



# THESE

PRÉSENTÉE

A LA FACULTE DES SCIENCES DE L'UNIVERSITE D'ABIDJAN

POUR OBTENIR LE GRADE DE

**DOCTEUR ES SCIENCES PHYSIQUES**

PAR

**PAUL ASSAMOI**



SUJET DE THESE

**PREVISION NUMERIQUE DU TEMPS  
EN AFRIQUE DE L'OUEST:  
INFLUENCES DE LA PARAMETRISATION  
DE PROCESSUS PHYSIQUES "SOUS-MAILLE"  
SUR LA PERFORMANCE DE MODELES  
DE PREVISION**

*Soutenu le 3 Février 1984 devant la Commission d'Examen*

<b>MM. J. BAUDET</b>	Professeur à la Faculté des Sciences D'ABIDJAN	<b>Président</b>
<b>V. BOGUI</b>	Professeur à la Faculté des Sciences d'ABIDJAN	} <b>Examineurs</b>
<b>S. ACHY</b>	Professeur à la Faculté des Sciences d'ABIDJAN	
<b>R. G. SOULAGE</b>	Professeur à l'Université de Clermont II	
<b>A. BERROIR</b>	Professeur à l'École Normale Supérieure de PARIS et à l'École Polytechnique	
<b>J. LEPAS</b>	Ingénieur en Chef, Directeur Adjoint de la Météorologie Nationale Française	
<b>H. ISAKA</b>	Maître de Recherche au C.N.R.S.	

**AVANT PROPOS**

AVANT PROPOS

*Ce mémoire rend compte d'une partie des travaux sur les modèles de circulation générale effectués dans le service de prévision et développement de la Météorologie Française. Ces recherches s'insèrent dans les programmes propres au Service Météorologique Métropolitain définies dans le cadre du projet d'Application de Méthodes Hydrodynamiques et Statistiques à la prévision du temps (AMETHYSTE) et répondent aux préoccupations de l'Organisation Météorologique Mondiale (OMM) de modélisation pour l'expérience sur la mousson en Afrique de l'Ouest (WAMEX). L'orientation des études dont il est fait mention ici a été imprimée dans une large mesure par l'équipe de Météorologie tropicale du laboratoire Associé de Météorologie Physique (L.A.M.P.).*

*Ce travail n'a été possible que grâce aux bourses octroyées en 1979 et de 1980 à 1982 par la Coopération française à laquelle je tiens à rendre hommage ici.*

*J'ai particulièrement apprécié l'accueil qui m'a été réservé à la Météorologie Nationale Française et tout particulièrement la bonne camaraderie qui a régné pendant mon séjour dans le Service Météorologique Métropolitain. Que ses responsables trouvent ici l'expression de ma profonde gratitude.*

*Il me plaît d'associer dans ces remerciements l'ensemble du personnel du LAMP qui, par sa disponibilité m'a permis de mener à bien cette tâche.*

*A mes collègues du Département de Physique qui ont supporté des mois durant, des charges accrues d'enseignement je renouvelle ma confiance et ma gratitude.*

*Je voudrais assurer de ma gratitude Monsieur l'Ingénieur en Chef de la Météorologie D.ROUSSEAU avec qui j'ai eu d'enrichissantes discussions sur le sujet qui est développé ici.*

*C'est un plaisir pour moi de rappeler la contribution déterminante à ce travail de S.PLANTON mon ami.*

*J'ai bénéficié de l'assistance de Messieurs Y.BIDET, B.BRET, J.COIFFIER et R.JOURDAN dans la résolution des problèmes délicats d'Informatique. Je leur adresse ma chaleureuse reconnaissance.*

*Ma gratitude va également à Messieurs les membres du jury :*

- Monsieur le Professeur J.G.BAUDET, Doyen honoraire à la Faculté des Sciences et Techniques d'Abidjan dont les encouragements et les conseils m'ont tant de fois redonné espoir.*
- Monsieur le Professeur V.BOGUI, Responsable du Département de Physique dont l'aide ne m'a jamais fait défaut.*
- Monsieur le Professeur S.ACHY, responsable du Groupe de Météorologie Dynamique au Laboratoire de Physique de l'Atmosphère d'Abidjan.*
- Monsieur le Professeur A.BERROIR, Directeur du Laboratoire de Météorologie Dynamique à l'Ecole Normale Supérieure de Paris.*
- Monsieur le Professeur R.G.SOULAGE, Directeur du Laboratoire Associé de Météorologie Physique de l'Université de Clermont II qui m'a accueilli, formé et conseillé.*
- Monsieur l'Ingénieur en chef de la Météorologie J.LEPAS, Directeur Adjoint de la Météorologie Nationale Française qui a inspiré et dirigé ce travail.*
- Monsieur H.ISAKA Maître de recherches au C.N.R.S. mon directeur de Thèse avec qui la coopération a été permanente.*

# **SOMMAIRE**

## SOMMAIRE

AVANT-PROPOS.....	i
SOMMAIRE.....	iii
NOTATIONS, SYMBOLISME.....	viii
LISTE DES FIGURES.....	xi
LISTE DES TABLEAUX.....	xx

PREMIERE PARTIE ; LE MODELE
-----------------------------

### CHAPITRE I

INTRODUCTION .....	2
--------------------	---

### CHAPITRE II

PRESENTATION DU MODELE- ASPECTS DYNAMIQUES .....	7
II.1. EQUATIONS D'EVOLUTION DYNAMIQUE.....	7
II.2. DISCRETISATION SPATIALE ET TEMPORELLE DES EQUATIONS.....	12
II.2.1. Discrétisation spatiale.....	12
II.2.2. Intégration temporelle semi-implicite.....	18
II.3. CONDITIONS AUX LIMITES ET INITIATION.....	21
II.3.1. Conditions aux limites verticales et latérales..	21
II.3.2. Initialisation.....	23

### CHAPITRE III

PRESENTATION DU MODELE - ASPECTS PHYSIQUES .....	28
III.1. PARAMETRISATION DU RAYONNEMENT.....	29
III.1.1. Paramétrisation du rayonnement en ciel clair..	30
III.1.2. Paramétrisation du rayonnement en présence de nuages.....	35
III.2. PARAMETRISATION DES ECHANGES AU SOL ET DES TRANSFERTS VERTICAUX DE CHALEUR ET DE QUANTITE DE MOUVEMENT.....	37
III.2.1. Paramétrisation des flux au sol.....	38
III.2.2. Détermination de la température de surface et de l'humidité moyenne.....	41
III.2.3. Transport de quantité de chaleur et d'humidité à travers la couche limite.....	45
III.3. PARAMETRISATION DE LA CONVECTION NUAGEUSE.....	47
III.3.1. Ajustement convectif.....	47
III.3.2. Paramétrisation de la convection profonde par KUO (1965-1974).....	49
III.4. PARAMETRISATION DE LA CONDENSATION DE GRANDE ECHELLE...	54
III.5. DIFFUSION HORIZONTALE.....	57

DEUXIEME PARTIE ; APPLICATIONS
--------------------------------

### CHAPITRE IV

SENSIBILITE DU MODELE A DES PARAMETRISATIONS PHYSIQUES.....	61
IV.1. CARACTERISTIQUES GENERALES DES SIMULATIONS.....	61
IV.1.1. Relief et albédo dans le domaine de la simulation.....	61

IV.1.2.	Données d'observation et champs initiaux.....	62
IV.1.3.	Tests de sensibilité.....	63
IV.2.	COMPORTEMENT DU MODELE DE REFERENCE.....	64
IV.2.1.	Evolution des écoulements à 700 mb et 250 mb.....	64
IV.2.2.	Températures de surface.....	69
IV.2.3.	Conclusion partielle.....	71
IV.3.	EFFETS DE RELIEF SUR LA PREVISION.....	71
IV.3.1.	Champs dynamiques.....	71
IV.3.2.	Températures de surface.....	72
IV.3.3.	Précipitations.....	75
IV.3.4.	Influence du relief sur la structure verticale de la mousson ouest-africaine et de la circula- tion méridienne.....	78
IV.3.5.	Conclusions sur l'étude de l'influence du relief sur les champs météorologiques prévus.....	79
IV.4.	SENSIBILITE DU MODELE TROPICAL AU SCHEMA DE PARAMETRISA- TION DE LA CONVECTION.....	80
IV.4.1.	Evolutions observées des perturbations n°6 et 7...	82
IV.4.2.	Comparaison des schémas A et B.....	83
IV.4.3.	Comparaison des schémas B et C.....	90
IV.4.4.	Répartition entre les précipitations convectives et non convectives.....	92
	REMARQUES.....	96
IV.4.5.	Conclusions sur l'influence paramétrisations de la convection profonde.....	98
IV.5.	SENSIBILITE DU MODELE AU SCHEMA DE PARAMETRISATION DU RAYONNEMENT.....	99
IV.5.1.	Champs thermiques.....	100
IV.5.2.	Champs dynamiques à 700 mb.....	102
IV.5.3.	Champs de précipitations.....	102
IV.5.4.	Conclusions sur l'influence des paramétrisations du rayonnement.....	103

CHAPITRE V

COMPARAISON SYNTHETIQUE ENTRE LE MODELE ET LES OBSERVATIONS.....	105
V.1. PROPAGATION ET DEVELOPPEMENT DES PERTURBATIONS N°6 et 7.....	105
V.1.1. Propagation des perturbations n°6 et 7.....	106
V.1.2. Précipitations associées aux perturbations cycloniques.....	107
V.2. INTERCOMPARAISON DE TROIS MODELES DE PREVISION A EQUATIONS PRIMITIVES ET A NIVEAUX MULTIPLES A TRAVERS LA CONFRONTA- TION DES RESULTATS RELATIFS AUX DEPLACEMENTS DES THALWEGS...	109
V.3. QUELQUES CARACTERISTIQUES CLIMATOLOGIQUES DE LA CIRCULATION DE MOUSSON TIREES DES RESULTATS DU MODELE TROPICAL.....	113
V.3.1. Circulation méridienne.....	114
V.3.2. Circulation zonale.....	115

CHAPITRE VI

CONCLUSION GENERALE .....	117
LISTE DE REFERENCE .....	121

NOTATIONS, SYMBOLISME

Lettres latines

a, b	: coefficients utilisés dans l'écriture symbolique de la relation hydrostatique.
A	: opérateur
$A_V$	: opérateur de différences finies d'advection verticale.
$C_1, C_2$	: constantes
$C_D, C_H, C_{A1}$	: coefficients d'échange
$C_p, C_v$	: chaleur spécifique à pression constante, à volume constant.
$E_f, E_p$	: paramètre de Coriolis ( $2\Omega \sin\psi$ )
G	: gradient vertical de température.
k	: coefficient de diffusion turbulente
K	: énergie cinétique
$\vec{K}$	: vecteur unitaire sur la verticale.
L, N	: opérateurs.
m	: facteur d'échelle.
M	: matrice carrée
N	: Nébulosité fractionnaire
p	: terme physique
P	: pression
$P_s$	: pression au sol
q	: humidité spécifique
r	: rapport de mélange de la vapeur d'eau.
R	: constante des gaz parfaits, massique, relative à l'air. ( $R = C_p - C_v$ )
s	: variable d'espace x ou y
t	: variable temps
$F, F_u, F_v$	: termes physiques : force de frottement.

- T : température absolue  
 $\bar{T}$  : température moyenne pour un niveau donné  
u, v : composantes horizontales du vent.  
U, V : composantes horizontales du vent réduit ( $U = \frac{u}{m}$ ,  $V = \frac{v}{m}$ )  
vent Hollmann)  
 $\vec{V}$  : vecteur vent horizontal.  
Vg : vitesse des ondes de gravité.  
w : vitesse verticale  
X : variable courante  
x, y, z : variables d'espace.  
Z : logarithme de la pression sol ( $Z = \text{Log } P_s$ ).

Lettres grecques

- $\alpha$  : variable courante ; mais aussi coefficient de pondération.  
 $\zeta$  : tourbillon relatif.  
 $\eta$  : tourbillon absolu potentiel "homogène"  
 $\kappa$  : rapport  $R/C_p = 2/7$ .  
 $\theta$  : température potentielle  
 $\nu$  : facteur de filtre temporel  
 $\rho$  : masse volumique  
 $\sigma$  : coordonnée pression réduite  $\sigma = P/P_s$ .  
 $\dot{\sigma}$  : vitesse verticale généralisée  $\sigma = dp/dt$   
 $\tau$  : constante de temps  
 $\lambda$  : longitude  
 $\psi$  : latitude  
 $\phi$  : géopotential  
 $\phi_s$  : géopotential au sol.  
 $\psi$  : fonction du courant  
 $\chi$  : potentiel de vitesse  
 $\Gamma, \Gamma_a$  : gradient vertical de température  $\frac{\partial T}{\partial p}$ , gradient adiabatique.

$\omega$  : vitesse verticale en coordonnée pression

$\Omega$  : rotation terrestre

### Indices

I : note les variables intermédiaires  
on trouve également I et P pour "imposé" et "prévu".

k, l : indices de niveaux sur la verticale

### Symboles

$\Delta_x, \Delta_y, \Delta_\sigma, \Delta_t$  : variations discrètes des variables

$\vec{\nabla}_\cdot = \left( \frac{\partial \cdot}{\partial x}, \frac{\partial \cdot}{\partial y} \right)$  : opérateur gradient horizontal

$\vec{\Delta}_\cdot = \frac{\partial \cdot}{\partial x} + \frac{\partial \cdot}{\partial y}$  : opérateur divergence horizontale

$\bar{\alpha}$  : valeur moyenne de  $\alpha$  sur l'intervalle  $(0, \sigma)$ ;  $\frac{1}{\sigma} \int_0^\sigma \alpha(\sigma') d\sigma'$

$\tilde{\alpha}$  : valeur moyenne de  $\alpha$  sur l'intervalle  $(0, 1)$ ;  $\int_0^1 \alpha(\sigma') d\sigma'$

### Symbolisme de différences finies

$$\alpha^x = \frac{1}{2} \left[ \alpha\left(x + \frac{\Delta x}{2}\right) + \alpha\left(x - \frac{\Delta x}{2}\right) \right]$$

$$\alpha_x = \frac{1}{\Delta x} \left[ \alpha\left(x + \frac{\Delta x}{2}\right) - \alpha\left(x - \frac{\Delta x}{2}\right) \right]$$

$$\bar{\alpha}^{2t} = \frac{1}{2} \left[ \alpha(t + \Delta t) + \alpha(t - \Delta t) \right]$$

LISTE DES FIGURES

- Figure II.1. Domaine d'intégration du modèle ; en médaillon, la grille horizontale.
- II. 2 Grille de discrétisation verticale :  
agencement des variables sur la grille.
- II. 3 Grille de discrétisation horizontale :  
agencement des variables sur la grille "C".
- IV.1. Relief lissé du domaine de définition du modèle.
- IV.2. Nature du terrain et albédo de surface utilisée dans le modèle.
- IV.3-A. Evolution prévue du champ de fonction de courant (700) représenté toutes les 6 heures à partir de la situation initiale du 7 septembre 1974, 12 00 TU.
- IV.3-B. Même légende qu'à la figure IV.3-A sauf pour "potentiel de vitesse (700)".
- IV.4. Cartes de ligne de courant à 700 mb prévues à 24 (a) et 48 heures (b).
- IV.5-A. Evolution prévue des champs de fonction de courant à 250 mb :  
échéance 24 heures (a) pour le 8 septembre 1974  
12 00 TU échéance 48 heures (b) pour le 9 septembre 1974 12 00 TU.
- IV.5-B Même légende qu'à la figure IV.5-A sauf pour "potentiel de vitesse".
- IV.6. Analyse en ligne de courant de l'écoulement dans le plan méridien (8°W) - prévision à 30 heures.  
Ja et J positionnent les noyaux du jet de la basse couche du du jet tropical.

Figure IV.7 Champs de température de surface prévues :

Carte a : température de surface prévue pour  
le 8 septembre 1974 00 TU

Carte b : température de surface prévue pour  
le 8 septembre 1974 12 00 TU.

IV.8-A. Evolution prévue en 48 heures -  
(8 et 9 septembre 1974) - de la température  
de surface en deux régions distinctes :

Courbe A : en région désertique (0° E, 22° N)

Courbe B : en région forestière ( 5° W, 5° N).

IV.8-B. Variation diurne de la température dans le sable et à  
sa surface, à TOUGGOURT, les  
5 et 6 juillet 1931 (J. DUBIEF, 1959).

IV.9. Séquences de prévision - cartes de fonction de  
courant 700 mb

à gauche : résultats du modèle de référence

à droite : résultats du modèle sans relief.

IV.10. Séquences de prévision - cartes de potentiel de  
vitesse 700 mb

à gauche : résultats du modèle de référence

à droite : résultats du modèle sans relief.

IV.11. Comparaison entre modèle de référence et modèle sans  
relief : prévision à 24 heures de la fonction de  
courant à 250 mb.

IV.12. Même légende qui IV.II. sauf pour "potentiel de  
vitesse 250 mb".

Figure IV.13. Même légende que IV.II. sauf pour "température de surface prévue pour les échéances 12 heures et 24 heures".

IV.14. Même légende que IV.II. sauf pour "précipitations cumulées sur 6 heures - échéance 6 heures".

IV.15. Même légende que IV.II. sauf pour "précipitations cumulées sur 6 heures - échéances 12, 24, 36 et 48 heures".

IV.16. Isohyètes des précipitations journalières obtenues à partir des observations satellitaires et des données radar de GATE 8 et 9 septembre 1974 (GRIFFITH et al., 1980).

IV.17. Comparaison entre modèle de référence et modèle sans relief : champ de vitesse verticale à 24 et 48 heures.

IV.18. Même légende que IV.17. sauf pour "composantes zonales et méridiennes du vent horizontal.

IV.19. Cartes synoptiques de ligne de courant à 700 mb (ATLAS GATE n° 16)

Carte a : analyse du 8 septembre 1974 12 00 TU

Carte b : analyse du 9 septembre 1974 12 00 TU.

IV.20. Images infrarouges reproduisant les systèmes nuageux observés au-dessus de l'Afrique de l'Ouest et l'Atlantique les 8 et 9 septembre 1974.

IV.21. Même légende que IV.16.

- Figure IV.22. Préviation à 24 heures de champs de température de surface
- a - ajustement convectif (schéma A)
  - b - schéma de KUO 1965 (schéma B).
- IV.23. Préviation à 24 heures de champs de fonction de courant 700 mb
- a - ajustement convectif (schéma A)
  - b - schéma de KUO 1965 (schéma B).
- IV.24. Même légende que IV.23. sauf qu'il s'agit de potentiel de vitesse à 700 mb.
- IV.25. Même légende que IV.23. sauf qu'il s'agit de fonction de courant à 250 mb.
- IV.26. Même légende que IV.23. sauf qu'il s'agit de potentiel de vitesse à 250 mb.
- IV.27. Prévisions de champs de ligne de courant 700 mb avec le schéma A - ajustement convectif :
- Carte a : prévision à 24 heures
  - Carte b : prévision à 48 heures.
- IV.28. Même légende que IV.27. sauf qu'il s'agit de résultats donnés par le schéma B - KUO 1965.
- IV.29. Prévisions de précipitations à 24 heures  
Résultats donnés par le schéma A (carte a) et  
le schéma B (carte b).
- IV.30. Préviation à 36 heures de champs de potentiel de vitesse à 700 mb
- Carte a : schéma A - ajustement convectif
  - Carte b : schéma B - KUO 1965

- Figure IV.31. Même légende que IV.30. sauf qu'il s'agit de potentiel de vitesse à 250 mb.
- IV.32. Même légende que IV.30. sauf qu'il s'agit de champs de précipitations.
- IV.33. Prévision à 48 heures du potentiel de vitesse à 700 mb
- Carte a : ajustement convectif
- Carte b : KUO 1965.
- IV.34. Même légende que IV.33. pour le niveau 250 mb.
- IV.35. Prévision à 48 heures de précipitations cumulées sur les 6 dernières heures.
- Carte a : ajustement convectif
- Carte b : KUO 1965.
- IV.36. Prévision à 24 heures de la température sol - Résultats du modèle de référence (schéma C).
- IV.37. Prévisions à 24 et 48 heures de ligne de courant Résultats du modèle de référence - (schéma C).
- IV.38. Prévision à 24 heures du champ de potentiel de vitesse à 250 mb (modèle de référence).
- IV.39. Prévision à 24 heures du champ de précipitations cumulées sur les 6 dernières heures - modèle de référence.
- IV.40. Prévision à 36 heures du champ de potentiel de vitesse à 250 mb - modèle de référence.
- IV.41. Prévision à 36 heures de précipitations cumulées sur les 6 dernières heures - modèle de référence.

Figure IV.42. Prévion à 48 heures du champ de température de surface - modèle de référence.

IV.43. Prévion à 48 heures du champ de potentiel de vitesse à 700 mb - modèle de référence (schéma c).

IV.44. Prévion à 48 heures du champ de potentiel de vitesse à 250 mb - modèle de référence (schéma C).

IV.45. Prévion à 48 heures de précipitations cumulées sur les 6 dernières heures - modèle de référence.

IV.46. Hauteurs moyennes de pluie prévue (modèle de référence) de 6 heures en 6 heures sur le domaine de GATE.

IV.47. Hauteurs de pluies cumulées sur le domaine GATE  
Résultats de schémas A, B et C pour les pluies totales et les pluies convectives.

IV.48. Champs de température prévus à 48 heures

a - au sol  
b - à  $\sigma_{15}$  ] expérience I

IV.49. Même légende que IV.48., sauf pour "expérience II".

IV.50. Même légende que IV.48., sauf pour "expérience III".

IV.51. Champs 700 mb prévus à 48 heures

a - fonction de courant  
b - potentiel de vitesse ] expérience I

IV.52. Même légende que IV.51, sauf pour "expérience II".

IV.53. Même légende que IV.51, sauf pour "expérience III".

- Figure IV.54. Précipitations prévues à 48 heures - hauteurs de pluies cumulées sur les 6 dernières heures - expérience I.
- IV.55. Précipitations prévues à 48 heures (pour 6-9-74 12 00 TU) hauteurs de pluies cumulées sur les 6 dernières heures - expérience II.
- IV.56. Précipitations prévues à 48 heures - hauteurs de pluies cumulées sur les 6 dernières heures - expérience III.
- V.1. Comparaison synthétique entre modèle de référence et observation : trajectoires des perturbations n° 6 et n° 7 du 4 septembre au 9 septembre 1974.
- V.2. Comparaison synthétique entre modèle de référence et observation : déplacements vers l'Ouest de perturbations cycloniques sur l'aire de GATE entre le 2 et 10 septembre 1974.
- V.3. Relation observée entre zone de précipitations et Thalweg (T) de l'onde d'Est sur l'aire B de GATE - (HUDLOW et PATTERSON, 1979).
- V.4. Cartes de lignes de courant (A) et d'isohyètes prévues (échéance 24 heures). Positions des perturbations cycloniques indiquées par traits continus épais.
- V.5. Evolution en 48 heures prévue par le modèle de référence des zones de précipitations.
- V.6. Exemple de cartes de fonction de courant prévues avec le modèle du "Météorological Office".

LISTE DES TABLEAUX

-----

- Tableau II. 1. Valeurs de  $\sigma_k$  et  $\sigma_k$  et les altitudes standards correspondantes.
- Tableau III.1. Classification des nuages dans le modèle.
- Tableau IV.1. Différentes simulations faites avec le modèle tropical et leurs durées respectives en heure.
- Tableau IV.2. Mouvement vers l'Ouest des perturbations 6 et 7 - Résultats du modèle de référence.
- Tableau IV.3. Positions des thalwegs 6, 7 et 8 après 24 et 48 heures de prévision.
- Tableau IV.4. Précipitations convectives cumulées pour les zones A et B (hexagones de GATE) - Schéma "A".
- Tableau IV.5. Même légende que IV.4., sauf pour "schéma B".
- Tableau IV.6. Même légende que IV.4., sauf pour "schéma C".
- Tableau IV.7. Précipitations observées pour les zones A et B des hexagones de GATE (HUDLOW et PATTERSON, 1979).
- Tableau V.1. Caractéristiques simulées des ondes 6 et 7.
- Tableau V.2. Tableau synoptique des analyses et des prévisions disponibles pour la période du 3 au 9 septembre 1974.
- Tableau V.3. Positions moyennes analysées et prévues des Thalwegs se propageant vers l'Ouest et les erreurs (en degrés de longitude) pendant la phase III de GATE - D'après LYNE et al., 1976.

- Figure V.7. Comparaison entre modèle de KRISHNAMURTI et observation (KRISHNAMURTI et al., 1980).
- V.8. Trajectoires des perturbations cycloniques observées et prévues par les modèles AMETHYSTE et Université de Floride. (F S V).
- V.9. Evolutions comparées des perturbations cycloniques observées et prévues par les modèles du Meteorological Office et AMETHYSTE.
- V.10. Comparaison entre modèle AMETHYSTE et schéma conceptuel : circulation méridienne.
- V.11. Champs de vitesse verticale.
- V.12. Représentation schématique de la circulation de WALKER (15° N).

## **PREMIERE PARTIE : LE MODELE**

# **CHAPITRE I**

## **INTRODUCTION**

# CHAPITRE I

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

Un répertoire des problèmes de la météorologie tropicale a été donné par ALAKA (1964) qui les a classés en douze catégories : la délimitation de la région tropicale météorologique, la circulation générale en région tropicale, la mousson asiatique d'été, la convection, les perturbations tropicales, les typhons, les précipitations, les observations, les analyses synoptiques, les prévisions, les méthodes numériques pour ces régions et la modification du temps. Ainsi, constatons-nous que le champ d'investigation offert par la météorologie tropicale est vaste et la condition de son exploration rationnelle ne réside pas exclusivement dans la seule extension aux basses latitudes de l'équipement technique des régions plus développées.

Parmi ces problèmes, la circulation générale dans la région tropicale a fait l'objet d'une étude expérimentale étendue et approfondie par le groupe de recherche du "Massachusetts Institute of Technology" (NEWELL et al., 1971 a et b). Cette étude s'appuie sur l'analyse des données d'observation synoptiques en altitude de 330 stations pour la période de juillet 1957 à décembre 1964. Ces résultats constituaient alors l'essentiel des connaissances sur la circulation générale tropicale et précisaient la contribution de cette région aux bilans globaux de chaleur et d'énergie de la planète.

L'intérêt que les physiciens de l'atmosphère et les météorologistes portent aux phénomènes météorologiques tropicaux croît d'année en année au fur et à mesure que des échelles spatiales et temporelles plus étendues sont explorées en prévision du temps à moyen terme, à l'étude des climats, etc., sans parler des besoins immédiats pour la prévision des typhons (cyclones tropicaux), de l'extension des déserts et de la sécheresse. De ce point de vue, l'Expérience Tropicale du "Global Atmospheric Research Program" (E.T.G.A. ; GATE en anglais) qui a eu lieu en 1974 dans l'Atlantique tropical, au large de Dakar a marqué un point culminant dans l'étude de la météorologie tropicale.

Du point de vue expérimental, les nombreux travaux qui découlent de cette expérience ont abordé plusieurs thèmes de recherche parmi les catégories générales proposées par ALAKA. L'effort a porté sur la convection tropicale, les perturbations synoptiques, l'origine des ondes, etc... Ce jeu de données exceptionnelles fournies par GATE suscite toujours de l'intérêt et son exploitation se poursuit encore ; par conséquent, il n'est pas dans notre intention de faire une synthèse, même succincte, des résultats obtenus jusqu'ici ; au demeurant, nous mentionnons seulement les travaux portant sur les caractéristiques des perturbations synoptiques en Afrique de l'ouest, en particulier ceux se rapportant aux ondes d'Est, à leur origine et à leur énergétique.

La mise en évidence de ces perturbations africaines remonte aux travaux de REGULA (1936) qui ont tenté de déduire les caractéristiques des ondes d'est des champs dynamiques et de masse en surface. Les résultats des analyses de CARLSON (1969 a, b) puis de BURPEE (1971, 1972) révèlent que les ondes d'est qui se propagent en été, d'est en ouest au-dessus de l'Afrique et l'Océan Atlantique, ont une période de 3.2 jours et une longueur d'onde moyenne d'environ 2 000 km. C'est après G.A.T.E qu'a été introduite l'analyse composite par BURPEE (1975 b), REED et al. (1977), ALBIGNAT et REED (1980). Cette méthode a permis de préciser la relation entre onde et phénomènes physiques connexes et de quantifier la structure dynamique et énergétique de l'onde elle-même. L'origine de ces perturbations résiderait, en toute vraisemblance, dans l'instabilité barotrope du jet africain de couche moyenne situé autour du niveau 700 mb. RENNICK (1976) a tenté de simuler le développement de ces ondes dans des écoulements tour à tour barotropes et baroclines et ses premières conclusions confirmèrent l'hypothèse sur l'instabilité du courant zonal. De nombreux chercheurs tels que MARTIN (1975), FORTUNE (1980), etc... ont confirmé par l'analyse de l'imagerie satellitaire, l'association étroite entre la zone de convection profonde et le thalweg de l'onde d'est.

Le second aspect de la météorologie tropicale que l'expérience GATE a permis d'aborder est le problème de la prévision du temps ; en particulier GATE a rendu possible l'établissement du test de faisabilité pour ce qui concerne la prévision numérique du temps et de l'emploi de modèles numériques dans l'étude de phénomènes météorologiques tropicaux. En effet, ce jeu de données expérimentales aérologiques disponibles pour l'Afrique et l'Océan Atlantique offrent l'occasion d'appliquer la modélisation numérique à ces régions, tentative qui eût été impossible il y a une dizaine d'années car, dans la zone tropicale, pour des raisons historiques d'abord et économiques ensuite, les stations synoptiques sont si peu nombreuses qu'elles ne permettent pas une analyse cohérente des données éparses empêchant ainsi une spécification complète de l'état initial. De surcroît, contrairement aux régions tempérées où l'on dispose de relations diagnostiques entre champ de masse et champ de mouvement, aux basses latitudes ces paramètres sont découplés ; partant, les équations filtrées et autre équation de balance ne peuvent être pleinement utilisées dans l'initialisation de modèles dynamiques. De plus, l'importance de la convection profonde et des autres processus physiques non adiabatiques qui alimentent en énergie la circulation générale confèrent aux phénomènes d'échelle de sous-grille un rôle central. Cependant, si on ne s'intéresse qu'à l'aspect dynamique des ondes par exemple, un modèle barotrope simple peut être utilisé avec profit comme l'ont montré les expériences numériques de KRISHNAMURTI et al. (1979, 1980 a). Toutefois, en prévision numérique du temps, le recours au modèle tridimensionnel complet est indispensable à ces latitudes.

C'est pourquoi, à la suite de l'Expérience Tropicale du GARP, des groupes de recherche en Angleterre (Meteorological Office, M.O.) et aux Etats-Unis (Florida State University - F.S.U.) développèrent des modèles régionaux adaptés au site de l'expérience et destinés à la prévision du temps à courte échéance pendant GATE et au soutien de l'effort de recherche après celle-ci. Par exemple, utilisant les analyses en temps

réel de GATE, LYNE et al. (1975) et KRISHNAMURTI et al. (1979, 1980 b) obtinrent des résultats encourageants avec des modèles à niveaux multiples. Le même effort a été fait à la Météorologie Nationale Française par le groupe de prévision et de développement (LEPAS et al., 1979) dans le but d'offrir un outil pour l'interprétation des résultats de l'expérience sur la mousson africaine (en anglais WAMEX) qui a été lancée par l'Organisation de la Météorologie Mondiale (O. M. M.) en été 1979. Ce modèle à équations primitives repose, dans sa conception, sur les principes énoncés par KRISHNAMURTI (1969).

Le premier et le principal objectif que nous nous fixons dans la présente étude est l'évaluation des performances du modèle tridimensionnel 15-niveaux (AMETHYSTE) dans sa version complète. Cela intéresse aussi bien la prévision de trajectoires et de développement des perturbations synoptiques que la prévision des zones et des taux de précipitations convectives. Cette étude a été réalisée à partir des analyses des situations météorologiques de la phase III (30 août au 19 septembre 1974) de l'Expérience Tropicale du GARP (ETGA / GATE).

Le second objectif que visent ces travaux est le test des divers schémas de paramétrisation des phénomènes physiques à l'échelle inférieure à la maille de la grille, parmi lesquels nous avons considéré les schémas de paramétrisation de la convection profonde, le rayonnement, l'échange énergétique au sol et l'effet du relief.

Dans ce mémoire, après avoir consacré le chapitre I aux généralités (introduction), une présentation succincte du modèle est donnée au chapitre II et les aspects dynamiques et physiques sont abordés au Chapitre III ; cette partie de l'exposé reprend l'essentiel de la description du "Modèle Améthyste Tropical" donnée dans les Notes Techniques de l'Etablissement d'Etudes et de Recherches Météorologiques de la Météorologie Nationale Française (COIFFIER et al., 1979 ; BIDET et al., 1980 ; LEPAS et al., 1979).

Au Chapitre IV, nous présentons les résultats des divers tests de sensibilité auxquels a été soumis le modèle tropical. Tout d'abord, les résultats d'une prévision à 48 heures du modèle de référence sont décrits dans le but d'obtenir une vue d'ensemble des performances du modèle. Cette prévision est comparée ensuite à celle obtenue avec la version sans relief (S.R.) du modèle afin d'évaluer les effets de la topographie de l'Afrique de l'ouest sur les prévisions à 48 heures ; ceci tant du point de vue dynamique que physique.

