportement est cohérent avec la coupe à 50 m présentée sur la

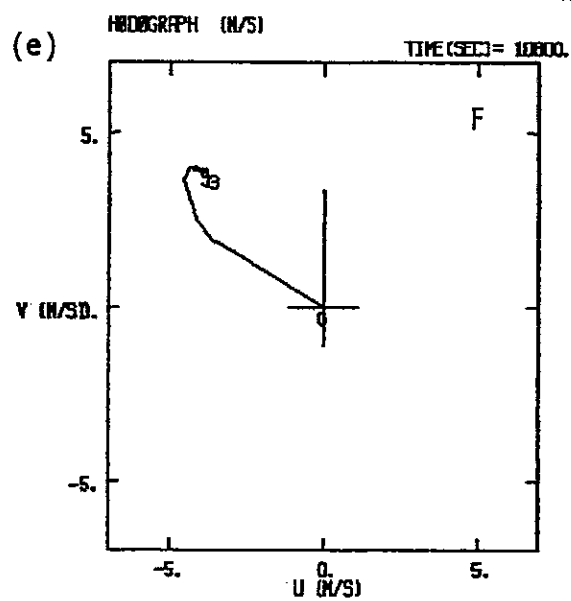
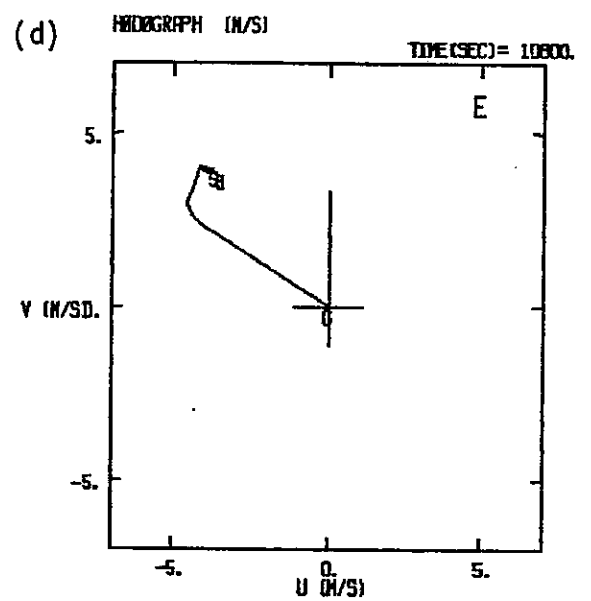
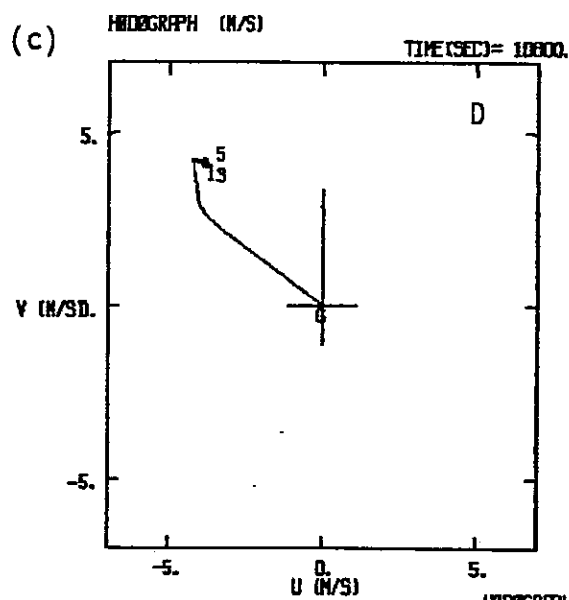
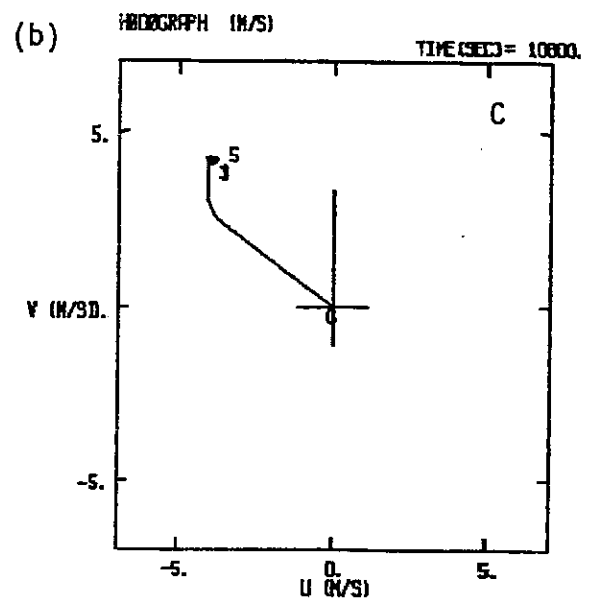
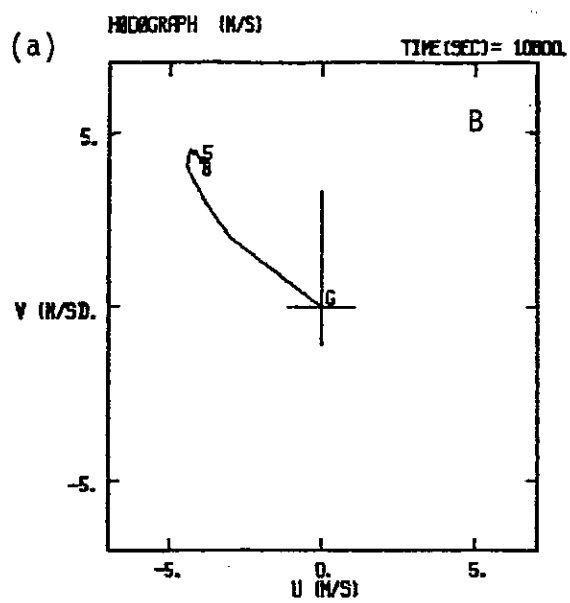


Figure 106 : Hodographes du vent horizontal après 3 heures de simulation aux points B (a), C (b), D (c), E (d) et F (e) de la section AA' repérés sur la Fig. 91.

Figure 92, où le champ observé était alors très peu modifié par rapport à sa configuration initiale. A 11 h LST (Fig. 107-a), le point B accuse une rotation importante du vent dans le sens des aiguilles d'une montre dans les basses couches, suite à l'établissement du courant de brise sur la côte ouest. Pour le point C, on observe une tendance dans le même sens (Fig. 107-b), toutefois moins prononcée, ce point étant situé plus à l'intérieur des terres. Concernant le vent au centre de la Floride (Fig. 107 c), aucune évolution sensible de l'hodographe n'apparaît. La Figure 107-d dénote une modification importante du vent au point E entre 9 h et 11 h LST au-dessus de 500 m. En effet, au voisinage de 1 km d'altitude, alors que la composante v n'est pas modifiée, la composante u passe de -5 m s^{-1} à -3 m s^{-1} , traduisant ainsi l'existence du courant de retour de la brise orientale. Le point de rebroussement entre 3 et 5 km révèle le mouvement de "retour" du vent dans les niveaux supérieurs à sa configuration initiale. Le développement de la brise se traduit donc en ce point par l'existence de cisaillements de vitesse très marqués. Les vents au point F (Fig. 107-e) ont la même structure verticale après 3 heures comme après 5 heures de simulation. Après 8 heures de simulation (14 h LST), les hodographes sont fortement modifiés par rapport à leur structure à 9 et 11 h LST, à l'exception du point D situé au centre de la péninsule et, de ce fait, peu affecté par les deux brises côtières. Au point B (Fig. 108-a), le vent, ayant poursuivi sa rotation entre 11 et 14 h LST, possède alors une direction de secteur sud dans les basses couches ; il reprend au-dessus d'1 km sa direction de sud-est initiale. On relève aussi une légère rotation du vent entre 1 et 2 km, suite à l'augmentation de la composante u qui atteint -6 m s^{-1} . De par l'advection du front de brise vers l'intérieur des terres, observée sur les coupes de vent au niveau 50 m, la direction du vent au point C (Fig. 108-b) prend, au voisinage du sol, une direction de secteur sud. Plus en altitude, le vent subit une forte rotation dans le sens inverse des aiguilles d'une montre, avec une augmentation sensible de la composante zonale. Cette augmentation traduit la présence du

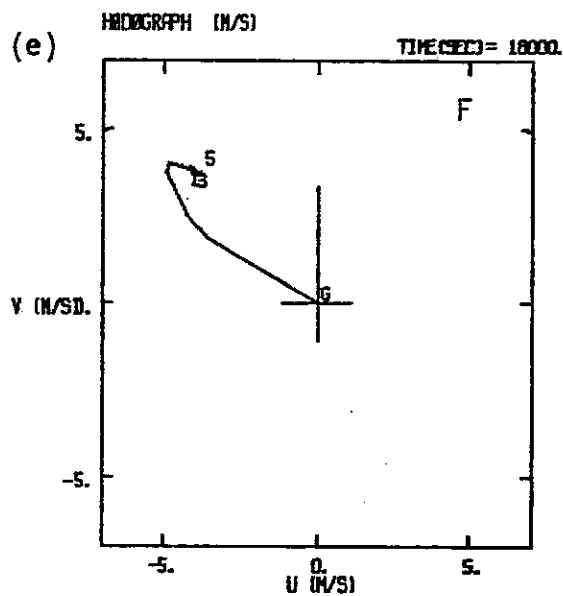
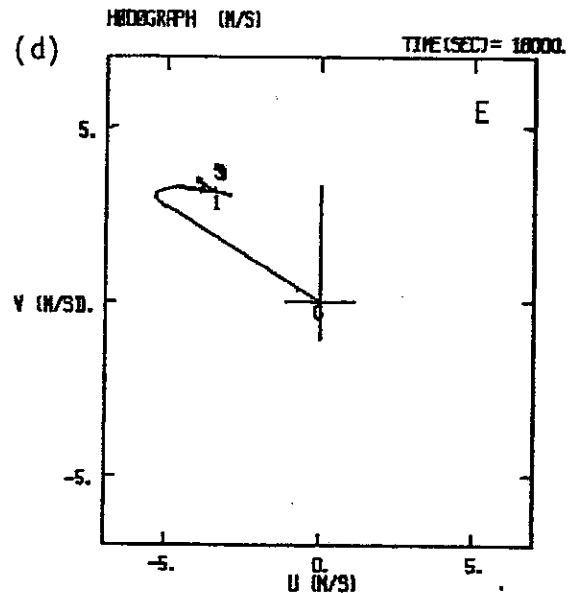
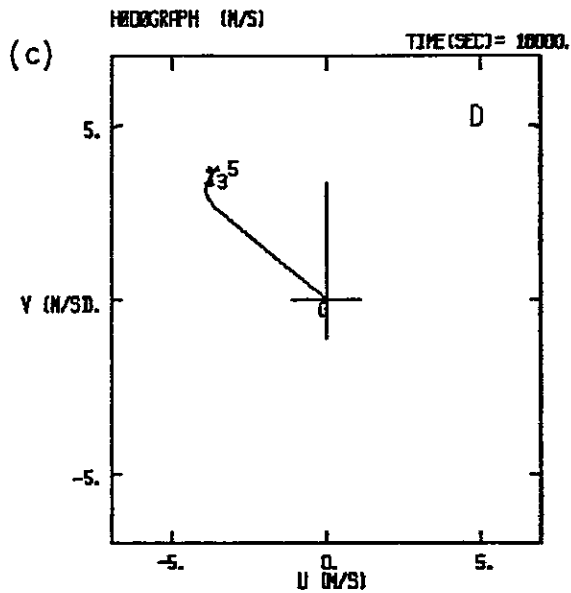
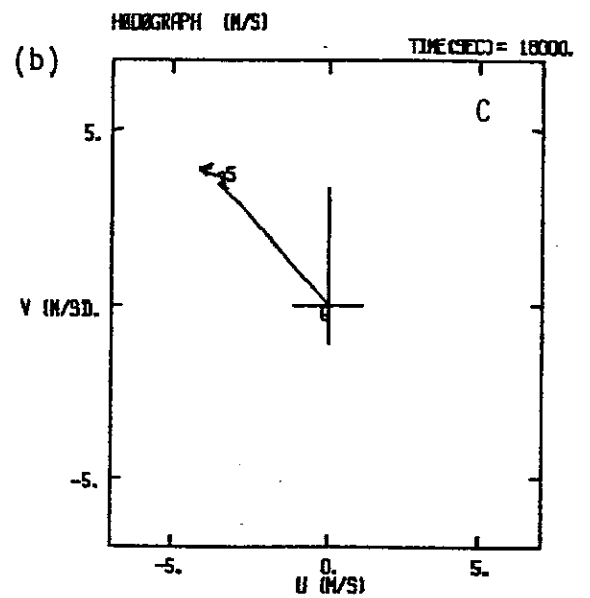
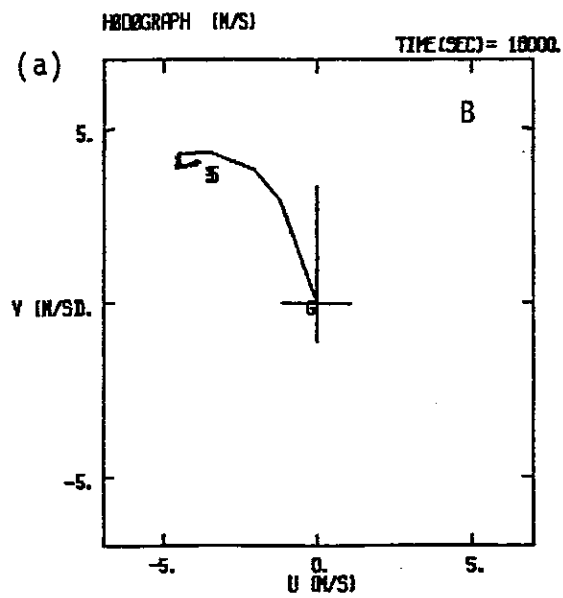


Figure 107 : Hodographes du vent horizontal après 5 heures de simulation aux points B (a), C (b), D (c), E (d) et F (e) de la section AA' repérés sur la Fig. 91.

courant de retour relatif à la brise sur la côte ouest dans le sens de l'écoulement moyen. A mesure que l'on s'élève, la rotation du vent s'inverse : il retrouve ensuite sa direction initiale de sud-est à partir de 3 km. La Figure 108-d relative au point E montre un comportement du vent proche de celui décrit au point C. Le vent dans les basses couches augmente sous l'effet de l'intensification de la brise sur la côte orientale. Vers un kilomètre d'altitude, le module diminue et le vent subit une rotation dans le sens des aiguilles d'une montre, traduisant l'écoulement de retour de la brise sur la côte est opposé à l'écoulement synoptique. Entre 3 et 5 km, le vent n'est plus affecté par la brise et recouvre la direction initiale de sud-est. Pour le point F à l'est de la Floride (Fig. 108-e), le module du vent est renforcé près du sol par le courant de brise entre 11 h et 14 h LST.