Une étude approfondie a été ensuite conduite pour préciser le rôle du schéma de convection dans la répartition et les taux de précipitations. Pour ce faire, trois schémas courants de paramétrisation de la convection profonde ont été tour à tour introduits dans la chaîne de prévision. Les conclusions qui se sont dégagées de ces tests nous ont amené à vérifier le comportement du modèle vis-à-vis des schémas de paramétrisation du rayonnement.

Le Chapitre V nous permet de faire une comparaison synthétique entre résultats du modèle et observations. On y passe en revue les principaux résultats obtenus dans le cadre de GATE par les équipes de recherche de Floride et de Londres que l'on confronte avec ceux tirés de notre propre étude.

Enfin, dans un dernier chapitre, nous tirons les conclusions générales de ces travaux et dégageons des perspectives pour des recherches futures.

## **CHAPITRE II**

### **PRESENTATION DU MODELE – ASPECTS DYNAMIQUES**

## CHAPITRE II

### PRÉSENTATION DU MODÈLE : ASPECTS DYNAMIQUES

#### II.1.- EQUATIONS D'EVOLUTION DYNAMIQUE

Dans un modèle numérique de prévision ou de simulation de l'écoulement atmosphérique, les équations dynamiques "classiques" doivent être adaptées et transformées sous une forme équivalente appropriée, en tenant compte du choix de variables pronostiques, de coordonnées spatiales, de schémas numériques, ... à utiliser. Le modèle décrit dans ce mémoire est conforme à celui proposé en détail dans les cahiers de l'E.E.R.M de la Météorologie Nationale (COIFFIER et al., 1979 ; LEPAS et al., 1979 ; BIDET et al., 1980) ; de ce fait, nous nous limitons ici à une présentation sommaire de ce modèle.

Dans sa formulation dynamique, le modèle numérique de prévision comporte des équations dites "pronostiques" grâce auxquelles l'évolution des paramètres est décrite en fonction du temps d'une part et des équations dites "diagnostiques" qui permettent de déterminer d'autres variables nécessaires à la description de l'écoulement atmosphérique d'autre part. Dans le présent modèle, les équations pronostiques sont écrites pour les variables  $u$ ,  $v$ ,  $P_S$ ,  $T$  et  $q$  qui représentent respectivement les composantes zonale et méridienne du vent horizontal, la pression au sol, la température et le rapport de mélange de la vapeur d'eau repérés aux points de la grille. Quant aux coordonnées spatiales, la nécessité de prendre en compte le relief nous conduit tout naturellement à adopter comme coordonnée verticale la pression réduite ( $\sigma = p/P_S$ ) qui est appelée communément coordonnée-sigma ; celle-ci a été introduite par PHILLIPS (1957). Les coordonnées horizontales Ouest-Est/Sud-Nord sont définies sur une projection cartographique conforme de MERCATOR.

Avec ce choix du repère, les équations du mouvement horizontal s'écrivent :

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -m^2 \left( \frac{\partial \left( \frac{u}{m} \right)}{\partial x} + \frac{\partial \left( \frac{v}{m} \right)}{\partial y} \right) u - m \left( u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} \right) - \dot{\sigma} \frac{\partial u}{\partial \sigma} - m \left( \frac{\partial \phi}{\partial x} + rT \frac{\partial (\text{Log } P_S)}{\partial x} \right) + (f - v \frac{\partial m}{\partial x} - u \cdot \frac{\partial m}{\partial y}) v + F_u \quad (\text{II.1.})$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} = -m^2 \left( \frac{\partial \left( \frac{u}{m} \right)}{\partial x} + \frac{\partial \left( \frac{v}{m} \right)}{\partial y} \right) v - m \left( u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} \right) - \dot{\sigma} \frac{\partial v}{\partial \sigma} - m \left( \frac{\partial \phi}{\partial y} + rT \frac{\partial (\text{Log } P_S)}{\partial y} \right) - (f - v \frac{\partial m}{\partial x} + u \frac{\partial m}{\partial y}) u + F_v \quad (\text{II.2.})$$

où le terme  $\phi$  représente le géopotentiel et le facteur  $m$ , le facteur d'échelle dû à la projection de MERCATOR. Les termes  $F_u$  et  $F_v$  s'interprètent comme une représentation symbolique des effets dynamiques de phénomènes dont l'échelle caractéristique est inférieure à la dimension de la maille du modèle, tels que le frottement du sol, le transfert de la quantité de mouvement par tourbillons, etc.

L'évolution de la pression au sol est décrite par la relation :

$$\frac{\partial P_S}{\partial t} = -m^2 \left( \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{P_S u}{m} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{P_S v}{m} \right) \right) - \frac{\partial (P_S \sigma)}{\partial \sigma} \quad (\text{II.3.})$$

laquelle est obtenue selon la méthode habituelle, en tenant compte de l'équation d'équilibre hydrostatique et de l'équation de continuité. Cette relation joue le rôle de l'équation de continuité dans le système des équations "classiques" avec l'altitude  $z$  comme coordonnée verticale.

Avec ce choix du repère, les équations du mouvement horizontal s'écrivent :

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} = & -m^2 \left[ \frac{\partial \left( \frac{u}{m} \right)}{\partial x} + \frac{\partial \left( \frac{v}{m} \right)}{\partial y} \right] u - m \left( u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} \right) - \dot{\sigma} \frac{\partial u}{\partial \sigma} \\ & - m \left[ \frac{\partial \phi}{\partial x} + rT \frac{\partial (\text{Log } P_s)}{\partial x} \right] + (f - v \frac{\partial m}{\partial x} - u \cdot \frac{\partial m}{\partial y}) v + F_u \end{aligned} \quad (\text{II.1.})$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial v}{\partial t} = & -m^2 \left[ \frac{\partial \left( \frac{u}{m} \right)}{\partial x} + \frac{\partial \left( \frac{v}{m} \right)}{\partial y} \right] v - m \left( u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} \right) - \dot{\sigma} \frac{\partial v}{\partial \sigma} \\ & - m \left[ \frac{\partial \phi}{\partial y} + rT \frac{\partial (\text{Log } P_s)}{\partial y} \right] - (f - v \frac{\partial m}{\partial x} + u \frac{\partial m}{\partial y}) u + F_v \end{aligned} \quad (\text{II.2.})$$

où le terme  $\phi$  représente le géopotential et le facteur  $m$ , le facteur d'échelle dû à la projection de MERCATOR. Les termes  $F_u$  et  $F_v$  s'interprètent comme une représentation symbolique des effets dynamiques de phénomènes dont l'échelle caractéristique est inférieure à la dimension de la maille du modèle, tels que le frottement du sol, le transfert de la quantité de mouvement par tourbillons, etc.

L'évolution de la pression au sol est décrite par la relation :

$$\frac{\partial P_s}{\partial t} = -m^2 \left[ \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{P_s u}{m} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{P_s v}{m} \right) \right] - \frac{\partial (P_s \sigma)}{\partial \sigma} \quad (\text{II.3.})$$

laquelle est obtenue selon la méthode habituelle, en tenant compte de l'équation d'équilibre hydrostatique et de l'équation de continuité. Cette relation joue le rôle de l'équation de continuité dans le système des équations "classiques" avec l'altitude  $z$  comme coordonnée verticale.

Quant aux équations relatives à la conservation de l'énergie interne et de la quantité de la vapeur d'eau, elles s'expriment comme d'habitude :

$$C_p \frac{dT}{dt} = \frac{RT}{p} \frac{dp}{dt} + Q \quad (\text{II.4.})$$

$$\frac{dq}{dt} = P_r \quad (\text{II.5.})$$

Le terme Q dans l'équation (II.4.) représente la contribution nette de divers processus diabatiques provenant de la transformation de l'eau, de la divergence radiative, etc. Quant au terme  $P_r$  de l'équation (II.5.), il traduit le bilan net de la vapeur d'eau résultant de la condensation, l'évaporation, la sédimentation différentielle de l'eau condensée, etc. Ces termes Q et  $P_r$  seront explicités dans le Chapitre III.

Dans les conditions pratiques d'utilisation, l'écriture de ces équations est simplifiée par l'introduction des variables auxiliaires suivantes :

$$U = u / m$$

$$V = v / m$$

$$\xi = m^2 \left( \frac{\partial V}{\partial x} - \frac{\partial U}{\partial y} \right)$$

$$K = - (m^2 / 2) \cdot (U^2 + V^2)$$

où les nouvelles variables U et V sont les composantes horizontales du vent de HOLLMANN (1960),  $\xi$  et K sont respectivement le tourbillon relatif du vent de HOLLMANN et l'énergie cinétique par unité de masse.

En introduisant ces nouvelles notations dans les équations (II.1.) et (II.2.), nous obtenons :

$$\frac{\partial U}{\partial t} = (\xi + f) V - \frac{\partial K}{\partial x} - \dot{\sigma} \frac{\partial U}{\partial \sigma} - \left( \frac{\partial \phi}{\partial x} + RT \frac{\partial \ln P_S}{\partial x} \right) + F_u \quad (\text{II.6.})$$

$$\frac{\partial V}{\partial t} = - (\xi + f) U - \frac{\partial K}{\partial y} - \dot{\sigma} \frac{\partial V}{\partial \sigma} - \left( \frac{\partial \phi}{\partial y} + RT \frac{\partial \ln P_S}{\partial y} \right) + F_v \quad (\text{II.7.})$$

Afin d'éliminer le dernier terme  $\partial(P_S \sigma) / \partial \sigma$  de l'équation (II.3.), cette dernière est intégrée par rapport à  $\sigma$  entre 1 et 0 ; on adopte les conditions aux limites suivantes :

$$\dot{\sigma} = d\sigma / dt = 0 \quad \text{pour } \sigma = 1 \quad \text{et } \sigma = 0$$

Cette opération nous conduit à la relation :

$$\frac{\partial Z}{\partial t} = \frac{\partial \ln P_S}{\partial t} = - \frac{m^2}{P_S} \int_0^1 \left( \frac{\partial(P_S U)}{\partial x} + \frac{\partial(P_S V)}{\partial y} \right) d\sigma \quad (\text{II.8.})$$

On retiendra la formulation (II.8.) plutôt que l'équation (II.3.) à cause de la simplification apportée par l'élimination du terme  $\partial(P_S \sigma) / \partial \sigma$ .

Quant aux équations thermodynamiques et de la conservation de la vapeur d'eau, elles seront transformées sous les formes suivantes :

$$\begin{aligned} \frac{\partial T}{\partial t} = & - m^2 \left( U \frac{\partial T}{\partial x} + V \frac{\partial T}{\partial y} \right) - \dot{\sigma} \frac{\partial T}{\partial \sigma} \quad (\text{II.9.}) \\ & + \frac{RT}{C_p P_S} m^2 \left[ - 1/\sigma \int_0^\sigma \left( \frac{\partial(P_S U)}{\partial x} + \frac{\partial(P_S V)}{\partial y} \right) d\sigma' + \left( U \frac{\partial P_S}{\partial x} + V \frac{\partial P_S}{\partial y} \right) \right] + Q \end{aligned}$$

$$\frac{\partial q}{\partial t} = -m^2 \left( U \frac{\partial q}{\partial x} + V \frac{\partial q}{\partial y} \right) - \dot{\sigma} \frac{\partial q}{\partial \sigma} + P_r \quad (\text{II.10.})$$

L'équation (II.9.) a été obtenue après développement du terme  $(1/P)dP/dt$  dans l'équation (II.4.), et en tenant compte de l'équation de continuité.

A ces cinq équations pronostiques comprenant les sept variables  $U, V, \dot{\sigma}, P_s, T, \phi$  et  $q$ , il faut ajouter, pour avoir un système complet, deux équations diagnostiques permettant de déterminer le géopotentiel  $\phi$  et la vitesse verticale généralisée  $\dot{\sigma}$ . Ces équations diagnostiques sont :

$$\frac{\partial \phi}{\partial \ln \sigma} = -RT \quad (\text{II.11.})$$

$$\frac{\partial \dot{\sigma}}{\partial \sigma} = \frac{m^2}{P_s} \left( \int_0^1 \left\{ \frac{\partial (P_s U)}{\partial x} + \frac{\partial (P_s V)}{\partial y} \right\} d\sigma - \left\{ \frac{\partial (P_s U)}{\partial x} + \frac{\partial (P_s V)}{\partial y} \right\} \right) \quad (\text{II.12.})$$

Cette dernière équation est obtenue en remplaçant  $\partial P_s / \partial t$  dans l'équation (II.3.) par son expression donnée en (II.8.).

Pour résoudre le système d'équations (II.6.) à (II.12.), il est nécessaire de connaître la forme explicite des termes  $F_u, F_v, Q$  et  $P_r$ , ces termes représentant la contribution de phénomènes à l'échelle de sous-maille. Avant d'aborder la paramétrisation de ces termes traitée dans le chapitre III, nous donnons brièvement tout d'abord la description de la discrétisation spatiale et temporelle des équations dynamiques utilisées dans leur résolution numérique.

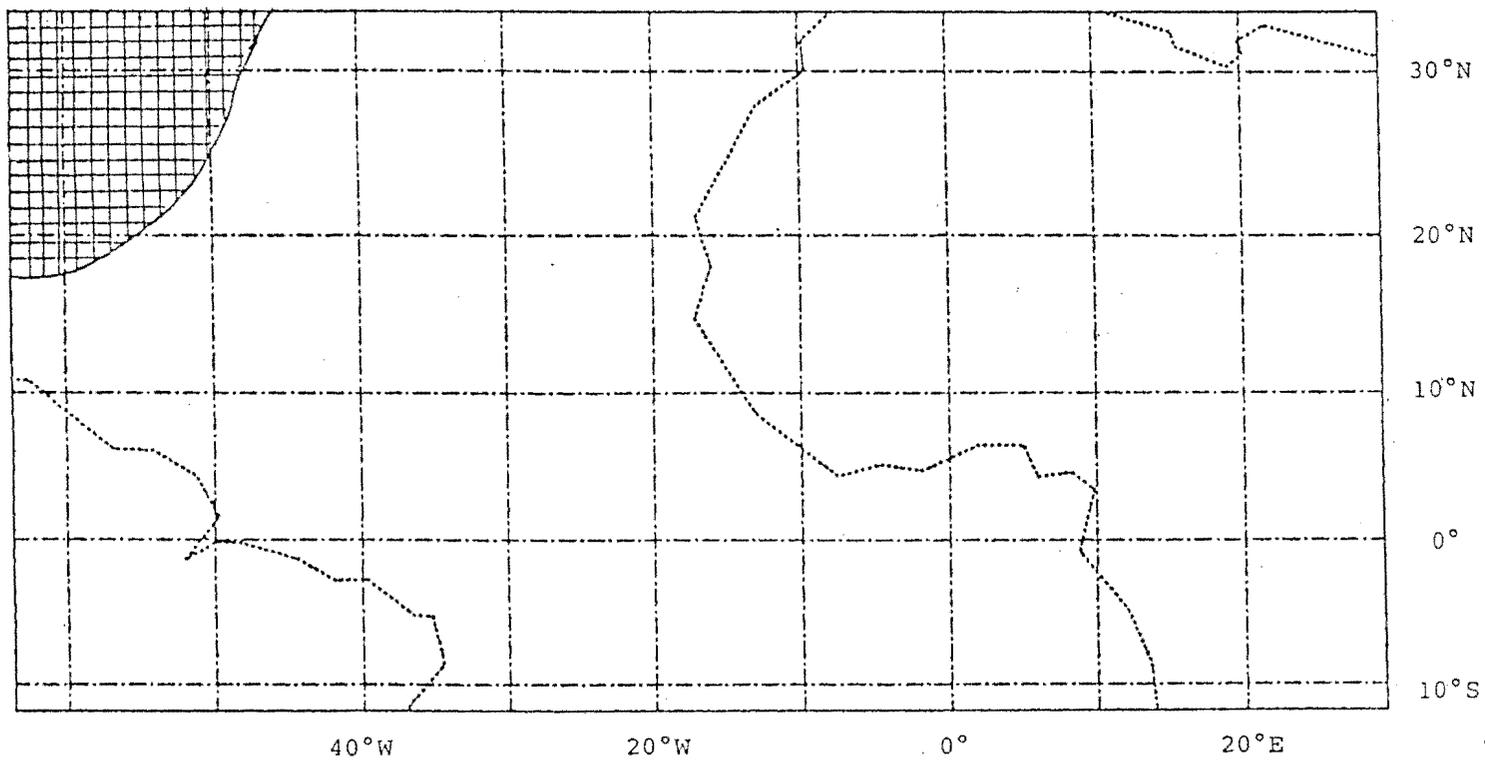


Figure II-1 : La grille horizontale et le domaine ETGA (figure tirée de BIDEF et al.1980)

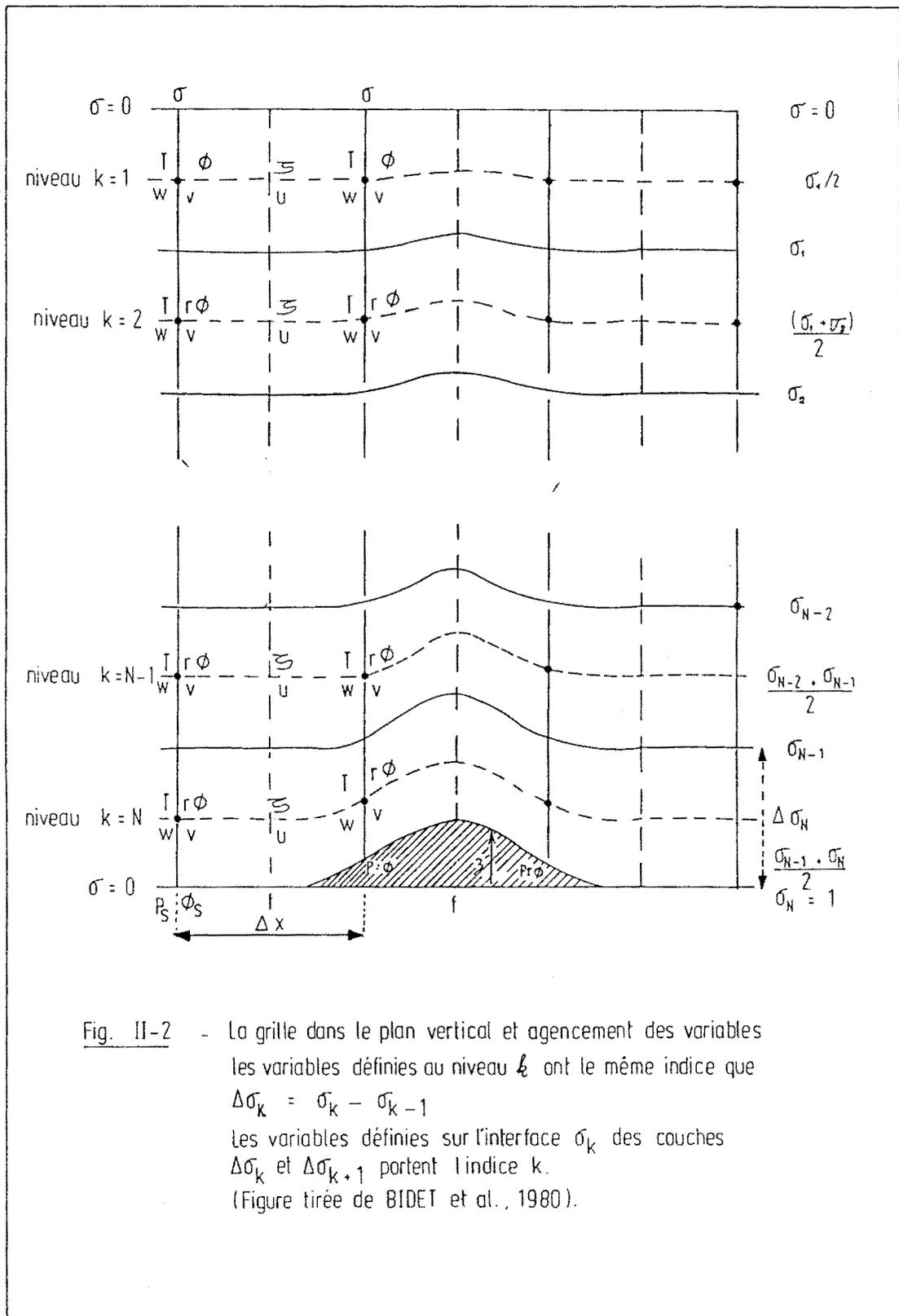


Fig. II-2 - La grille dans le plan vertical et agencement des variables  
 les variables définies au niveau  $k$  ont le même indice que  
 $\Delta \sigma_k = \sigma_k - \sigma_{k-1}$   
 Les variables définies sur l'interface  $\sigma_k$  des couches  
 $\Delta \sigma_k$  et  $\Delta \sigma_{k+1}$  portent l'indice  $k$ .  
 (Figure tirée de BIDEF et al., 1980).

## II.2.- DISCRETISATION SPATIALE ET TEMPORELLE DES EQUATIONS

### II.2.1.- Discrétisation spatiale

Le domaine d'intégration du modèle est représenté sur la figure II.1. Il couvre la région tropicale bornée par les parallèles 15°S et 30°N et les méridiens 25°E et 60°W. Cette région englobe l'ensemble de l'Afrique de l'ouest, l'Atlantique tropical, une partie de l'Amérique du Sud et les Petites Antilles. Une grille horizontale régulière est appliquée sur une projection conforme de MERCATOR ; cette grille est formée de mailles carrées dont la longueur équivalente sur le terrain est de 120 km à l'équateur. Le modèle comporte verticalement 16 niveaux qui découpent l'atmosphère en 15 couches d'épaisseur inégale, plus fines près du sol pour permettre de mieux d'écrire la couche limite atmosphérique.

L'agencement vertical et horizontal des variables est schématiquement illustré sur les figures II.2 et II.3. Le choix de cette disposition est opéré d'une part en tenant compte des tests effectués par CARNINO et JOURDAN (1977) à l'aide d'un modèle barotrope, d'autre part en s'inspirant des résultats des travaux de BURRIDGE (1975) relatifs à la discrétisation des équations sur la grille "C" d'ARAKAWA. D'après COIFFIER et al. (1979), le schéma semi-implicite, construit à partir de cet arrangement des variables, aurait les avantages suivants :

- minimisation de l'erreur sur la force de pression dans l'équation du mouvement en présence du relief ;
- respect de la conversion d'énergie potentielle en énergie cinétique et vice-versa ;
- conservation de la masse totale ;
- élimination de l'instabilité non linéaire due à la croissance des petites ondes (SADOURNY, 1975 ; ARAKAWA et MESINGER, 1976), etc.

k	$\sigma_k$	altitude (m)	$\sigma_{mk}$	altitude (m)
1	0	$\infty$	0,0221	25720
2	0,060	19310	0,1000	16070
3	0,140	13940	0,1825	12250
4	0,225	10930	0,2675	9810
5	0,310	8830	0,3525	7960
6	0,395	7160	0,4350	6480
7	0,475	5840	0,5150	5245
8	0,555	4685	0,5950	4160
9	0,635	3660	0,6725	3215
10	0,710	2790	0,7450	2410
11	0,780	2040	0,8125	1715
12	0,845	1395	0,8750	1110
13	0,905	830	0,9300	605
14	0,955	385	0,9715	240
15	0,988	100	0,9940	50
16	1	0		

Tableau II.1. : Valeurs de  $\sigma_k$  et  $\sigma_{mk}$  et les altitudes en atmosphère standard.

a) - Discretisation verticale

La verticale de  $\sigma = 0$  à  $\sigma = 1$  est divisée en quinze couches numérotées de 1 à 15 du haut vers le bas ; les variables de la  $k^{\text{ième}}$  couche sont représentées sur le niveau  $\sigma_{mk}$  défini par :

$$\sigma_{mk} = 1/2 (\sigma_k + \sigma_{k-1}) \quad (k = 2, \dots, 15)$$

Pour la couche la plus haute, le niveau moyen de couche  $\sigma_{m1}$  est donné par :

$$\sigma_{m1} = \sigma_1/e \text{ au lieu de } \sigma_1/2$$

où e est la base du logarithme népérien.

Ce choix est dicté par des raisons de stabilité de calcul à ce niveau. Toutes les variables sauf  $P_S$  sont calculées pour le niveau  $k$  (Fig. II.2.). Dans le tableau II.1 sont données les valeurs de  $\sigma_k$  et  $\sigma_{mk}$  utilisées dans le modèle 15-couches et les altitudes correspondantes en atmosphère standard.

Le système d'équations (II.6.) à (II.12.) comporte un certain nombre de termes qui doivent être estimés soit par intégration, soit par dérivation par rapport à  $\sigma$ . Ce sont : le géopotentiel, la vitesse verticale généralisée, l'intégrale verticale dans l'équation de la thermodynamique et le terme d'advection verticale dans toutes les équations, à l'exception de l'équation de continuité.

Le géopotentiel  $\phi$  est calculé sur les surfaces  $\phi_{15}$  à  $\sigma_1$  en intégrant l'équation de l'équilibre hydrostatique (II.11.) par la "méthode des rectangles". Ces opérations sont basées sur l'expression :

$$\phi(\sigma_{mk}) = \phi_k = \phi_S + R \sum_{l=k+1}^{15} (a_l T_l + b_l T_l) \quad (\text{II.13.})$$

où  $\phi_S$  est le géopotentiel au niveau du sol. Les coefficients  $a_l$  et  $b_l$  sont définis par :

$$a_l = \text{Log} (\sigma_l / \alpha_{l-1}) \quad l = 2, \dots, 15$$

$$b_l = a_l / 2 \quad l = 2, \dots, 15$$

$$b_1 = \text{Log} 2$$

Cette équation (II.13.) donne ainsi de façon générale la valeur des géopotentiels au niveau  $\sigma_{mk}$  du modèle.

De la même manière, on calcule  $\dot{\sigma}$ , la vitesse verticale généralisée, sur les surfaces  $\sigma_{mk}$  en intégrant l'équation (II.12.) avec la condition limite supérieure  $\dot{\sigma} = 0$  pour  $\sigma = 0$ . On aura donc pour la surface  $k$  :

$$\dot{\sigma}_k = \dot{\sigma}_{k-1} + \frac{m^2}{P_S} \left( \int_0^1 \left( \frac{\partial P_S}{\partial x} U + \frac{\partial P_S}{\partial y} V \right) d\sigma - \left( \frac{\partial P_S}{\partial x} U + \frac{\partial P_S}{\partial y} V \right)_k \right) \quad (\text{II.14.})$$

Le terme intégrale dans l'équation thermodynamique (II.9.) doit être évalué avec soin car il assure la conversion de l'énergie potentielle en énergie cinétique et vice versa. La valeur de cette intégrale au niveau  $k$  ( $I_k$ ) est calculée selon la méthode proposée par CORBY et al. (1972).

$$I_k = \frac{a_k}{\Delta \sigma_k} \left( \sum_{\ell=1}^{k-1} \left( \frac{\partial P_s U_\ell}{\partial x} + \frac{\partial P_s V_\ell}{\partial y} \right) \Delta \sigma_1 + b_k \left( \frac{\partial P_s U_k}{\partial x} + \frac{\partial P_s V_k}{\partial y} \right) \right) \quad (\text{II.15.})$$

Les coefficients  $a_k$  et  $b_k$  se définissent comme en (II.13.).

Le terme d'advection verticale  $\dot{\sigma}(\partial\alpha/\partial\sigma)$  qui apparaît dans toutes les équations (II.6.) à (II.12.), à l'exception de l'équation de continuité (II.8.), est discrétisé sous la forme suivante :

$$\dot{\sigma} \frac{\partial \alpha}{\partial \sigma} = \frac{1}{2 \Delta \sigma_k} \left\{ \dot{\sigma}_k (\alpha_{k+1} - \alpha_k) + \dot{\sigma}_{k-1} (\alpha_k - \alpha_{k-1}) \right\} \quad (\text{II.16.})$$

$\alpha$  désigne ici l'une quelconque des variables pronostiques. Cette dernière formulation permet aux équations discrétisées d'avoir des propriétés semblables à celles des équations analytiques vis-à-vis de la conservation des invariants intégraux. Dans la suite du texte, cette forme de discrétisation sera désignée en tant qu'opérateur par  $A_V(\dot{\sigma}, \alpha)$ .

#### b) - Discrétisation horizontale

Comme nous l'avons indiqué précédemment, la discrétisation horizontale est réalisée sur une grille appelée grille C selon la terminologie d'ARAKAWA (1976). Cette grille est dite imbriquée spatialement en raison de la disposition des variables sur le réseau, qui permet d'évaluer différemment les grandeurs physiques du modèle selon leur nature.

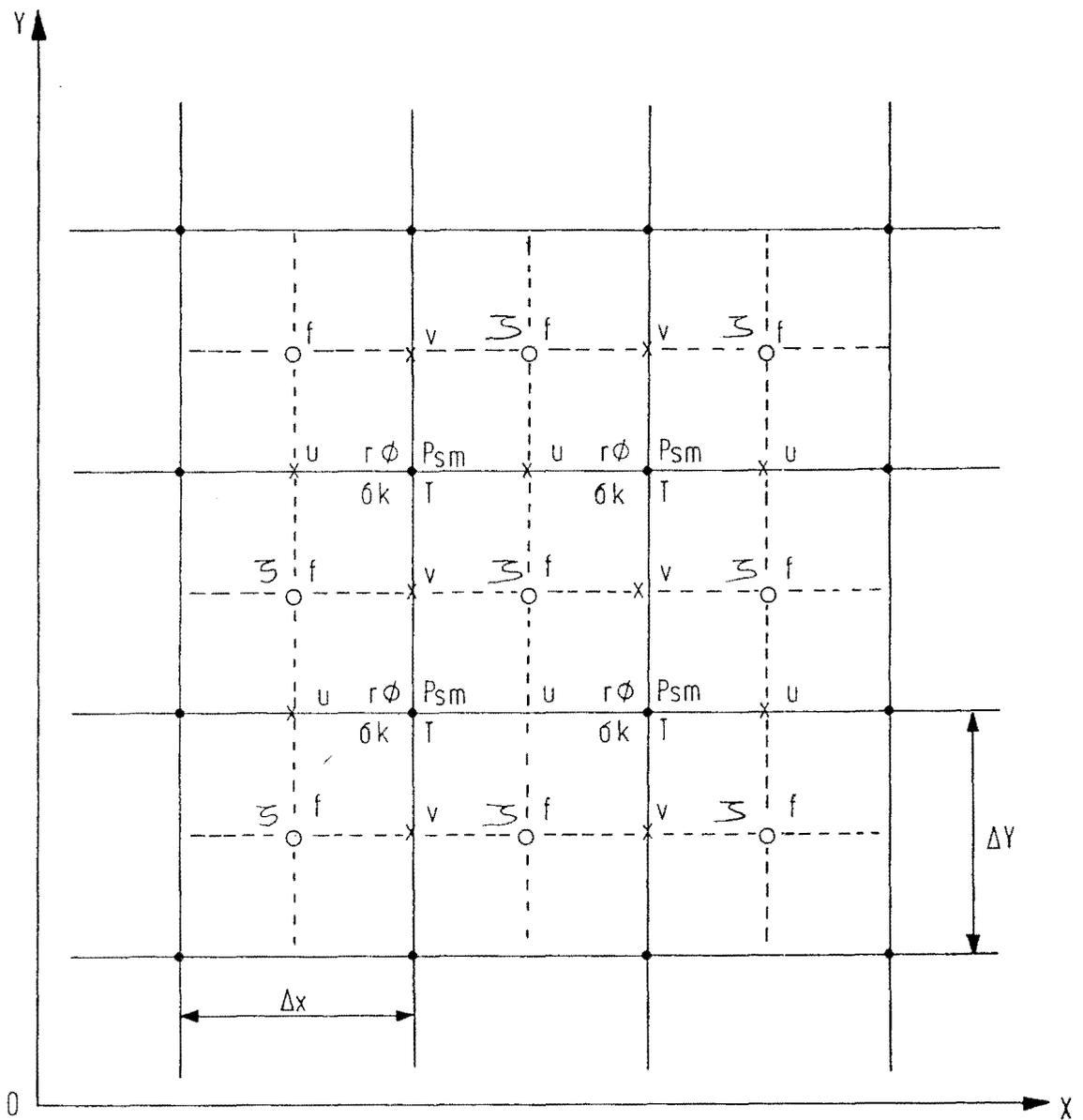


Figure II-3 : La grille dans le plan horizontale et l'agencement des variables.  
 ( Figure tirée de BIDEI et al. 1980 )

Pour simplifier l'écriture des équations discrétisées sur la grille C, nous introduisons d'abord les notations sur les opérateurs différentiation et moyenne (SHUMAN, 1957) :

$$X_x = \frac{X_{I+1/2} - X_{I-1/2}}{\Delta x}$$

$$\bar{X}^x = \frac{X_{I+1/2} + X_{I-1/2}}{2}$$

où X est une variable générique de champ.

Posons dans ce qui suit :

$$\hat{U}_k = b_k U_k + \frac{a_k}{\Delta \sigma_k} \sum_{l=1}^{k-1} U_l \Delta \sigma_l \quad ; \quad \tilde{U} = \sum_{l=1}^N U_l \Delta \sigma_l$$

$$\hat{V}_k = b_k V_k + \frac{a_k}{\Delta \sigma_k} \sum_{l=1}^{k-1} V_l \Delta \sigma_l \quad ; \quad \tilde{V} = \sum_{l=1}^N V_l \Delta \sigma_l$$

$$\eta = \frac{\bar{m}^{2xy} (V_x - U_y) + f}{\bar{p}_s^{xy}}$$

$$K = \frac{m^2}{2} \cdot (\bar{U}^{2x} + \bar{V}^{2y})$$

avec :  $U = (u/\bar{m}^x)$  ;  $v = (v/\bar{m}^y)$  ;  $b_1 = \text{Log } 2$  ;  $a_k = 2$  ;

$b_k = \text{Log } (\sigma_k/\sigma_{k-1})$  :  $k = 2, 3, \dots N$ .