5 - Profils d'énergie cinétique turbulente

L'évolution temporelle de l'énergie cinétique turbulente calculée par notre modèle est illustrée par les profils obtenus aux points B, C, D, E et F de la coupe AA' et présentés sur les Figures 109, 110 et 111, respectivement à 9 h LST, 11 h LST et 14 h LST. Les Figures 109, 110 et 111, relatives aux points B et F situés en mer, indiquent des valeurs très faibles pour l'ECT, conséquence du régime stable déjà observé lors de l'étude des flux de chaleur sensible en surface. Les évolutions comparées de l'ECT entre les trois points situés sur la péninsule sont très différentes. A 9 h LST, la turbulence reste confinée dans les 500 premiers mètres d'atmosphère et les profils observés sur les Figures 109-b, c et d sont semblables, le maximum dans les trois cas étant d'environ $1,2 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$. Après 5 heures de simulation, plusieurs différences apparaissent sur les profils des Figures 110-b, c et d. L'ECT est plus développé en extension verticale au point C qu'aux points D et E, avec une valeur du maximum atteignant $2 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$. En effet, en se déplaçant vers la côte est, l'advection d'air maritime stable dans les basses couches de l'atmosphère sur ce côté de la péninsule

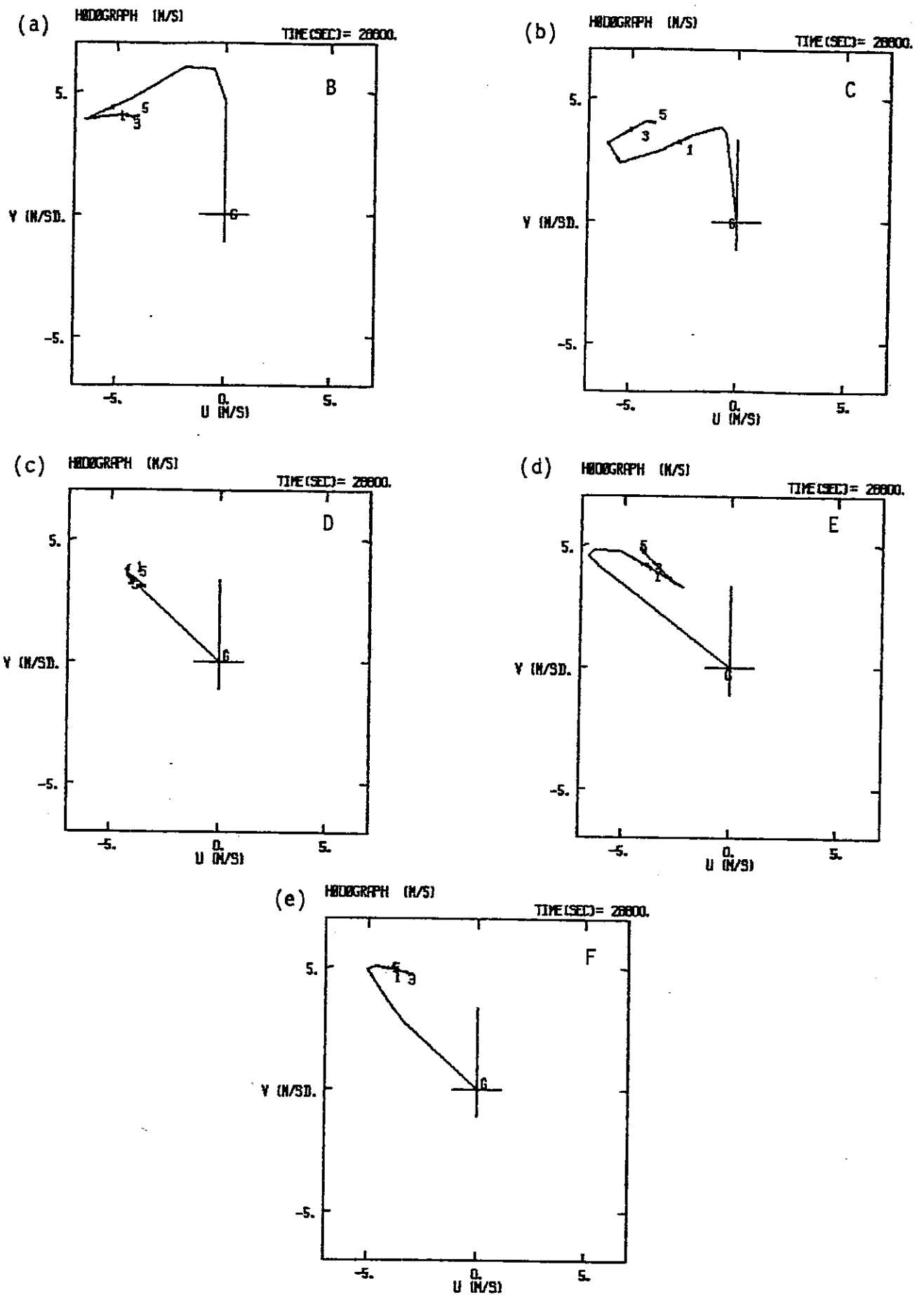


Figure 108 : Hodographes du vent horizontal après 8 heures de simulation aux points B (a), C (b), D (c), E (d) et F (e) de la section AA' repérés sur la Fig. 91.

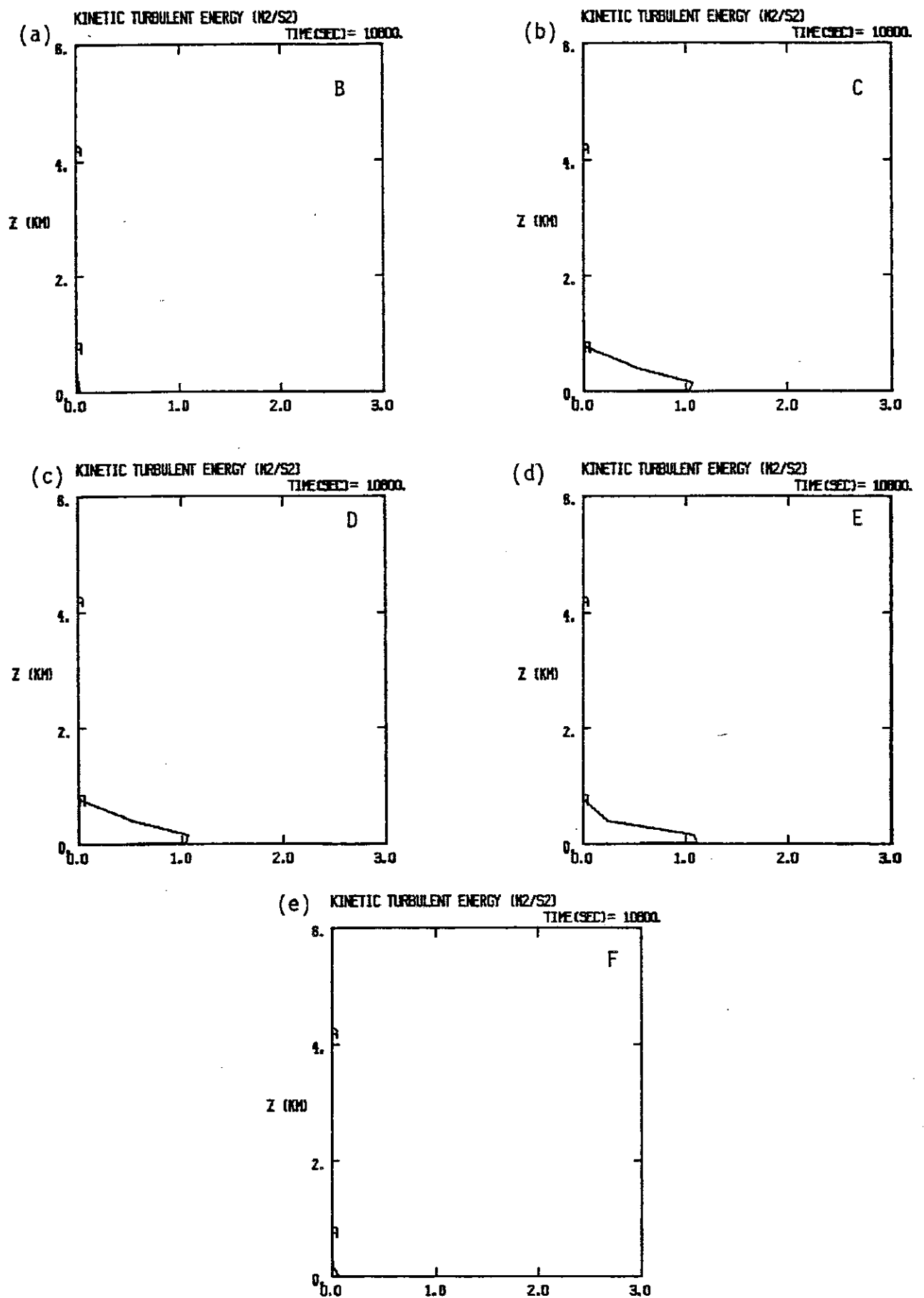


Figure 109 : Profils verticaux d'énergie cinétique turbulente après 3 heures de simulation aux points B (a), C (b), D (c), E (d) et F (e) de la section AA'.

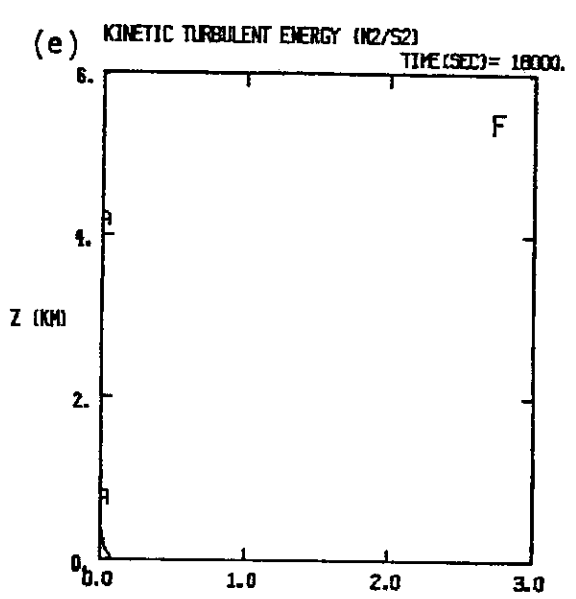
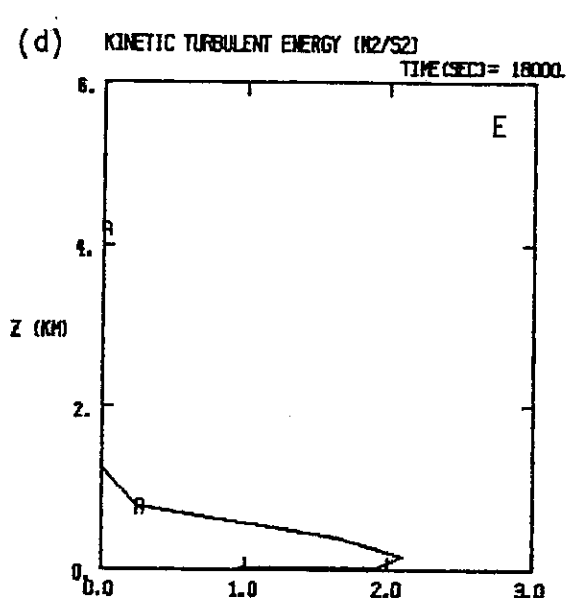
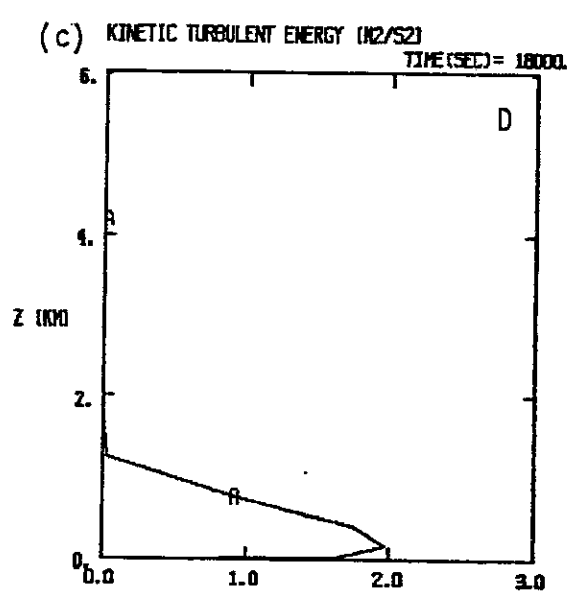
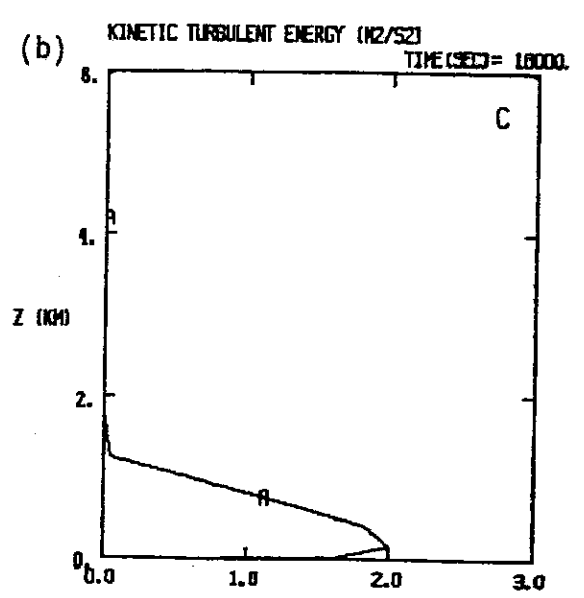
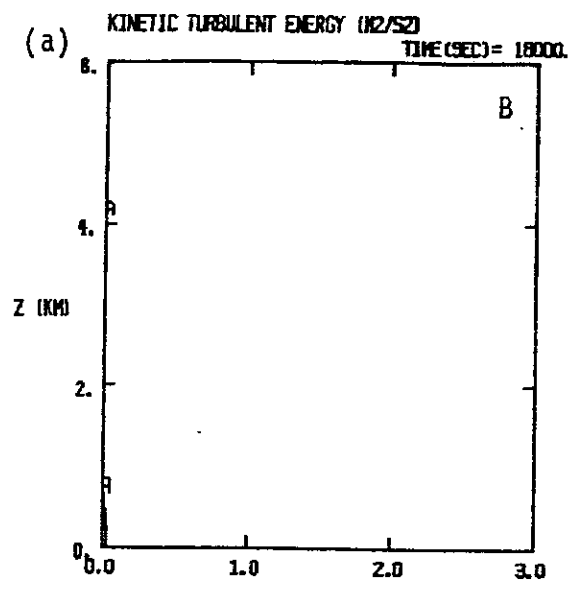


Figure 110 : Profils verticaux d'énergie cinétique turbulente après 5 heures de simulation aux points B (a), C (b), D (c), E (d) et F (e) de la section AA'.

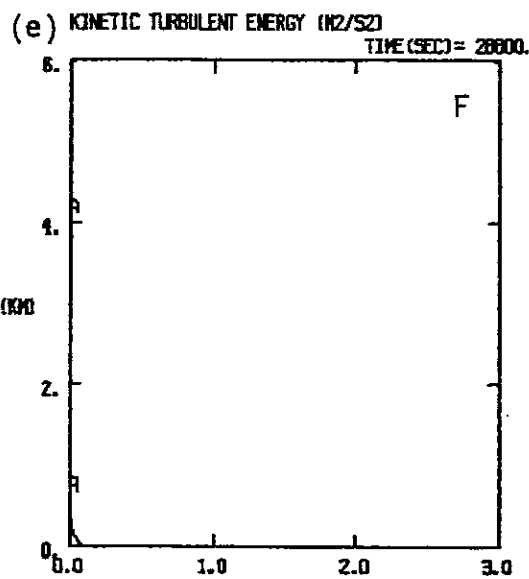
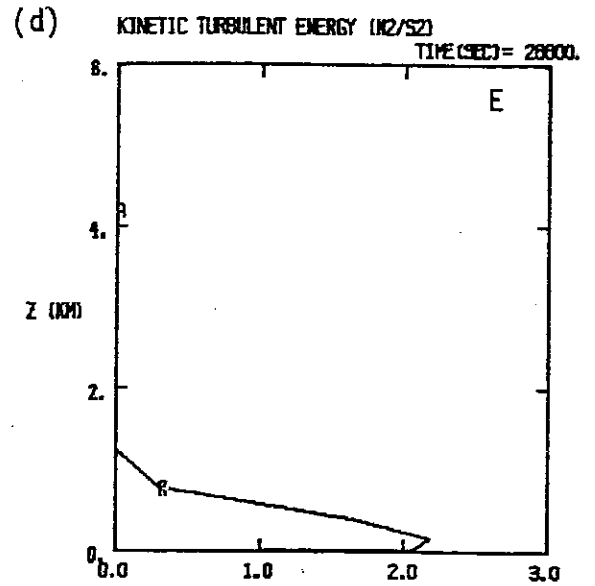
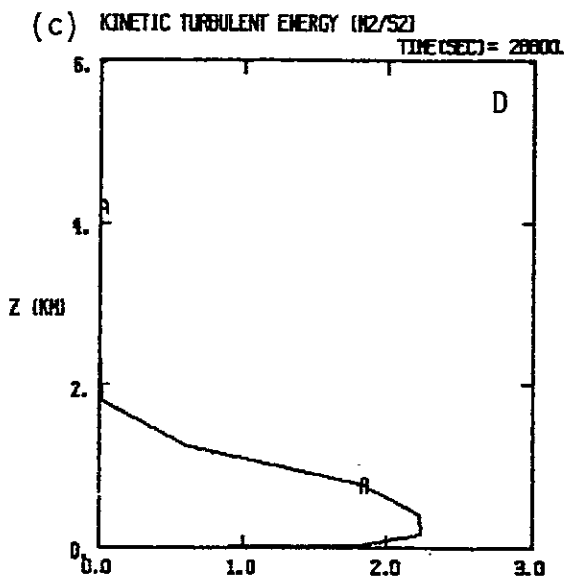
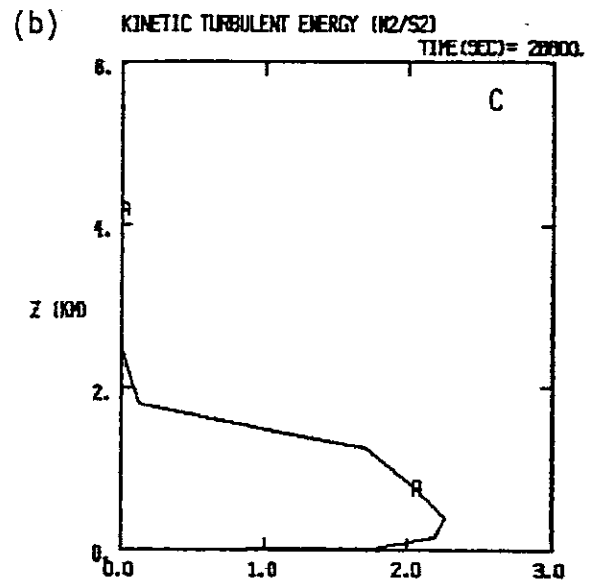
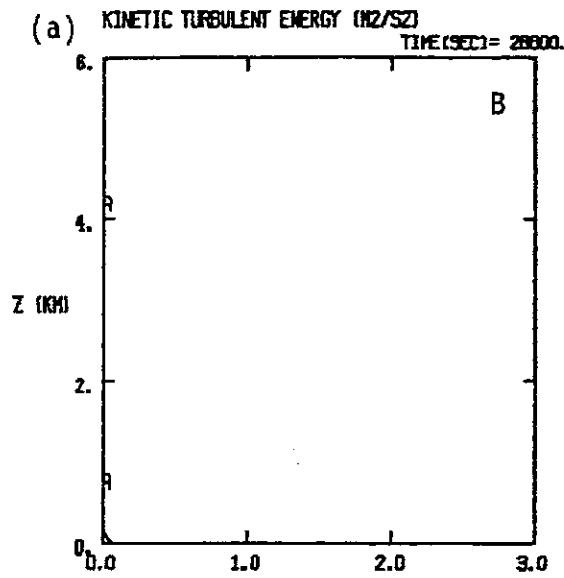


Figure 111: Profils verticaux d'énergie cinétique turbulente après 8 heures de simulation aux points B (a), C (b), D (c), E (d) et F (e) de la section AA'.

inhibe le développement des transferts turbulents entre 500 et 1000 m d'altitude. Les différences des profils verticaux en ECT entre ces trois points du continent sont encore plus marquées sur les Figures 111-b, c et d, qui montrent ces profils à 14 h LST. L'énergie cinétique turbulente atteint des valeurs maximales pour ces trois points de l'ordre de $2,3 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$, mais l'épaisseur de la couche où l'énergie est forte est de 2 km environ à l'ouest de la péninsule (Fig. 111-c) et de 1 km seulement à l'est (Fig. 111-c). Cette comparaison met donc bien en évidence le rôle important joué par l'advection sur le développement local des transferts turbulents dans la couche limite. De tels effets ne peuvent pas être pris en compte par une formulation locale et diagnostique des coefficients d'échange.

La comparaison des profils du flux de chaleur sensible pour les points C, D et E à 14 h LST présentés sur la Figure 113 permet elle aussi de faire ressortir l'importance de l'advection horizontale. Il est à noter que la convention de signe adoptée sur l'axe vertical dans le modèle mésoéchelle conduit à des valeurs négatives des flux ascendants, contrairement à la convention usuelle. Au milieu de la péninsule, une décroissance linéaire du flux avec l'altitude est observée (Fig. 112-b), alors que de part et d'autre, au voisinage de la transition terre-mer, le profil du flux de chaleur présente une allure nettement convexe, résultat de l'advection d'air plus froid dans le premier kilomètre d'atmosphère près des côtes.

V - SYNTHÈSE DES RESULTATS

Un test préliminaire de brise de mer en Floride a été réalisé sur une durée de 10 heures en vue de vérifier qualitativement le comportement du modèle tridimensionnel de Nickerson-Richard, doté d'une paramétrisation de la turbulence en énergie cinétique turbulente (Therry et Lacarrère, 1983).

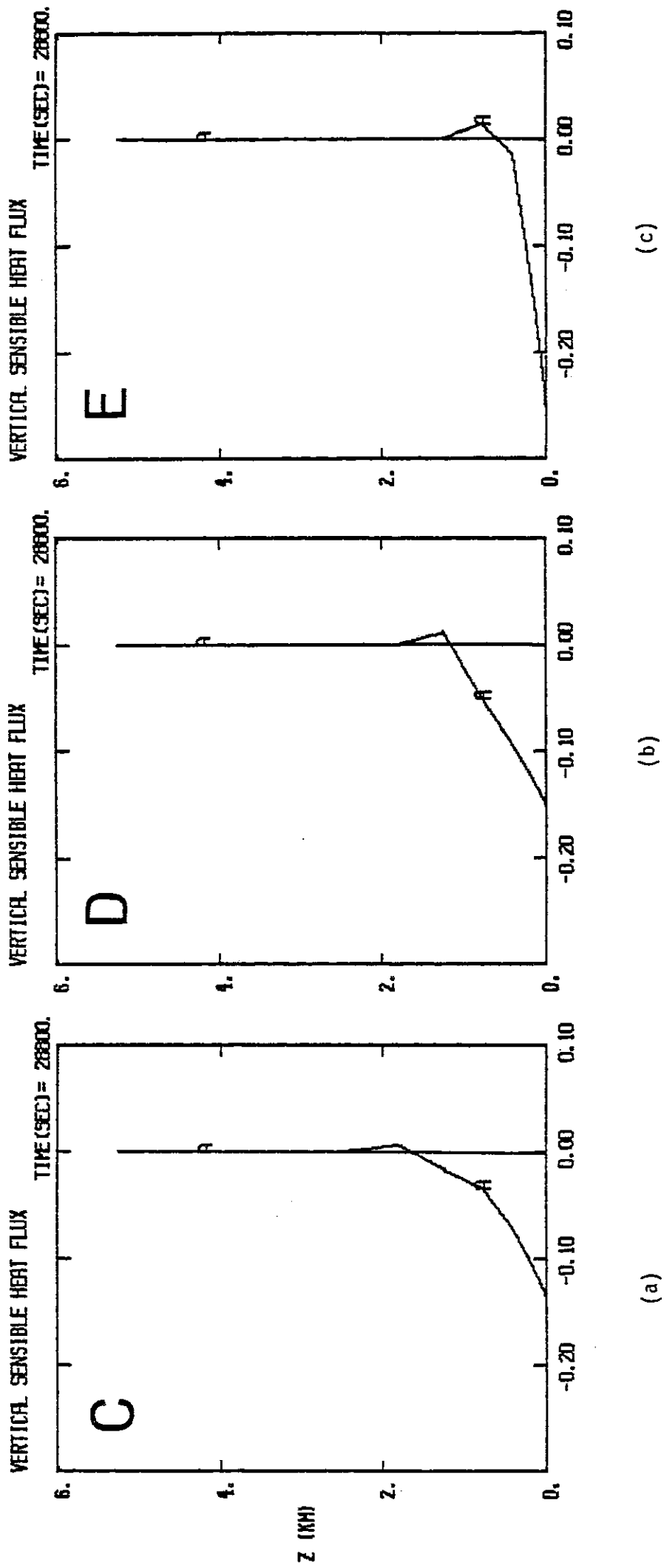


Figure 112 : Profils verticaux du flux de chaleur sensible, exprimé en $m K s^{-1}$, après 8 heures de simulation, aux points C (a), D (b) et E (c) de la section AA'.

Les champs de vent à 50 m et les champs de vitesses verticales à 1200 m ont été comparés à ceux du modèle de Pielke (1974-a). Notre modèle reproduit correctement le front de convergence de la côte ouest et sa progression à l'intérieur de la péninsule au cours du temps, l'accélération du vent sur la côte est, ainsi que la divergence au-dessus du lac d'Okeechobée. En ce qui concerne les vitesses verticales, la localisation des maxima liée à la courbure convexe de la côte a été retrouvée, de même que la subsidence sur le lac. Nos valeurs de vitesses ascendantes sont cependant inférieures d'un facteur trois à celles obtenues par Pielke (1974 -a). Cette sous-estimation pourrait être imputable à la formulation des flux dans la couche limite de surface, différente entre les deux modèles. Cette tendance à la sous-estimation est plus marquée en début de matinée, ce qui traduit l'épaississement progressif de la couche limite dans notre modèle. Cet effet est absent dans le modèle de Pielke (1974-a), où l'épaisseur de la couche de mélange est reliée directement à u_* par la formule de Blackadar.

Par ailleurs, l'examen des variations des flux de chaleur, de quantité de mouvement et celui des hodographes ont permis d'étudier la structure de l'écoulement de brise et de montrer que le développement de la couche limite est modifié de façon non négligeable par les effets d'advection horizontaux et/ou verticaux. Cette conclusion vient confirmer l'intérêt de l'utilisation d'une paramétrisation en ECT qui permet de tenir compte de façon explicite de ces effets dans une couche limite hétérogène.

Pour l'avenir, compte tenu de l'importance constatée dans les chapitres précédents du couplage sol-atmosphère, il sera nécessaire de prolonger cette première étude en calculant la température et l'humidité en surface dans le modèle par la résolution couplée des bilans d'énergie et de masse. Il ressort qu'une partie des différences résultant de l'emploi d'une paramétrisation plus détaillée de la turbulence dans notre modèle ne peut être validée

quantitativement faute de données expérimentales. Il serait donc très utile de disposer de mesures de statistiques simples de turbulence (énergie), de l'épaisseur de la couche limite et des profils verticaux des champs moyens obtenus en quelques points bien choisis avec une couverture temporelle suffisante, lors de situations marquées de brise de mer.