Les équations pronostiques (II.6.) à (II.8.) s'écrivent alors :

$$\frac{\partial U}{\partial t} = - (\phi_x + R \bar{T}^x Z_{sx}) + \bar{n}^y \overline{p_s^y V^{xy}} - K_x - \frac{1}{\overline{p_s^x}} A_V (\overline{p_s^{\dot{\sigma}^x}}, U) \quad (II.17.)$$

$$\frac{\partial V}{\partial t} = - (\phi_y + R \bar{T}^y Z_{sy}) - \bar{n}^x \overline{p_s^x U^{xy}} - K_y - \frac{1}{\overline{p_s^y}} A_V (\overline{p_s^{\dot{\sigma}^y}}, V) \quad (II.18.)$$

$$\frac{\partial Z}{\partial t} = - \frac{m^2}{P_s} \left\{ (\overline{p_s^x \tilde{U}})_x + (\overline{p_s^y \tilde{V}})_y \right\} \quad (II.19.)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial T}{\partial t} = & - \frac{m^2}{P_s} \frac{R}{c_p} T \left\{ (\overline{p_s^x \hat{U}})_x + (\overline{p_s^y \hat{V}})_y \right\} + \frac{m^2}{P_s} \frac{R}{c_p} \overline{p_s^x U \bar{T}^x Z_{sx}} \\ & + \overline{p_s^y V \bar{T}^y Z_{sy}} - \frac{m^2}{P_s} \left( \overline{p_s^x U T_x} + \overline{p_s^y V T_y} \right) - \frac{1}{P_s} A_V (P_s \dot{\sigma}, T) \end{aligned} \quad (II.20.)$$

$$\frac{\partial q}{\partial t} = - \frac{m^2}{P_s} \left( \overline{p_s^x U q_x} + \overline{p_s^y V q_y} \right) - \frac{1}{P_s} A_V (P_s \dot{\sigma}, q) \quad (II.21.)$$

Les équations diagnostiques pour le géopotential et la vitesse verticale s'écrivent :

$$\phi_k = \phi_s + R \left\{ \sum_{1=k+1}^N a_1 T_1 + b_k T_k \right\} \quad (II.22.)$$

$$(P_s \dot{\sigma}) = \left\{ \left[ \overline{p_s^x (\tilde{U} - U)} \right]_x + \left[ \overline{p_s^y (\tilde{V} - V)} \right]_y \right\} \quad (II.23.)$$

Pour achever le traitement numérique des équations (II.17.) à (II.20.), il faut développer un algorithme permettant de calculer les termes d'évolution des paramètres pronostiques des premiers membres des équations dans des conditions de stabilité linéaire horizontale acceptables. Cette procédure fait l'objet du paragraphe suivant qui expose la technique de discrétisation temporelle.

### II.2.2.- Intégration temporelle semi-implicite

L'intégration du modèle tropical est basée sur un schéma numérique semi-implicite dont les avantages dans la résolution des équations primitives ont été soulignés par plusieurs auteurs (ROBERTS et al., 1972 ; LEPAS et al., 1973 ; BURRIDGE, 1975 ; GAUNTLETT et al., 1976). En particulier, ce schéma permet un gain de temps de calcul par rapport à la méthode explicite qui est d'un facteur de 2 à 3. Malgré les complications qu'entraîne la formulation semi-implicite des équations, cette méthode est souvent préférée aux autres à cause de son efficacité. Pour résumer le principe de ce schéma, écrivons les équations pronostiques du modèle sous la forme suivante :

$$\frac{\partial X}{\partial t} = A (x) \quad (\text{II.24.})$$

où  $X$  est le vecteur des variables pronostiques et  $A$  un opérateur.

Dans le schéma explicite en différences temporelles centrales ("leap frog"), l'équation (II.24.) s'écrit :

$$\frac{X_{t+\Delta t} - X_{t-\Delta t}}{2 \Delta t} = A (X_t) \quad (\text{II.25.})$$

Le second membre de l'équation (II.25.) est exprimé à l'instant  $t$ . La méthode semi-implicite consiste à introduire précisément dans ce second membre l'instant  $t + \Delta t$  en plus de  $t - \Delta t$  et  $t$ .

Pour achever le traitement numérique des équations (II.17.) à (II.20.), il faut développer un algorithme permettant de calculer les termes d'évolution des paramètres pronostiques des premiers membres des équations dans des conditions de stabilité linéaire horizontale acceptables. Cette procédure fait l'objet du paragraphe suivant qui expose la technique de discrétisation temporelle.

### II.2.2.- Intégration temporelle semi-implicite

L'intégration du modèle tropical est basée sur un schéma numérique semi-implicite dont les avantages dans la résolution des équations primitives ont été soulignés par plusieurs auteurs (ROBERTS et al., 1972 ; LEPAS et al., 1973 ; BURRIDGE, 1975 ; GAUNTLETT et al., 1976). En particulier, ce schéma permet un gain de temps de calcul par rapport à la méthode explicite qui est d'un facteur de 2 à 3. Malgré les complications qu'entraîne la formulation semi-implicite des équations, cette méthode est souvent préférée aux autres à cause de son efficacité. Pour résumer le principe de ce schéma, écrivons les équations pronostiques du modèle sous la forme suivante :

$$\frac{\partial X}{\partial t} = A (x) \quad (\text{II.24.})$$

où X est le vecteur des variables pronostiques et A un opérateur.

Dans le schéma explicite en différences temporelles centrales ("leap frog"), l'équation (II.24.) s'écrit :

$$\frac{X_{t+\Delta t} - X_{t-\Delta t}}{2 \Delta t} = A (X_t) \quad (\text{II.25.})$$

Le second membre de l'équation (II.25.) est exprimé à l'instant t. La méthode semi-implicite consiste à introduire précisément dans ce second membre l'instant t + Δt en plus de t - Δt et t.

Pour ce faire, on distingue dans les équations d'évolution deux parties : la partie non linéaire advective (termes du type  $-V \cdot \nabla \alpha$ ) et la partie adaptative (force de Coriolis, force de pression, termes en  $\nabla(P_s V)$  dans l'équation de continuité et dans l'équation thermodynamique. Une fois les termes d'adaptation linéarisés, l'opérateur A s'écrit :

$$A = L + N \quad (\text{II.26.})$$

Où L représente l'apport des termes linéaires d'adaptation et N la contribution des termes non linéaires. En partant de cette décomposition de l'opérateur A (II.26.), les équations du type (II.24.) s'écrivent alors numériquement, toujours en utilisant pour les dérivées temporelles des différences centrales :

$$\frac{X_{t+\Delta t} - X_{t-\Delta t}}{2 \Delta t} = N(X_t) + L \left( \frac{X_{t+\Delta t} + X_{t-\Delta t}}{2} \right) \quad (\text{II.27.})$$

Ainsi, on obtient une formulation semi-implicite du modèle en ce sens que, seule la partie linéarisée du terme d'adaptation (opérateur L) est traitée implicitement, nécessitant de ce fait la résolution d'un système linéaire pour la détermination des valeurs  $X_{t+\Delta t}$  (COIFFIER et al., 1979).

A partir de cet exposé du principe, il devient évident qu'une étape importante dans la résolution semi-implicite des équations primitives est celle du choix d'une linéarisation des termes d'adaptation. Les équations discrétisées du modèle semi-implicite s'écrivent :

$$\bar{U}_t^t = - \bar{P}_x^{2t} - R(\bar{T} - \bar{T})^x Z_{sx} + \frac{\bar{y}}{\bar{n}} \bar{P}_s^y V^{xy} - K_x - \frac{1}{P_s^x} A_V (\bar{P}_s^x, U) \quad (\text{II.28.})$$

$$\bar{V}_t^t = - \bar{P}_y^{2t} - R(\bar{T} - \bar{T})^y Z_{sy} - \frac{\bar{x}}{\bar{n}} \bar{P}_s^x U^{xy} - K_y - \frac{1}{P_s^y} A_V (\bar{P}_s^y, V) \quad (\text{II.29.})$$

$$\bar{z}_t^t = -m^2 \overline{(\hat{U}_x + \hat{V}_y)^{2t}} - \frac{m^2}{p_s} \overline{(\hat{U}_{p_{sx}}^x + \hat{V}_{p_{sy}}^y)} \quad (\text{II.30.})$$

$$\begin{aligned} \bar{T}_t^t &= -m^2 k \bar{T} \overline{(\hat{U}_x + \hat{V}_y)^{2t}} - m^2 k (T - \bar{T}) (\hat{U}_x + \hat{V}_y) \\ &\quad - m^2 k \frac{T}{p_s} \overline{(\hat{U}_{p_{sx}}^x + \hat{V}_{p_{sy}}^y)} + \frac{m^2 k}{p_s} \overline{(\overline{p_s^x} U \bar{T}^x Z_{sx} + \overline{p_s^y} V \bar{T}^y Z_{sy})} \\ &\quad - \frac{m^2}{p_s} \overline{(\overline{p_s^x} U T_x + \overline{p_s^y} V T_y)} - \frac{1}{p_s} A_V (p_s \dot{\sigma}, T) \end{aligned} \quad (\text{II.31.})$$

$$\bar{q}_t^t = \frac{1}{p_s} \left( -m^2 \overline{(\overline{p_s^x} U q_x + \overline{p_s^y} V q_y)} \right) - A_V (p_s \dot{\sigma}, q) \quad (\text{II.32.})$$

Avec  $P = \phi + R \bar{T} Z_s$  et  $k = \frac{R}{C_p}$ , où les expressions  $R \bar{T} Z_s$  et  $R(T - \bar{T}) Z_s$  apparaissent à la suite de la linéarisation des termes d'adaptation.

L'opérateur  $\overline{\quad}^{2t}$  désigne une moyenne arithmétique des valeurs prises aux instants  $t + \Delta t$  et  $t - \Delta t$ .

Remarquons que dans le système ci-dessus, l'équation d'évolution de (II.32.) est traitée en explicite, car le calcul de l'humidité spécifique n'affecte pas de façon très sensible la stabilité du modèle.

A ces cinq équations pronostiques (II.28.) à (II.32.), s'ajoutent deux équations diagnostiques :

$$\phi_k = \phi_s + R(b_k T_k + \sum_{\ell=k+1}^{15} a_\ell T_\ell) \quad (\text{II.33.})$$

$$(p_s \dot{\sigma})_\sigma = m^2 \left\{ \left[ \overline{p_s^x} (\tilde{U} - U) \right]_x + \left[ \overline{p_s^y} (\tilde{V} - V) \right]_y \right\} \quad (\text{II.34.})$$

Les solutions issues de la résolution semi-implicite du système d'équations (II.28.) à (II.34.) sont entachées de "bruits". En effet, la résolution numérique des équations primitives fait appel à des intégrations du type "leap frog" dont on sait qu'elles génèrent des oscillations temporelles du fait du découplage imposé entre pas de temps pair et impair. Pour éliminer ces oscillations indésirables, on a recours à un filtrage temporel des valeurs prévues à l'instant  $t$ . Le filtre utilisé dans ce modèle est celui proposé par ROBERT (1966) et décrit par ASSELIN (1972). La valeur filtrée à l'instant  $t$ ,  $\bar{X}_t$  se calcule une fois connue la valeur prévue  $X_{t+\Delta t}$ . Pour ce faire, on applique la formule :

$$\bar{X}_t = X_t + v(\bar{X}_{t-\Delta t} - 2 X_t + X_{t+\Delta t}) \quad (\text{II.35.})$$

où  $v$ , le facteur de filtre, est pris égal à 0,005.

### II.3.- CONDITIONS AUX LIMITES ET INITIALISATION

#### II.3.1.- Conditions aux limites verticales et latérales

Les conditions aux limites verticales sont évanescentes, c'est-à-dire qu'aux frontières supérieures et inférieures du modèle qui correspondent aux niveaux  $\sigma = 0$  et  $\sigma = 1$ , on impose la condition de nullité de la vitesse verticale généralisée ( $\dot{\sigma} = 0$ ).

Le problème posé par le choix des conditions aux limites latérales dans un modèle intégré sur un domaine limité est bien plus complexe que celui qu'entraîne la présence de limites verticales. En effet, le fait de ne prendre en considération qu'un domaine restreint plutôt que la terre entière donne lieu à des difficultés quand il s'agit de déterminer les valeurs physiques aux frontières arbitraires. Ce problème est bien connu, mais aucune solution satisfaisante ne lui est trouvée à ce jour (OKAMURA, 1975). A défaut de mieux, BUSHBY et TIMPSON (1967), par exemple, avaient choisi des conditions aux li-

mites latérales constantes. Ces conditions simples sont, bien entendu, très différentes de celles qu'on rencontre en atmosphère réelle, où aucune frontière n'existe en fait. Les choix qu'on est amené à faire entraînent des distorsions importantes des champs météorologiques prévus près des limites du domaine, anomalies qui se propagent vers l'intérieur et contaminent dans un délai plus ou moins long l'ensemble des champs, compromettant ainsi la prévision. Des solutions diverses ont été proposées à ce problème, mais aucune n'est exempte de critiques. Parmi les plus courantes, citons la condition "éponge" (KESEL et WINNINGHOFF, 1971) et la condition à la limite latérale cyclique (KRISHNAMURTI, 1969 ; KRISHNAMURTI et al., 1972).

De nombreux tests ont été faits dans le but de déterminer le traitement simple et efficace adapté au modèle tropical (COIFFIER et al., 1979). De cette étude préliminaire, il ressort que les conditions aux limites latérales développées par DAVIES (1976) et simplifiées par KARLLBERG et GIBSON, (1977) donnent les meilleurs résultats si l'on prend comme critère de jugement le temps nécessaire pour que se fasse la contamination du centre du champ par les ondes qui se réfléchissent sur les frontières.

La procédure de traitement de la limite latérale de DAVIES-KARLLBERG consiste à faire tendre une variable  $X$ , localisée dans la zone frontière, vers une valeur imposée  $x_1$  avec une intensité décroissante du bord vers le centre du domaine. On commence par fixer toutes les variables à la frontière du domaine ; ensuite, dans une zone de transition de quelques points de grille, on ajuste les paramètres prévus aux valeurs limites imposées. Dans cette zone, la nouvelle valeur prise par  $X$  est calculée par moyenne pondérée de la valeur prévue  $X_p$  et de la valeur imposée  $x_1$ . Soit :

$$X = \alpha x_1 + (1 - \alpha) X_p \quad (\text{II.36.})$$

Le coefficient  $\alpha$  qui est la constante de temps du terme de rappel se définit par la relation :

$$\alpha = \frac{2 \Delta t / \tau}{1 + 2 \Delta t / \tau}$$

où  $\tau$  est la constante de temps du terme de rappel.  $\alpha$  varie de 1 à 0 quand on passe de la frontière au quatrième point de grille, vers l'intérieur du domaine.

### II.3.2.- Initialisation

Dans les modèles à équations primitives, aucun filtrage des ondes atmosphériques rapides n'est effectué. De ce fait, il revient à la procédure d'initialisation le rôle important d'équilibrer les champs analysés, de sorte qu'au cours de l'intégration du modèle, l'amplitude des oscillations dues aux ondes d'inertie-gravité soit limitée. Généralement, en moyenne latitude, on trouve une solution à ce problème en déduisant le vent du géopotentiel (ou inversement) par résolution de l'équation diagnostique de balance. Cette méthode n'autorise, à l'instant initial, ni divergence horizontale, ni vitesse verticale ; de plus, elle filtre considérablement les ondes indésirables (SHUMAN et HOVERMALE, 1968) ; ces propriétés confèrent en général au modèle la stabilité numérique désirée.

Dans la zone intertropicale où se situe le domaine d'application du modèle, l'approximation quasi-géostrophique à la base de cette hypothèse simplificatrice devient caduque à cause de la faiblesse du facteur de Coriolis dans l'équation du mouvement et du découplage entre champ de masse et champ de vent que cela entraîne. Une technique d'initialisation couramment utilisée aux basses latitudes consiste donc à introduire dans les modèles, comme champs initiaux, simultanément les champs de masse et de mouvement. Toutefois, du fait qu'à l'échelle synoptique les mouvements atmosphériques sont normalement en équilibre hydrostatique et quasi non divergents, on ne conserve du vecteur vent que sa partie rotationnelle  $V_{\psi}$  (CHARNEY, 1955).

Dans le modèle qui est décrit ici, c'est cette méthode simple d'initialisation qui a été retenue. Par contre, d'autres modèles tropicaux tels que ceux du "Meteorological Office" anglais (LYNE et al., 1975), ou bien ceux de l'Université d'Etat de Floride (KRISHNAMURTI et al., 1979) font appel à la technique de l'initialisation dynamique qui s'est révélée efficace pour obtenir la stabilité numérique du modèle.

Dans ce qui suit, nous exposons succinctement la méthode d'initialisation diagnostique que nous avons utilisée et dont le principe est présenté ci-dessus.

a) Estimation de la fonction de courant

Le calcul de la fonction de courant ( $\psi$ ) passe par la détermination en chaque point de grille de la vorticité relative ( $\xi$ ) à partir du vent observé. On utilise dans ce calcul la relation :

$$\xi = \frac{\partial P_s V}{\partial x} - \frac{\partial P_s U}{\partial y} \quad (\text{II.37.})$$

On résout ensuite l'équation de Poisson

$$\nabla^2 \psi = \xi \quad (\text{II.38.})$$

selon la méthode habituelle (HALTINER, 1971) pour avoir les composantes de la partie rotationnelle du vent :

$$\vec{\nabla}\psi = \vec{k} \wedge \vec{\nabla}\psi$$
$$U_\psi = - \frac{\partial \psi}{\partial y} \quad (\text{II.39.})$$

$$V_\psi = \frac{\partial \psi}{\partial x}$$

b) - Estimation du potentiel de vitesse

De la même manière, on détermine la partie divergente du vent ( $\vec{V}_X$ ) en calculant d'abord la divergence horizontale du vent observé à partir de la relation :

$$D = \frac{\partial P_s U}{\partial x} + \frac{\partial P_s V}{\partial y} \quad (\text{II.40.})$$

Puis, on résout l'équation de Poisson :

$$\nabla^2 \chi = D \quad (\text{II.41.})$$

Enfin, on détermine les composantes de la partie divergente du vent :

$$\begin{aligned} \vec{V} &= \overrightarrow{\text{grad } \chi} \\ U_X &= \frac{\partial \chi}{\partial x} \\ V_X &= \frac{\partial \chi}{\partial y} \end{aligned} \quad (\text{II.42.})$$

Cette définition diffère de la définition usuelle par l'absence de signe négatif. Par conséquent, dans toutes les figures représentant le champ du potentiel de vitesse, les minima correspondent à la divergence et les maxima à la convergence.

Les composantes du vent réel sont données par la somme des composantes des parties rotationnelle et divergente :

$$\begin{aligned} U &= U_\psi + U_X \\ V &= V_\psi + V_X \end{aligned} \quad (\text{II.43.})$$

La procédure d'initialisation supprime la partie divergente du vent observé pour tenir compte des contraintes signalées ci-dessus. Pour ce faire, après avoir transféré les variables pronostiques analy-

sées des niveaux de pression standard sur les niveaux sigmas, on annule effectivement la partie divergente du vent dans les couches.

$$\int_1^0 \operatorname{div}(P_S \vec{V}) d\sigma = 0 \quad (\text{II.44.})$$

Toutefois, comme nous le verrons dans le chapitre suivant, la prise en compte du relief dans le modèle tridimensionnel qui répond à une nécessité physique réintroduit dans les champs dynamiques une divergence faible, mais non nulle partout.

### c ) - La température et l'humidité

#### *α - Température*

La température  $T_k$  à un niveau  $k$  du modèle est calculée à partir de l'équation de l'hydrostatique (II.11.) :

$$\frac{\partial \phi}{\partial (\log \sigma)} = - R T$$

La valeur de la température de couche est obtenue par moyenne arithmétique des valeurs de température aux deux niveaux qui délimitent verticalement la couche :

$$T_{mk} = \frac{T_{k+1} + T_k}{2}$$

#### *β - Humidité*

Le principe de l'initialisation de champ d'humidité repose sur l'hypothèse selon laquelle l'on admet qu'il y ait un gradient thermique critique qui ne peut être dépassé qui est une fonction de la température  $T$ , de l'humidité  $U$  et de la pression  $P$ . Dans le présent modèle, la détermination de cette valeur critique s'inspire des travaux de BURRIDGE et GADD (1975) ainsi que d'une étude de PHAM et

ROUSSEAU (1976) qui conduisent à la formulation suivante de  $U_C$

$$U_C(\sigma) = \sigma(a\sigma + b) \quad (II.45.)$$

où les constantes  $a$  et  $b$  sont déterminées à partir des conditions :

$$\left. \begin{array}{l} U_C(1) = 1 \\ U_C(0,8) = 0,5 \end{array} \right\} \quad (II.46.)$$

Ensuite on exprime le gradient thermique critique ( $\Gamma_C$ ) sous la forme :

$$\Gamma_C = \frac{\Gamma_a(1 - A) + \Gamma_s(A - U_C)}{1 - U_C} \quad (II.47.)$$

où  $A = \text{Max}(U, U_C)$  ;  $\Gamma_a$  = gradient adiabatique sec ;

$\Gamma_s$  = gradient pseudo-adiabatique saturé.

L'initialisation de champ d'humidité consiste donc à comparer l'humidité relative réelle  $U$  à l'humidité relative maximale admise  $U_M$  et à ramener  $U$  à  $U_M$ , si  $U$  est supérieur à  $U_M$  ou bien à conserver  $U$  dans le cas contraire, c'est-à-dire :

$$U > U_M \quad ; \quad U^{**} = U_M \quad (II.48.)$$

$$U < U_M \quad ; \quad U^{**} = U$$

Des relations (II.47.) et (II.48.), on tire  $A$  et  $U_M$  :

$$A = \frac{\Gamma_a - \Gamma + U_C(\Gamma - \Gamma_s)}{\Gamma_a - \Gamma_s} \quad (II.49.)$$

$$U_M = \text{Min}(A, 1) \quad (II.50.)$$

Dans les couches qui doivent être ajustées convectivement, c'est-à-dire  $\Gamma > \Gamma_C$  initialement, on doit procéder à la détermination de  $\Gamma_C$  et  $A$  par itération.

## **CHAPITRE III**

### **PRESENTATION DU MODELE – ASPECTS PHYSIQUES**

## CHAPITRE III

### PRÉSENTATION DU MODÈLE : ASPECTS PHYSIQUES

Dans le chapitre précédent, nous avons évoqué brièvement le problème relatif à la prise en compte des processus physiques d'échelle inférieure à la maille dans le modèle de prévision ; leurs contributions ont été désignées par les termes  $F_u$ ,  $F_v$ ,  $Q$  et  $P_T$  dans les équations pronostiques. L'objet du présent chapitre est d'exprimer explicitement ces termes en fonction d'autres variables déterminés par le système d'équations.

La nécessité de la paramétrisation des phénomènes physiques de petite échelle réside dans le fait qu'ils interagissent avec des phénomènes de plus grande échelle et affectent le temps ; l'importance de l'interaction entre phénomènes d'échelles différentes dans la zone intertropicale a été soulignée par exemple par ZIPSER (1970) dans ses analyses des observations faites pendant l'expérience "Line Islands Experiment" (de février à avril 1967). Plus récemment, après avoir analysé les processus physiques importants dans l'atmosphère tropicale, KRISHNAMURTI et al., (1979) en ont retenu ceux qui leur sont apparus indispensables à prendre en compte dans un modèle de prévision englobant cette région. Ce sont :

- les processus radiatifs ;
- l'effet de la convection nuageuse, en particulier la convection profonde ;
- les conditions de surface ;
- les diffusions verticale et horizontale.

Pour insérer cette partie physique dans le modèle, considérons l'équation d'évolution d'une variable pronostique  $X$  que nous écrivons symboliquement :

$$\frac{\partial X}{\partial t} = L(X) + N(X) + P(X) \quad (\text{III.1.})$$

expression obtenue en ajoutant le terme  $P(X)$  à l'équation (II.26.)

Dans l'équation (III.1.), les opérateurs  $L(X)$  et  $N(X)$  du second membre représentent respectivement la contribution des termes linéaires (adaptation) et celle des termes non linéaires (advection + résidu de linéarisation). Quant à  $P(X)$ , il représente la contribution de la plupart des effets diabatiques. Remarquons qu'une expression du type (II.26.) qui représente l'expression numérique des équations dynamiques du modèle suffit en général à décrire les mouvements atmosphériques de grandes longueurs d'onde, mais l'ajout de termes physiques  $\{P(X)\}$  permet de chiffrer les conséquences qui résultent de l'action moyenne des mouvements de petites longueurs d'onde.

Avant de décrire les paramétrisations de  $P(X)$ , indiquons brièvement la manière dont est calculé ce terme dans l'intégration numérique du système d'équations. L'équation (II.27.) définissant l'opérateur d'intégration semi-implicite est modifiée par l'addition de  $P(X)$  calculé de manière explicite à l'instant  $t - \Delta t$ . Ainsi, nous obtenons l'expression numérique suivante :

$$\frac{X_{t+\Delta t} - X_{t-\Delta t}}{2 \Delta t} = L \left( \frac{X_{t+\Delta t} + X_{t-\Delta t}}{2} \right) + N(X_t) + P(X_{t-\Delta t}) \quad (\text{III.2.})$$

Ce choix du schéma d'intégration explicite pour  $P(X)$  est destiné à assurer la stabilité des calculs de diffusion. Rappelons que l'opérateur  $L$  est traité de manière implicite centrée et  $N$  de manière explicite centrée.

### III.1.- PARAMETRISATION DU RAYONNEMENT

Les mécanismes par lesquels les phénomènes radiatifs interagissent avec l'écoulement atmosphérique sont divers ; par exemple, l'échauffement de l'air par absorption du rayonnement solaire, ou bien le fait qu'une masse d'air se refroidit ou se réchauffe par émission

ou absorption de rayonnements de grande longueur d'onde sont les processus de base de cette interaction. Le rayonnement solaire ou infrarouge peut aussi être émis ou absorbé par les nuages, ces processus affectant directement leur évolution. La prise en compte de tels effets dans les modèles de prévision à courte échéance n'a été entreprise que depuis quelques années seulement. Les raisons de ce retard sont diverses : elles relèvent aussi bien du souci de ne pas "alourdir" les modèles du point de vue du temps de calcul que de "l'espérance", qu'on a longuement nourrie, que ces effets seraient de peu de conséquences à ces échelles de temps. On peut aussi remarquer que la prévision visait surtout les champs dynamiques et qu'on faisait peu de cas des phénomènes de précipitations, d'échanges thermiques au sol, de bilan d'eau ...

Par la suite, le développement et l'amélioration des modèles numériques ont permis de montrer que les phénomènes à l'échelle inférieure à la maille, telle que la condensation, affectaient très sensiblement l'évolution des champs dynamiques. Etant donné l'interaction qui existe entre ces phénomènes nuageux et les processus radiatifs, il est devenu indispensable d'insérer ce mécanisme dans les modèles de prévision en général et dans ceux destinés à la prévision ou à la simulation du temps dans les régions tropicales tout particulièrement (KRISHNAMURTI et al., 1979). Ces effets sont pris en compte dans le modèle utilisé pour les expériences décrites dans ce mémoire. Dans un premier temps, le rayonnement est paramétrisé dans le cas du ciel clair sans nuage ; dans un second temps, on tiendra compte des effets de la couverture nuageuse sur le rayonnement d'une façon simple en considérant l'effet d'écran, l'émission et l'absorption de l'infrarouge, etc.

### III.1.1.- Paramétrisation du rayonnement en ciel clair

En absence de nuage, le rayonnement visible solaire et le rayonnement infrarouge terrestre et atmosphérique sont absorbés, émis et/ou diffusés par les molécules de l'air et/ou les particules d'aérosol. En particulier, des constituants mineurs tels que le gaz carboni-

que, la vapeur d'eau, ... jouent le rôle principal dans ces processus dont le bilan thermique atmosphérique dépend. Toutefois, la distribution du gaz carbonique étant pratiquement "uniforme", les seules contributions de la vapeur d'eau peuvent représenter d'importantes variations spatiales et temporelles. Ceci nous conduit à retenir tout d'abord les effets de la vapeur d'eau dans la paramétrisation du rayonnement et à introduire ultérieurement les contributions d'autres gaz comme termes correctifs. L'idée directrice de cette paramétrisation réside dans ce que le bilan radiatif peut être fonction de la hauteur réduite de la vapeur d'eau dans l'atmosphère et de la température de l'air. Cette hauteur réduite de la vapeur d'eau est définie par :

$$u_{\sigma} = \frac{P_s}{1,7 g} \left( \frac{P_s}{P_0} \right) \int_{\sigma}^1 q d(\sigma^{1,7}) \quad (\text{III.3.})$$

où  $u_{\sigma}$  représente la hauteur réduite de la vapeur d'eau contenue dans la colonne entre le sol et le niveau  $\sigma$  donné ;  $P_0$  est la pression au niveau de référence et égale à 1000 mb.

a) - Contribution du rayonnement infrarouge au bilan thermique

La variation de la température de l'air à un niveau donné  $\sigma$ , due à la divergence du rayonnement infrarouge, s'exprime par :

$$\left. \frac{\partial T}{\partial t} \right|_L = - \frac{g}{P_s C_p} \frac{\partial F_N}{\partial \sigma} \quad (\text{III.4.})$$

où  $F_N$  représente le flux net de rayonnement infrarouge :

$$F_N = F^{\uparrow} - F^{\downarrow}$$

Dans cette expression,  $F^\uparrow$  et  $F^\downarrow$  symbolisent le flux infrarouge ascendant et descendant à travers le niveau  $\sigma$ . Les formules complètes pour  $F^\uparrow$  et  $F^\downarrow$  étant sensiblement complexes, on les a simplifiées en utilisant les émissivités intégrées (KONDRATYE, 1969). Dans ce cas, leurs formes deviennent respectivement :

$$F^\uparrow = \sigma_b T_s^4 \left( 1 - \tilde{\varepsilon}(u_\sigma) \right) + \int_\sigma^1 \sigma_b T^4 \left( d \left[ \tilde{\varepsilon}(u_\infty - u_\sigma) \right] \right) \quad (\text{III.5.})$$

$$F^\downarrow = \int_\sigma^0 \sigma_b T^4 d \left[ \tilde{\varepsilon}(u_\infty - u_\sigma) \right] \quad (\text{III.6.})$$

où  $u_\infty$  désigne la hauteur d'eau réduite pour l'épaisseur totale de l'atmosphère ;  $\tilde{\varepsilon}(u)$  représente l'émissivité moyenne intégrée sur le spectre total des grandes longueurs d'onde. En pratique,  $\tilde{\varepsilon}(u)$  est calculée à partir de la table établie par PERRIN DE BRICHAMBAULT (1976).

Dans des études telles que celles de MANABE et STRICKLER (1964), les relations ci-dessus ont été utilisées directement sans recours à des hypothèses simplificatrices supplémentaires. Pour notre part, nous avons adopté l'hypothèse du "Cooling to space" afin d'alléger les calculs du modèle. Cette hypothèse consiste à admettre qu'une couche intervenant effectivement dans le bilan thermique au niveau est d'extension verticale faible afin qu'elle puisse être considérée comme isotherme avec une température  $T_\sigma$ . Ainsi, nous obtenons :

$$\left. \frac{\partial T}{\partial t} \right|_L = - \frac{g}{C_p P_s} \frac{\partial F_N}{\partial \sigma} \quad (\text{III.7.})$$

$$= - \frac{g}{C_p P_s} \sigma_b T_\sigma^4 \frac{\partial \left[ \tilde{\varepsilon}(u_\infty - u_\sigma) \right]}{\partial \sigma}$$

b) - Contribution du rayonnement visible solaire au bilan thermique

Le rayonnement solaire est atténué dans l'atmosphère et cette atténuation se fait de façon exponentielle en fonction de la diffusion moléculaire et de la diffusion due aux aérosols. L'intensité spectrale (I) s'exprime par l'intégrale :

$$I = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} I_0(\lambda) \exp - \left\{ M' (m_\lambda + a_\lambda) \right\} d\lambda \quad (\text{III.8.})$$

où les bornes d'intégration  $\lambda_1$  et  $\lambda_2$  équivalent respectivement à 0,29  $\mu\text{m}$  et 5  $\mu\text{m}$  ;  $I_0(\lambda)$  est l'intensité spectrale du rayonnement solaire sans atmosphère. La masse atmosphérique  $M'$  se définit par l'expression :

$$M' = P_s \frac{M}{P_0}$$

$m_\lambda$  est le coefficient d'extinction par diffusion moléculaire et s'exprime en fonction de  $\lambda$  par :

$$m_\lambda = 0,00878 \lambda^{-4,09} \quad (\text{III.9.})$$

et  $a_\lambda$ , qui représente le coefficient d'extinction par diffusion due aux aérosols, est donné par :

$$a_\lambda = \beta \lambda^{-1,3} \quad (\text{III.10.})$$

où  $\beta$  est le coefficient de trouble d'Angström. On le prend égal à 0,1. Dans les relations ci-dessus, la longueur d'onde  $\lambda$  est donnée en microns.

La variation de température au niveau  $\sigma$  liée à l'absorption du rayonnement solaire global s'écrira :

$$\left. \frac{\partial T}{\partial t} \right|_s = - \frac{\sin h}{C_p P_s} g \frac{\partial}{\partial \sigma} \tilde{a} \left\{ M(u_\infty - u_\sigma) \right\} \quad (\text{III.11.})$$

où  $\tilde{\alpha}$  est la puissance solaire absorbée entre les confins de l'atmosphère et le niveau  $\sigma$  considéré ;  $\tilde{\alpha}$  est fonction de la quantité d'eau réduite sur le trajet et l'angle  $h$  désigne la hauteur solaire et  $M$  la masse atmosphérique normale.

c) - Estimation du rayonnement solaire global ( $R_G$ ) et du rayonnement infrarouge atmosphérique ( $R_A$ )

La connaissance du rayonnement solaire global et du rayonnement atmosphérique est nécessaire pour établir le bilan thermique au sol. En désignant le rayonnement direct par  $R_D$  et la constante solaire par  $R_0$ , et en supposant le rayonnement diffus isotrope, il en résulte les expressions suivantes :

$$R_D = R_0 - \tilde{\alpha} (M u_\infty) \quad (\text{III.12.})$$

$$R_G = \text{Sin } h \frac{\tilde{\alpha} (M u_\infty)}{2} + R_D \quad (\text{III.13.})$$

$M$ , la masse atmosphérique normale, s'exprime en fonction de  $h$  par les relations :

$$M = \frac{1}{\text{sin } h} \quad \text{si } h > 30^\circ$$

$$M = \frac{1}{0,95 \text{ sin } h + 0,025} \quad \text{si } h < 30^\circ$$

Quant à  $R_A$ , il peut être estimé à partir de l'équation du flux descendant en surface en intégrant l'expression (III.5.) de  $\sigma = 1$  à  $\sigma = 0$ . On obtient ainsi :

$$F_S^\downarrow = (\sigma T^4) \tilde{\epsilon}(u_\infty) \quad (\text{III.14.})$$

Dans la pratique, le calcul de la variation thermique dans une couche de niveau moyen donné par  $\sigma_{mk}$  se fait à partir de (III.7.), mais en déterminant  $(\sigma T^4)$  en fonction de la température  $T_{mk}$  réellement observée à ce niveau. Quant au rayonnement  $F_S^\downarrow$  descendant de

surface, pour l'évaluer, on remplace  $(\sigma T^4)$  par sa moyenne intégrale avec la hauteur d'eau réduite comme variable d'intégration, soit :

$$(\sigma T^4) = \frac{1}{u_\infty} \int_{u=0}^{u=u_\infty} (\sigma T^4) \, d u \quad (\text{III.15.})$$

plus précisément, on écrit, selon l'ajustement empirique proposé par MANABE et STRICKLER (1964), en MKS ( $\text{w.m}^{-2}$ ), que :

$$R_A = 1,125 (\sigma T^4) \varepsilon(u_\infty) - 6 \quad (\text{III.16.})$$

### III.1.2.- Paramétrisation du rayonnement en présence de nuages

Les nuages jouent un rôle important dans l'équilibre thermique de la planète. Cela se manifeste à travers deux mécanismes physiques bien distincts. Le premier concerne les phénomènes de transport par convection humide de l'excès d'énergie des basses couches vers les couches supérieures déficitaires de la troposphère. Quant au second, il a trait en particulier à leurs effets d'écran. En effet, en s'interposant entre le soleil et la terre, les nuages, grâce à leurs propriétés d'absorption et de réflexion des rayonnements, régulent le flux radiatif. Pour paramétriser cet effet, on a adapté dans le modèle un schéma simple dans lequel on admet d'abord l'existence de trois classes de nuages qui se définissent par leurs niveaux d'apparition.

CLASSE	TYPE	COUCHES
1	Nuages bas (L)	(0,710 - 0,905)
2	Nuages moyens (M)	(0,395 - 0,710)
3	Nuages hauts (H)	(0,225 - 0,395)

Tableau III.1. : *Distinction des nuages suivant leur localisation dans les couches du modèle*

Pour déterminer la nébulosité des différents nuages, on calcule d'abord, pour chaque catégorie, l'humidité relative moyenne :

$$U_{(L,M,H)} = \frac{\sum q}{\sum q_s} \quad (\text{III.17.})$$

On applique ensuite les formules empiriques déduites des travaux de RICKETTS (1973) exprimant la nébulosité fractionnaire N :

$$\begin{aligned} N_L &= 2,5 U_L - 1,375 \\ N_M &= 2,5 U_M - 1,25 \\ N_H &= 2,5 U_H - 1,125 \end{aligned} \quad (\text{III.18.})$$

$N_{L,M,H}$  variant de 0 à 1.

On postule enfin les hypothèses simplificatrices suivantes :

- distribution aléatoire et indépendante dans chacune des trois couches ;
- variation thermique nulle à l'intérieur et sous le nuage.

Dans le cas de cirrus, la nébulosité fractionnaire  $N_H$  est corrigée pour tenir compte de leur transparence. On introduit alors une nébulosité équivalente  $N_H^* = N_H / 2$ .

A partir de ces considérations, on détermine les variations thermiques dans les couches et les flux de surface en présence de nuages. Pour le calcul de la variation thermique dans les couches qui, rappelons-le, est égale à  $\left(\frac{\partial T}{\partial t}\right)_L + \left(\frac{\partial T}{\partial t}\right)_s$ , on part de l'expression de  $\left(\frac{\partial T}{\partial t}\right)^*$  obtenue dans le cas de ciel clair pour aboutir aux relations suivantes :

$$\begin{aligned} \frac{\partial T}{\partial t} &= \frac{\partial T^{**}}{\partial t} && \text{au-dessus des nuages élevés} \\ \frac{\partial T}{\partial t} &= (1 - N_H^*) \frac{\partial T^{**}}{\partial t} && \text{au niveau des nuages hauts} \\ &&& \text{(III.19.)} \\ \frac{\partial T}{\partial t} &= (1 - N_H^*) (1 - N_M) \frac{\partial T^{**}}{\partial t} && \text{au niveau de la catégorie} \\ &&& \text{moyenne} \\ \frac{\partial T}{\partial t} &= (1 - N_H) (1 - N_M) (1 - N_L) \frac{\partial T^{**}}{\partial t} && \text{au niveau des nuages bas} \\ &&& \text{et au-dessous} \end{aligned}$$

De la même manière, on obtient, pour les flux de surface,  $R_A$  et  $R_G$  au lieu de  $R_A^{**}$  et  $R_G^{**}$ . Leurs déterminations découlent respectivement des travaux de PERRIN DE BRICHAMBAUT (1976) et de BURRIDGE et GADD (1975). Leurs expressions ajustées sont :

$$R_A = R_A^{**} + 82,5 N_L + 67,5 N_M (1 - N_L) + 50 N_H^* (1 - N_M)(1 - N_L) \quad \text{(III.20.)}$$

$$R_G = R_G^{**} (1 - 0,7 N_L) (1 - 0,7 N_M) (1 - 0,4 N_H^*) \quad \text{(III.21.)}$$

### III.2.- PARAMETRISATION DES ECHANGES AU SOL ET DES TRANSFERTS VERTICAUX DE CHALEUR ET DE QUANTITE DE MOUVEMENT

Les échanges de matière de chaleur et de quantité de mouvement qui s'opèrent entre le sol et l'atmosphère en fonction de la nature du terrain (rugosité, albedo, ...), des caractéristiques dynamiques et thermodynamiques de l'atmosphère libre, se produisent à travers une couche d'ajustement qu'on désigne par couche limite planétaire (C L P). Dans le présent paragraphe, ce sont les processus physiques qui interviennent dans ces échanges et transports que nous allons paramétrer de façon simple, en adaptant la formulation proposée par BHUMRAKAR (1975). Notons toutefois que des formulations similaires ont été proposées par BENOIT (1976), DEARDORFF (1978).

Dans ce qui suit, nous présentons d'abord la paramétrisation de la température de surface basée sur le principe du bilan d'énergie et la paramétrisation de l'humidité relative moyenne au sol déduite du bilan hydrique local. Une fois ces deux paramètres connus, nous déduisons les flux de chaleur sensible et d'humidité au sol au moyen d'équations diagnostiques. Enfin, le transfert de quantité de mouvement, de chaleur sensible et d'humidité seront représentés simplement à l'aide de coefficients de diffusion turbulente dépendant de la stabilité de l'air.

### III.2.1. Paramétrisation des flux au sol.

Les échanges de quantité de mouvements de chaleur et d'humidité sont exprimés en surface à l'aide des coefficients d'échange  $C_D$ ,  $C_H$  et  $C_M$  sous les formes suivantes :

$$\vec{\tau}_s = - \frac{g}{R T_s} C_D m |\vec{V}_N| \vec{V}_N \quad (\text{III.22.})$$

$$H_s = \frac{g}{R T_s} C_H m |\vec{V}_N| (T_s - \sigma_{m,N}^{-k} T_N) \quad (\text{III.23.})$$

$$E_s = \frac{g}{R T_s} C_H m |\vec{V}_N| \left\{ q_s (P_s, T_s) - q_N \right\} \quad (\text{III.24.})$$

où  $\vec{\tau}_s$ ,  $H_s$ ,  $E_s$  représentent les pseudo-flux au sol en coordonnées  $\sigma$  ; les indices N et s se rapportent respectivement au niveau N ( $N = 15$ ) du modèle et au sol.  $q_s$  est l'humidité spécifique en surface. Dans l'équation (III.23.), le facteur multiplicatif  $\sigma_{m,N}^{-k}$  permet de ramener la température  $T_N$  à la pression  $P_s$ .

Les relations qui existent entre pseudoflux ( $\vec{\tau}_s, H_s, E_s$ ) et flux réels ( $\vec{\tau}^{**}, H^{**}, E^{**}$ ) s'expriment de la manière suivante :

$$\begin{aligned}\vec{\tau}_s^{**} &= m \frac{P_s}{g} \vec{\tau}_s \\ H^{**} &= \frac{C_p P_s}{g} H_s \\ E^{**} &= \frac{P_s}{g} E_s\end{aligned}\tag{III.25.}$$

La validité de ces formulations des échanges au sol (III.22.) à (III.24.) a été maintes fois examinée à l'aide de données expérimentales, en particulier dans le cas du coefficient de frottement  $C_D$  (BUSCH et al., 1976). Toutefois, dans ces expériences, le vent, la température et l'humidité sont mesurés près du sol dans la couche limite de surface. Le niveau supérieur de mesure de ces paramètres est en général situé à 10 m au-dessus du sol. Dans le cas du modèle, le niveau à l'intérieur de la couche limite ( $N = 15$ ) se trouve à une altitude approximative de 50 m. La formulation basée sur la théorie de similitude dans la couche limite ne peut donc s'appliquer pleinement dans le présent cas. Pour tenir compte de ces conditions particulières, on devrait modifier très sensiblement les expressions classiques des coefficients d'échange  $C_D$ ,  $C_H$  et  $C_M$  par rapport à leurs formes expérimentales. Quoi qu'il en soit, dans l'état actuel de nos connaissances sur la paramétrisation de la couche limite, nous admettons les équations (III.22.) à (III.24.) en tant qu'extrapolation des résultats acquis dans la couche limite de surface dans les conditions idéalisées d'uniformité horizontale.

Les échanges au sol étant fonction de la stabilité statique et dynamique, les formulations  $C_D$ ,  $C_H$  et  $C_M$  dépendront de deux types de situations : l'une stable et l'autre instable.

- Cas instable ( $\theta > 0$ )

$$C_D |\vec{V}_N| = C_{Dn} \left\{ |\vec{V}_N| + \frac{10 B \Delta\theta}{m (m |\vec{V}_N| + 75 C_{Dn} \sqrt{AB\Delta\theta})} \right\} \quad (\text{III.26.})$$

$$C_H |\vec{V}_N| = C_{Dn} \left\{ |\vec{V}_N| + \frac{15 B \Delta\theta}{m (m |\vec{V}_N| + 75 C_{Dn} \sqrt{AB\Delta\theta})} \right\} \quad (\text{III.27.})$$

- Cas stable ( $\theta < 0$ )

$$C_D = C_{Dn} \frac{m^2 (\vec{V}_N)^2 + 10 (\beta/1-\beta) B |\Delta\theta|}{m^2 (\vec{V}_N)^2 + 10 (1/1-\beta) B \Delta\theta} \quad (\text{III.28.})$$

$$C_H = C_{Dn} \frac{m^2 (\vec{V}_N)^2 + 15 (\beta/1-\beta) B |\Delta\theta|}{m^2 (\vec{V}_N)^2 + 15 (1/1-\beta) B \Delta\theta} \quad (\text{III.29.})$$

où  $\beta = 0.2$  et  $A, B, C_{Dn}$  et  $\Delta\theta$  sont donnés par les relations suivantes :

$$B = \frac{g z_N}{T_0}$$

$$A = \frac{z_N}{z_0}$$

$$C_{Dn} = \left( \frac{0,4}{\text{Log } A} \right)^2$$

$$\Delta\theta = T_S - \sigma_{mk}^{-x} T_N$$

où les paramètres  $z_0, z_N$  et  $T_0$  désignent respectivement la hauteur de frottement, la hauteur du niveau  $\sigma_{mk}$  en atmosphère standard et la température standard représentative de la couche limite de surface.

La formulation adoptée pour le cas instable est maintenant classique (LOUIS, 1977). Dans le cas stable, nous avons recours à une formulation empirique qui a l'avantage de corriger l'insuffisance des dissipations constatée avec la théorie de la similitude et d'assurer la continuité avec le cas instable.

### III.2.2.- Détermination de la température de surface et de l'humidité moyenne

Les seconds membres des équations (III.23.) et (III.24.) font apparaître que la connaissance de la température de surface  $T_s$  et de l'humidité relative  $U_s$  est nécessaire pour exprimer les flux au sol. Ces deux paramètres sont à déterminer à partir du bilan énergétique et du bilan hydrique au sol.

#### a) - Détermination de la température de surface

Pour déterminer ce paramètre, nous distinguerons deux couches dans le sol. La première, la couche superficielle, qui réagit à la variation diurne de la température et de l'humidité, et la seconde, la couche profonde, dont la température et l'humidité ne sont pas affectées par l'évolution diurne.

En tenant compte des échanges de chaleur et d'humidité entre atmosphère et couche superficielle d'une part, des échanges de chaleur et d'humidité entre couche superficielle et couche profonde d'autre part, nous pouvons écrire l'équation suivante :

$$\frac{\partial T_s}{\partial t} = \frac{2}{C_{sl} \rho_{sl}} \pi^{1/2} (k \tau)^{-1/2} H_{sl} + 2\rho \frac{k T_s}{\tau}^{1/2} \frac{d \bar{T}_{sol}}{d z} - \frac{2 \pi}{\tau} (T_s - T_d) \quad (III.30.)$$

Cette formulation est obtenue en supposant une variation sinusoïdale de la température de surface ; la température de la couche profonde  $T_d$  est prise constante ( $T_d = \bar{T}_{so}$  à  $z \rightarrow \infty$  ;  $z > 0$  dirigé vers le centre de la terre), et  $\bar{T}_{so}$  la température moyenne dans le sol obtenue après filtrage de la variation diurne. Le gradient vertical de ce paramètre étant faible, le deuxième terme du second membre de l'équation (III.30.) est négligeable devant les deux autres, ce qui permet d'écrire :

$$\frac{\partial T_s}{\partial t} = \frac{2}{C_{s\ell} \rho_{s\ell}} \pi^{1/2} (k \tau)^{-1/2} H_{s\ell} - \frac{2 \pi}{\tau} (T_s - \bar{T}_s) \quad (\text{III.31.})$$

Le dernier terme du deuxième membre de cette équation indique que l'échange de chaleur entre les deux couches est proportionnel à l'écart de températures ( $T_s - T_d$ ), ce qui permet d'introduire une échelle de temps caractéristique qui représente l'action de la couche profonde sur la couche superficielle dans l'établissement de son état et vice versa.

Le premier terme du second membre de l'équation (III.31.) représente les échanges entre l'atmosphère et la couche superficielle. On peut expliciter  $H_{s\ell}$  comme suit :

$$H_{s\ell}^* = (1 - \alpha_s^*) R_G + \epsilon R_A - \epsilon \sigma T_s^4 - H_s^* - L E_s^* \quad (\text{III.32.})$$

où  $\alpha_s$  est l'albédo de sol (0,08 à 0,28), et  $\epsilon$  l'émissivité du sol (0,95). Valeurs des constantes pour un sol moyen :

$$k = 1,5 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1} ; C_{s\ell} = 900 \text{ J Kg}^{-1} \text{ K}^{-1} ; \rho_{s\ell} = 1500 \text{ Kg m}^{-3}.$$

Quand  $R_G$ ,  $R_G^*$ ,  $R_A$ ,  $H_s^*$  et  $E_s^*$  sont connus (cf. paragraphe III.1.), on peut tirer  $T_s$  de la résolution de l'équation (III.31.). Pour cela, il nous faut définir une procédure pour la détermination de  $q_s$ , qui conditionne l'estimation de  $E_s^*$ .

b) - Estimation de l'humidité spécifique  
en surface ( $q_s$ )

La détermination de l'humidité  $q_s$  est délicate, car ce paramètre dépend du contenu en eau du sol, des échanges de chaleur à la surface, du transfert de l'eau dans le sol, etc. Par ailleurs, plusieurs paramètres, tels que l'effet de plantes, l'hétérogénéité du sol, ... nécessaires à la modélisation des échanges, ne sont pas bien connus afin de procéder dès maintenant à une paramétrisation complète de l'humidité  $q_s$ . Par conséquent, nous sommes amenés à choisir une formulation très simple et arbitraire pour déterminer cette humidité : on suppose que l'humidité  $q_s$  est proportionnelle à l'humidité saturante  $q_{sat}(T_s, P_s)$  avec le coefficient  $U_s$  variable en fonction de la teneur en eau dans le sol :

$$q_s = U_s q_{sat}(T_s, P_s) \quad (\text{III.33.})$$

avec :

$$U_s = \text{Min}(1, w_1/w_{1 \text{ Max}}) \quad (\text{III.34.})$$

où les quantités  $w_1$  et  $w_{1 \text{ Max}}$  désignent respectivement la teneur en eau réelle et la teneur en eau critique nécessaire au calcul de l'évapotranspiration potentielle dans la couche superficielle du sol.

Pour déterminer la teneur en eau  $w_1$ , nous adoptons la schématisation proposée par DEARDORFF (1978) et reprise par BODIN (1978, 1979). Dans cette schématisation dite à "deux réservoirs", on admet que l'évapotranspiration se produit essentiellement dans le réservoir superficiel, alors que le second réservoir de teneur en eau  $w_2$  échange de l'eau avec le premier par diffusion. Par analogie avec le traitement de la température de surface  $T_s$  précédemment décrit, on admet les équations d'évolution des teneurs en eau  $w_1$  et  $w_2$  sous les formes suivantes :

$$\frac{\partial w_1}{\partial t} = - C_1 \frac{(\rho_s E_s - P_r)}{\rho_w} - C_2 \frac{(w_1 - w_2)}{\tau} \quad (\text{III.35.})$$

$$\frac{\partial w_2}{\partial t} = C_2 \frac{(w_1 - w_2)}{\tau_1} \quad (\text{III.36.})$$

avec  $0 < w_1 < w_1 \text{ max}$

$0 < w_2 < w_2 \text{ max}$

où  $w_1 \text{ sat}$  désigne comme nous venons de le définir, le seuil à partir duquel l'évapotranspiration  $E_s$  est égale à l'évapotranspiration potentielle  $E_p$  ;  $w_1 \text{ max}$  et  $w_2 \text{ max}$  représentent le contenu maximal en eau liquide dans les première et seconde couche. La teneur en eau critique  $w_1 \text{ sat}$  est inférieure ou égale à  $w_1 \text{ max}$ , car l'évaporation peut atteindre la valeur de l'évapotranspiration sans que  $w_1 \text{ max}$  potentiel soit atteint. Le terme  $P_r$  représente les précipitations par unité de temps et  $E_s$  l'évapotranspiration réelle.

Les constantes  $C_1$  et  $C_2$  sont adaptées de l'étude de DEARDORFF (1978) :

$$C_1 = 2,5 \quad \text{si } \frac{w_1}{w_1 \text{ max}} > 0,75$$

$$C_1 = 70 - 112,5 \left( \frac{w_1}{w_1 \text{ max}} - 0,15 \right) \quad \text{si } 0,15 < \frac{w_1}{w_1 \text{ max}} < 0,75$$

$$C_1 = 70 \quad \text{si } \frac{w_1}{w_1 \text{ max}} < 0,15$$

$$C_2 = 0,9$$

Le temps caractéristique  $\tau$  est pris égal à 24 heures comme dans le cas de la température.

### III.2.3.- Transport de quantité de chaleur et d'humidité à travers la couche limite

Comme nous l'avons signalé précédemment, le transport de quantité de mouvement et de chaleur par turbulence est un processus physique complexe qui ne peut être représenté qu'approximativement dans le modèle synoptique. En effet, la limitation de la formulation basée sur les coefficients de diffusion turbulente est bien établie avec les modèles tridimensionnels de couche limite comportant une paramétrisation détaillée de la turbulence (DEARDORFF, 1974 ; SOMMERIA, 1976).

Dans la théorie en K (coefficient de diffusion turbulente k), les termes "physiques"  $F_u$ ,  $F_v$ ,  $Q_s$  et  $P_r$  des équations (II.1.) à (II.4.) s'expriment en fonction des pseudoflux  $\vec{\tau}$ , H et E suivant les relations :

$$\begin{aligned} \vec{F} &= \frac{\partial \vec{\tau}}{\partial \sigma} \\ Q &= \frac{\partial H}{\partial \sigma} \\ P_r &= \frac{\partial E}{\partial \sigma} \end{aligned} \quad (III.37.)$$

Les pseudoflux sont donnés par :

$$\begin{aligned} \vec{\tau} &= \left(\frac{g\sigma}{RT}\right)^2 k_v \frac{\partial \vec{V}}{\partial \sigma} \\ H &= \left(\frac{g\sigma}{RT}\right)^2 k_u \sigma^k \frac{\partial T}{\partial \sigma} \\ E &= \left(\frac{g\sigma}{RT}\right)^2 k_v \frac{\partial q}{\partial \sigma} \end{aligned} \quad (III.38.)$$

Notons que  $Q_s$  représente la contribution de la divergence de flux de chaleur sensible au terme Q de l'équation (II.4.). Les autres contributions au terme Q correspondent à la variation, par rapport au temps de la température :

$\left(\frac{\partial T}{\partial t}\right)_L$  et  $\left(\frac{\partial T}{\partial t}\right)_S$  qui ont été examinés au paragraphe (III.1.). Les flux réels sont calculés à partir des pseudoflux en considérant les formules (III.25.).

Il existe plusieurs expressions proposées dans la littérature pour le coefficient d'échange  $k_V$ , toutes plus ou moins arbitraires. Nous adoptons ici les formulations suivantes :

$$\text{Pour } \sigma < 0,6 : k_V = 0$$

$$\text{Pour } 0,6 < \sigma : k_V = 100 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}.$$

- Cas instable

Le cas instable correspond à la double condition :

$$\gamma > \gamma_d - \varepsilon \quad \text{avec } \varepsilon = 0,02 \text{ K/100 m}$$

et

$$\theta_s > \theta_{0,95}$$

- Cas stable

$$k_V = m \ell^2 \frac{g\sigma}{RT} \left| \frac{\partial \vec{V}}{\partial \sigma} \right| \quad (\text{III.39.})$$

où la longueur de mélange  $\ell$  varie linéairement en fonction de  $\sigma$  :  $\ell = a\sigma + b$  avec les conditions aux limites :

$$\ell = 30 \text{ m} \quad \text{pour } \sigma = 1$$

$$\ell = 0 \quad \text{pour } \sigma = 0,6$$

### III.3.- PARAMETRISATION DE LA CONVECTION NUAGEUSE

Parmi les processus physiques variés à prendre en compte dans un modèle tropical de prévision du temps, la convection profonde tient une place de choix. La convection profonde est tout d'abord le processus dominant des précipitations dont la prévision est essentielle dans ces régions. Mais l'importance de la prise en compte de phénomènes convectifs réside également dans le fait que la convection profonde est une des sources énergétiques importantes pour le développement de perturbations synoptiques, en particulier des ondes d'est africaines. Plusieurs schémas ont donc été développés par les modélistes en vue de résoudre ce problème, mais aucun n'est exempt de critiques. Nous décrirons et testerons trois d'entre eux choisis parmi les plus courants pour déterminer leur efficacité dans le modèle 15 niveaux.

#### III.3.1.- Ajustement convectif (MANABE et HOLLOWAY, 1974.)

Dans la troposphère, il arrive que, du fait de manifestations de phénomènes transitoires, ou bien par suite de la mise en oeuvre de schémas d'analyse, localement, le gradient vertical de température  $\gamma = \partial T / \partial Z$  soit plus grand que celui de l'adiabatique sèche  $\gamma_d$  en l'absence de condensation ou bien de celui de l'adiabatique humide  $\gamma_s$  dans le cas de l'air saturé ; dans ces conditions, les mouvements verticaux de la particule d'air deviennent gravitationnellement instables. De telles instabilités ont pour conséquence la g n rescence à l'échelle méso ou synoptique de vitesses verticales  $w$  dont les ordres de grandeur sont supérieurs à ceux qui sont communément admis dans ces couches. Les flux liés à ces  $w$  élevés rendent incontrôlables les modèles de prévision numérique, d'où la nécessité d'ajuster les valeurs de la température à des valeurs critiques quand ces excès sont détectés. Cet ajustement est donné selon les contraintes suivantes :

a) On suppose que l'énergie statique humide est constante :

$$\int_1^2 (C_p T + Lr + gZ) dZ = \text{cte}$$

b) On pose que le gradient vertical de température est égal à l'une ou l'autre des valeurs critiques ( $\Gamma_d$ ,  $\Gamma_s$ ) selon que  $w < 0$  ou  $w > 0$  :

$$\frac{\partial T}{\partial Z} = - \Gamma_d \quad \text{si } w < 0$$

$$\frac{\partial T}{\partial Z} = - \Gamma_s \quad \text{si } w > 0$$

où  $w$  est la vitesse verticale.

c) On définit une température moyenne invariante dans le processus d'ajustement :

$$\bar{T} = \frac{\int \rho T dZ}{\int \rho dZ}$$

d) On impose aux humidités relatives de rester inchangées dans cette transformation.

Le schéma de l'ajustement convectif repose sur la notion de gradient vertical critique  $\Gamma_c$  que l'on définit entre deux niveaux  $\sigma_{m,k}$  et  $\sigma_{m,k-1}$  par la relation :

$$\Gamma_c = \frac{\Gamma_d (1 - \bar{U}) + \Gamma_s (\bar{U} - U_c)}{1 - U_c}$$

où  $U_c(\sigma)$  est une humidité relative critique fonction de  $\sigma$  :

- Si  $\bar{U} < U_c$ , on pose  $\Gamma_c = \Gamma_d(1 + \epsilon_1)$  ;  $\epsilon_1$  est une constante de faible valeur qui empêche l'ajustement convectif d'inhiber la diffusion verticale sèche instable.

- Si le gradient réel  $\Gamma$  est supérieur à  $\Gamma_c$ , on modifie les températures et les rapports de mélange, afin d'obtenir un nouveau gradient égal au gradient critique diminué d'un facteur constant  $\epsilon_2 \Gamma_c$  ( $\epsilon_2 = 0,01$ ) pour accélérer le processus itératif. On obtient les quantités de précipitations en procédant comme dans le cas de condensation à grande échelle que nous décrivons dans un prochain paragraphe.

### III.3.2.- Paramétrisation de la convection profonde par KJO (1965, 1974)

Le schéma décrit ci-dessous a été développé par KJO (1965) et utilisé dans un modèle de cyclone tropical. Il a été repris par la suite par plusieurs chercheurs comme schéma de paramétrisation de la convection profonde dans les modèles tropicaux (KRISHNAMURTI et al., 1979), où les cumulonimbus sont les éléments principaux des systèmes convectifs.

Dans son principe, ce schéma de paramétrisation de la convection repose sur un modèle simplifié de nuage faisant intervenir les hypothèses suivantes :

- un nuage convectif de grande extension verticale se forme dans une région ayant une stratification thermique conditionnellement instable à partir de la surface et une convergence d'humidité dans la couche limite ;

- les profils verticaux de température  $T_N$  et de rapport de mélange de la vapeur d'eau  $q_N$  à l'intérieur du nuage sont ceux d'une pseudo-adiabatique saturée issue du niveau de condensation le plus bas de l'air.

La partie  $P_C$  se condense et précipite en libérant de la chaleur latente. Elle correspond donc au terme source  $S_C (T)$ .

$$\begin{aligned} P_C &= \frac{C_p}{L} \frac{P_S}{g} \int_{\sigma_T}^1 S_C (T) d\sigma \\ &= \frac{P_S}{L} \frac{C_p}{g} \frac{d\alpha}{dt} (1 + \epsilon) \int_{\sigma_T}^1 (T_N - T) d\sigma \end{aligned}$$

La partie  $E_C$  a pour effet d'augmenter le contenu en vapeur d'eau de la colonne d'air.

$$\begin{aligned} E_C &= \frac{P_S}{g} \int_{\sigma_T}^1 S_C (q) d\sigma \\ &= \frac{P_S}{g} \frac{d\alpha}{dt} (1 - \epsilon) \int_{\sigma_T}^1 (q_N - q) d\sigma \end{aligned}$$

$\epsilon$  est un coefficient supplémentaire introduit pour spécifier le rapport entre la partie du flux de vapeur d'eau qui est condensée ( $P_C$ ) et la partie conservée dans l'atmosphère ( $E_C$ ).

$$\frac{E_C}{P_C} = \frac{1 - \epsilon}{1 + \epsilon} \cdot \frac{\int_{\sigma_T}^1 (q_N - q) d\sigma}{\int_{\sigma_T}^1 (T_N - T) d\sigma}$$

Le rapport  $I = E_C/P_C$  est la pseudo-nébulosité. On a choisi pour  $\sigma_T$  le niveau 0,635.

Le schéma original de KUO (1965) correspond à  $\epsilon = 0$ . Il a tendance à sous-estimer le taux de précipitations convectives (KRISHNAMURTI et al., 1980 a). Un moyen de remédier à ce défaut a donc été d'introduire le coefficient  $\epsilon$  compris entre 0 et 1. Une approche similaire a été proposée par ANTHES (1977) avec un paramètre  $\beta = E_C/E_R$  fonction de l'humidité relative moyenne de la colonne d'air.

- le sommet du nuage est le niveau  $\sigma_T$  où l'adiabatique saturée  $T_N$  recoupe la courbe d'état  $T$  de l'air environnant ;

- on considère que les cellules nuageuses n'ont qu'une existence momentanée et se dissolvent par mélange dans l'environnement au même niveau. Il en résulte une chaleur latente libérée par condensation de la vapeur d'eau à l'intérieur du nuage ; l'humidité et la quantité de mouvement transportées par le nuage sont cédées à l'environnement. A tous les niveaux situés à l'intérieur du nuage convectif, on a donc des termes sources supplémentaires que l'on calcule par les équations suivantes :

$$S_c(T) = \frac{d\alpha}{dt} (1 + \epsilon) (T_N - T)$$

$$S_c(q) = \frac{d\alpha}{dt} (1 - \epsilon) (q_N - q)$$

$$S_c(\vec{V}) = \frac{d\alpha}{dt} (\vec{V}_N - \vec{V})$$

où  $d\alpha/dt$  représente le taux de production fractionnaire de l'air nuageux,  $\alpha$  étant la fraction de surface couverte par les nuages convectifs sur une maille.  $\alpha$  est donné par l'expression  $\alpha = I/I_n$ . On le détermine en écrivant le bilan des apports  $E_T$ , des pertes  $P_c$  et du stockage  $E_c$  de la vapeur d'eau dans la colonne d'air considérée.

$$E_T = P_c + E_c$$

$E_T$  est la somme du flux d'évapotranspiration en surface  $E_S$  et du flux  $E_A$  provenant de l'advection synoptique intégrée sur l'épaisseur du nuage :

$$E_A = \frac{P_S}{g} \int_{\sigma_T}^1 \left[ (\vec{V} \cdot \vec{\nabla} q) + \delta \frac{dp}{d\sigma} \right] d\sigma$$

Le coefficient  $\epsilon$  est calculé en fonction d'une humidité relative moyenne  $\bar{U}_s$  :

$$U_s = \frac{1}{(1 - \sigma_T)} \int_{\sigma_T}^1 \frac{q}{q_s(T,P)} d\sigma$$

$q_s(T,P)$  est le rapport de mélange saturant calculé à partir de la tension de vapeur saturante par la relation :

$$q_s(T,P) = \frac{0,622 e_s(T)}{\sigma P_s - e_s(T)}$$

On choisit deux seuils d'humidité relative  $\bar{U}_{\min}$  et  $\bar{U}_{\max}$  et on prend

$$\epsilon = 0 \quad \text{si } \bar{U}_s < U_{\min}$$

$$\epsilon = 1 \quad \text{si } \bar{U}_s > U_{\max}$$

$$\epsilon = \frac{\bar{U}_s - U_{\min}}{U_{\max} - U_{\min}} \quad \text{si } U_{\min} < \bar{U}_s < U_{\max}$$

Les relations précédentes permettent alors d'obtenir le taux de production d'air nuageux  $d\alpha/dt$ .

$$\frac{d\alpha}{dt} = \frac{g/P_s (E_s + E_A)}{C_p/L \cdot (1 + \epsilon) \int_{\sigma_T}^1 (T_N - T) d\sigma + (1 - \epsilon) \int_{\sigma_T}^1 (q_N - q) d\sigma}$$

Cette formule donne les valeurs successives de  $d\alpha/dt$ .