C O N C L U S I O N

L'objectif du travail présenté dans ce mémoire était d'élaborer, d'étudier et de valider un ensemble cohérent de plusieurs paramétrisations permettant de représenter l'évolution diurne de la couche limite planétaire, ainsi que son interaction avec le sol et la végétation, dans un modèle météorologique tridimensionnel à mésoéchelle. La stratégie adoptée a été de considérer quatre paramétrisations, respectivement pour la couche limite planétaire, la couche limite de surface, l'état thermo-hydrrique du sol et la végétation (évapotranspiration, extraction racinaire).

Dans une première étape, on s'est efforcé d'examiner, pour la paramétrisation de la couche limite planétaire, la possibilité de son insertion dans un modèle mésométéorologique de résolution verticale nécessairement médiocre. La sensibilité des résultats vis-à-vis du choix de paramètres ajustables et surtout des conditions initiales a été analysée, en particulier pour le sol et la végétation. Enfin, dans la mesure du possible, une confrontation a été tentée entre nos résultats et des observations de terrain publiées, ainsi qu'avec des simulations numériques antérieures.

Dans une seconde étape, les quatre modules de paramétrisation ont été introduits dans notre modèle mésoéchelle et appliqués à la simulation d'une série de problèmes idéalisés. Ces problèmes ont été choisis pour évaluer les performances de l'ensemble en présence de conditions en surface hétérogènes de plus en plus complexes : hétérogénéités thermiques, hétérogénéités de rugosité, introduction d'une topographie, combinaison de ces effets. De plus, la paramétrisation de la couche limite planétaire a été testée sur un cas tridimensionnel de brise de mer en Floride. Les résultats obtenus ont été comparés à ceux issus du modèle de Pielke (1974-a) possédant une formulation plus simple des transferts turbulents. Cette comparaison a suggéré que le recours à un modèle en énergie cinétique turbulente conduit à un développement moindre et plus progressif de la circulation de brise.

La conclusion générale de cette longue série de tests et de comparaisons est des plus encourageante. Il apparaît que l'ensemble couplé des quatre paramétrisations fournit une réponse réaliste, au moins qualitativement, dans des conditions atmosphériques, topographiques et hydriques très variées. Un résultat particulièrement intéressant tient à ce que les circulations secondaires liées aux contrastes de végétation et d'humidité du sol sont très comparables, bien que moins intenses, aux circulations typiques de brises de mer. Ce résultat confirme les travaux récents de Ookouchi et al. (1984) obtenus à partir de techniques moins évoluées. Une autre conclusion porte sur le coût-calcul de la mise en oeuvre de paramétrisations complexes pour la végétation, le sol et la couche limite. Contrairement à ce que nous redoutions initialement, l'utilisation de ces techniques n'est pas très pénalisante. La paramétrisation en énergie cinétique, par exemple, n'impose qu'une seule équation pronostique supplémentaire. Le surcoût est modéré, comparé à l'effort requis pour la prise en compte de la physique des précipitations dans une autre version du modèle. Le coût des paramétrisations pour le sol et la végétation est faible, car elles tolèrent un pas de temps de calcul de plusieurs minutes, long devant le pas de temps du modèle météorologique lui-même.

Par ailleurs, nous avons également tenté d'examiner dans quelle mesure le choix d'une paramétrisation complexe pouvait être justifié au vu de la précision des données expérimentales ou des différences avec des simulations déjà publiées. Cette discussion a été systématisée dans le cas de la couche limite planétaire où les résultats du modèle en énergie cinétique turbulente ont été comparés à ceux fournis par deux méthodes plus simples, utilisées dans les modèles mésoéchelle de Anthes et de Pielke. Il est frappant de constater que la méthode en énergie turbulente et l'utilisation d'une équation d'évolution de l'épaisseur de la couche limite (Deardorff, 1974) adjointe à la formulation en coefficients d'échange de O'Brien (1970) fournissent des résultats assez voisins en situations homogènes comme le jour 33 de Wangara.

Par contre, au vu de la simulation tridimensionnelle réalisée sur la Floride, la méthode en énergie turbulente semble plus apte à tenir compte des effets d'advection : ceci constitue un avantage certain pour la simulation de situations hétérogènes complexes. En revanche, la justification de la complexité des méthodes retenues pour le sol et la végétation reste encore à argumenter. Nous avons noté que le recours à un modèle de sol à plusieurs niveaux, associé à la paramétrisation de Deardorff (1978) pour la végétation, conduit à des évolutions diurnes qualitativement vraisemblables. Le point fort de la méthode pour le sol réside probablement dans l'utilisation des relations d'état empiriques de Clapp et Hornberger (1978), également adoptées par McCumber (1980). Il serait très intéressant de comparer nos résultats avec ceux d'une version utilisant les mêmes relations d'état, mais dans une paramétrisation plus simple (Mahrt et Pan, 1984, par exemple). De même, pour la végétation, il serait utile de comparer nos solutions avec celles fournies par un modèle de type Penman-Monteith, beaucoup plus simple.

Le problème de fond, tant pour le sol que la végétation, est la connaissance de paramètres (type, état hydrique) aux échelles caractéristiques du modèle mésoéchelle. Une opportunité pourrait tenir à la possibilité d'obtention de paramètres simples nécessaires à la modélisation des transferts sol-végétation-atmosphère par des techniques de télédétection. Cependant, nous avons manqué d'un tel support pour analyser plus complètement les résultats des modèles de sol et de végétation. Nous espérons que l'expérience HAPEX-MOBILHY fournira l'occasion de progresser dans ce domaine.

Pour le futur, il sera aussi nécessaire d'améliorer la prise en compte des phénomènes radiatifs, qui reste assez primitive dans le modèle actuel, pour maintenir une bonne cohérence entre les différentes paramétrisations retenues. Les transferts radiatifs apparaissent indispensables si l'on désire aborder l'étude

d'écoulements nocturnes sur reliefs par vent faible. Cette étude constitue en effet une bonne "mise à l'épreuve" des paramétrisations de la turbulence dans des conditions assez bien documentées (expérience ASCOT, 1983). Un autre aspect, qui reste à entreprendre, est naturellement l'intégration des paramétrisations décrites dans ce mémoire dans les versions du modèle mésoéchelle comportant une physique des précipitations.

Enfin, la dernière remarque sera inspirée par les résultats obtenus lors de la simulation tridimensionnelle de brise sur la Floride. Dans ce cas, le modèle fournit une image détaillée et quantitative des champs moyens de température, de vent et de vitesse verticale, ainsi que de l'épaisseur de la couche limite et de l'intensité de la turbulence. Il est vraisemblable que des résultats du même type pourraient être obtenus sur des sites plus complexes. La mesure de la plupart de ces quantités étant à la portée des moyens expérimentaux actuels, le présent travail numérique se voudrait être un vif encouragement pour la réalisation de campagnes d'observation de la couche limite planétaire et de la basse atmosphère sur sites hétérogènes.

ANNEXES

ANNEXE A

METHODES NUMERIQUES POUR LA RESOLUTION DES EQUATIONS DANS LE SOL
ET A L'INTERFACE SOL-ATMOSPHERE

Sont présentées ici les méthodes de résolution du système d'équations couplées régissant le sol et l'interface sol-atmosphère.

I.- SCHEMA NUMERIQUE

Les équations (22) et (30) sont des équations de diffusion à coefficients variables. Ces coefficients de diffusion pouvant varier de plusieurs ordres de grandeur, une technique de résolution numérique inconditionnellement stable est requise. Le schéma adopté est implicite du type Laasonen autorisant un pas de temps de 180 secondes.

La grille verticale dans le sol comprend 13 niveaux, entre 0 et 1 m de profondeur. Le pas variable est Δz_k . Les incréments d'espace les plus courts sont situés près de la surface où se manifestent les plus forts gradients de température et d'humidité. L'épaisseur de la première couche de sol est de 0,4 cm, celle de la dernière de 30,2 cm. Toutes les variables dans le sol sont calculées aux mêmes points de grille.

II.- EQUATIONS DE DIFFUSION

La discrétisation de l'équation de diffusion de la température

$$\rho c \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial z} \right)$$

s'écrit, compte tenu du schéma numérique adopté :

$$\frac{(\rho c)_k^n}{\Delta t} (T_k^{n+1} - T_k^n) = \frac{1}{\Delta z_{k-\frac{1}{2}}} \left\{ \left[\lambda \frac{\partial T}{\partial z} \right]_{k+\frac{1}{2}}^{n+1} - \left[\lambda \frac{\partial T}{\partial z} \right]_{k-\frac{1}{2}}^{n+1} \right\} \quad (I)$$

où n représente l'indice temporel et k l'indice spatial

$$\frac{(\rho c)_k^n}{\Delta t} (T_k^{n+1} - T_k^n) = \frac{1}{\Delta z_{k-\frac{1}{2}}} \left\{ \lambda_{k+\frac{1}{2}}^n \frac{T_{k+1}^{n+1} - T_k^{n+1}}{\Delta z_k} - \lambda_{k-\frac{1}{2}}^n \frac{T_k^{n+1} - T_{k-1}^{n+1}}{\Delta z_{k-1}} \right\}$$

avec :

$$\lambda_{k+\frac{1}{2}} = \frac{1}{2} (\lambda_{k+1} + \lambda_k), \quad \Delta z_k = z_{k+1} - z_k \quad \text{et} \quad \Delta z_{k-\frac{1}{2}} = \frac{1}{2} (\Delta z_{k-1} + \Delta z_k)$$

$$T_k^{n+1} - T_k^n = \frac{\Delta t}{(\rho c)_k^n (\Delta z_{k-1} + \Delta z_k)} \left\{ (\lambda_{k+1}^n + \lambda_k^n) \frac{T_{k+1}^{n+1} - T_k^{n+1}}{\Delta z_k} - (\lambda_k^n + \lambda_{k-1}^n) \frac{T_k^{n+1} - T_{k-1}^{n+1}}{\Delta z_{k-1}} \right\}$$

Cette équation peut encore être mise sous la forme suivante :

$$A_K T_{k-1}^{n+1} + B_K T_k^{n+1} + C_K T_{k+1}^{n+1} = Y_K \quad (II)$$

avec

$$A_K = - \frac{\Delta t (\lambda_k^n + \lambda_{k-1}^n)}{(\rho c)_k^n \Delta z_{k-1} (\Delta z_{k-1} + \Delta z_k)}$$

$$C_K = - \frac{\Delta t (\lambda_{k+1}^n + \lambda_k^n)}{(\rho c)_k^n \Delta z_k (\Delta z_{k-1} + \Delta z_k)}$$

$$B_K = 1 - A_K - C_K$$

$$Y_K = T_K^n$$

A la limite inférieure ($k = KM$), on impose un flux de chaleur nul. L'équation (I) se transforme alors en :

$$\frac{(\rho c)_{KM}^n}{\Delta t} (T_{KM}^{n+1} - T_{KM}^n) = \frac{1}{\Delta Z_{KM-\frac{1}{2}}} \left\{ 0 - \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial z} \right)_{KM-\frac{1}{2}}^{n+1} \right\}$$

$$(\rho c)_{KM}^n (T_{KM}^{n+1} - T_{KM}^n) = \frac{1}{\Delta Z_{KM-\frac{1}{2}}} \left\{ - \lambda_{KM-\frac{1}{2}}^n \frac{T_{KM}^{n+1} - T_{KM-1}^{n+1}}{\Delta Z_{KM-1}} \right\}$$

$$T_{KM}^{n+1} - T_{KM}^n = \frac{\Delta t}{2(\rho c)_{KM}^n \Delta Z_{KM-1}} \left\{ - (\lambda_{KM}^n + \lambda_{KM-1}^n) \frac{T_{KM}^{n+1} - T_{KM-1}^{n+1}}{\Delta Z_{KM-1}} \right\}$$

$$\text{avec } \Delta Z_{KM} = \Delta Z_{KM-1}$$

En écrivant l'expression précédente sous une forme analogue à (II), il vient :

$$A_{KM} = - \frac{\Delta t (\lambda_{KM}^n + \lambda_{KM-1}^n)}{2(\rho c)_{KM}^n \Delta Z_{KM} \Delta Z_{KM-1}}$$

$$B_{KM} = 1 - A_{KM}$$

$$C_{KM} = 0$$

$$Y_{KM} = T_{KM}^n$$

A la limite supérieure ($K = 0$), le flux de chaleur est donné par l'expression :

$$Q_G^n = \frac{1}{2} (\lambda_0^n + \lambda_1^n) \frac{T_0^n - T_1^n}{\Delta Z_0} = - \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial z} \right)_0^n$$

La température T_0^n est calculée à partir du bilan d'énergie à l'interface.

$$\text{Ainsi : } \frac{\rho C_1^n}{\Delta t} (T_1^{n+1} - T_1^n) = \frac{1}{\Delta z_1} \left\{ \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial z} \right)_1 + Q_G^n \right\}$$

Sous une forme analogue à (II), on a :

$$C_1 = \frac{\Delta t (\lambda_1^n + \lambda_2^n)}{(\rho C_1^n) \Delta z_1 (\Delta z_0 + \Delta z_1)}$$

$$B_1 = 1 - C_1$$

$$A_1 = 0$$

$$Y_1 = \frac{2 Q_G^n \Delta t}{(\rho C_1^n) (\Delta z_0 + \Delta z_1)}$$

On obtient finalement un système d'équations linéaires résolu par la méthode de la factorisation des matrices triangulaires (Thomas, 1949). La discrétisation de l'équation de diffusion

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left(D_\eta \frac{\partial \eta}{\partial z} \right) + \frac{\partial K_\eta}{\partial z} + \frac{A}{\rho w}$$

conduit aux coefficients A_K , B_K , C_K et Y_K suivants :

$$A_K = - \frac{\Delta t (D_K^n + D_{K-1}^n)}{\Delta z_{K-1} (\Delta z_{K-1} + \Delta z_K)}$$

$$C_K = - \frac{\Delta t (D_{K+1}^n + D_K^n)}{\Delta z_K (\Delta z_{K-1} + \Delta z_K)}$$

$$B_K = 1 - A_K - C_K$$

$$Y_K = \eta_K^n \left(\begin{array}{c} \oplus \\ \downarrow \\ \Delta \text{ signe } \ominus \end{array} \right) \frac{\Delta t}{\Delta z_{K-1} + \Delta z_K} (K_{K+1}^n - K_{K-1}^n) + A_K \frac{\Delta t}{\rho w}$$

A la limite inférieure :

$$A_{KM} = - \frac{\Delta t (D_{KM}^n + D_{KM-1}^n)}{2 \Delta z_{KM} \Delta z_{KM-1}}$$

$$B_{KM} = 1 - A_{KM}$$

$$C_{KM} = 0$$

$$Y_{KM} = \eta_{KM}^n \left(- \frac{\Delta t}{2 \Delta z_{KM}} (K_{KM-1}^n) + A_{KM} \frac{\Delta t}{\rho w} \right)$$

suivre (d)

A la limite supérieure :

$$C_1 = - \frac{\Delta t (D_2^n + D_1^n)}{\Delta z_1 (\Delta z_0 + \Delta z_1)}$$

$$B_1 = 1 - C_1$$

$$A_1 = 0$$

$$Y_1 = \eta_1^n + \frac{2 \Delta t W_S}{\rho w (\Delta z_0 + \Delta z_1)} + A \frac{\Delta t}{\rho w}$$

$\frac{- \Delta t}{(\Delta z_0 + \Delta z_1)} K_2^n$

(III)

Remarque : Le coefficient de diffusivité hydraulique D_η et la conductivité thermique λ étant fonction de l'humidité du sol, dans le calcul de η^{n+1} , au pas de temps $n+1$, on utilise D_η^n et λ^n au pas de temps précédent.