Lorsque le profil vertical  $(T, q)$  est très voisin de celui d'une adiabatique saturée  $(T_N, q_N)$ , le dénominateur tend alors à s'annuler. On élimine ces cas extrêmes, dénués de signification physique, en considérant que les conditions d'existence

de la convection profonde ne sont pas satisfaites si  $d\alpha/dt$  est supérieur à un certain seuil. On a fixé la limite suivante :

$$\frac{d\alpha}{dt} < \frac{0,1}{\Delta t}$$

Par rapport au schéma classique de KJO (1965), on a ajouté une équation pour la quantité de mouvement. Elle est basée sur l'idée que l'air nuageux, en se mélangeant à l'environnement, lui communique sa vitesse  $V_N$  supposée constante à l'intérieur du nuage. La conservation de la quantité de mouvement :

$$\int_{\sigma_T}^1 S_C(V) d\sigma = 0$$

impose de définir  $\vec{V}_N$  par la formule suivante :

$$\vec{V}_N = \frac{1}{1 - \sigma_T} \int_{\sigma_T}^1 \vec{V} d\sigma$$

Par mélange du nuage avec l'air ambiant, il résulte que, entre les surfaces  $\sigma = 1$  et  $\sigma = \sigma_{S-1}$ , les variations de température, de rapport de mélange et de vecteur vent sont :

$$\Delta T = \alpha(T_N - T)$$

$$\Delta q = \alpha(q_N - q)$$

$$\Delta \vec{V} = \alpha(\vec{V}_N - \vec{V})$$

où  $\vec{V}_N$  est le vent moyen de la couche s'étendant du sol au sommet des nuages.

Afin d'éviter le "choc numérique", on exécute le schéma de KJO si  $\alpha > 0,2$ . Par ailleurs, les précipitations convectives sur l'intervalle de temps  $2 \Delta t$  sont données par la formule :

$$\frac{P_S}{g} \sum_{\ell=\text{sommet du nuage}}^{15} \frac{C_P}{L} (\Delta T)_{\ell}$$

Si ces précipitations sont négatives, on modifie  $\alpha$  au-dessous du niveau à partir duquel se manifeste l'instabilité conditionnelle, de telle sorte que cette quantité s'annule.

Enfin, pour permettre au nuage d'avoir une épaisseur suffisante, on supprime l'exécution du schéma de KUO si  $(\sigma_{mb} - \sigma_{ms}) < 0,12$  ; où  $\sigma_{mb}$  et  $\sigma_{ms}$  sont respectivement les niveaux  $\sigma$  de la base et du sommet du nuage.

#### III.4.- PARAMETRISATION DE LA CONDENSATION DE GRANDE ECHELLE

La prise en compte de ce phénomène se fait sous une forme simple. Les hypothèses de base sont formulées ainsi :

1°) la condensation de grande échelle se produit quand le rapport de mélange de la vapeur d'eau  $q$  atteint sa valeur saturante  $q_w(T)$ .

2°) l'eau condensée précipite instantanément. Les nuages ne sont pas considérés explicitement dans le modèle.

A part la condensation de la vapeur d'eau, l'évaporation des gouttes qui atteignent les couches inférieures non saturées est calculée.

##### a) - Condensation de la vapeur d'eau

Dans l'intégration numérique du modèle, on suppose dans une première étape que la vapeur d'eau se conserve, ce qui équivaut à écrire :

$$\frac{dq}{dt} = 0$$

Cette équation fournit une première estimation  $r'$  du rapport de mélange à l'instant  $t + \Delta t$ . Parallèlement, l'intégration de l'équa-

tion de l'énergie fournit une estimation  $T'$  de la température. On compare alors  $q'$  au rapport de mélange saturant  $q_w(T')$  :

- si  $q' < q_w$ , il n'y a pas eu saturation et on conserve les valeurs obtenues ;
- si  $q' > q_w$ , il y a eu condensation. On cherche alors de nouvelles valeurs  $r''$  et  $T''$  satisfaisant au système

$$q'' = q_w(T'')$$

$$C_p (T'' - T') = L(q' - q'')$$

La résolution de ce système donne  $q''$  et  $T''$  qui permettent de calculer la quantité  $M_1$  d'eau liquide formée. Pour obtenir la quantité de précipitations, il convient d'intégrer le système pour l'ensemble des couches et de tenir compte de l'évaporation. Cette redistribution de l'eau liquide est décrite par le schéma de précipitations.

#### b) - Schéma des précipitations

On effectue le calcul en commençant par la couche supérieure du modèle et en procédant de haut en bas. Si, éventuellement une quantité  $\Delta q = q' - q''$  se trouve condensée dans une couche, cette eau liquide est transférée à la couche inférieure où la possibilité d'évaporation est examinée. Deux cas peuvent se présenter :

- si cette couche est saturée et contient donc une quantité d'eau liquide  $q_1$ , on lui ajoute  $\Delta q$  condensé dans la couche supérieure. Le tout est ensuite transféré à la couche inférieure adjacente ;

- si cette couche ne se trouve pas saturée après le calcul de l'évolution de la vapeur d'eau, la quantité  $\Delta q + q_1$  est partiellement évaporée. Pour calculer cette évaporation, nous supposons que les gouttes de précipitations peuvent être représentées par une loi de Marshall-Palmer :

$$N(D) = N_0 e^{-\lambda D}$$

où  $D$  est le diamètre de goutte,  $N(D) dD$  est le nombre de gouttes de diamètre compris entre  $D$  et  $D + dD$  par unité de volume. Dans ces conditions, la masse d'eau liquide précipitante peut s'écrire :

$$M_1 = \frac{\pi \rho_1 N_0}{\lambda^4} \quad (\rho_1 = 10^3 \text{ kg m}^{-3})$$

Le taux de variation de la masse  $M_i$  d'une goutte d'eau en chute libre peut, selon KESSLER (1969), s'écrire :

$$\frac{d M_i}{dt} = - 2,24 \cdot 10^{-2} D^{8/5} p(q_w - q)$$

Par intégration sur l'ensemble des gouttes, on obtient le taux d'évaporation des précipitations :

$$M_1 \frac{dM_1}{dt} = 1,72 \cdot 10^{-4} N_0^{7/20} (q - q_w) M^{13/20}$$

Si  $R$  désigne l'intensité des précipitations, on aura :

$$\frac{dR}{dz} = - \frac{d M_1}{dt}$$

Si  $PLH$  désigne les précipitations en haut d'une couche et  $PLB$  celles d'en bas, on obtient alors, après intégration et en choisissant  $N_0 = 10^7 \text{ m}^{-4}$  :

$$PLB^{0,4222} - PLH^{0,4222} = - 5 \cdot 10^{-4} \sqrt{\sigma}^{0,5777} P_s \Delta \sigma (q_w - q)$$

Si  $PLB < 0$ , on pose  $PLB = 0$ , les précipitations sont entièrement évaporées dans la couche.

L'évaporation ( $PLH - PLB$ ) accroît la quantité de vapeur d'eau de la couche et diminue la température  $T$  ; les nouvelles valeurs du rapport de mélange et de température  $q'$  et  $T'$  sont telles que :

$$q' = q + (PLH - PLB) \frac{g \Delta t}{P_s \Delta \sigma}$$

$$T' = T - \frac{L}{C_p} (PLH - PLB) \frac{g \Delta t}{P_s \Delta \sigma}$$

Si les valeurs obtenues correspondent à une sursaturation  $q' > q_w(T')$ , on condense à nouveau le surplus et on ajoute à PLB la quantité d'eau ainsi obtenue.

En intégrant ainsi ce schéma de haut en bas, on obtient dans chaque couche les modifications du rapport de mélange de la vapeur d'eau et de la température dues à la condensation et à l'évaporation. Le calcul pour la dernière couche (la plus basse) fournit la quantité de précipitations atteignant le sol.

### III.5. - DIFFUSION HORIZONTALE

Le transport horizontal de quantité de mouvement, de chaleur et d'humidité se fait par advection ou par diffusion turbulente. Le terme d'advection dans les équations dynamiques a une expression linéaire, tandis que celui de la diffusion horizontale, qui est moins classique, est essentiellement non linéaire. Sa formulation dépend de la variable historique qui intervient. On en propose deux expressions dans le modèle 15 niveaux. Une première qui rend compte de la diffusion horizontale de la quantité de mouvement et de la température contient le terme en  $(\nabla^2 X)^2$ , tandis qu'une seconde, relative au rapport de mélange, s'exprime en  $(\Delta^2 X)$ . Ainsi, les équations de base (II.1.) à (II.4.) se complètent de la manière suivante :

$$\frac{\partial u}{\partial t} = \dots + k'_u D^6 (\nabla^2 u)^2 \nabla^2 u \quad (u, v, T)$$

.....

$$\frac{\partial q}{\partial t} = \dots + k''_q D^4 |\nabla^2 q| \nabla^2 q$$

En reprenant les notations antérieures conduisant à la résolution implicite des équations, le système devient :

a) - Equations d'évolution des composantes du vent

$$\frac{U}{t} = \dots + m \quad k'_M (E_M^X) E_+^X$$

avec

$$E_M^X = \frac{1}{P_S^X} \left( (\overline{P_S^X} U)_{XX} + (\overline{P_S^X} U)_{YY} \right)$$

et  $k'_M = 0,5 \cdot 10^{-5} \text{ s m}^{-2}$  ;  $\left[ (E_M^X)^2, (E_M^Y)^2 \right] < 0,35 + 10^{14} \text{ m}^4 \text{ s}^{-3}$

$$\frac{\partial V}{\partial t} = \dots + m^2 \quad k'_M (E_M^Y)^2 E_{MY}$$

où

$$E_M^Y = \frac{1}{P_S^Y} \left[ (\overline{P_S^Y} V)_{XX} + (\overline{P_S^Y} V)_{YY} \right]$$

b) - Equations d'évolution de la température

De la formulation générale

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = \dots + K'_T D_E^6 (\nabla^2 \theta)^2 \nabla^2 \theta \quad (\theta \text{ est la température potentielle})$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \dots + m^2 (D_E)^2 \left( \frac{p_0}{\sigma p_s} \right)^{2k} K'_T (E_T)^2 R_T$$

où

$$E_T = p_s^k \left[ (p_s^{-k} T)_{XX} + (p_s^{-k} T)_{YY} \right]$$

$D_E$  : dimension de maille à l'Equateur

On choisit :  $K'_T = 1.5 \cdot 10^{-7} \text{ s}^{-1} \text{ K}^{-1}$

Toujours pour des raisons de stabilité de calcul, on fixe à la quantité  $\left[ (p_0 / (\sigma p_s))^k E_T \right]$  une borne supérieure égale à 190 K<sup>2</sup>.

c) - Equations d'évolution du rapport de mélange

De l'équation

$$\frac{\partial q}{\partial t} = \dots + K_q'' D^4 |\nabla^2 q| \nabla^2 q$$

On déduit

$$\frac{\partial q}{\partial t} = \dots + m^2 (D_E)^2 K_q'' |E_q| E_r$$

où

$$E_q = q_{xx} + q_{yy}$$

On choisit :

$$K_q'' = 2 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$$

## **DEUXIEME PARTIE : APPLICATIONS**

## **CHAPITRE IV**

# **SENSIBILITE DU MODELE A DES PARAMETRES PHYSIQUES**

## CHAPITRE IV

### SENSIBILITE DU MODELE A DES PARAMETRISATIONS PHYSIQUES

#### IV.1.- CARACTERISTIQUES GENERALES DES SIMULATIONS

##### IV.1.1.- Reliefs et albedo dans le domaine de la simulation

La répartition des montagnes sur le domaine de prévision (domaine GATE) est présentée sur la figure IV.1. Le relief qui y figure est lissé pour tenir compte de la résolution de la grille horizontale qui est une longueur de maille de 120 km à l'Equateur. Cependant, on peut encore distinguer, du nord au sud, les hauteurs du :

- 1.- Hoggar en ALGERIE (1400 m)
- 2.- Tibesti au TCHAD (1800 m)
- 3.- Fouta-Djalou en GUINEE (650 m)
- 4.- Hauts plateaux du centre du NIGERIA (800 m)  
et les montagnes du CAMEROUN (1050 m).

Le domaine GATE se partage en deux parties aux caractéristiques distinctes : à l'est, on a la masse continentale de l'Afrique et à l'ouest, l'étendue de l'Océan Atlantique. Cela donne une coupure nord-sud en deux parties quasi-égales. Le bloc continental, après lissage de son relief, prend des allures de grandes plaines peu accidentées dont les quelques reliefs se situent au--dessous de 10° N et au-dessus de 20° N, laissant au centre une bande zonale de terrain plat bloquée à l'est à 23° E par les hauteurs du Soudan. A l'extrême sud-ouest, apparaît la pointe nord-ouest du BRESIL. Quant à la répartition de l'albedo de surface, elle est donnée sur la figure IV.2. ; les valeurs varient de 8 à 30 % quand on passe de la surface marine au désert hyper-aride. Le contenu en eau du sol varie avec la nature du terrain.

#### IV.1.2. - Données d'observations et champs initiaux

Les expériences numériques sont faites en utilisant les situations météorologiques réelles de la phase III de l'Expérience Tropicale du GARP (E.T.G.A. ou GATE en Anglais). Le modèle est initialisé avec les observations analysées par le Meteorological Office Anglais (JONES, 1976). Les résultats de ces analyses ont été fournis à la Météorologie Nationale Française. La technique de l'analyse comporte deux étapes : dans une première phase, le champ de géopotentiel  $Z_a$  et le champ de vent  $V_a$  sont obtenus par analyse optimale (GANDIN, 1963), tandis que, dans une seconde phase, on applique à ces mêmes variables ( $Z_a, V_a$ ) un ajustement variationnel, comme l'a décrit SASAKI (1970). La contrainte imposée aux paramètres revient à minimiser la fonctionnelle :

$$\int \left[ \alpha(Z - Z_a)^2 + \beta(V - V_a)^2 + \gamma \left( \frac{g}{f} \vec{k} \wedge \overrightarrow{\text{grad } Z} - V \right)^2 \right] ds$$

Ce domaine permet d'établir un équilibre entre champ de masse et champ de mouvement.

L'analyse fournit les champs (horizontaux) de quatre paramètres pronostiques : la variation du géopotentiel  $\Delta\phi$ , les deux composantes du vecteur vent ( $u, v$ ) et l'humidité relative  $U$ .  $\Delta\phi$ ,  $u$  et  $v$  sont donnés sur les 14 niveaux verticaux suivants : 1000, 950, 850, 700, 500, 400, 300, 250, 200, 150, 100, 70, 30, 10 h Pa. Quant à l'humidité  $U$ , elle est disponible sur les 7 sigmas inférieurs du modèle 11 niveaux utilisé par le Meteorological Office Britannique pour le traitement des données de l'E.T.G.A.

Pour passer de la grille du modèle anglais à celle de notre modèle, on doit réaliser une première interpolation horizontale, des champs analysés et du relief utilisé par le Meteorological Office. Une seconde interpolation, verticale cette fois, permet de déterminer les champs aux niveaux sigmas du présent modèle ; cette interpolation

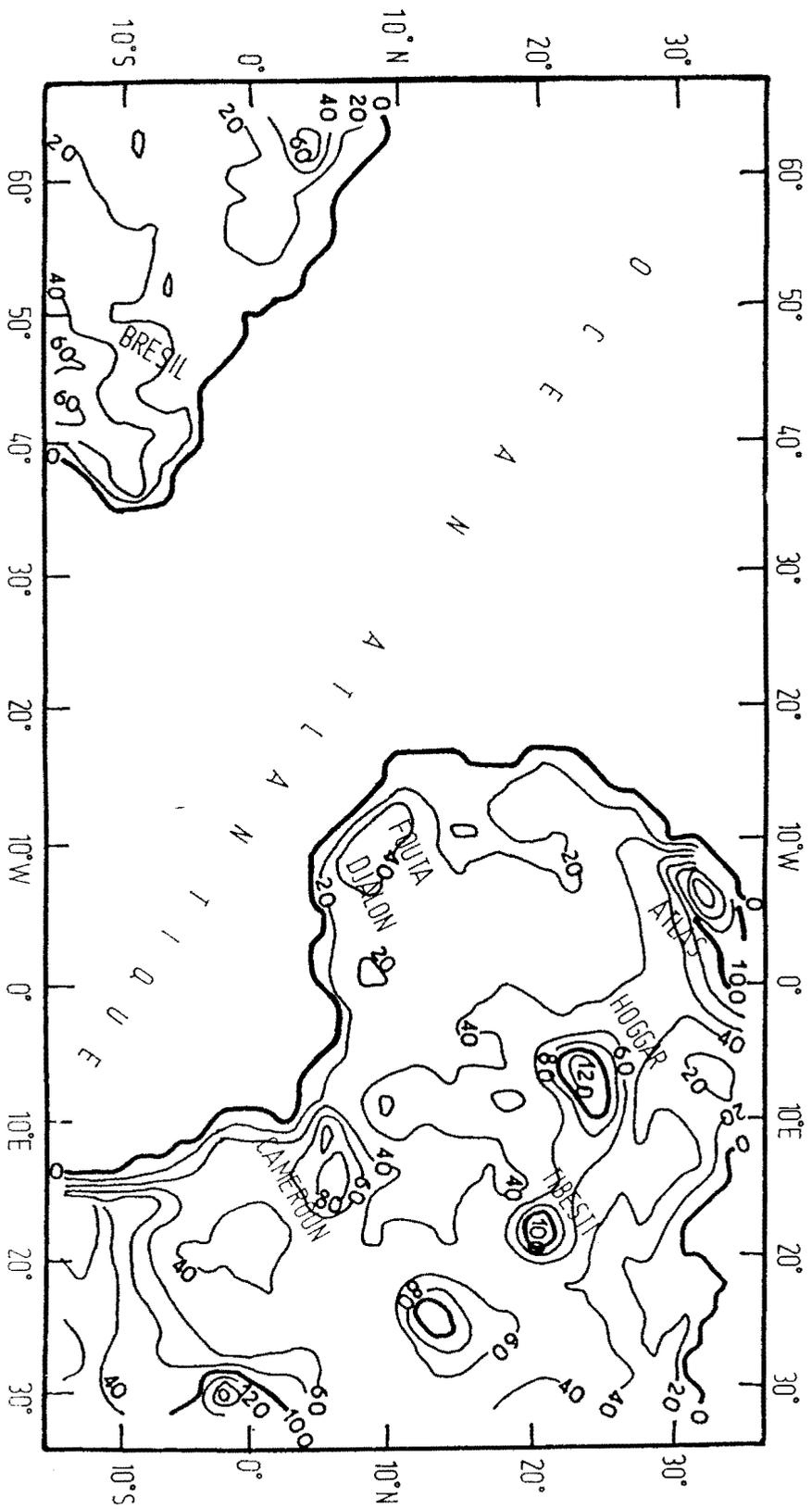


Figure IV-1 : Topographie lissée dans le domaine du modèle  
 (les courbes de niveau sont cotées en décimètre)

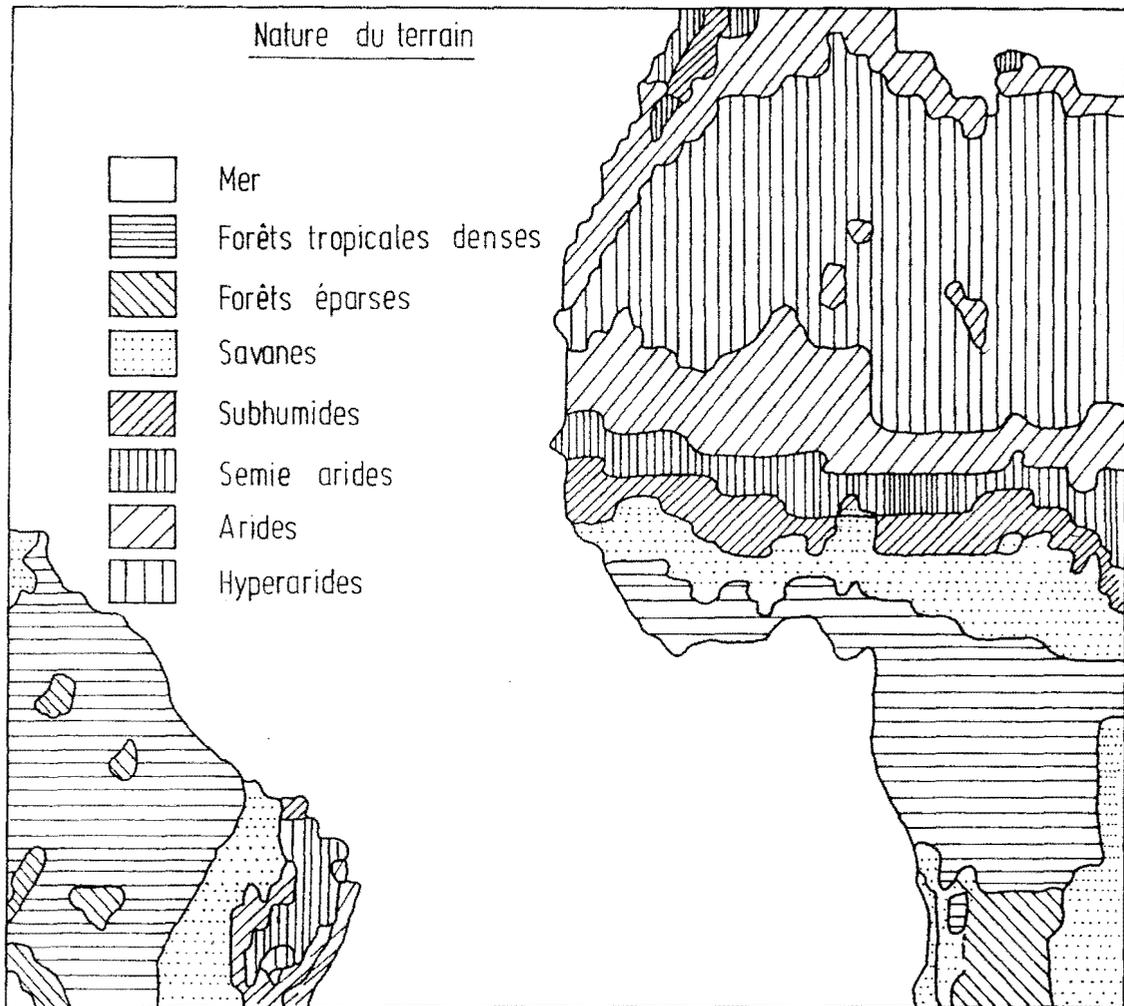


Figure IV 2 : Nature du sol et de la couverture végétale dans le modèle.

est faite avec une relation quadratique en  $E$  pour le géopotentiel, et par une relation linéaire de la pression pour le vent. La configuration de la grille  $C$  nécessite alors une troisième interpolation qui est faite dans le plan horizontal pour les valeurs des vents. Pour initialiser le modèle selon les principes indiqués précédemment dans le paragraphe (II.3.B), nous devons éliminer la partie divergente de ces champs de vent, ce qui revient à résoudre une équation de Poisson  $\nabla^2 \psi = 5$  ;  $\psi$  est la fonction du courant et  $5$  le rotationnel de  $P_S V$  déterminé par l'observation.

#### IV.1.3.- Tests de sensibilité

Comme nous venons de le voir, le modèle comporte diverses paramétrisations de processus physiques. Nous devons examiner et analyser les contributions de ces processus physiques dans l'évolution à court terme de champs météorologiques dans la région tropicale. Le tableau IV.1 résume les conditions de diverses simulations effectuées ; les chiffres donnés indiquent la durée de chaque simulation correspondante. Le modèle de référence tient compte du relief géographique et comporte des paramétrisations de la convection profonde selon KJO (1974) et du rayonnement. Les autres simulations seront effectuées avec le modèle sans relief (S.E.), le modèle avec paramétrisation de la convection profonde de KJO (1965) (K565), le modèle avec la paramétrisation de la convection profonde par ajustement convectif (A.C.) et le modèle sans paramétrisation complète du rayonnement (SPR).

Champs initiaux 12 h TU	Types de modèles				
	Modèle de référence (MR)	Modèle sans relief (MSR)	Modèle KUO(65) (MK 65)	Modèle ajustement convectif (MAC)	Modèle sans paramétrisation complète du rayonnement(MSPR)
04.09.74	72	48	48	48	
05.09.74	48		48	48	
06.09.74	48		48	48	
07.09.74	72	48	48	48	48

Tableau IV-1 - Différentes simulations faites avec le modèle tropical et leurs durées respectives. (en heures)

#### IV.2.- COMPORTEMENT DU MODELE DE REFERENCE

Dans le présent paragraphe, nous examinons tout d'abord un cas de simulation de référence correspondant à celui initialisé avec les champs du 7 septembre 1974 à 12 00 TU. La confrontation des résultats de simulation avec les champs observés sera entreprise en détail plus tard sur l'ensemble de la période du 5 au 9 septembre 1974, dans le chapitre V ; en somme, nous anticipons ci-dessous les résultats de cette confrontation.

##### IV.2.1.- Evolution des écoulements à 700 et 250 mb

###### a) - 700 mb

Les figures IV.3.A. et B représentent respectivement des champs de fonction de courant  $\psi$  et de potentiel de vitesse  $\chi$ . Sur ces figures, les lignes fléchées indiquent le sens du flux d'air au niveau considéré ; l'intervalle entre les isolignes est noté IN en unité  $10^{-5} \text{ S}^{-1}$  sous la dernière carte.

Ces figures IV.3.A et B montrent des séquences de 6 en 6 heures d'une prévision à 48 heures initialisées avec les données du 7 septembre 1974 12 00 TU. De a à i sont présentés les champs prévus de la fonction de courant  $\psi$ , de a' à i' ceux du potentiel de vitesse  $\chi$ . a et a' sont des champs initiaux.

La figure IV.3.A-a présente le champ initial de la fonction de courant  $\psi$ . Ce champ se caractérise, dans sa partie centrale, par la présence de deux bandes sensiblement zonales de caractéristiques d'écoulements différentes. La première, au nord, entre  $15^\circ$  et  $20^\circ$  N, est le siège d'un flux d'est quasi uniforme à forts gradients méridiens. Dans ce jet de basse couche, on remarque trois ondulations principales à  $13^\circ$  E,  $7^\circ$  W et  $30^\circ$  W, qui sont les reflets des trois perturbations cycloniques représentées sous forme d'ondes très développées qui émaillent la seconde bande perturbée. Celle-ci est située entre l'équateur et le  $15^\circ$  de latitude nord. Les autres centres actifs détectables que l'on peut remarquer dans le domaine sont des zones anticycloniques rangées zonalement le long du 27<sup>ème</sup> parallèle avec des noyaux à  $20^\circ$  E et à  $35^\circ$  W qui entraînent le Jet africain et dirigent leurs flux d'air sur les latitudes moyennes.

Le faible champ de divergence (Fig. IV.3.B-a') qui prévaut initialement sur une grande partie de l'Afrique de l'ouest est un effet direct de la prise en compte du relief dans le modèle. Les débordements sur le proche atlantique observables en suivant l'isocontour  $5 \cdot 10^{-6} \text{ s}^{-1}$  traduisent une extension des effets du relief au-dessus de l'Océan. Cette influence continentale s'étend au-delà d'une distance de 1000 km à l'ouest ; l'hexagone A/B de l'E.T.G.A (centre :  $23^\circ 30' \text{ W}$ ,  $8^\circ 30' \text{ N}$ ) se situe donc dans cette zone d'influence. Le maximum de l'effet de relief se manifeste sur les hauteurs du Cameroun.

Dans la séquence de prévision, on peut suivre de 6 heures en 6 heures, jusqu'à échéance de 48 heures, le déplacement vers l'ouest de deux thalwegs (numéros 6 et 7 dans la nomenclature de GATE), l'un et l'autre étant situés, à l'instant initial de la prévision

(12 00 TU le 7 septembre 1974), respectivement à  $13^{\circ}$  N,  $30^{\circ}$  W et à  $12^{\circ}$  N,  $7^{\circ}$  W. On note leur développement croissant. La comparaison de champs de potentiel de vitesse et de fonction de courant montre une association nette du champ de convergence et le thalweg pour la perturbation n° 6, alors que pour la perturbation n° 7 (au-dessus du continent), bien que cette relation existe, l'association est moins évidente. Cette mauvaise concordance est due à la présence de zones de fortes convergences (fictives) au-dessus du CAMEROUN, zones qui, compte tenu de leurs positions géographiques, devraient être affectées très rapidement au cours de la simulation par les conditions aux limites latérales.

Quant au comportement du champ du potentiel de vitesse à 18 00 TU, 6 heures après l'initialisation, une zone de divergence apparaît entre  $20^{\circ}$  E et  $10^{\circ}$  W, encadrée par deux centres de convergence ; l'un à l'est, au-dessus de l'Afrique Centrale, et l'autre à l'ouest, sur le Sénégal et l'Atlantique. A cette échéance à la latitude de  $12^{\circ}$  N, le champ  $\psi$  présente de larges ondulations zonales de longueur d'onde d'environ 4000 km. Au temps 00 00 TU, le 8 septembre 1974, la zone de divergence relevée la veille à 18 000 TU sur le champ  $\chi$  disparaît pour faire place à un col de potentiel de vitesse au-dessus de la partie ouest du continent ; toute la zone entre la latitude  $0^{\circ}$  et  $20^{\circ}$  N se caractérise par des valeurs positives de potentiel de vitesse réparties entre deux noyaux actifs de la convergence au-dessus de l'Atlantique et de l'Afrique. Cette configuration se maintient à travers les échéances suivantes au cours de la prévision, malgré une évolution rapide des maxima de ce champ, ce qui suggère que l'adaptation des champs de divergence s'opère antérieurement à la douzième heure de prévision.

A échéance de 24 heures, le champ de la fonction de courant garde ses caractéristiques essentielles observées à l'instant initial si l'on tient compte du mouvement d'ensemble des centres de basses pressions qui se déplacent vers l'ouest et qu'on retrouve respectivement à  $12^{\circ}$  N,  $16^{\circ}$  W pour P7 et  $13^{\circ}$  W pour P6. Cette translation des thalwegs se fait à une vitesse moyenne de 500 km/24 h pour P7 et de 300 km/24 h pour P6 (tableau IV.2.). De la configuration du champ, on

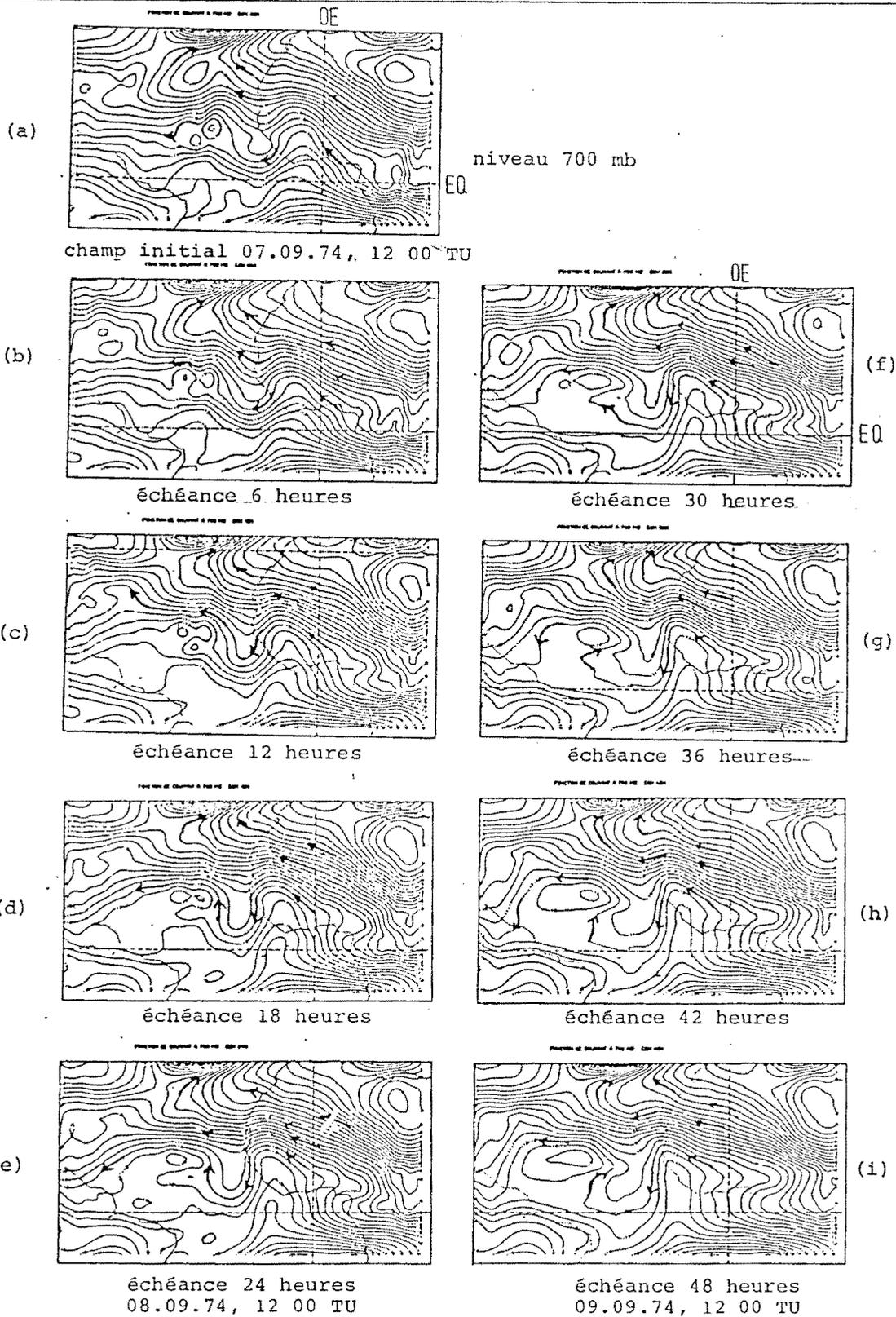


Figure IV-3.A : Evolution prévue du champ de fonction de courant ( $\psi$ ) représentée toutes les 6 heures : la prévision est initialisée avec la situation du 7 septembre 1974, 12 00 TU.

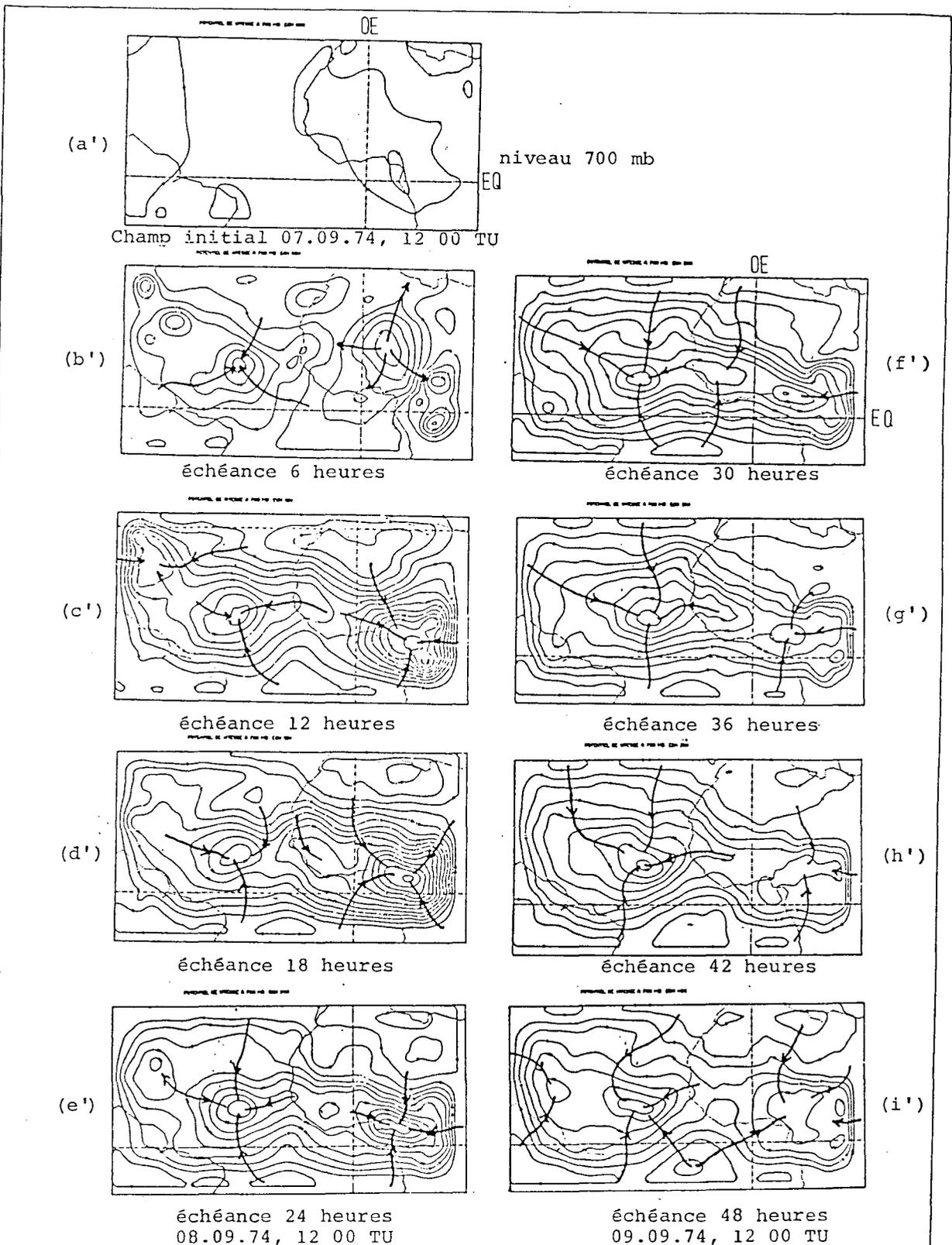


Figure IV-3.B : Evolution prévue du champ de potentiel de vitesse ( $\chi$ ) représentée toutes les 6 heures : la prévision est initialisée avec la situation du 7 septembre 1974, 12 00 TU.

relève une réduction de la longueur d'onde des perturbations de l'ordre de 200 km, passant ainsi de 2200 km (24 h plus tôt) à 2000 km. Les positions de ces perturbations pouvant être déterminées plus facilement sur les tracés de ligne de courant, nous donnons, pour exemple, sur les figures IV.4.A et IV.4.B, les lignes de courant tracées pour 12 00 TU le 8 septembre 1974 et 12 00 TU le 9 septembre 1974.

On remarque le déplacement des perturbations P6 et P7 vers l'ouest et l'apparition d'une nouvelle perturbation vers 9° N et 2° W. De 24 heures à 48 heures, les perturbations P6 et P7 ont nettement évolué et on les retrouve respectivement à 14° N, 25° W et 14° N, 41° W. La vitesse de déplacement vers l'ouest est : pour P7 de 9°/24 h, alors qu'elle est de 8°/24 h pour P6 (tableau IV.2.).

De ces positions, on déduit la longueur d'onde moyenne à 48 h, qui est de 2000 km environ. Des fluctuations de la longueur d'onde et de la vitesse moyenne de translation se retrouvent dans toutes les analyses des simulations que nous avons faites. Ces remarques sont aussi valables pour la dorsale que l'on observe sur la frange nord du domaine (27° N). Elle relie le noyau anticyclonique de LYBIE à celui des Açores. Le mouvement de ces centres de hautes pressions est très lent, bien que leur topographie soit liée à l'évolution des thalwegs des basses latitudes. N'oublions pas qu'ils occupent une position charnière entre le courant d'ouest des latitudes moyennes et le flux d'est de la bande tropicale. De surcroît, leur déplacement est influencé par les effets de bord du domaine d'intégration dont la limite septentrionale est à 35° N.

PERIODE (en heure)	PERTURBATION n° 6	PERTURBATION n° 7
0 à 24	5° / 24 h	8° / 24 h
24 à 48	7° / 24 h	7° / 24 h

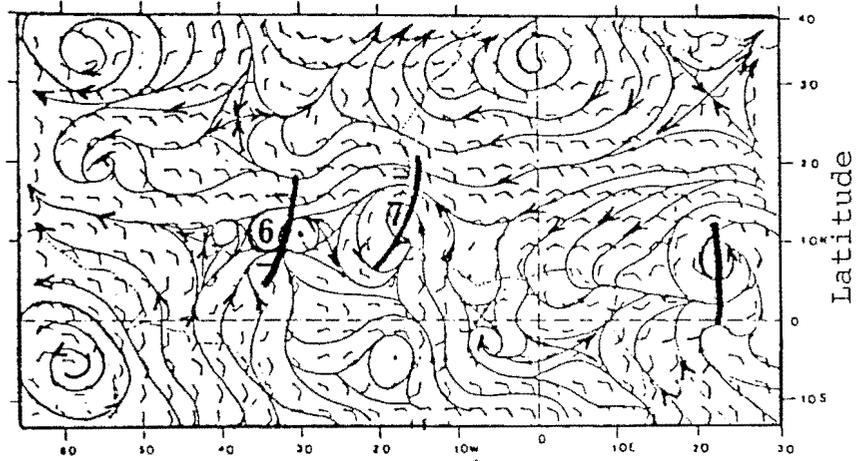
Tableau IV.2. : Déplacements vers l'ouest des perturbations n° 6 et 7. Résultats du modèle de référence

b) - 250 mb

Les champs dynamiques à 250 mb sont représentés sur la figure IV.5.A et B ; la première IV.5.A reproduit les champs de fonction de courant à 24 h et à 48 h d'échéance et la seconde IV.5.B reproduit les champs de potentiel de vitesse correspondants ; la direction de l'écoulement est indiquée par les flèches. Nous pouvons constater que les champs dynamiques à 250 mb sont beaucoup plus stables qu'au niveau 700 mb ainsi, nous ne nous apercevons que peu de l'évolution globale, des champs de la fonction de courant et du potentiel de vitesse, excepté la variation de leur intensité.

La fonction de courant à 250 mb (Fig. IV.5.A.) présente deux axes zonaux d'alignement de centres anticycloniques. Dans la partie nord du domaine, on retrouve une dorsale le long du 20<sup>ème</sup> degré de latitude nord, dont l'axe suit la ligne des maxima relatifs de  $\psi_{250}$ . Les deux centres actifs de cette chaîne se situent à 17° W et à 50° W. Dans l'hémisphère sud, une chaîne parallèle à la précédente est visible par 10° S. Son axe correspond au lieu des minima relatifs de  $\psi_{250}$ . Un fort jet transéquatorial associé aux hautes pressions du Cap-vert celles de Ste-Hélène. Ce jet, de nord-est au-dessus de l'Afrique occidentale, devient d'est sur l'Océan Atlantique. Une seconde branche du courant de nord peut s'observer également au-dessus de l'Atlantique, bien qu'elle ne pénètre pas jusqu'à l'hémisphère sud. Sur la séquence de cartes prévues, figure IV.5.A., la situation ne change guère en 24 heures. On remarque sur cette figure que le doublet anticyclonique "Cap-vert - Ste-Hélène", connaît une fluctuation de la position de leurs noyaux autour du méridien 15° W pour la partie nord et autour du méridien 5° W pour la partie sud. La quasi-stationnarité de ces centres en altitude contraste avec le mouvement rapide vers l'ouest des perturbations cycloniques de la moyenne troposphère. On peut s'attendre à ce que des interférences complexes s'établissent entre les deux systèmes. Les conséquences d'une telle imbrication sont difficiles à estimer, mais leur effet évident sera de moduler l'activité de l'onde d'est.

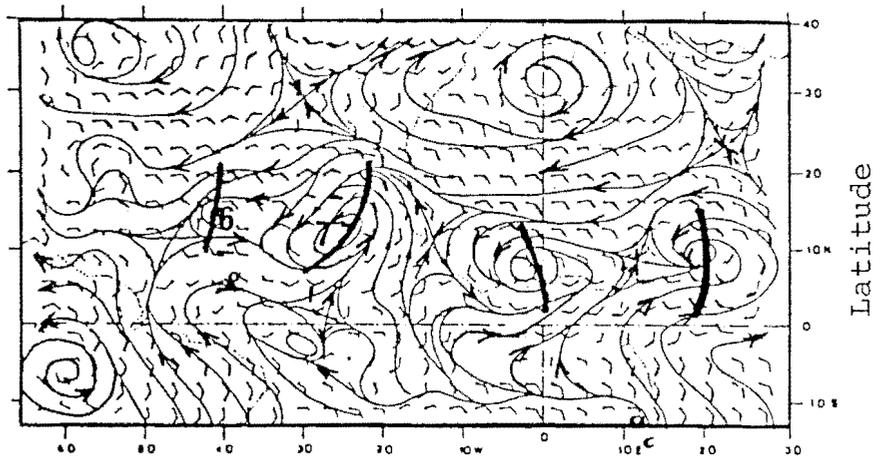
24 h



Carte a

Longitude

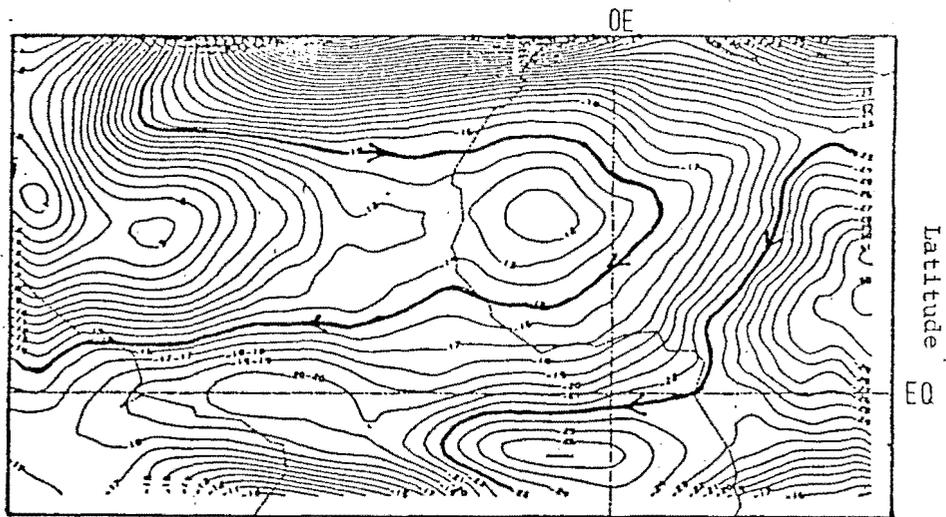
48 h



Carte b

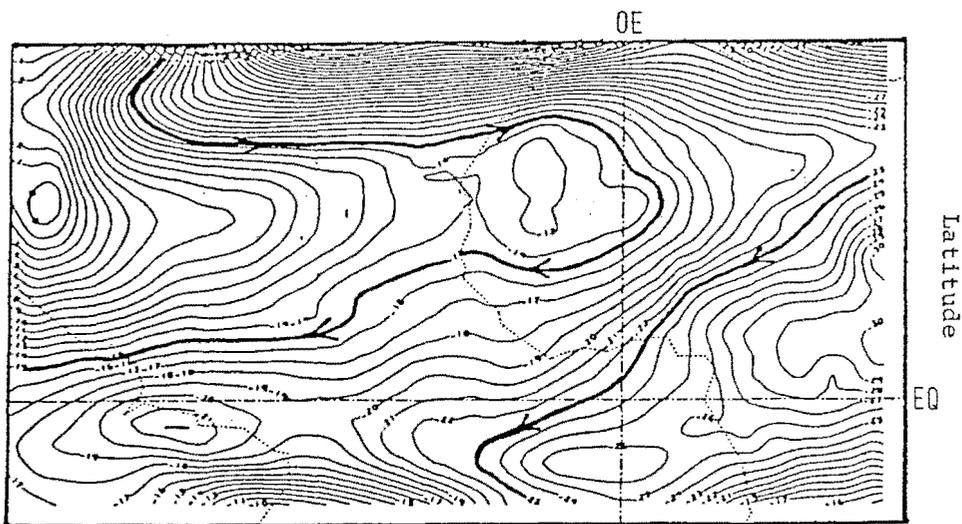
Longitude

Figure IV-4 : Cartes de lignes de courant à 700 mb  
prévues à 24 et 48 heures d'échéance : carte a -  
champ prévu pour le 08.09.74 12 00 TU et carte b -  
champ prévu pour le 09.09.74 12 00 TU.



Longitude

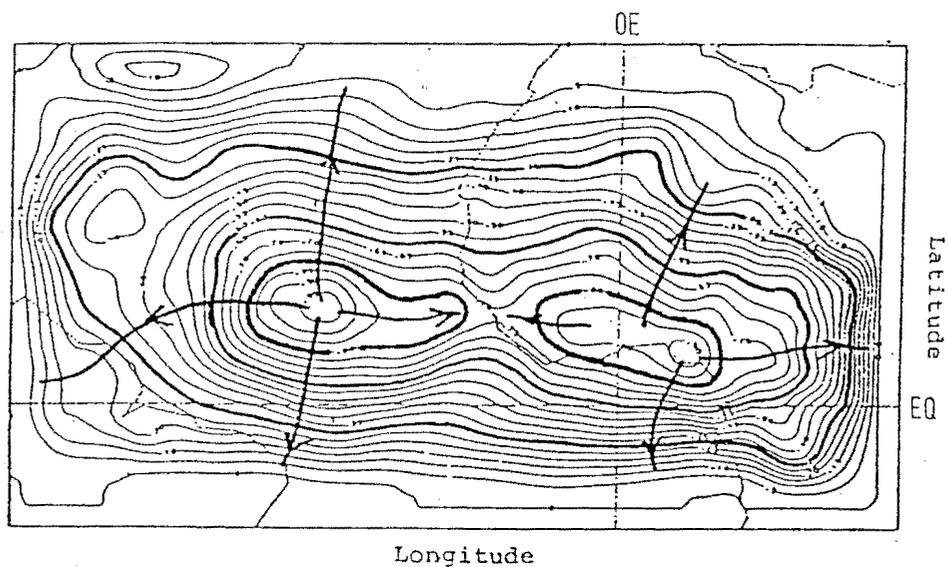
a) 24 heures d'échéance : le 08.09.74, 12 00 TU



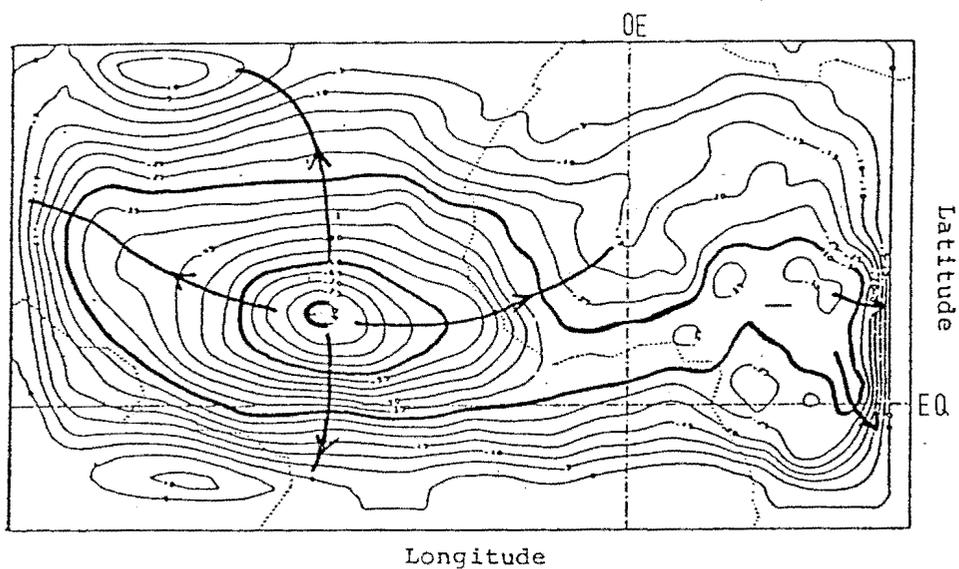
Longitude

b) 48 heures d'échéance : le 09.09.74, 12 00 TU

Figure IV-5-A : Evolution prévue des champs de fonction de courant à 250 mb : carte a) champ prévu pour le 08.09.74, 12 00 TU ; carte b) champ prévu pour le 09.09.74, 12 00 TU. (Direction de l'écoulement indiquée par les flèches).



a) 24 heures d'échéance : le 09.09.74, 12 00 TU (GMT)



b) 48 heures d'échéance : le 09.09.74, 12 00 TU (GMT)

Figure IV-5-B : Evolution prévue des champs de potentiel de vitesse à 250 mb : carte a) champ prévu pour le 08.09.74 12 00 TU ; carte b) champ prévu pour le 09.09.74 12 00 TU. (Direction de l'écoulement indiquée par les flèches).

Quant au champ du potentiel de vitesse (Fig. IV.5.B) il est caractérisé par la présence de deux noyaux de divergence respectivement au-dessus de l'Atlantique et au-dessus de l'Afrique Occidentale ; les lignes de courant associées à ces champs de divergence sont sommairement tracées sur la figure. Ces deux noyaux du flux divergent à 250 mb correspondent aux deux noyaux de la convergence que nous avons signalés à 700 mb. Le noyau atlantique persiste sans changement notable de sa localisation, mais son intensité diminue comme on peut le remarquer par le desserement des isocontours entre les cartes a) et b). Par contre, le noyau sur l'Afrique Occidentale évolue d'une façon plus marquée ; à 48 heures (de simulation) ce noyau ne représente qu'un flux divergent faible et diffus. Cette différence de comportement entre les deux noyaux correspond à celle observée pour 700 mb. En effet, à 700 mb, le centre du flux convergent au-dessus de l'Atlantique persiste avec une intensité similaire tout au long de la simulation, alors que celui situé au-dessus du continent s'intensifie tout d'abord, mais s'atténue très rapidement ensuite.

La figure IV.6 représente la coupe méridienne de ligne de courant à la longitude 8° W à échéance 30 heures, ce qui la situe dans la partie est du Thalweg de la perturbation 7. La branche sud de la circulation méridienne (cellule de Hadley) est bien reconstituée avec un courant vers l'équateur à 250 mb. Par contre, la branche nord de la cellule de Hadley n'apparaît pas distinctement sur cette figure, ce qui est compatible avec le champ dynamique à 250 mb (Fig. IV.5.A et B). La zone de courant ascendant est associée aux phénomènes de convection profonde, comme nous le verrons dans le paragraphe IV.3.3.

#### IV.2.2.- Température de surface

Les températures de la surface océanique sont fixées à leurs valeurs climatologiques du mois de septembre, et restent immuables pendant l'intégration du modèle. Seules les températures de surface au-dessus du continent évoluent au cours du temps.

Pour illustrer l'évolution diurne de la température de surface, nous avons reproduit, sur la figure IV.7, les champs de la température de surface à 00 00 TU et à 12 00 TU. La température de surface à 00 00 TU est caractérisée par l'absence de gradient horizontal fort, alors que la température de surface à 12 00 TU se distingue par des valeurs élevées sur le continent, en particulier dans le Sahara. La figure IV.7.b est marquée par la présence dans le sud marocain d'un noyau de températures élevées. A partir de ce centre, on peut dessiner, parallèlement à la frontière algérienne, une ligne des maxima de température qui sillonnent le Sahara. On observe, localement, des gradients thermiques inversés au-dessus des reliefs sahariens, tels que le Tibesti au Tchad, où l'on relève une baisse de température de près de  $6^{\circ}$  C par rapport aux valeurs sur les sites environnants, due à son altitude élevée.

A partir des valeurs extrêmes sahariennes qu'on rencontre à latitude moyenne de  $26^{\circ}$  N, les températures décroissent quand on descend vers le Golfe de Guinée avec des gradients méridiens faibles en dehors de la bande sahélienne. Un contraste important de température peut être relevé à l'ouest, sur la frange côtière de l'Afrique (SENEGAL et MAURITANIE). D'échéance à échéance, on note que la température sol présente une évolution diurne prononcée avec des amplitudes de variations journalières de plus de  $20^{\circ}$  C entre le minimum de 06 00 TU et le maximum de 12 00 TU quand on se place au-delà de  $20^{\circ}$  N. La figure IV.8.A montre l'évolution temporelle simulée de la température sol à  $22^{\circ}$  N,  $0^{\circ}$  E (profil A) et à  $5^{\circ}$  N,  $5^{\circ}$  W (profil B). Le profil A accuse des variations importantes : la prévision à 24 heures ( $T_s$ ) pour le 8 septembre 1974 à partir de la situation du 7 septembre 1974 donne pour le point A à 06 00 TU  $27^{\circ}$  C et  $47^{\circ}$  C à 12 00 TU, soit un écart de  $20^{\circ}$  C. Au point B, les valeurs relevées aux mêmes instants sont respectivement  $24^{\circ}$  C et  $27^{\circ}$  C, soit un  $\Delta T$  de  $3^{\circ}$  C seulement. Ces valeurs de la température de surface sont qualitativement conformes aux valeurs observées en été sur ces types de sites, (arides) comme

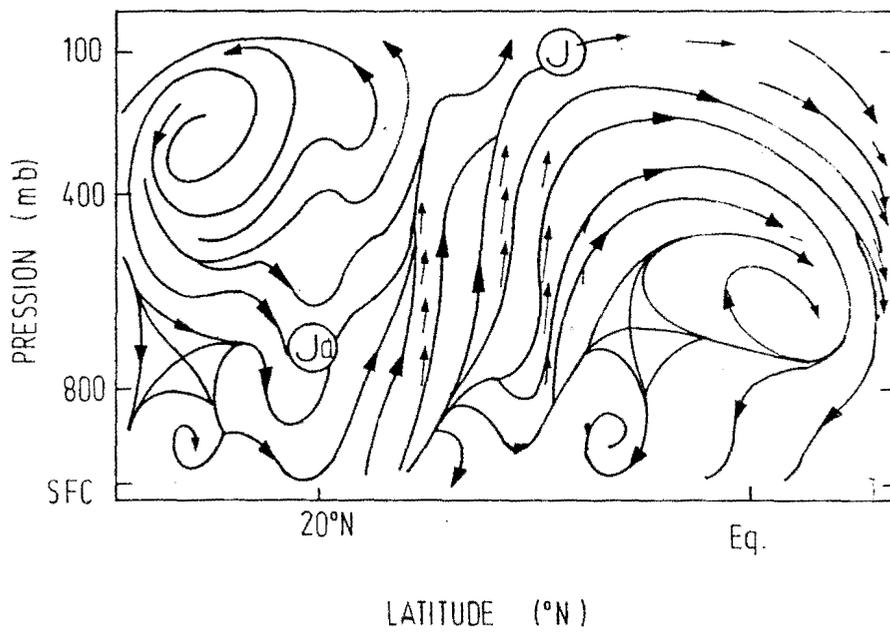
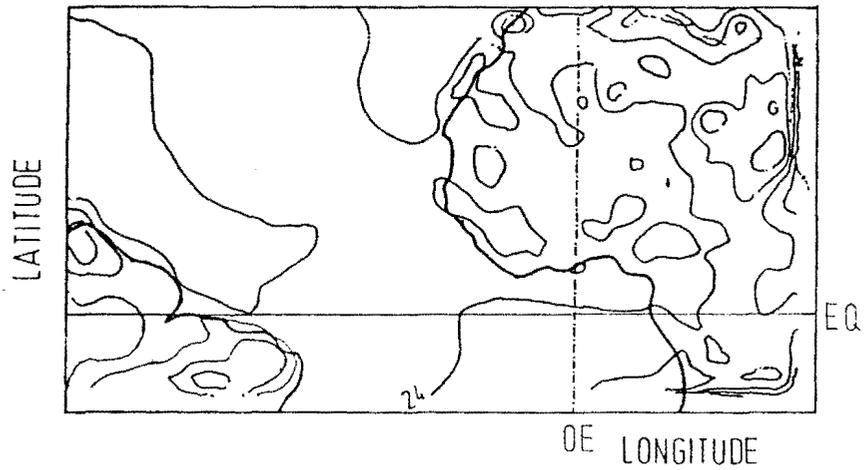
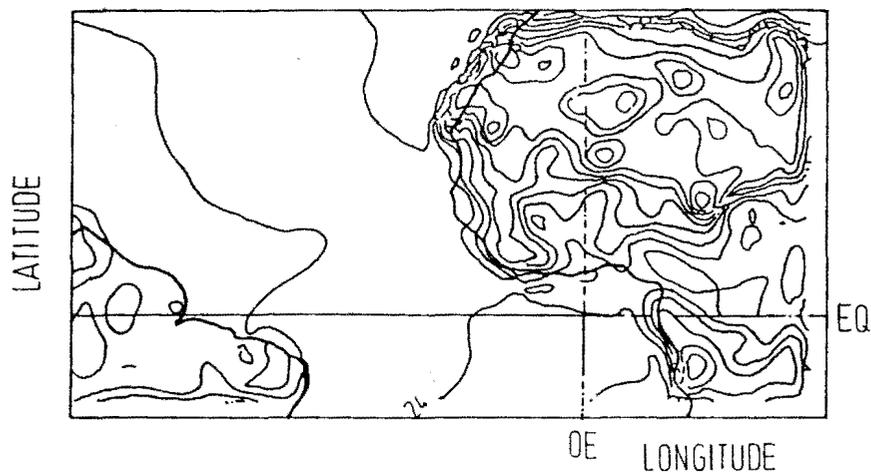


Figure IV-6 : Circulation méridienne (8°W). Prévision à échéance de 30 heures  
 Ja et J positionnent les noyaux du jet de basse couche et du  
 jet tropical.



a/ (12 heures d'échéance) : le 08 . 09 . 74  
00 . 00 . TU



b/ (24 heures d'échéance) : le 08 . 09 . 74  
12 . 00 . TU

Figure IV-7 : Evolution prévue des champs de température de surface.  
carte a - température de surface prévue pour le 08 09 74  
00 . 00 . TU.  
carte b - température de surface prévue pour le 08 09 74  
12 . 00 . TU.

Le montre la figure IV.8.B (DUBIEF, 1959) en ce qui concerne la station de TOUGGOURT pour laquelle la variation diurne de la température dans le sable et à la surface entre le 5 et 6 juillet 1931 est représentée.

#### IV.2.3.- Conclusion partielle

A travers ces quelques remarques sur les champs dynamiques à différents niveaux et les champs thermiques au sol, il apparaît qu'à l'échelle synoptique le "modèle de référence" a un comportement qui s'écarte peu de l'atmosphère réelle. Ce bref aperçu des possibilités du modèle tropical ne saurait suffir à justifier sa qualification opérationnelle ; mais, cette "bonne tenue" nous permet, lors de tests de comparaison, de confronter ces résultats avec ceux provenant d'autres versions ou de modèles différents. Cela est d'autant plus nécessaire que l'enregistrement d'écarts entre valeurs de paramètres physiques d'un modèle (calculées) et celles observées ne peuvent indiquer à eux seuls les changements nécessaires dans ce modèle.

#### IV.3.- EFFETS DE RELIEF SUR LA PREVISION

##### IV.3.1.- Champs dynamiques

###### a) - 700 mb

Afin d'évaluer les effets de relief sur le comportement des modèles de prévision, nous avons comparé les champs de fonction de courant et de potentiel de vitesse calculés avec le modèle de référence et le modèle sans relief. La figure IV.9 représente les champs de fonction de courant initial et aux échéances 24 heures et 48 heures ; les isocontours sont tracés de la même manière que sur les figures IV.3.A, les champs prévus avec le modèle sans relief, à droite. Nous notons que ces champs sont pratiquement identiques, excepté dans les petits détails. Ces résultats montrent donc que la partie non divergente de l'écoulement, par suite, la vitesse de propagation des ondes synoptiques, n'est pas affectée par la présence du relief dans la prévision de 48 heures.