III.- EQUATIONS DE BILAN D'ENERGIE

Les équations du bilan d'énergie sont des équations transcendantes pour la température de surface et la température de la végétation : elles ne peuvent donc être résolues que par des techniques numériques. La méthode de bisection a été adoptée ; c'est une méthode à convergence relativement lente, mais qui permet néanmoins de trouver de manière sûre les racines d'une équation par itérations successives. Elle nécessite la connaissance d'un intervalle dans lequel se trouve la solution cherchée. Dans notre modèle, la température est cherchée à l'intérieur d'un intervalle de 2 °C autour de la valeur calculée au pas de temps précédent. Ces équations possédant

plusieurs racines, il est nécessaire de ne pas prendre un intervalle de recherche trop large pour ne pas trouver de solution erronée. Etant donné le principe de la méthode, les températures initiales du feuillage et du sol doivent être assez proches de celles équilibrant les bilans d'énergie initiaux sous peine d'une divergence du processus. Le critère de convergence s'obtient lorsque les itérations ont réduit l'intervalle initial à moins de 0,01 K.

IV.- EQUATION DU BILAN DE MASSE

Un processus itératif est mis en oeuvre pour calculer le flux d'humidité dans le sol W_s au niveau de l'interface. Connaissant W_s^n à la nième itération, on calcule W_s^{n+1} comme suit. Le potentiel hydrique ψ_g en surface est réactualisé par la relation diagnostique (discrétisation de l'équation (27 bis))

$$\psi_g = \psi_1 + \Delta z_0 \left(1 + \frac{W_s^n}{2 \rho_w (K_{\eta_0} + K_{\eta_1})} \right)$$

L'inversion de la formule (31) permet d'obtenir la teneur en eau en surface

$$\eta_g = \eta_s \left(\frac{\psi_s}{\psi_g} \right)^{1/b}$$

d'où la nouvelle valeur de K_{η_g} .
La connaissance de ψ_g détermine l'humidité en surface

$$h_g = \exp \frac{g \psi_g}{R_v T_g}$$

On a ainsi accès au rapport de mélange en surface q_g

$$q_g = h_g q_{\text{sat}}(T_g)$$

Cette nouvelle valeur de q_g permet le calcul de $W_a^n = \rho u_* q_g$.

Le flux W_s doit être égal au flux turbulent atmosphérique W_a .
On compare donc les quantités W_a et W_s

$$\text{si } \left| \frac{W_a - W_s}{W_a} \right| \geq 0,1 \%$$

On calcule alors une nouvelle valeur W_s^{n+1} par la relation

$$W_s^{n+1} = \alpha_p W_s^n + (1 - \alpha_p) W_a^n \quad \text{avec } 0 \leq \alpha_p \leq 1$$

où α_p est un facteur de pondération.

Ce processus de convergence terminé, on dispose au pas de temps ultérieur de la teneur en eau, du potentiel hydrique et du flux d'humidité en surface.

La convergence est plus rapide lorsque le facteur de pondération α_p est supérieur à 0,5. Lorsque le sol devient très sec, il est nécessaire d'adopter une valeur de α_p très proche de 1 pour assurer la convergence. Le tableau ci-dessous indique les valeurs de α_p retenues après divers essais selon l'humidité relative h

h	α_p
1 - 0,9	0,80
0,9 - 0,75	0,90
0,75 - 0,45	0,985
0,45 - 0	0,99

V.- BILAN DE MASSE ET PRECIPITATION

Tenant compte d'un apport d'eau liquide à l'interface lors d'un épisode pluvieux, l'équation de bilan de masse s'écrit :

$$W_a - W_s + \rho_w P_g = 0$$

Cependant, compte tenu de la procédure itérative utilisée, un déséquilibre trop important est introduit, en cas de pluie dans ce bilan pour obtenir une convergence rapide du processus d'itérations. La quantité d'eau de pluie est répartie sur chaque pas de temps dans une fine couche superficielle du sol.

Un terme source a donc été rajouté dans l'équation d'évolution de η au niveau du premier point de grille dans le sol. Ainsi, l'équation (III) est modifiée sous la forme :

$$Y_1 = \eta_1 + \frac{2 \Delta t W_s}{\rho_w (\Delta z_0 + \Delta z_1)} + \frac{\eta_1 \Delta t}{\rho_w} + \frac{P_s \Delta t}{\Delta z_0}$$

Soit $P_{sat} = (\eta_{sat} - \eta_1) \Delta z_0$ (en m) la capacité maximale de retention de la couche superficielle de sol en surface, alors :

$$P_s = P_g \quad \text{si} \quad P_g \Delta t \leq P_{sat}$$

$$P_s = P_{sat} / \Delta t, \quad \text{si} \quad P_g \Delta t > P_{sat}$$

la quantité excédentaire ($P_g \Delta t - P_{sat}$) soit ruisselle, si le terrain est en pente, soit s'accumule en surface (cette quantité réinjectée au pas de temps suivant s'infiltrera à la fin de l'épisode pluvieux).

°°°

ANNEXE B

DISCRETISATION DE L'EQUATION D'ENERGIE CINETIQUE TURBULENTE
DANS LE MODELE MESOECHELLE DE NICKERSON-RICHARD

Nous présentons ici le schéma de différenciation spatiale utilisé pour l'équation d'ECT et les flux de quantité de mouvement. On pourra se référer à l'Annexe B de la thèse de Richard (1982) pour la discrétisation des autres équations du modèle mésoéchelle.

Les indices i et j définissent la position d'un point courant sur la grille horizontale et k sur la grille verticale.

On notera de la manière suivante les moyennes spatiales effectuées sur une variable quelconque λ .

Moyenne verticale :

$$\hat{\lambda}_{k-\frac{1}{2}} = \frac{1}{2} (\lambda_k + \lambda_{k-1})$$

Moyenne horizontale :

$$\bar{\lambda}_{i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}} = \frac{1}{4} (\lambda_{i+1, j+1} + \lambda_{i, j+1} + \lambda_{i+1, j} + \lambda_{i, j})$$

Moyenne mixte horizontale et verticale :

$$\tilde{\lambda}_{i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}, k-\frac{1}{2}} = \frac{1}{8} (\lambda_{i+1, j+1, k} + \lambda_{i, j+1, k} + \lambda_{i+1, j, k} + \lambda_{i, j, k} + \lambda_{i+1, j+1, k-1} + \lambda_{i, j+1, k-1} + \lambda_{i+1, j, k-1} + \lambda_{i, j, k-1})$$

1.- ENERGIE CINETIQUE TURBULENTE

$$\left(\frac{\partial \pi e}{\partial \tau} \right)_{i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}, k-\frac{1}{2}} = D_1(e) + D_2(e) + D_3(e) + D_4 + D_5 + D_6(e)$$

* Advection horizontale : $-\frac{\partial}{\partial x} (Ue) - \frac{\partial}{\partial y} (Ve)$

$$D_1(\hat{e}) = -\frac{1}{4\Delta x} \left[(\hat{U}_{i+1,j+1,k-\frac{1}{2}} + \hat{U}_{i+1,j,k-\frac{1}{2}}) (e_{i+\frac{3}{2},j+\frac{1}{2},k-\frac{1}{2}} + e_{i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2},k-\frac{1}{2}}) \right. \\ \left. - (\hat{U}_{i,j+1,k-\frac{1}{2}} + \hat{U}_{i,j,k-\frac{1}{2}}) (e_{i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2},k-\frac{1}{2}} + e_{i-\frac{1}{2},j+\frac{1}{2},k-\frac{1}{2}}) \right] \\ -\frac{1}{4\Delta y} \left[(\hat{V}_{i+1,j+1,k-\frac{1}{2}} + \hat{V}_{i,j+1,k-\frac{1}{2}}) (e_{i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2},k-\frac{1}{2}} + e_{i+\frac{1}{2},j+\frac{3}{2},k-\frac{1}{2}}) \right. \\ \left. - (\hat{V}_{i+1,j,k-\frac{1}{2}} + \hat{V}_{i,j,k-\frac{1}{2}}) (e_{i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2},k-\frac{1}{2}} + e_{i+\frac{1}{2},j-\frac{1}{2},k-\frac{1}{2}}) \right]$$

* Advection verticale : $-\frac{1}{\sigma'} \frac{\partial}{\partial v} (\sigma' \hat{v} \pi e)$

$$D_2(e) = \frac{\pi_{i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2},k-\frac{1}{2}}}{\sigma'_{k-\frac{1}{2}} \Delta v} \left[(\hat{v} \sigma' \hat{e})_{i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2},k} - (\hat{v} \sigma' \hat{e})_{i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2},k-1} \right]$$

* Diffusion turbulente : $A \pi \frac{\partial}{\partial v} (AK_e \frac{\partial e}{\partial v})$

$$D(e) = \frac{\hat{A}_{i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2},k-\frac{1}{2}}}{(\Delta v)^2} \cdot \pi_{i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2}} \left\{ (e_{i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2},k+\frac{1}{2}} - e_{i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2},k-\frac{1}{2}}) \right. \\ \left. (AK_e)_{i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2},k} - (e_{i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2},k-\frac{1}{2}} - e_{i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2},k-\frac{3}{2}}) (AK_e)_{i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2},k-1} \right\}$$

avec :

$$\hat{A}_{i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2},k-\frac{1}{2}} = -\frac{g}{R} \cdot \frac{\pi_{i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2}} \cdot \sigma_{K-\frac{1}{2}} + P_t}{\pi_{i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2}} \cdot \hat{T}_{i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2},k-\frac{1}{2}} \cdot \sigma'_{K-\frac{1}{2}}}$$

* Production d'énergie par cisaillement : $\pi K_u \left[(A \frac{\partial u}{\partial v})^2 + (A \frac{\partial v}{\partial v})^2 \right]$

$$D_4 = \pi_{i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2}} (K_u)_{i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2},k-\frac{1}{2}} \cdot \left\{ (\hat{A}_{i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2},k-\frac{1}{2}} \cdot \frac{\bar{u}_{i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2},k} - \bar{u}_{i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2},k-1}}{\Delta v} \right. \\ \left. + (\hat{A}_{i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2},k-\frac{1}{2}} \cdot \frac{\bar{v}_{i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2},k} - \bar{v}_{i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2},k-1}}{\Delta v} \right\}$$

* Production d'énergie par flottabilité : $-\frac{g}{T_0} K_\theta \pi \left(A \frac{\partial \theta}{\partial v} - \gamma_{cg} + 0,608 T_0 A \frac{\partial q}{\partial v} \right)$

$$D_5 = -\frac{g}{T_0} \pi_{i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}} \left[\left[(\text{FLUXH})_{i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}, k-\frac{1}{2}} \right] + 0,608 T_0 (\text{FLUXQ})_{i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}, k-\frac{1}{2}} \right]$$

avec : $\text{FLUXH} = K_H \left(A \frac{\partial \theta}{\partial v} - \gamma_{cg} \right)$

et : $\text{FLUXQ} = K_H A \frac{\partial q}{\partial v}$

* Dissipation visqueuse : $C_\epsilon \pi \frac{e^{3/2}}{l_\epsilon}$

$$D_6(e) = C_\epsilon \pi_{i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}} \left(e_{i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}, k-\frac{1}{2}} \right)^{3/2} / (l_\epsilon)_{i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}, k-\frac{1}{2}}$$

2.- FLUX DE QUANTITE DE MOUVEMENT

Le calcul du flux de quantité de mouvement diffère de ce qu'il était initialement dans le modèle. En effet, les coefficients d'échange K_M ne dépendent plus uniquement de la coordonnée verticale. Leur emplacement aux points thermodynamiques nécessite un recentrage horizontal lorsqu'ils interviennent dans les variables vent.

$$(\text{FLUXU})_{i, j, k-\frac{1}{2}} = \tilde{A}_{i, j, k-\frac{1}{2}} (\bar{K}_M)_{i, j, k-\frac{1}{2}} \frac{U_{i, j, k} - U_{i, j, k-1}}{\Delta v}$$

$$(\text{FLUXV})_{i, j, k-\frac{1}{2}} = \tilde{A}_{i, j, k-\frac{1}{2}} (\bar{K}_M)_{i, j, k-\frac{1}{2}} \frac{V_{i, j, k} - V_{i, j, k-1}}{\Delta v}$$

avec : $\tilde{A}_{i, j, k-\frac{1}{2}} = -\frac{g}{R} \frac{\bar{\pi}_{i, j} \sigma_{k-\frac{1}{2}} + P_t}{\bar{\pi}_{i, j} \tilde{T}_{i, j, k-\frac{1}{2}} \sigma'_{k-\frac{1}{2}}}$

ANNEXE C

TEMPS CALCUL

Version code	Durée simulée	Grille	Calculateur	Durée CPU d'exécution
CLP : ECT sans microphysique	1 h	24 x 27 x 16	CRAY CCVR	310 s
CLP : O'Brien sans microphysique	1 h	24 x 27 x 16	CRAY CCVR	217 s
CLP : ECT sans microphysique	1 h	24 x 27 x 16	CRAY-XMP ECMWF	201 s
CLP : ECT CLS : Louis sol et rayonnement	6 h	25 x 1 x 16	CRAY CCVR	97 s
CLP : ECT CLS : Nickerson sol et rayonnement	6 h	25 x 1 x 16	CRAY CCVR	108 s
CLP : O'Brien avec microphysique	6 h	25 x 1 x 16	CRAY CCVR	120 s

Tableau C-1 : Comparaison des temps-calcul pour différentes versions bi et tridimensionnelles du modèle mésoéchelle.