La figure IV.10 représente les champs de potentiel de vitesse prévus par les deux modèles aux instants initiaux, 24 heures et 48 heures. Nous pouvons remarquer une similitude générale de ces champs. Toutefois, l'examen détaillé des cartes révèle que les champs obtenus avec le modèle sans relief sont marqués par la présence d'un noyau du flux convergent plus intense sur le continent : à 24 heures, le gradient horizontal du potentiel de vitesse est plus élevé pour le modèle sans relief qu'avec le modèle de référence. Il est possible que cette différence résulte de la présence d'un champ de divergence stationnaire associé au relief. Mais une seconde explication peut se trouver dans l'intensification du champ de la convergence associée à un gradient thermique plus important dans le modèle sans relief que dans le modèle de référence. Ainsi, la non-prise en compte du relief dans le modèle ne semble pas modifier très sensiblement le comportement des modèles sur le plan de la propagation des ondes d'est ; son effet, déjà perceptible sur le champ de divergence, n'est pas suffisamment intense pour qu'il affecte l'ensemble des champs dynamiques à l'échéance de 48 heures. Par ailleurs, le fait que les champs du potentiel de vitesse prévus par les deux versions du modèle, à l'échéance 48 heures, montrent l'atténuation très marquée du noyau sur le continent, près de la limite est du domaine d'intégration semble indiquer que ce comportement peut être attribué, du moins en partie, aux conditions aux limites latérales.

b) - 250 mb

Les figures IV.11 et IV.12 représentent respectivement les champs de fonction de courant et de potentiel de vitesse à 250 mb à l'échéance de 24 heures. Comme dans le cas de 700 mb, nous ne pouvons que constater le faible écart de valeur d'un modèle à l'autre. La figure IV.11 montre une séquence de prévision à 24 heures, du paramètre  $\psi_{250}$  du modèle sans relief. La configuration des champs s'identifie à quelques détails près à celle présentée à la figure IV.5.A. A l'instant initial, les modèles R(Référence) et SR(Sans Relief) se

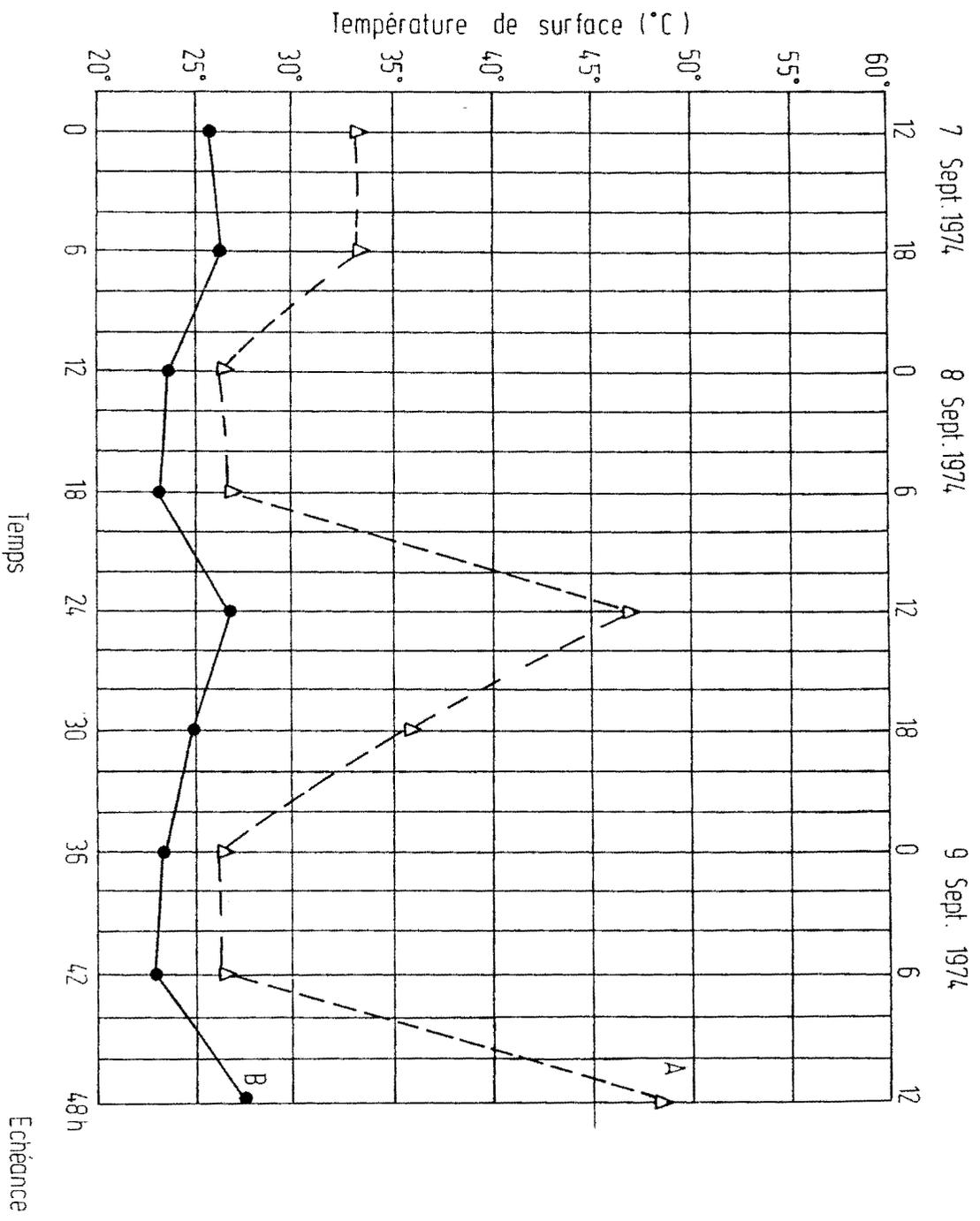


Figure IV 8 A  
 Températures prévues du sol  
 A Zone Aride (0°E, 22°N)  
 B Zone forestière (5°W, 5°N)

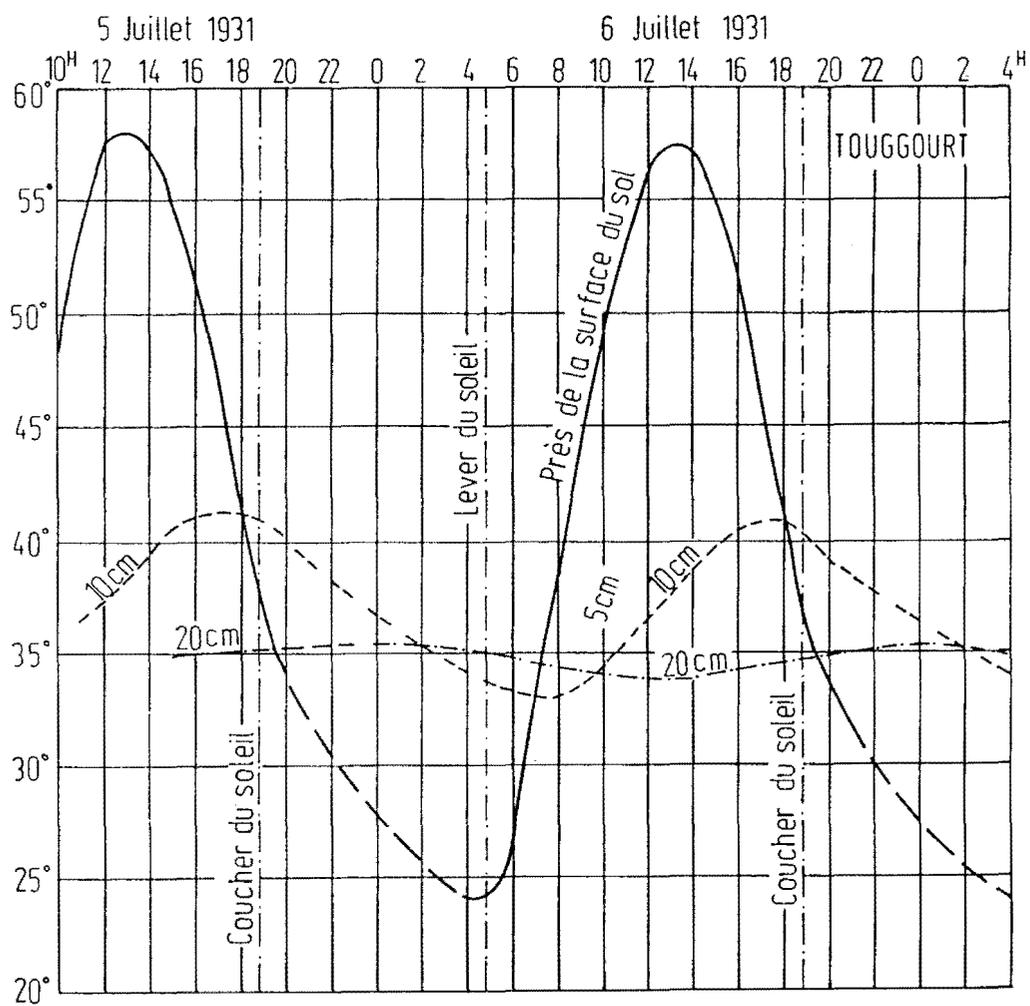
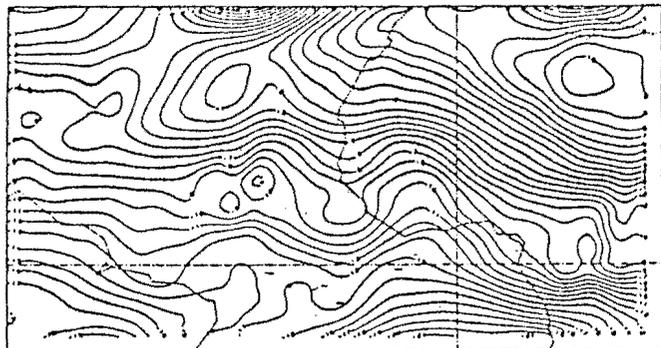


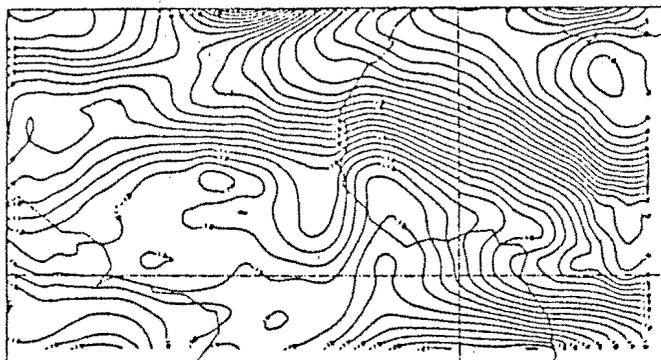
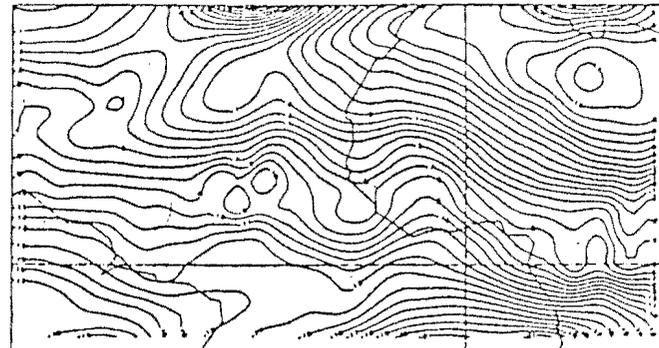
Fig. IV-8-B - Variation diurne de la température dans le sable et à sa surface, à Touggourt, les 5 et 6 juillet 1931.

Modèle de référence

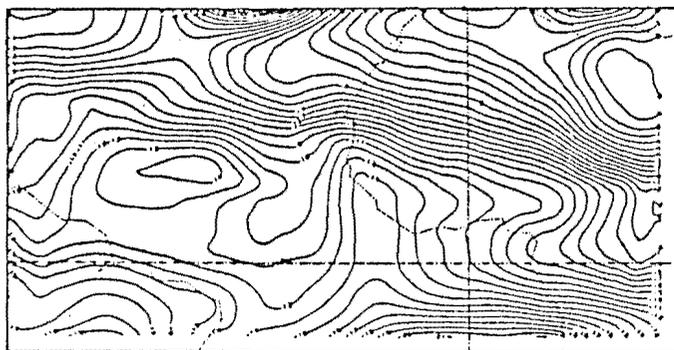
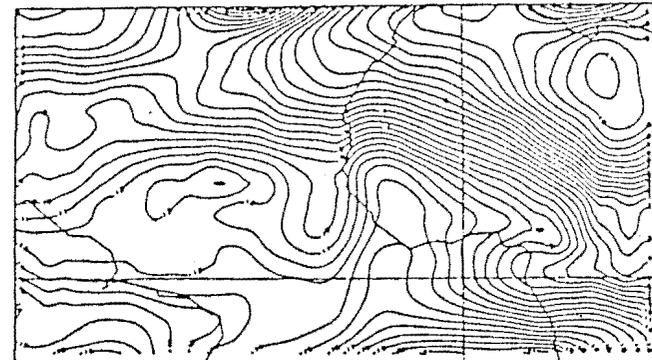


champ  
initial

Modèle sans relief



échéance  
24 heures



échéance  
48 heures

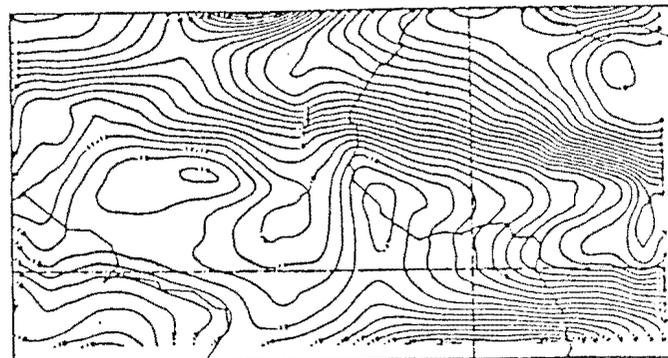
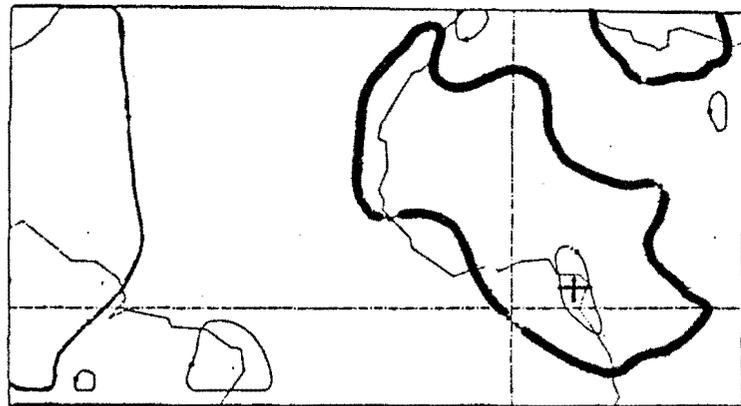


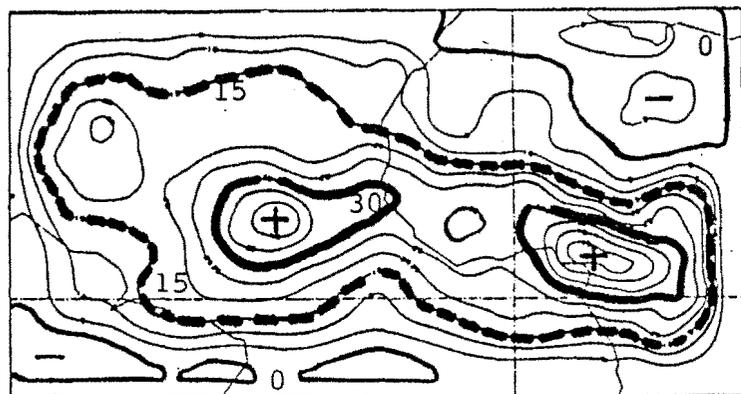
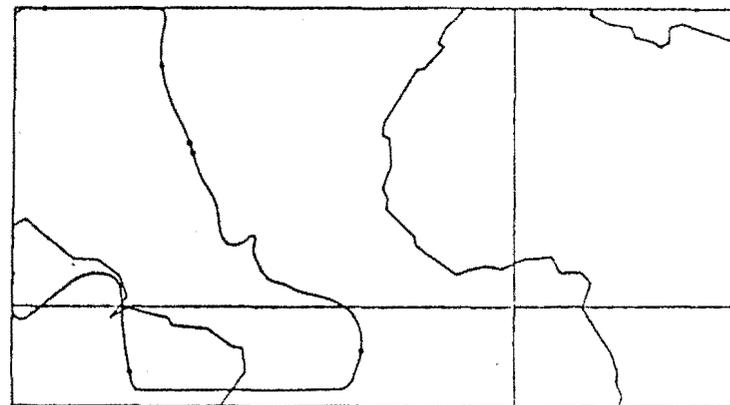
Figure IV-9 : Comparaison entre le modèle de référence (gauche) et le modèle sans relief (droite) :  
fonction de courant (700 mb).



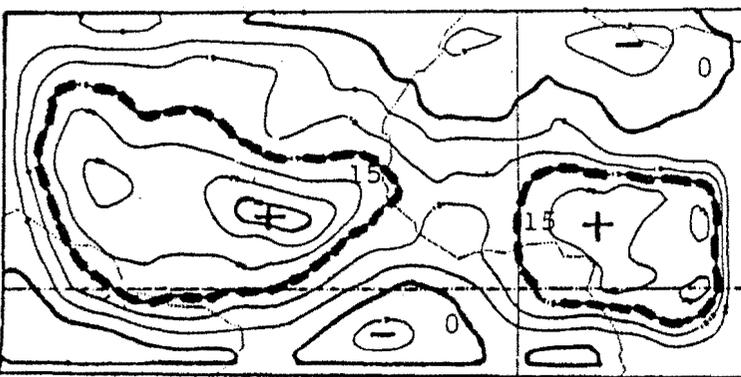
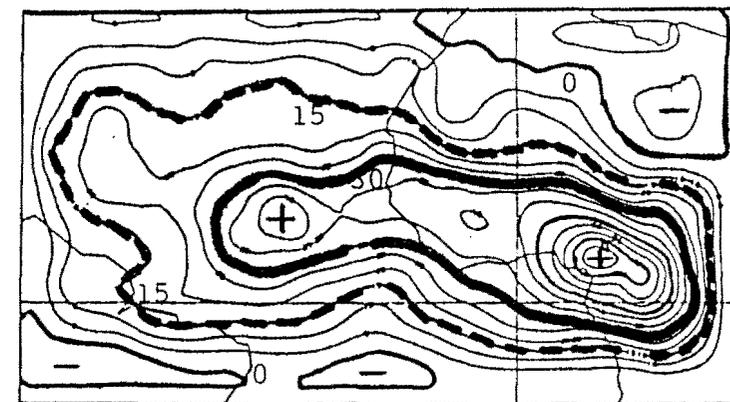
champ  
initial

Eq.

0°



échéance  
24 heures



échéance  
48 heures

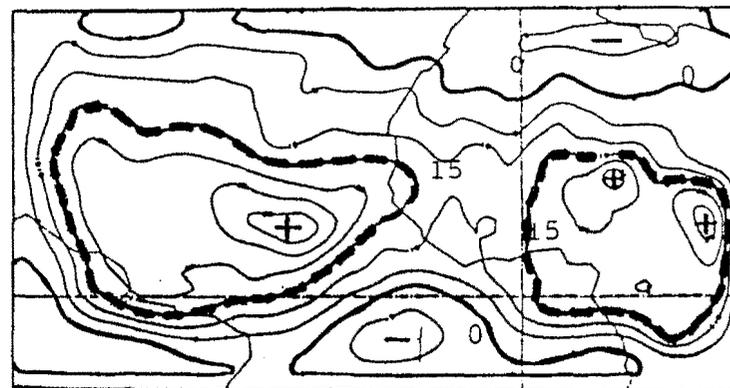
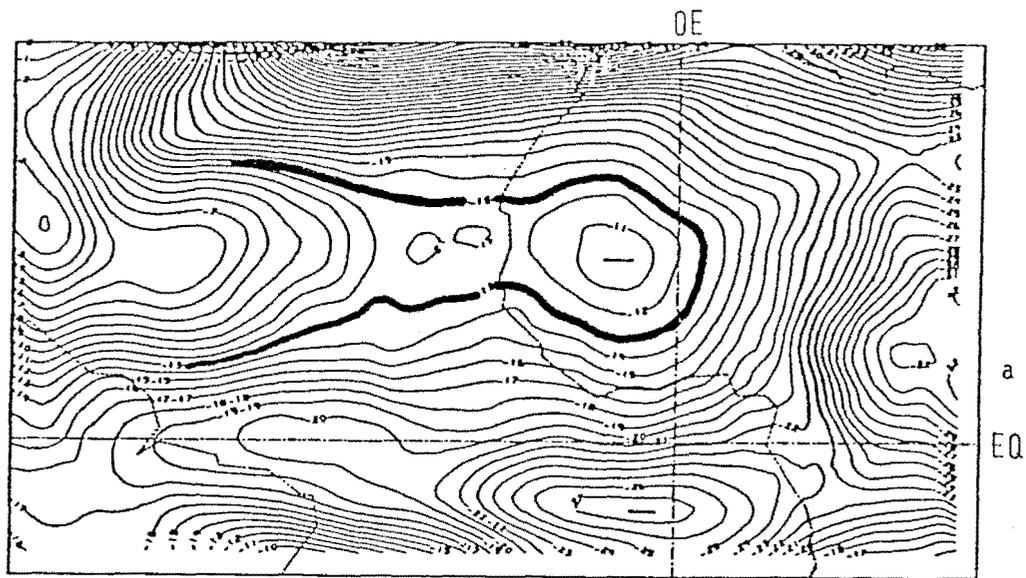


Figure IV-10 : Comparaison entre le modèle de référence (gauche) et le modèle sans relief (droite) :  
potentiel de vitesse (700 mb).

Modèle sans relief



Modèle de référence

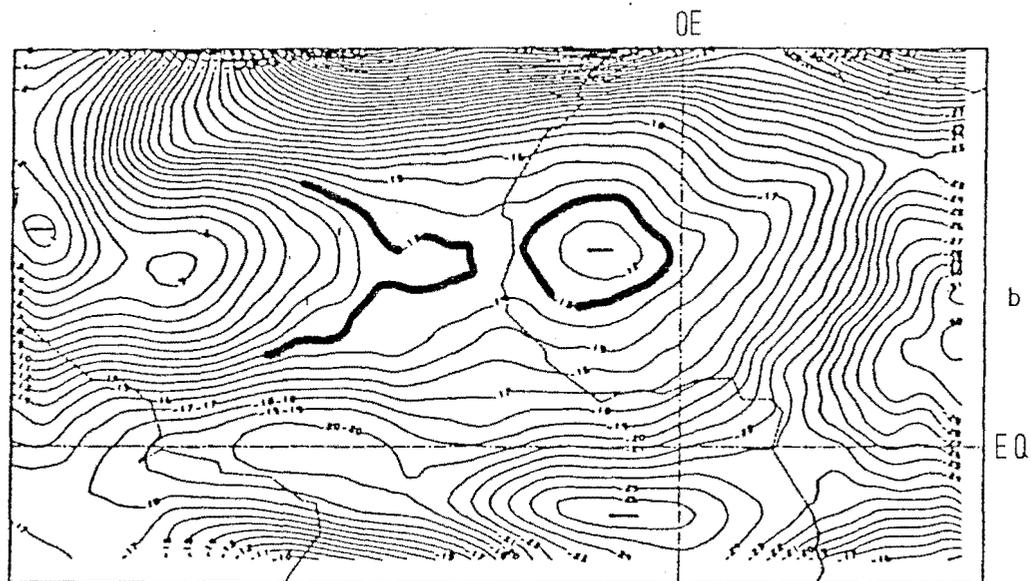


Figure IV-11 : Comparaison entre le modèle de référence et le modèle sans relief : fonction de courant 250 mb. (Echéance 24 heures)

distinguent seulement à la faveur d'une différence de gradient horizontal de  $\psi_{250}$  dont les valeurs les plus fortes se localisent en bordure des hauteurs du CAMEROUN, en Afrique Centrale. Après 24 h, on relève les positions suivantes des anticyclones du "Cap-vert" ( $20^\circ$  N,  $7^\circ$  W) et celui de "Ste Hélène" ( $7^\circ$  S,  $7^\circ$  W) ; ces centres alignés sur le méridien  $7^\circ$  W ont leurs valeurs extrêmes respectivement de  $-11 \cdot 10^{-5}$  et  $-27 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ , alors que celles obtenues avec le modèle R sont de  $-12 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$  et  $-26 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ . Cette différence n'est pas significative, mais leur variation spatiale semble indiquer que le modèle SR, en fournissant des gradients horizontaux plus importants de la fonction de courant, génère une circulation méridienne plus intense au niveau 250 mb, donc produit un transfert transéquatorial de masse et d'énergie plus fort. Nous examinerons, plus en détail, cet éventuel renforcement de la circulation méridienne dans la version du modèle sans relief lors de l'examen des coupes méridiennes dans le paragraphe IV.3.4.

#### IV.3.2.- Températures de surface

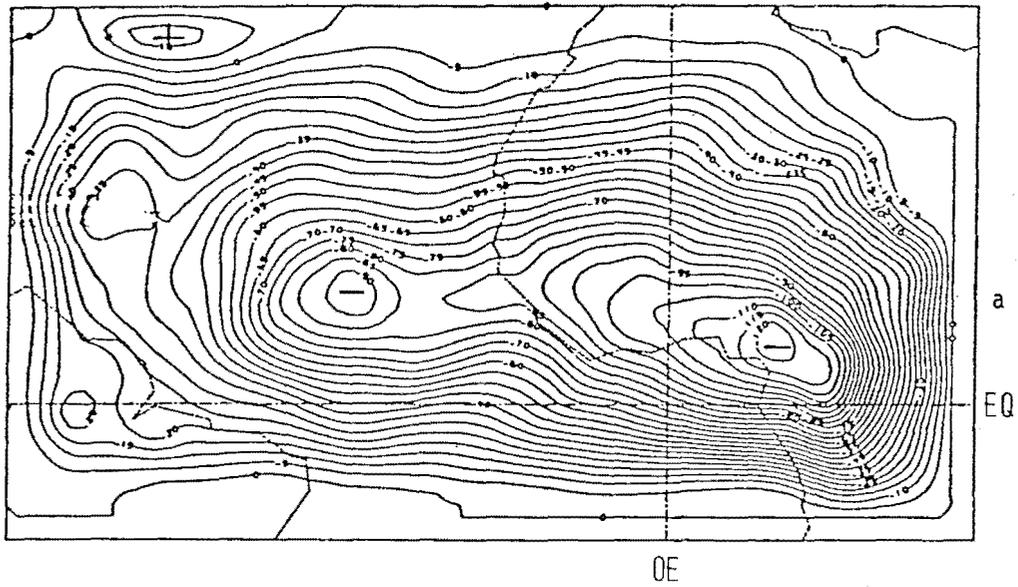
La figure IV.13 permet une comparaison des champs de températures de surface prévus à 12 heures et 24 heures d'échéance avec le modèle de référence et le modèle sans relief. Ces deux séquences correspondent à 00 00 TU et 12 00 TU choisies pour étudier l'effet de relief sur la variation diurne de température de surface. Les secteurs océaniques des deux champs sont identiques par l'hypothèse sur les conditions limites. Quant aux secteurs continentaux des champs, bien que de grands traits communs apparaissent, on notera que cette variation est sensiblement différente dans le détail, ce qui est tout à fait normal car, dans le modèle avec relief, l'effet du refroidissement de l'air avec l'altitude intervient dans la température de l'air ainsi que l'influence de la topographie.

Sur les deux cartes b et b' correspondant aux champs de 12 00 TU, on remarque la présence d'une langue chaude qui part du noyau thermique ouest saharien et descend vers le sud jusqu'au massif

guinéen, en suivant le 10<sup>ème</sup> degré de longitude ouest. Un peu plus à l'est, autour du 5<sup>ème</sup> degré ouest, ce sont les basses températures, semblables à celles de l'air océanique au-dessus du Golfe de Guinée, qui remontent le long de ce méridien jusqu'au 25° N, ce qui provoque une scission de la bande chaude zonale saharienne décrite plus haut. La comparaison de ces figures avec les figures IV.14 montre que la zone chaude vers la Guinée correspond à la zone privée de précipitations d'origine convective. Ceci montre que l'effet des nuages sur l'échange énergétique est importante dans la détermination de la température de surface. Une seconde avancée de la zone de basse température vers le nord se manifeste à 5° E au-dessus du NIGERIA ; elle correspondrait à la zone de précipitations relevées sur les cartes prévues.

Dans l'expérience avec le modèle sans relief, au sud de 10° N, on retrouve approximativement les accidents du champ de température de surface prévu avec la version de référence ; mais, aux latitudes supérieures, les valeurs relevées sur les cartes SR sont nettement plus élevées et l'écart moyen est de l'ordre de 3° C. Les différences les plus importantes entre les deux prévisions apparaissent au-dessus des sites montagneux avec  $\Delta T_s > 9^\circ \text{ C}$ . En analysant l'évolution temporelle de  $T_s$  le long du 22<sup>ème</sup> degré de parallèle nord simulée dans les deux expériences (figures non présentées), on se rend mieux compte du rôle des montagnes dans la détermination de la température sol du modèle. En effet, les basses températures qui sont obtenues sur les hauteurs du Tibesti avec le modèle avec relief disparaissent des champs de  $T_s$  dans le modèle sans relief pour faire place, aux mêmes latitudes (20° N et 22° N), à des valeurs élevées et des gradients importants. Ainsi, en l'absence de relief dans le modèle, l'évolution de  $T_s$  sur un parallèle donné est semblable d'un site à un autre et l'aspect zonal des isothermes est plus marqué. Dans ce cas, la modulation diurne de  $T_s$  par le rayonnement est la caractéristique la plus importante de la zone désertique.

Modèle sans relief



Modèle de référence

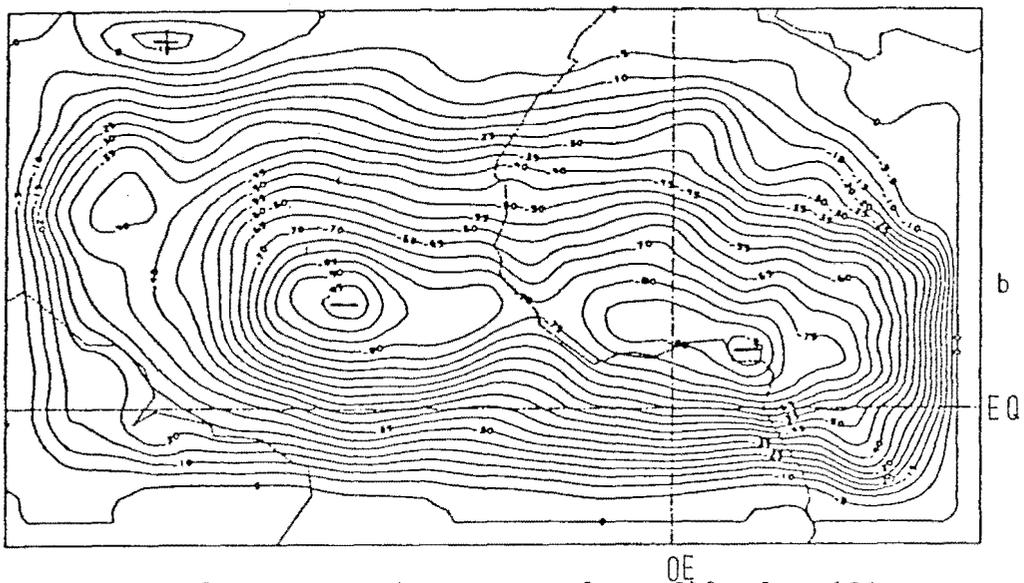
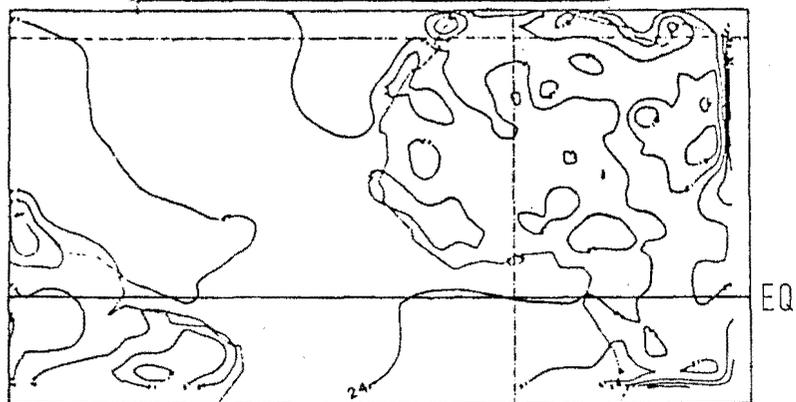


Figure IV-12 : Comparaison entre le modèle de référence et le modèle sans relief : potentiel de vitesse (250 mb). (Echéance 24 heures)

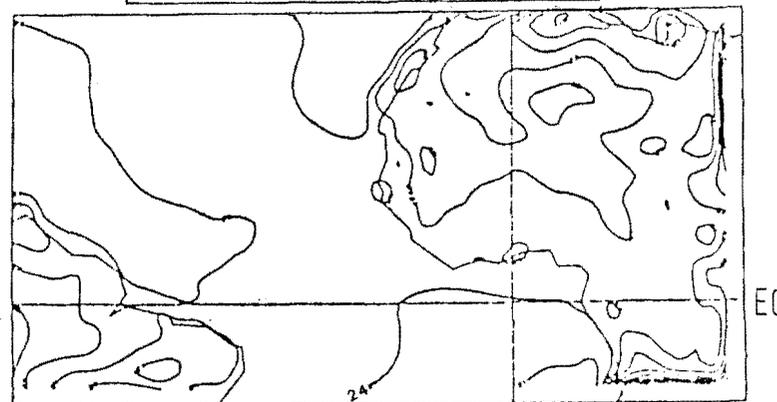
modèle de référence



Longitude OE

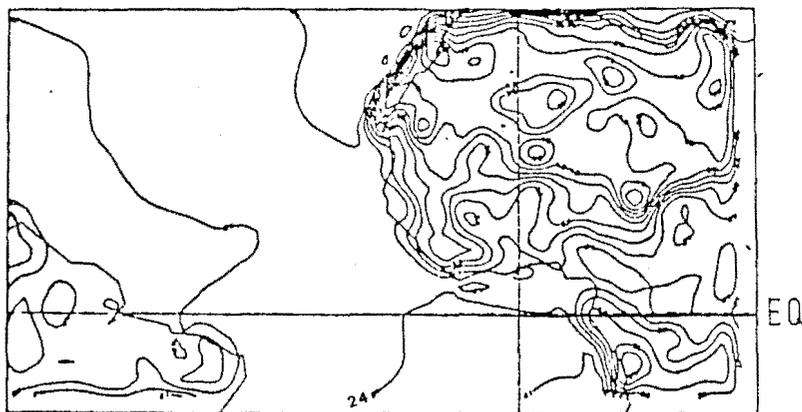
A : champ thermique de surface prévu  
pour le 08.09.74, 00.00 TU

modèle sans relief



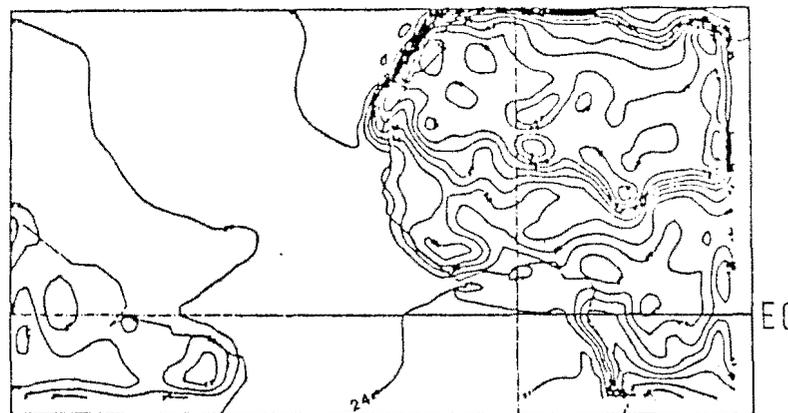
Longitude OE

A' : le 08.09.74, 00.00 TU



Longitude OE

B : champ thermique de surface prévu  
pour le 08.09.74, 12.00 TU



Longitude OE

B' : le 08.09.74, 12.00 TU

Figure IV-13 : Champs de température de surface prévus pour les échéances 12 heures et 24 heures avec le modèle de référence (A et B) et avec le modèle sans relief (A' et B').