ANNEXE D

TEST DU SCHEMA NUMERIQUE DANS LE SOL

Le schéma numérique de résolution des équations de diffusion pour la chaleur et l'humidité dans le sol est ici contrôlé. Pour ce faire, nous considérons un problème de diffusion simple dont la solution analytique connue sera confrontée aux résultats du modèle de sol.

Le problème étudié est celui d'un régime transitoire après un choc thermique sur une face d'un sol d'épaisseur finie et de dimensions latérales infinies, présentant au départ une distribution uniforme de température.

Le sol est caractérisé par une conductivité thermique λ et une capacité calorifique ρc , toutes deux constantes, conduisant à la forme simple de l'équation de diffusion de la chaleur :

$$\rho c \frac{\partial T_s}{\partial t} = \lambda \frac{\partial^2 T}{\partial Z^2}$$

Le sol ayant une température uniforme T_0 et une épaisseur l , les conditions aux limites suivantes lui sont imposées à partir d'un instant initial :

$$T_s (Z = 0) = T_f$$

$$T_s (Z = l) = T_0$$

En introduisant les variables adimensionnelles suivantes :

$$Z_+ = \frac{Z}{l} \quad T^+ = \frac{T_s - T_0}{T_f - T_0} \quad t_+ = \frac{\lambda t}{\rho c l^2}$$

Carslaw et Jaeger (1959 : pp 99-100) ont déterminé la solution analytique du problème précédent :

$$T_+ = 1 - Z_+ - \frac{2}{\pi} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n} \sin(n \pi Z_+) \exp(-n^2 \pi^2 t_+)$$

Une expérience a été menée avec les caractéristiques suivantes, utilisées dans un test analogue par Brunet (1984) :

$$T_o = 18^\circ\text{C}$$

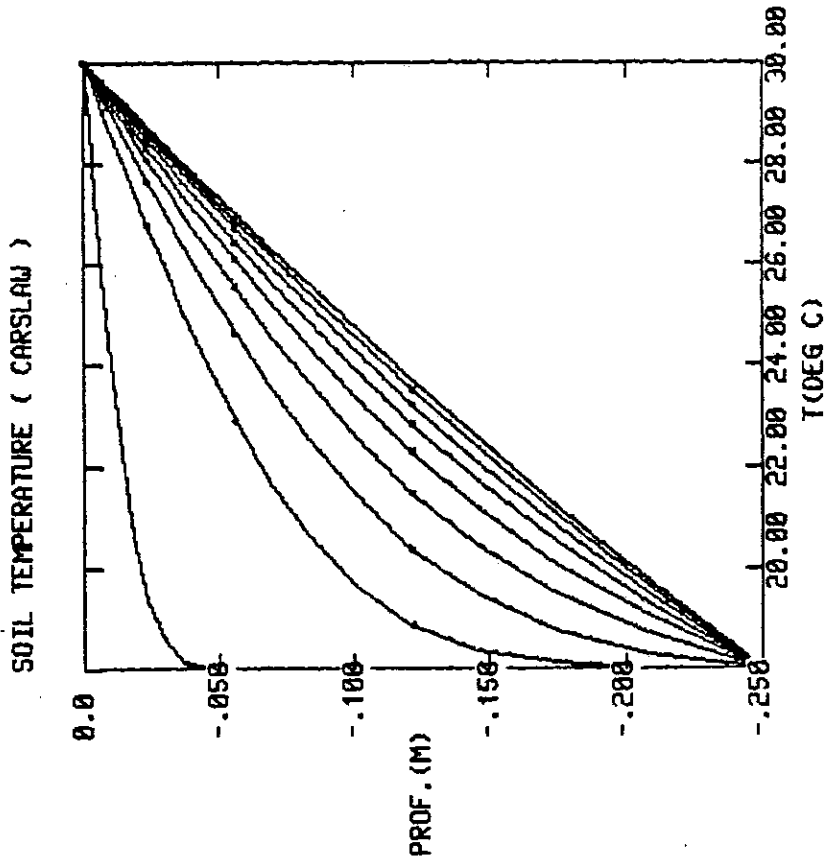
$$T_f = 30^\circ\text{C}$$

$$l = 0,25 \text{ m} \quad \rho c = 10^6 \text{ Jm}^{-3}\text{C}^{-1} \quad \lambda = 0,3 \text{ Jm}^{-1}\text{C}^{-1} \text{ s}^{-1}$$

La durée de la simulation a été limitée à 17 heures, correspondant à l'obtention d'un régime stationnaire, caractérisé par une distribution linéaire de la température. Pour la solution analytique, le nombre de termes de la série est déterminé par une précision de 10^{-6}°C sur la température.

L'évolution temporelle du profil de température est représentée, à la fréquence de deux heures, pour les solutions numériques (figure 1a) et analytique (figure 1b). L'examen de ces deux graphiques indique une bonne concordance entre les résultats du modèle et la solution analytique. Une analyse plus approfondie des résultats est réalisée sur la figure 2, où sont reportés les écarts de température $\Delta T = T_{\text{anal}} - T_{\text{num}}$. Il apparaît un écart très faible entre les deux solutions, toujours inférieur à $0,2^\circ\text{C}$ et s'atténuant au cours du temps. En effet, après trois heures de simulation, l'écart maximal est inférieur à $0,06^\circ\text{C}$ montrant ainsi que la convergence de la solution numérique vers la solution analytique est bien assurée.

En conclusion, le schéma numérique implicite pour la résolution des équations de diffusion dans le sol a été contrôlé de façon satisfaisante sur un cas simple dont la solution analytique est connue. Il apparaît être d'une précision tout à fait suffisante pour le type de problème qui nous intéresse, à savoir la connaissance des flux de chaleur et d'humidité à l'interface sol-atmosphère.



- 0H
- 2H
- 4H
- 6H
- 8H
- 10H
- 12H
- 14H
- 16H

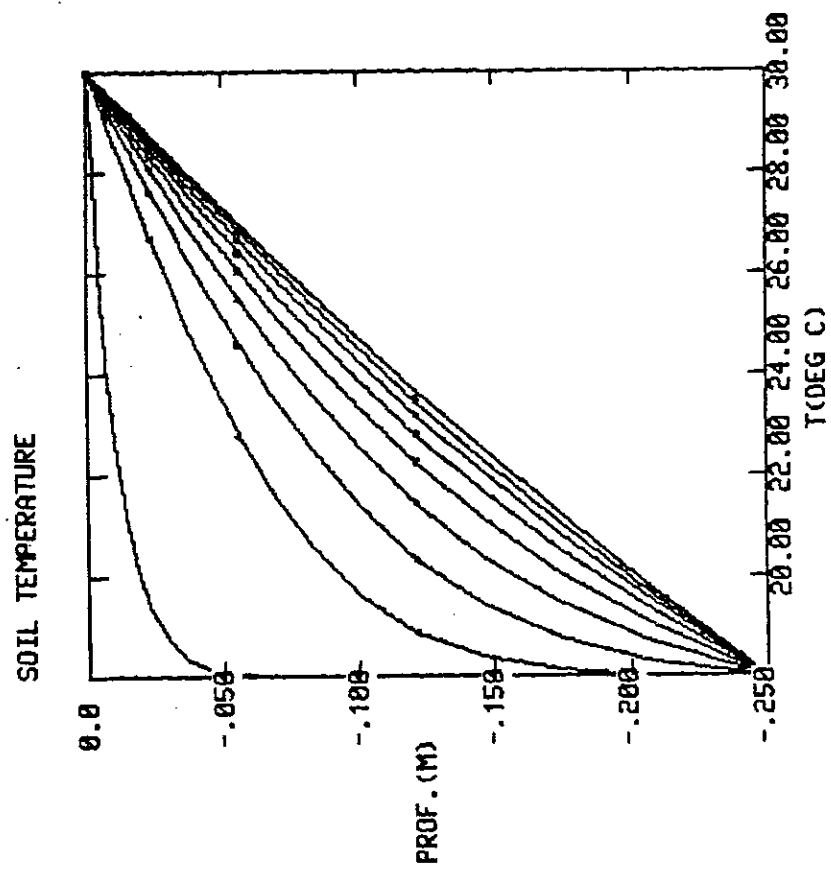


Figure D 1b

Figure D 1a

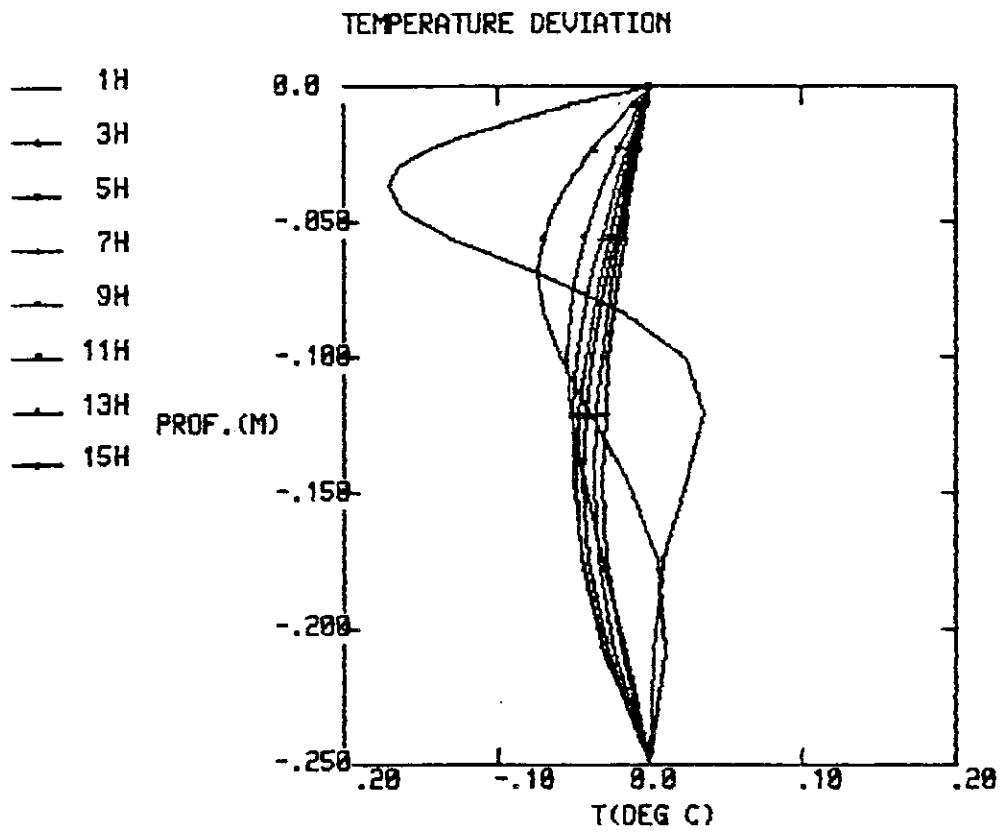


Figure D2

REFERENCES

- Al Nakshabandi, G. and H. Kohnke, 1965 : "Thermal conductivity and diffusivity of soils as related to moisture tension and other physical properties", *Agric. Meteor.*, 2, 271-279.
- André, J.C., G. de Moor, P. Lacarrère, G. Therry and R. Du Vachat, 1978 : "Modeling the 24-hour evolution of the mean and turbulent structures of the planetary boundary layer", *J. Atmos. Sci.*, 35, 1861-1883.
- André, J.C. et P. Lacarrère, 1980 : "Simulation numérique détaillée de la couche limite atmosphérique. Comparaison avec la situation des 2 et 3 juillet 1977 à Voves", *La Météorologie*, VI, 22, 5-49.
- Anthes, R.A., 1978 : "The height of the planetary boundary layer and the production of circulation in a sea breeze model", *J. Atmos. Sci.*, 35, 1231-1239.
- Anthes, R.A. and T.T. Warner, 1974 : "Prediction of mesoscale flows over complex terrain", ECOM Technical Report n° 5532, White Sands Missile Range, New Mexico.
- Anthes, R.A. and T.T. Warner, 1978 : "Development of hydrodynamic models suitable for air pollution and other mesometeorological studies", *Mon. Wea. Rev.*, 106, 1045-1078.
- Asselin, R., 1972 : "Frequency filter for time integrations", *Mon. Wea. Rev.*, 100, 487-490.
- Atkinson, B.W., 1981 : "Meso-scale atmospheric circulations", Academic Press, London.
- Atwater, M.A. and P.S. Brown, Jr., 1974 : "Numerical computations of the latitudinal variation of solar radiation for an atmosphere of varying opacity", *J. Appl. Meteor.*, 13, 289-297.
- Atwater, M.A. and J.T. Ball, 1981 : "A surface solar radiation model for cloudy atmospheres", *Mon. Wea. Rev.*, 109, 878-888.
- Aussenac, G., 1968 : "Interception des précipitations par le couvert forestier", *Ann. Sci. Forest.*, 25 (3), 135-156.
- Balick, L.K., R.K. Scoggins and L.E. Link, 1981 : "Inclusion of a simple vegetation layer in terrain temperature models for thermal IR signature prediction", *IEEE Transactions on Geosciences and Remote Sensing*, GE-19, 143-152.
- Barton, I.J., 1979 : "A parameterization of the evaporation from nonsaturated surfaces", *J. Appl. Meteor.*, 18, 43-47.

- Benoit, R., 1976 : "A comprehensive parameterization of the atmospheric boundary layer for general circulation models", NCAR Cooperative thesis n° 39, McGill University and the NCAR.
- Bhumralkar, C.M., 1975 : "Numerical experiments on the computation of ground surface temperature in an atmospheric general circulation model", J. Appl. Meteor., 14, 1246-1258.
- Black, T.A., 1979 : "Evapotranspiration from Douglas fir stands exposed to soil water deficits", Water Resour. Res., 15, 164-170.
- Blackadar, A.K. and H. Tennekes, 1968 : "Asymptotic similarity in neutral barotropic planetary boundary layers", J. Atmos. Sci., 25, 1015-1020.
- Blondin, C., 1984 : "Réflexions sur l'étude de la couche limite étendue", J. Rech. Atmos., 18, 173-187.
- Bodin, S., 1979 : "A predictive numerical model of the atmospheric boundary layer based on the turbulent energy equation", SMHI Report n° 13, Norrköping, Sweden.
- Browning, K.A., 1980 : "Local weather forecasting", Proc. Roy. Soc. London, A-371, 179-211.
- Brunet, Y., 1984 : "Modélisation des échanges sol nu - atmosphère. Essai de validation locale et influence de la variabilité spatiale du sol", Thèse de Docteur-Ingénieur, Université Scientifique et Médicale de Grenoble.
- Bultot, F., G.L. Dupriez et A. Bodeux, 1972 : "Interception de la pluie par la végétation forestière. Estimation de l'interception journalière à l'aide d'un modèle mathématique", J. Hydrol., 17, 193-223.
- Busch, N.E., S.W. Chang and R.A. Anthes, 1976 : "A multi-level model of the planetary boundary layer suitable for use with mesoscale dynamic models", J. Appl. Meteor., 15, 909-919.
- Businger, J.A., 1973 : "Turbulent transfer in the atmospheric surface layer", Workshop on micrometeorology, Chapter 2, American Meteor. Soc., Boston, Mass.
- Businger, J.A., J.C. Wyngaard, Y. Izumi and E.F. Bradley, 1971 : "Flux-profile relationships in the atmospheric surface layer", J. Atmos. Sci., 28, 181-189.
- Campbell, G.S., 1974 : "A simple method for determining unsaturated conductivity from moisture retention data", Soil Sci., 117, 311-314.
- Car Slaw, H.S. and J.C. Jaeger, 1959 : "Conduction of heat in solids", Oxford University Press, New-York.

- Carson, D.J. and P.J.R. Richards, 1978 : "Modelling surface turbulent fluxes in stable conditions", Bound. Lay. Meteor., 14, 68-81.
- Cautenet, G. et C. Boutin, 1984 : "Exemples d'évolution diurne de la résistance aérodynamique et de la résistance globale de couvert d'un site de savane inculte (Wamex 1979)", J. Rech. Atmos., 18, 153-165.
- Clapp, R. and G. Hornberger, 1978 : "Empirical equations for some soil hydraulic properties", Water Resour. Res., 14, 601-604.
- Clarke, R.H., A.J. Dyer, R.R. Brook, D.G. Reid and A.J. Troup, 1971 : "The Wangara experiment - Boundary layer data", Tech. Pap. n° 19, Division Meteorological Physics, CSIRO, Australia.
- Charnock, H., 1955 : "Wind stress on a water surface", Quart. J. Roy. Meteor. Soc., 81, 639-640.
- Chaumerliac, N., 1984 : "Evaluation des termes de captation dynamique dans un modèle tridimensionnel à mésoéchelle de lessivage de l'atmosphère", Thèse de 3ème Cycle, Université de Clermont II.
- Corby, G.A., A. Gilchrist and R.L. Newson, 1972 : "A general circulation model of the atmosphere suitable for long period integrations", Quart. J. Roy. Meteor. Soc., 98, 809-832.
- Dalu, G.A., 1978 : "A parameterization of heat convection for a numerical sea breeze model", Quart. J. Roy. Meteor. Soc., 104, 797-807.
- Davies, J.A. and C.D. Allen, 1973 : "Equilibrium, potential and actual evaporation from cropped surfaces in southern Ontario", J. Appl. Meteor., 12, 649-657.
- De Vries, D.A., 1963 : "Thermal properties of soils" in Physics of Plant Environment, Van Wijk, North Holland, Amsterdam.
- Deardorff, J.W., 1967 : "Empirical dependence of the eddy coefficient of heat upon stability above the lowest 50 m", J. Appl. Meteor., 6, 631-643.
- Deardorff, J.W., 1974 : "Three-dimensional numerical study of the height and mean structure of a heated planetary boundary layer", Bound. Lay. Meteor., 7, 81-106.
- Deardorff, J.W., 1977 : "A parameterization of ground-surface moisture content for use in atmospheric prediction models", J. Appl. Meteor., 16, 1182-1185.
- Deardorff, J.W., 1978 : "Efficient prediction of ground-surface temperature and moisture, with inclusions of a layer of vegetation", J. Geophys. Res., 83 (C4), 1889-1903.

- Delsol, F., K. Miyakoda and R.H. Clarke, 1971 : "Parameterized processes in the surface boundary layer of an atmospheric circulation model", Quart. J. Roy. Meteor. Soc., 97, 181-208.
- Emanuel, K.A., 1983 : "On the dynamical definition(s) of mesoscale", Mesoscale Meteorology - Theories, observations and models, T. Gal-Chen and D.K. Lilly, Eds, Reidel, Dordrecht, Holland.
- Feddes, R.A. and P.E. Rijtema, 1972 : "Water withdrawal by plant roots", J. Hydrol., 17, 33-59.
- Federer, C.A., 1979 : "A soil-plant-atmosphere model for transpiration and availability of soil water", Water Resour. Res., 15, 555-562.
- Fetcher, N., 1976 : "Patterns of leaf resistance to lodgepole pine transpiration in Wyoming", Ecology, 57, 339-345.
- Frank, N.L., P.L. Moore and G.E. Fisher, 1967 : "Summer shower distribution over the Florida Peninsula as deduced from digitized radar data", J. Appl. Meteor., 6, 309-316.
- Gannon, P.T. Sr., 1978 : "Influence of earth surface and cloud properties on the South Florida sea breeze", NOAA Techn. Rep. ERL 402 - NHEML-2.
- Garratt, J.R., 1978 : "Flux profile relations above tall vegetation", Quart. J. Roy. Meteor. Soc., 104, 199-211.
- Garrett, A.J., 1978 : "Numerical simulations of atmospheric convection over the southeastern U.S. in undisturbed conditions", Rep. n° 47, Atmospheric Sciences Group, Univ. of Texas, Coll. Eng., Austin, 356 pp.
- Garrett, A.J., 1982 : "A parameter study of interactions between convective clouds, the convective boundary layer, and a forested surface", Mon. Wea. Rev., 110, 1041-1059.
- Geiger, R., 1965 : "The climate near the ground", Harvard University Press.
- Halldin, S., B. Saugier and J.Y. Pontailier, 1984 : "Evapotranspiration of a deciduous forest : simulation using routine meteorological data", soumis au J. Hydrol.
- Hicks, B.B., 1976 : "Wind profile relationships from the "Wangara" experiment", Quart. J. Roy. Meteor. Soc., 102, 535-551.
- Hicks, B.B., P. Hyson and C.J. Moore, 1975 : "A study of eddy fluxes over a forest", J. Appl. Meteor., 14, 58-66.

- Hsie, E.Y. and R.A. Anthes, 1984 : "Simulations of frontogenesis in a moist atmosphere using alternative parameterizations of condensation and precipitation", J. Atmos. Sci., 41, 2701-2716.
- Hsu, H.M., 1979 : "Numerical simulations of mesoscale precipitation systems", Ph.D. dissertation, Dept. Atmos. Oceanic Sci., University of Michigan.
- Hunt, B.G., 1985 : "A model study of some aspects of soil hydrology relevant to climatic modelling", Q.J.R.M.S., 111, 1071-1085.
- Idso, S.B., R.D. Jackson, R.J. Reginato, B.A. Kimball and F.S. Nakayama, 1975 : "The dependence of bare soil albedo on soil water content", J. Appl. Meteor., 14, 109-113.
- Idso, S.B., R.D. Jackson and R.J. Reginato, 1976 : "Compensating for environmental variability of the thermal inertia approach to remote sensing of soil moisture", J. Appl. Meteor., 15, 811-817.
- Itier, B., 1984 : "Vent et Convection", Les bases de la Bioclimatologie 1- Bases Physiques, séminaire de formation INRA, Méribel.
- Jackson, R.D., 1973 : "Diurnal changes in soil water content during drying", in Field Soil Water Regime, Soil Sci. Soc. Amer., Proc., 37-55.
- Jarvis, P.G., G.B. James and J.J. Landsberg, 1976 : "Coniferous forest" in Vegetation and the Atmosphere, J.L. Monteith, Ed., vol. 2, Academic Press, New York.
- Kaplan, M.L., J.W. Zack, V.C. Wong and G.D. Coats, 1984 : "The interactive role of subsynoptic scale jet streak and planetary boundary layer processes in organizing an isolated convective complex", Mon. Wea. Rev., 112, 2212-2238.
- Keyser, D. and R.A. Anthes, 1982 : "The influence of planetary boundary layer physics on frontal structure in the Hoskins-Bretherton horizontal shear model", J. Atmos. Sci., 39, 1783-1802.
- Klemp, J.B. and D.K. Lilly, 1978 : "Numerical simulation of hydrostatic mountain waves", J. Atmos. Sci., 35, 78-107.
- Kondo, J., O. Kanechika and N. Yasuda, 1978 : "Heat and momentum transfers under strong stability in the atmospheric surface layer", J. Atmos. Sci., 35, 1012-1021.
- Kondratyev, K.J., 1969 : "Radiation in the atmosphere", Academic Press, New York.

- Kondratyev, K.J., V.I. Korzov, V.V. Mukhenberg and L.N. Dyachenko, 1982 : "The short wave albedo and the surface emissivity", Conference on Land Surface Processes in Atmospheric General Circulation Models. JSC Study Conference, WMO/ICSO, Greenbelt, Maryland.
- Kuhn, P.M., 1963 : "Radiometeorsonde observations of infrared flux emissivity of water vapor", J. Appl. Meteor., 2, 368-378.
- Laval, K., R. Sadourny et Y. Serafini, 1978 : "Formulation des bilans énergétique et hydrologique à la surface du sol dans un modèle de circulation générale", Mécanismes de Transfert d'Energie et de Masse entre le Sol et l'Atmosphère (F. Becker et C. Pastre, Eds) E.E.R.M., Boulogne-Billancourt.
- Lenshow, D.H., J.C. Wyngaard and W.T. Pennell, 1980 : "Mean-field and second-moment budgets in a baroclinic, convective boundary layer", J. Atmos. Sci., 37, 1313-1326.
- Leonard, R.E., 1961 : "Net precipitation in a northern hardwood forest", J. Geophys. Res., 66, 2417-2421.
- Lettau, H. and B. Davidson, 1957 : "Exploring the atmosphere's first mile", Vols I and II, Pergamon Press, New York.
- Louis, J.F., 1979 : "A parametric model of vertical eddy fluxes in the atmosphere", Bound. Lay. Meteor., 17, 187-202.
- Lovett, G.M., 1984 : "Rates and mechanisms of cloud water deposition to a subalpine balsam fir forest", Atmos. Env., 18, 361-371.
- McCaughey, J.H., 1985 : "A radiation and energy balance study of mature forest and clear-cut sites", Bound. Lay. Meteor., 32, 1-24.
- McCumber, M.C., 1980 : "A numerical simulation of the influence of heat and moisture fluxes upon mesoscale circulations", Ph. D. dissertation, University of Virginia, Charlottesville.
- McCumber, M.C. and R.A. Pielke, 1981 : "Simulation of the effects of surface fluxes of heat and moisture in a mesoscale numerical model. Part I : Soil layer", J. Geophys. Res., 86, 9929-9938.
- McDonald, J.E., 1960 : "Direct absorption of solar radiation by atmospheric water vapor", J. Meteor., 17, 319-328.
- McNider, R.T., 1981 : "Investigation of the impact of topographic circulations on the transport and dispersion of air pollutants", Ph. D. dissertation, University of Virginia, Dept. of Environmental Sciences, Charlottesville.
- McNider, R.T. and R.A. Pielke, 1981 : "Diurnal boundary-layer development over sloping terrain", J. Atmos. Sci., 38, 2198-2212.

- McPherson, R.D., 1970 : "A numerical study of the effect of a coastal irregularity on the sea breeze", *J. Appl. Meteor.*, 9, 767-777.
- Mahrer, Y. and R.A. Pielke, 1977 : "The effects of topography on the sea and land breezes in a two-dimensional numerical model", *Mon. Wea. Rev.*, 105, 1151-1162.
- Mahrer, Y. and R.A. Pielke, 1978 : "A test of an upstream spline interpolation technique for the advective terms in a numerical mesoscale model", *Mon. Wea. Rev.*, 106, 818-830.
- Mahrt, L. and H. Pan, 1984 : "A two-layer model of soil hydrology", *Bound. Lay. Meteor.*, 29, 1-20.
- Manabe, S., 1969 : "Climate and the ocean circulation. 1- the atmospheric circulation and the hydrology of the earth's surface", *Mon. Wea. Rev.*, 97, 739-774.
- Marshall, T.J. and J.W. Holmes, 1979 : "Soil physics", Cambridge University Press.
- Mellor, G.L., 1973 : "Analytic prediction of the properties of stratified planetary surface layers", *J. Atmos. Sci.*, 30, 1061-1069.
- Mellor, G.L. and T. Yamada, 1974 : "A hierarchy of turbulence closure models for planetary boundary layers", *J. Atmos. Sci.*, 31, 1791-1806.
- Mizzi, A.P. and R.A. Pielke, 1984 : "A numerical study of the mesoscale atmospheric circulation observed during a coastal upwelling event on 23 August 1972. Part I : sensitivity studies", *Mon. Wea. Rev.*, 112, 76-90.
- Molz, F.J. and I. Remson, 1970 : "Extraction term models of soil moisture use by transpiring plants", *Water Resour. Res.*, 6, 1346-1356.
- Monin, A.S. and A.M. Obukhov, 1954 : "Basic laws of turbulent mixing in the ground layer of the atmosphere", *Trudy Inst. Geophys. Acad. Sci., USSR*, 24, 163-187.
- Monteith, J.L., 1965 : "Evaporation and environment", *Symp. Soc. Exp. Biol.*, 19, 205-234.
- Monteith, J.L. and G. Szeicz, 1962 : "Radiative temperature in the heat balance of natural surfaces", *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 88, 496-507.
- Moore, C.J., 1976 : "Eddy flux measurements above a pine forest", *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 102, 913-918.
- Neumann, J. and Y. Mahrer, 1971 : "A theoretical study of the land and sea breeze circulation", *J. Atmos. Sci.*, 28, 532-542.

- Neumann, J. and Y. Mahrer, 1974 : "A theoretical study of the sea and land breezes of circular islands", J. Atmos. Sci., 31, 2027-2039.
- Nickerson, E.C., 1979 : "On the numerical simulation of airflow and clouds over mountainous terrain", Contr. Atmos. Phys., 52, 161-177.
- Nickerson, E.C. and V.E. Smiley, 1975 : "Surface layer and energy budget parameterizations for mesoscale models", J. Appl. Meteor., 14, 297-300.
- Nickerson, E.C., E. Richard, R. Rosset and D.R. Smith, 1986 : "The numerical simulation of clouds, rain and airflow over the Vosges and the Black Forest mountains : a meso- β model with parameterized microphysics", Mon. Wea. Rev., 114, 398-414.
- Nimah, M.N. and R.J. Hanks, 1973 : "Model for estimating soil water, plant and atmospheric interrelations : I. Description and sensitivity", Soil Sci. Soc. Amer. Proc., 37, 522-527.
- O'Brien, J.J., 1970 : "A note on the vertical structure of the eddy exchange coefficient in the planetary boundary layer", J. Atmos. Sci., 27, 1213-1215.
- Oke, T.R., 1978 : "Boundary Layer Climates", Methuen, London.
- Oliver, H.R., 1971 : "Wind profiles in and above a forest canopy", Quart. J. Roy. Meteor. Soc., 97, 548-553.
- Ookouchi, Y., M. Uryu and R. Sawada, 1978 : "A numerical study of the effects of a mountain on the land and sea breezes", J. Meteor. Soc. Japan, 56, 368-385.
- Ookouchi, Y., M. Segal, R.C. Kessler and R.A. Pielke, 1984 : "Evaluation of soil moisture effects on the generation and modification of mesoscale circulations", Mon. Wea. Rev., 112, 2281-2292.
- Orlanski, I., 1975 : "A rational subdivision of scales for atmospheric processes", Bul. Amer. Meteor. Soc., 56, 527-530.
- Orlanski, I., 1976 : "A simple boundary condition for unbounded hyperbolic flows", J. Comp. Phys., 21, 251-269.
- Ottle, C., 1983 : "Effet d'un changement de paramétrisation de l'évapotranspiration dans un modèle climatique", Thèse de 3ème Cycle, Université de Paris VI.
- Penman, H.L., 1948 : "Natural evaporation from open water, bare soil and grass", Proc. Roy. Soc., London, Ser. A, 193, 120-145.
- Perrier, A., 1978 : "Importance des définitions de l'évapotranspiration dans le domaine pratique de la mesure", Société hydrotechnique de France, 15èmes journées de l'hydraulique, Toulouse.

- Perrier, A., 1982 : "Land surface processes : vegetation", Conf. on Land Surface Processes in Atmospheric General Circulation Models, JSC Study Conference, WMO/ICS0, Greenbelt, Maryland.
- Philip, J.R., 1957 : "Evaporation and moisture and heat fields in the soil", J. Meteor., 14, 354-366.
- Physick, W., 1976 : "A numerical model of the sea-breeze phenomenon over a lake or gulf", J. Atmos. Sci., 33, 2107-2135.
- Physick, W., 1980 : "Numerical experiments on the inland penetration of the sea breeze", Quart. J. Roy. Meteor. Soc., 106, 735-746.
- Pielke, R.A., 1974-a : "A three-dimensional numerical model of the sea breezes over South Florida", Mon. Wea. Rev., 102, 115-139.
- Pielke, R.A., 1974-b : "A comparison of three-dimensional and two-dimensional numerical predictions of sea breezes", J. Atmos. Sci., 31, 1577-1585.
- Pielke, R.A., 1981 : "An overview of our current understanding of the physical interactions between the sea- and land- breeze and the coastal waters", Ocean Mgt., 6, 87-100.
- Pielke, R.A., 1982 : "Mesoscale atmospheric circulations related to the coast - a summary", First Intern. Conf. on Meteorology and Air/Sea Interaction of the Coastal Zone, The Hague.
- Pielke, R.A., 1984 : "Mesoscale Meteorological Modeling", Academic Press, New York.
- Pielke, R.A. and Y. Mahrer, 1975 : "Representation of the heated planetary boundary layer in mesoscale models with coarse vertical resolution", J. Atmos. Sci., 32, 2288-2308.
- Pielke, R.A. and Y. Mahrer, 1978 : "Verification analysis of the University of Virginia three-dimensional mesoscale model prediction over South Florida for 1 July 1973", Mon. Wea. Rev., 106, 1568-1589.
- Priestley, C.H.B., 1959 : "Turbulent transfer in the lower atmosphere", The University of Chicago Press.
- Priestley, C.H.B. and R.J. Taylor, 1972 : "On the assessment of surface heat flux and evaporation using large-scale parameters", Mon. Wea. Rev., 100, 81-92.
- Raats, P.A.C., 1974 : "Steady flows of water and salt in uniform soil profiles with plant roots", Soil Sci. Soc. Amer. Proc., 38, 717-722.

- Raupach, M.R., 1979 : "Anomalies in flux-gradient relationships over forest", *Bound. Lay. Meteor.*, 16, 467-486.
- Raupach, M.R. and A.S. Thom, 1981 : "Turbulence in and above plant canopies", *Ann. Rev. Fluid Mech.*, 13, 97-129.
- Read, R.G., 1968 : "Evaporative power in the tropical forest of the Panama canal zone", *J. Appl. Meteor.*, 7, 417-424.
- Richard, E., 1982 : "Paramétrisation de la microphysique des nuages chauds en phase mixte dans un modèle tridimensionnel à mésoéchelle", Thèse de 3ème Cycle, Université de Clermont II.
- Rosenthal, S.L., 1971 : "The response of a tropical cyclone model to variations in the boundary layer parameters, initial conditions, lateral boundary conditions and domain size", *Mon. Wea. Rev.*, 99, 767-777.
- Rutter, A.J., K.A. Kershaw, P.C. Robins and A.J. Morton, 1971 : "A predictive model of rainfall interception in forests. I. Derivation of the model from observations in a plantation of corsican pine", *Agric. Meteor.*, 9, 367-384.
- Salter, P.J. and J.B. Williams, 1965 : "The influence of texture on the moisture characteristics of soils. II. Available water capacity and moisture release characteristics", *J. Soil Sci.*, 16, 310-317.
- Sasamori, T., 1968 : "The radiative cooling calculation for application to general circulation experiments", *J. Appl. Meteor.*, 7, 721-729.
- Sasamori, T., 1970 : "A numerical study of atmospheric and soil boundary layers", *J. Atmos. Sci.*, 27, 1122-1137.
- Schlesinger, R.E., L.W. Uccellini and D.R. Johnson, 1983 : "The effects of the Asselin time filter on numerical solutions to the linearized shallow-water wave equations", *Mon. Wea. Rev.*, 111, 455-467.
- Segal, M., R.A. Pielke and Y. Mahrer, 1984 : "Evaluation of surface sensible heat flux effects on the generation and modification of mesoscale circulations", *Proc. Nowcasting-II Symposium*, Norrköping, Sweden.
- Sellers, W.D., 1965 : "Physical climatology", The University of Chicago Press.
- Sellers, P.J. and J.G. Lockwood, 1981 : "A numerical simulation of the effects of changing vegetation type on surface hydroclimatology", *Climatic Change*, 3, 121-136.
- Sellers, W.D., 1965 : "Physical climatology", The University of Chicago Press, Chicago & London.

- Shuttleworth, W.J., 1976 : "A one-dimensional theoretical description of the vegetation-atmosphere interaction", Bound. Lay. Meteor., 10, 273-302.
- Shuttleworth, W.J., 1978 : "A simplified one-dimensional theoretical description of the vegetation-atmosphere interaction", Bound. Lay. Meteor., 14, 3-27.
- Smolarkiewicz, P.K. and T.L. Clark, 1985 : "Numerical simulation of the evolution of a three-dimensional field of cumulus clouds. Part I: Model description, comparison with observations and sensitivity studies", J. Atmos. Sci., 42, 502-522.
- Soer, G.J.R., 1980 : "Estimation of regional evapotranspiration and soil moisture conditions using remotely sensed crop surface temperatures", Remote Sens. Environ., 49, 27-45.
- Sun, W.Y. and Y. Ogura, 1980 : "Modeling the evolution of the convection planetary boundary layer", J. Atmos. Sci., 37, 1558-1572.
- Swinbank, W.C., 1963 : "Long-wave radiation from clear skies", Quart. J. Roy. Meteor. Soc., 89, 339-348.
- Taconet, O., R. Bernard et D. Vidal-Madjar, 1984 : "Evapotranspiration over an agricultural region using a surface flux/temperature model based on NOAA-AVHRR data", Document de travail DT/CRPE/1118, Issy-les-Moulineaux.
- Tajchman, S.J., 1982 : "Comments on measuring turbulent exchange within and above forest canopy", Bull. Am. Meteor. Soc., 62, 1550-1559.
- Tapp, M.C. and P.W. White, 1976 : "A non-hydrostatic mesoscale model", Quart. J. Roy. Meteor. Soc., 102, 277-296.
- Thomas, L.H., 1949 : "Elliptic problems in linear difference equation over a network", Watson Sci. Comput. Lab. Rept., Columbia University, New York.
- Therry, G. and P. Lacarrère, 1983 : "Improving the eddy kinetic energy model for planetary boundary layer description", Bound. Lay. Meteor., 25, 63-88.
- Thom, A.S., 1971 : "Momentum absorption by vegetation", Quart. J. Roy. Meteor. Soc., 97, 414-428.
- Thom, A.S., J.B. Stewart, H.R. Oliver and J.H.C. Gash, 1975 : "Comparison of aerodynamic and energy budget estimates of fluxes over a pine forest", Quart. J. Roy. Meteor. Soc., 101, 93-105.
- Thompson, O.E. and R.T. Pinker, 1975 : "Wind and temperature profile characteristics in a tropical evergreen forest in Thailand", Tellus, 27, 562-573.

- Vauclin, M., 1978 : "Modèle local des transferts de masse et de chaleur entre le sol et l'atmosphère. Problèmes posés par son extension spatiale", Mécanismes de transfert d'énergie et de masse entre le sol et l'atmosphère (Eds F. Becker et C. Pastre), E.E.R.M., Boulogne-Billancourt.
- Waggoner, P.E. and W.E. Reifsnyder, 1968 : "Simulation of temperature, humidity and evaporation profiles in a leaf canopy", J. Appl. Meteor., 7, 400-409.
- Webb, E.K., 1970 : "Profile relationships : the log-linear range and extension to strong stability", Quart. J. Roy. Meteor. Soc., 96, 67-90.
- Wetzel, P.J., 1983 : "Estimating daily and instantaneous area average evapotranspiration using a boundary layer/surface/soil model", 5th Conf. on Hydrometeorology, Tulsa, Oklahoma.
- Wetzel, P.J., D. Atlas and R.H. Woodward, 1984 : "Determining soil moisture from geosynchronous satellite infrared data : a feasibility study", J. Clim. Appl. Meteor., 23, 375-391.
- Willis, G.E. and J.W. Deardorff, 1974 : "A laboratory model for the unstable planetary boundary layer", J. Atmos. Sci., 31, 1297-1307.
- Wilson, N.R. and R.H. Shaw, 1977 : "A higher order closure model for canopy flow", J. Appl. Meteor., 16, 1197-1205.
- Wyngaard, J.C. and O.R. Coté, 1974 : "The evolution of a convective planetary boundary layer - a higher-order-closure model study", Bound. Lay. Meteor., 7, 289-308.
- Yamada, T., 1982 : "A numerical model study of turbulent airflow in and above a forest canopy", J. Meteor. Soc. Japan, 60, 439-454.
- Yamada, T., 1983 : "Simulations of nocturnal drainage flows by a q^2 -1 turbulence closure model", J. Atmos. Sci., 40, 91-106.
- Yamada, T. and G.L. Mellor, 1975 : "A simulation of the Wangara atmospheric boundary layer data", J. Atmos. Sci., 32, 2309-2329.
- Yamamoto, G. and A. Shimanuki, 1966 : "Turbulent transfer in diabatic conditions", J. Meteor. Soc. Japan, 44, 301-307.
- Zdunkowski, W.G., J. Peagle and J.P. Rielly, 1975 : "The effect of soil moisture upon the atmospheric and soil temperature near the air-soil interface", Arch. Met. Geoph. Biokl., Ser. A, 24, 245-268.
- Zhang, D. and R.A. Anthes, 1982 : "A high-resolution model of the planetary boundary layer - sensitivity tests and comparisons with SESAME-79 data", J. Appl. Meteor., 21, 1594-1609.

Imp Sciences 24, avenue des Landais - 63170 Aubière - Dépôt légal

1^{er} Trimestre 1987

CONTRIBUTION A LA DEFINITION D'UNE PARAMETRISATION DES TRANSFERTS ENTRE
LE SOL, LA VEGETATION ET L'ATMOSPHERE.
ANALYSE DE SENSIBILITE ET INSERTION DANS UN MODELE MESOECHELLE

par

Jean-François MAHFOUF

Thèse présentée à l'Université de Clermont II le 2 juin 1986 pour obtenir
le titre de Docteur de l'Université de Clermont II

R E S U M E

Un modèle numérique à mésoéchelle (Nickerson et al., 1986) comportant un ensemble détaillé de paramétrisations pour la couche limite planétaire (Therry et Lacarrère, 1983), la végétation (Deardorff, 1978) et les transferts thermo-hydriques dans le sol (McCumber et Pielke, 1981) a été développé.

Tout d'abord, une version unidimensionnelle nous a permis de réaliser un ensemble complet de tests de sensibilité en vue d'étudier l'influence de l'état hydrique du sol, de l'albédo de surface et du type de couvert végétal sur l'évolution diurne de la basse atmosphère. Une comparaison a été effectuée avec les données de l'expérience de couche limite "Wangara" indiquant un bon accord entre les résultats du modèle et l'observation.

Nous nous sommes ensuite attachés à la simulation de brises de mer afin de qualifier le comportement du modèle, dans ses versions bi et tridimensionnelles, en présence d'hétérogénéités de surface. Dans un premier temps, en l'absence de données expérimentales, les résultats ont été confrontés favorablement à ceux issus d'autres modèles à mésoéchelle (Pielke, 1974 ; Anthes, 1978).

Mots-clés : Modèle numérique, mésoéchelle, couche limite atmosphérique, sol, végétation, brise de mer.