#### IV.3.3.- Précipitations

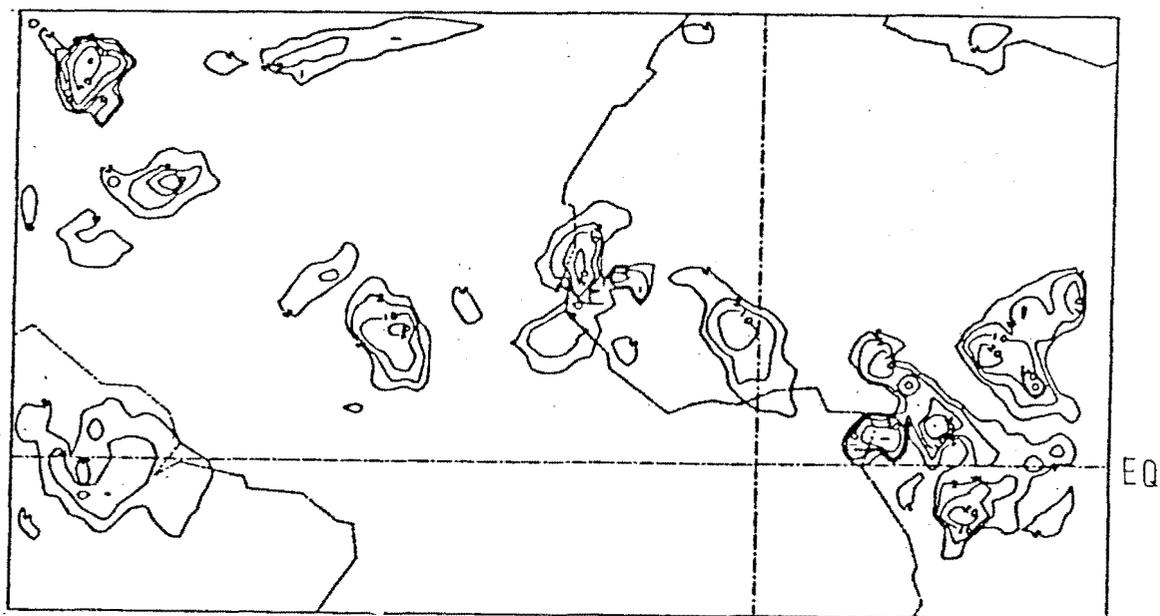
En dehors des études à l'échelle mésosynoptique, les effets du relief sur la distribution globale des précipitations sont peu analysés. Seuls quelques travaux de vérification ont été effectués à l'aide de modèles globaux, comme celui de HOLLOWAY et MANABE (1971). Leurs conclusions établissent l'importance des chaînes montagneuses élevées sur la circulation générale ; en particulier le rôle des hauteurs himalayennes sur les précipitations de la mousson indienne y est discuté. Dans le cas de l'Afrique de l'ouest, le relief n'est pas aussi important, mais il est intéressant d'examiner l'effet de ce relief dans la répartition spatiale des pluies.

Les figures IV.14 représentent les champs de précipitations prévues avec les deux modèles aux échéances de 6 heures, afin d'analyser l'effet des champs de divergence initiales sur la répartition des pluies. En effet, nous avons indiqué dans le paragraphe IV.1 que la présence du relief même lissé, introduit dans les conditions initiales un champ de divergence non nul dû au forçage vertical du flux d'air advecté. Ceci pourrait induire une ascendance de l'air suffisamment grande qui provoque sous certaines conditions d'humidité, une condensation de grande échelle et des précipitations. Ainsi, cet effet pourrait créer une différence de taux de précipitation en début de simulation. Mais, la figure IV.14 montre que cet effet, s'il existe, n'est pas important, car les répartitions et les intensités de précipitations à échéance de 6 heures prévues avec les deux modèles sont pratiquement identiques. On constate qu'avec ou sans relief, l'ensemble des cartes de précipitations fait ressortir une répartition zonale des pluies autour du 10<sup>ème</sup> degré de latitude nord. En dehors d'une zone située approximativement entre 5°N et 20° N, seules les régions équatoriales continentales reçoivent des précipitations.

Les figures présentées en IV.15 montrent l'évolution temporelle des champs de pluies prévus, aux échéances de 12, 24, 36 et 48 heures, par les deux versions du modèle. L'examen de ces cartes permet de positionner les maxima de taux de précipitations par  $12^{\circ}$  N,  $16^{\circ}$  W et  $7^{\circ}$  N,  $35^{\circ}$  W après 24 heures d'intégration du modèle R, alors qu'ils se situent respectivement à  $17^{\circ}$  N,  $17^{\circ}$  W et  $10^{\circ}$  N,  $35^{\circ}$  W dans le cas SR. Les champs de précipitations se déforment en permanence au cours de la prévision. Les pluies s'intensifient du 7 septembre 1974, 12 00 TU correspondant à la situation initiale, au 8 septembre 1974, 12 00 TU à l'échéance de 24 heures ; une baisse d'activité est ensuite constatée dans les 6 heures qui suivent (cartes non montrées). La reprise se manifeste ensuite avec un accroissement progressif des aires de pluies. A travers cette évolution, on constate une modulation diurne des précipitations aussi bien sur le continent que sur la partie est de l'Océan Atlantique ; ceci confère une allure pulsatoire aux noyaux de fortes pluies qui sont peu affectés par ces variations temporelles et qui sont soumis à une lente migration vers l'ouest en liaison avec le déplacement du thalweg de l'onde d'est, comme nous le verrons dans les paragraphes suivants.

Nous allons comparer rapidement ces répartitions et ces intensités des précipitations avec celles déduites des observations composites "radar-satellite" par GRIFFITH et al. (1980). Les chiffres indiquent la hauteur de pluie cumulée sur 24 heures. Dans les régions perturbées du milieu de l'Atlantique (perturbation n° 6) et à Dakar (perturbation n° 7), on relève des taux de précipitations élevées (de l'ordre de 80 mm par 24 heures sur le terrain) ; les modèles R et SR donnent pour la même période respectivement des taux de 50 mm/24 heures et 70 mm/24 heures. Compte tenu de l'extension spatiale de la zone pluvieuse, il est raisonnable de supposer que les précipitations proviennent d'amas nuageux de taille importante et de durée de vie supérieure à 24 heures pour ceux liés à la perturbation n° 7 et à 48 heures dans le cas de perturbation n° 6.

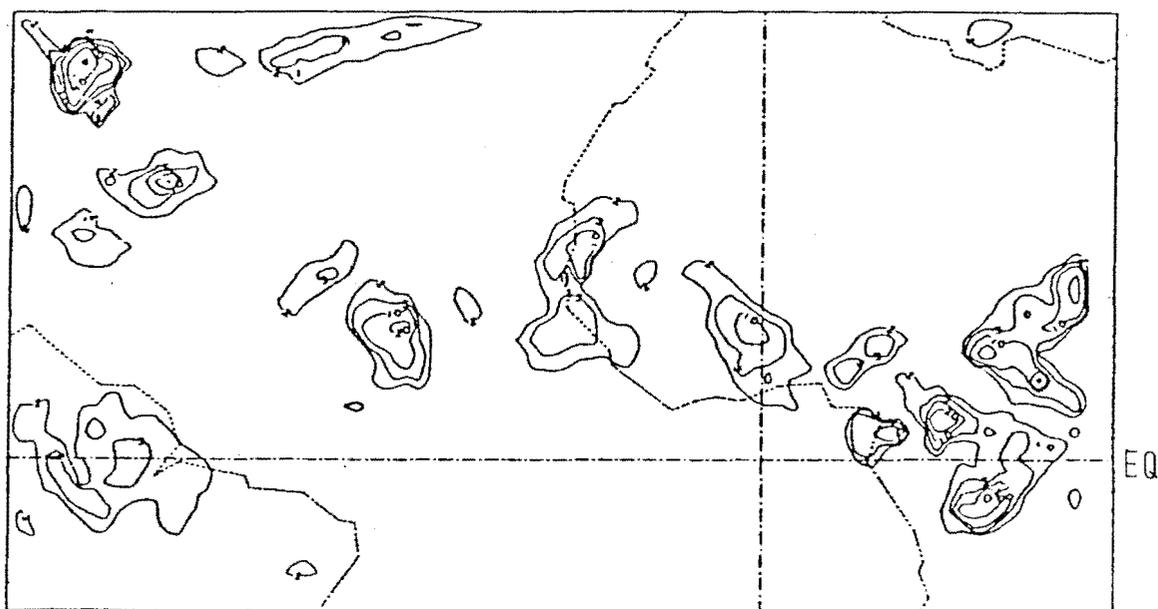
Modèle sans relief



Echéance 6 heures

OE

Modèle de référence



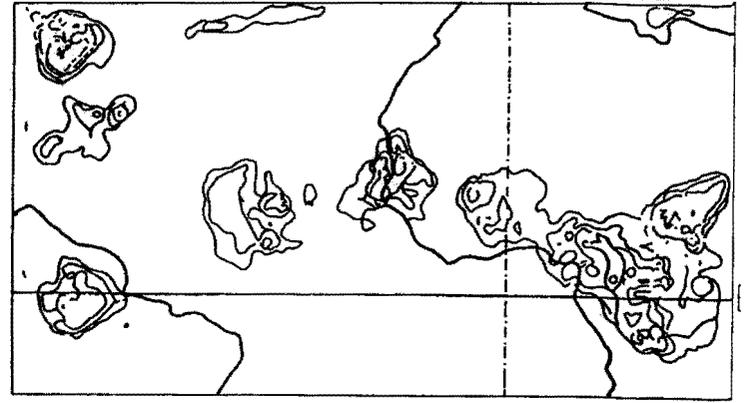
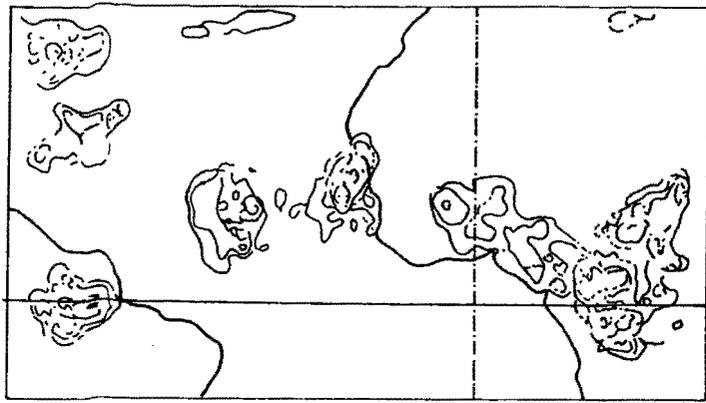
Echéance 6 heures

OE

Figure IV-14 : Comparaison entre le modèle de référence et le modèle sans relief : précipitations cumulées sur 6 heures (échéance 6 heures).

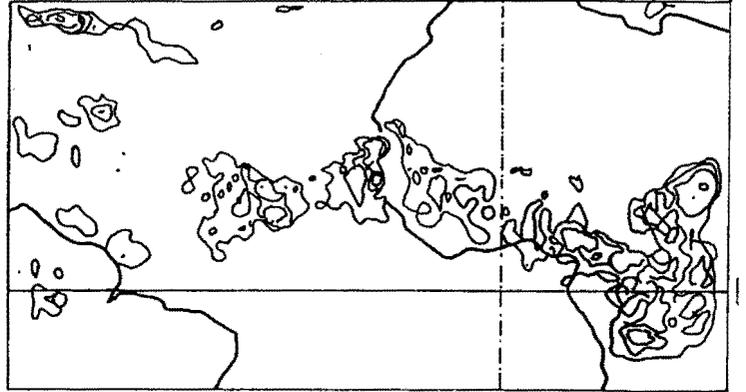
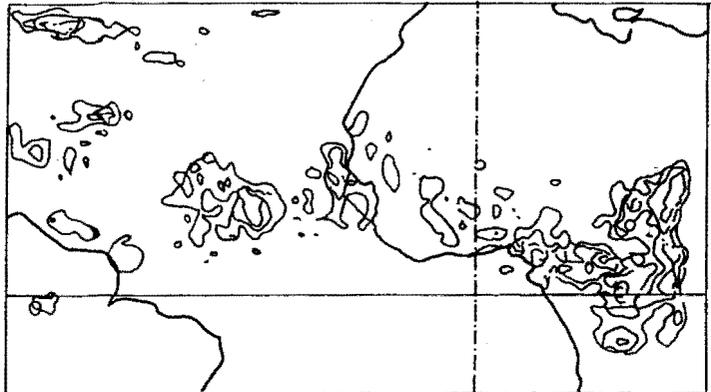
modèle de référence

modèle sans relief



Echéance 12 heures

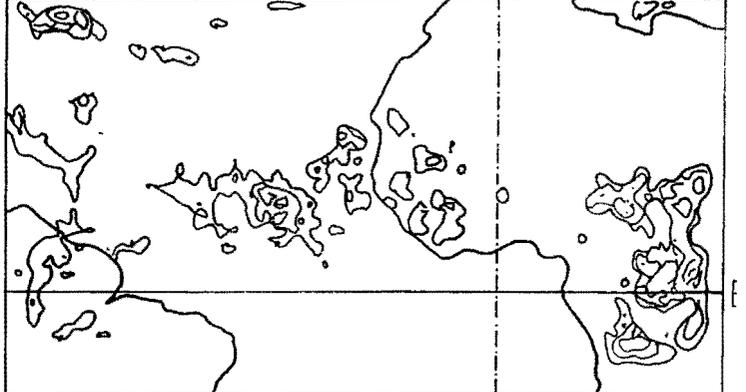
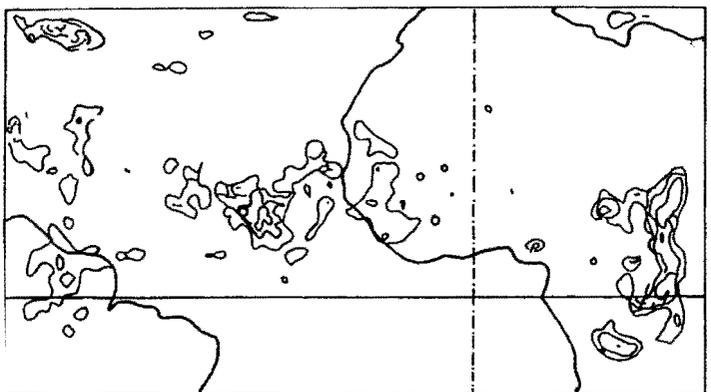
OE



Echéance 24 heures

0

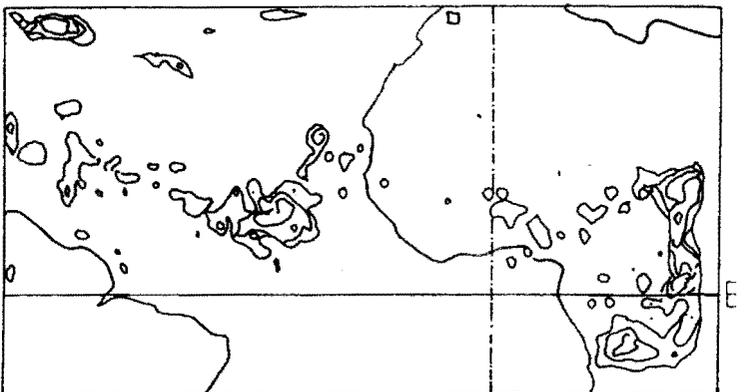
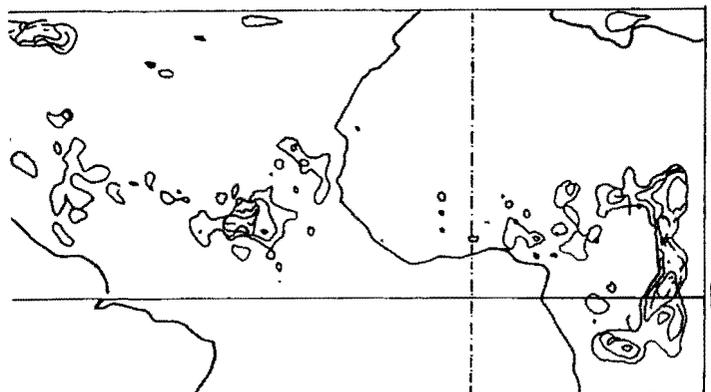
0



Echéance 36 heures

0

0



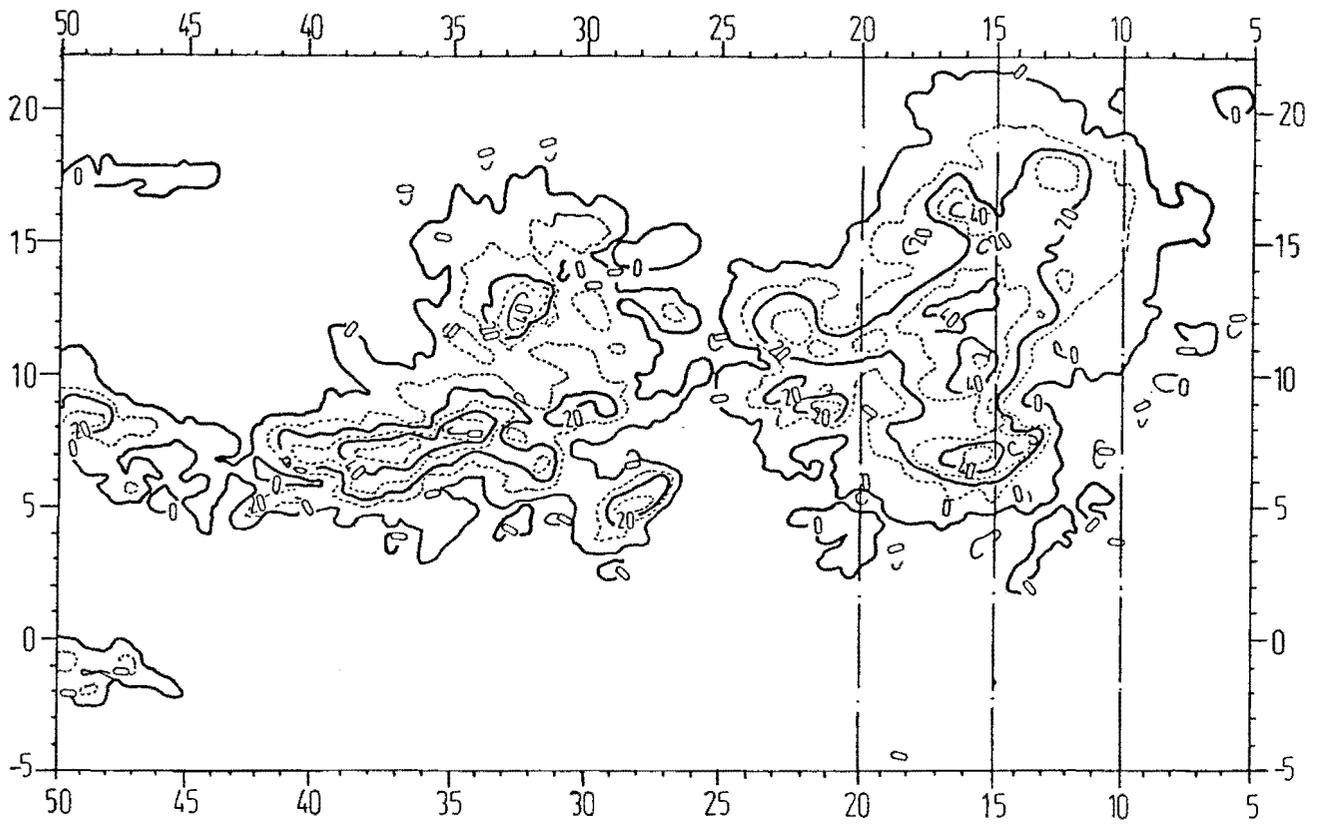
Echéance 48 heures

0

0

Figure IV - 15 : Comparaison entre le modèle de référence et le modèle sans relief : précipitations cumulées sur 12, 24, 36 et 48 heures. (échéance).

Chutes de pluie en mm pour la journée du 8 / 9 / 74



Chutes de pluie en mm pour la journée du 9 / 9 / 74

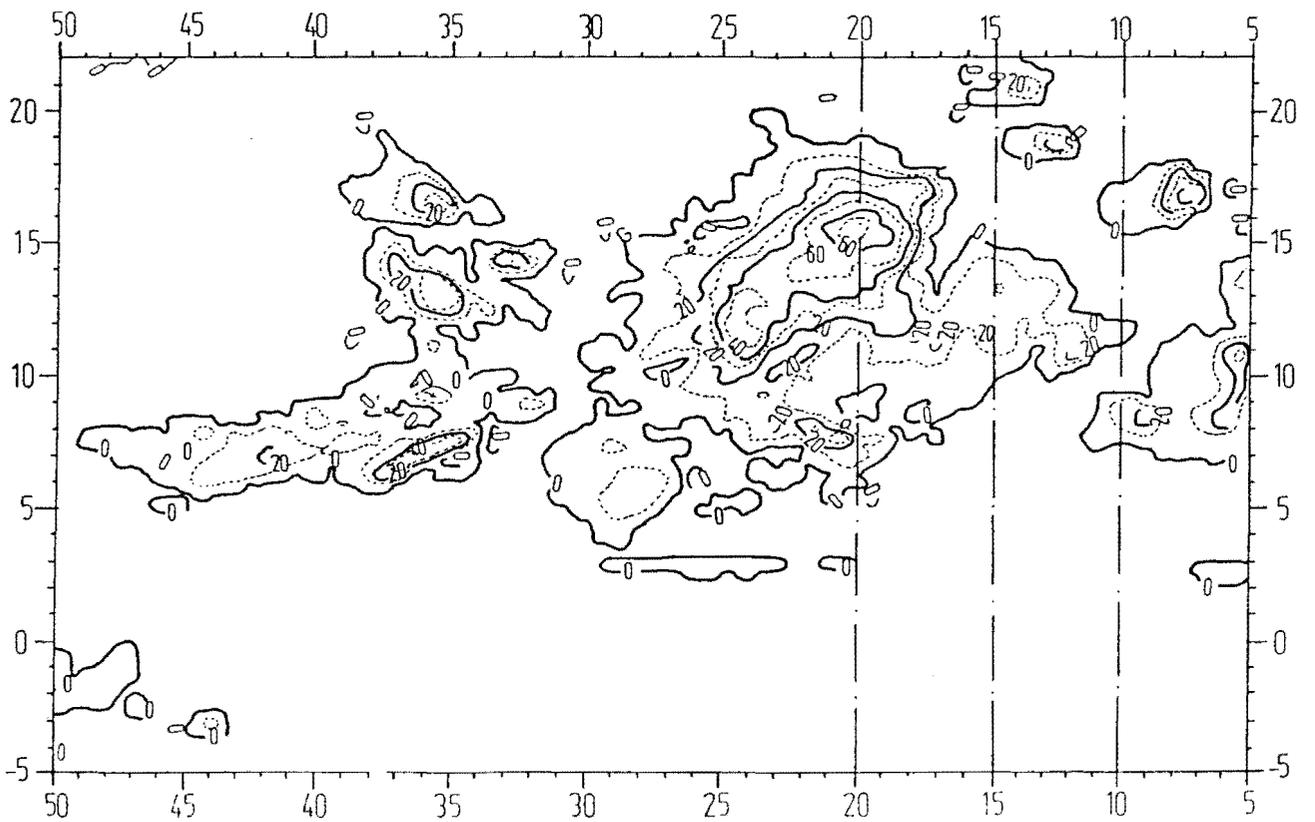


Figure IV -16 : Précipitations journalières estimées (GRIFFITH et al., 1980)

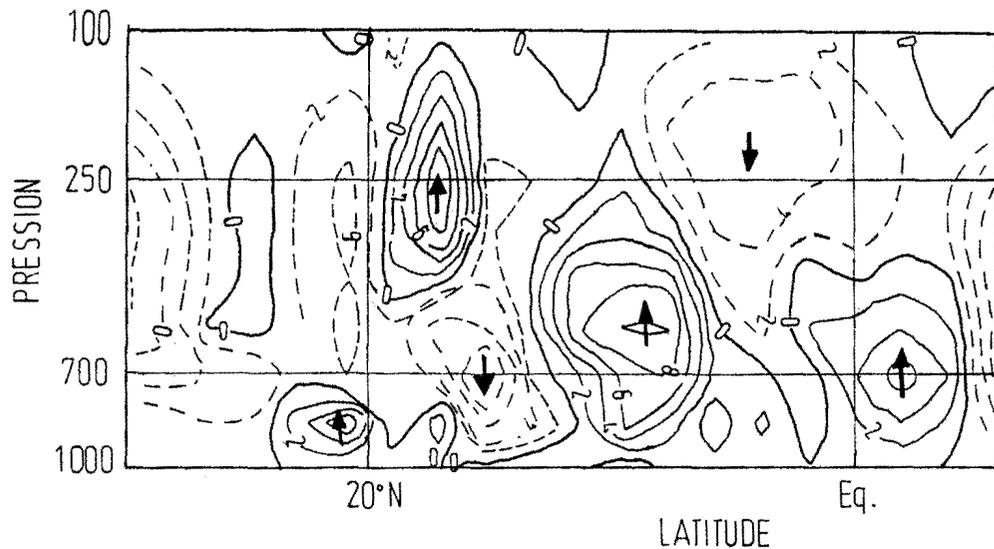
Si l'on s'en tient à la comparaison des résultats relatifs aux précipitations des expériences R et SR, on peut relever que la similitude de forme des isohyètes ne se manifeste qu'au cours des premières heures d'intégration des modèles. Au fur et à mesure que l'on avance dans les échéances, les isocontours deviennent de moins en moins superposables. A 24 heures, les aires de pluies au-dessus de l'Atlantique par  $10^{\circ}$  N et  $35^{\circ}$  W couvrent approximativement les mêmes étendues avec des dessins d'isohyètes assez semblables. On ne peut pas en dire autant des précipitations autour de Dakar où les champs deviennent très hétérogènes. Seuls leurs maxima se positionnent sans difficulté, ceux de l'expérience R se situant légèrement plus à l'est. Ces résultats corroborent ceux relatifs aux champs du potentiel de vitesse précédemment indiqués, à savoir que l'effet immédiat du relief sur les champs dynamiques est faible, mais qu'il commence à affecter, en particulier, l'évolution temporelle des champs de divergence à l'échéance supérieure à 24 heures.

IV.3.4.- Influence du relief sur la structure verticale de la mousson ouest-africaine et de la circulation méridienne.

Nous avons constaté précédemment que la présence ou non du relief ne modifie guère la structure dynamique horizontale de la troposphère moyenne et supérieure. Nous examinons, dans ce paragraphe, les sections méridiennes de ces champs prévus par les deux modèles. La figure IV.17 montre les champs de vitesse verticale prévus aux échéances de 24 heures et 48 heures par les deux modèles. Elle fait apparaître une différence relativement importante dans le plan méridien de ces champs. A l'échéance de 24 heures, la vitesse verticale obtenue avec le modèle sans relief est plus importante que celle du modèle de référence. A l'échéance 48 heures, la répartition des vitesses positives et négatives est très sensiblement différente entre les deux modèles. Ce fait est à rapprocher de l'intensification du champ de divergence (potentiel de vitesse) que nous avons signalée précédemment pour le modèle sans relief.

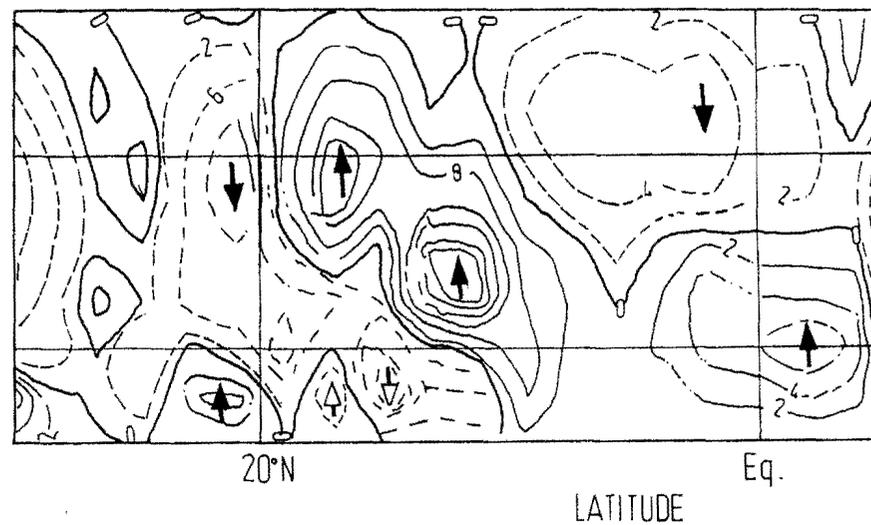
La figure IV.18 montre la répartition méridienne des composantes zonales du vent. On peut y relever des différences relativement mineures. Quant au jet d'est de moyenne troposphère (A E J), établi à 700 mb dans la coupe verticale du vent zonal, il est axé sur le 17<sup>ème</sup> parallèle nord à 24 heures et se scinde en deux branches situées à 15° et 18° N à 48 heures dans le cas SR, mais dans le cas R, il forme à 48 heures un tube de courant aplati à 700 mb entre le 15<sup>ème</sup> et le 18<sup>ème</sup> degré de latitude nord. Cette position de l'A E J correspond à la moyenne observée pendant la phase III de GATE. Le flux d'ouest de basse couche (flux de mousson) pénètre sur le continent jusqu'au 20<sup>ème</sup> degré nord avec toutefois une fenêtre entre le 10° N et le 12° N, à travers laquelle souffle au sol des vents d'est au niveau du méridien 6° W dans l'expérience R exclusivement. A 48 heures, entre l'équateur et 8° N se développe un courant d'ouest de grande épaisseur atteignant le niveau 500 mb. Le Jet d'Est Tropical (T E J) d'altitude a une localisation moins nette. Sa forme

modèle de référence

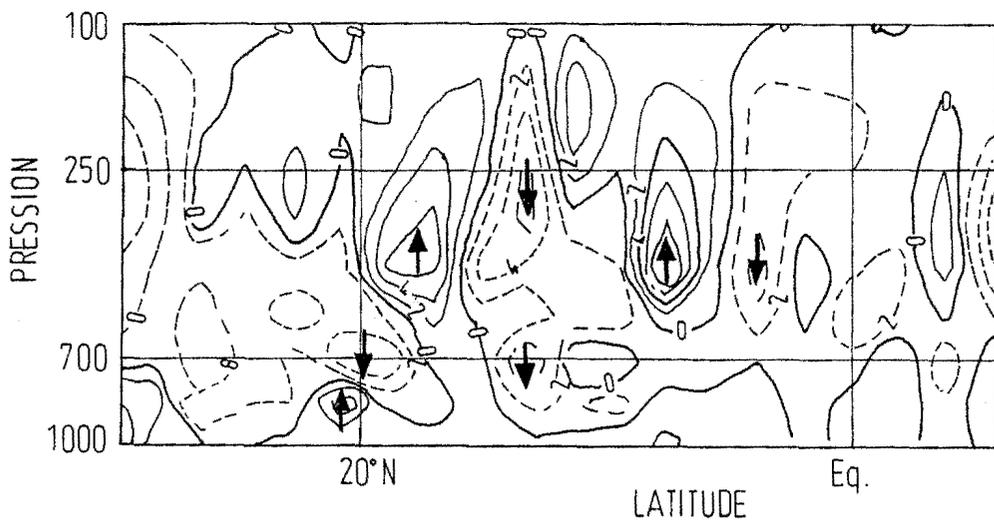


Echéance 24 heures

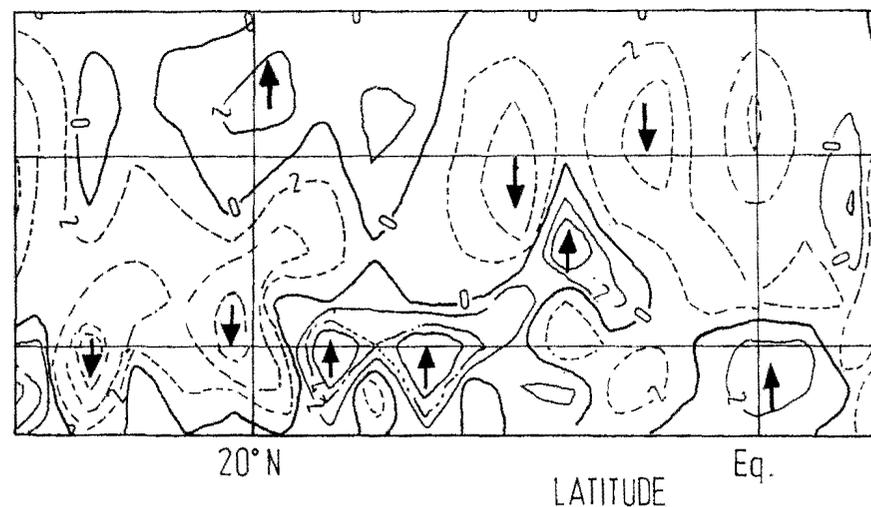
modèle sans relief



Echéance 24 heures



Echéance 48 heures



Echéance 48 heures

Figure IV - 17 : Comparaison entre le modèle de référence et le modèle sans relief : champ de la vitesse verticale.

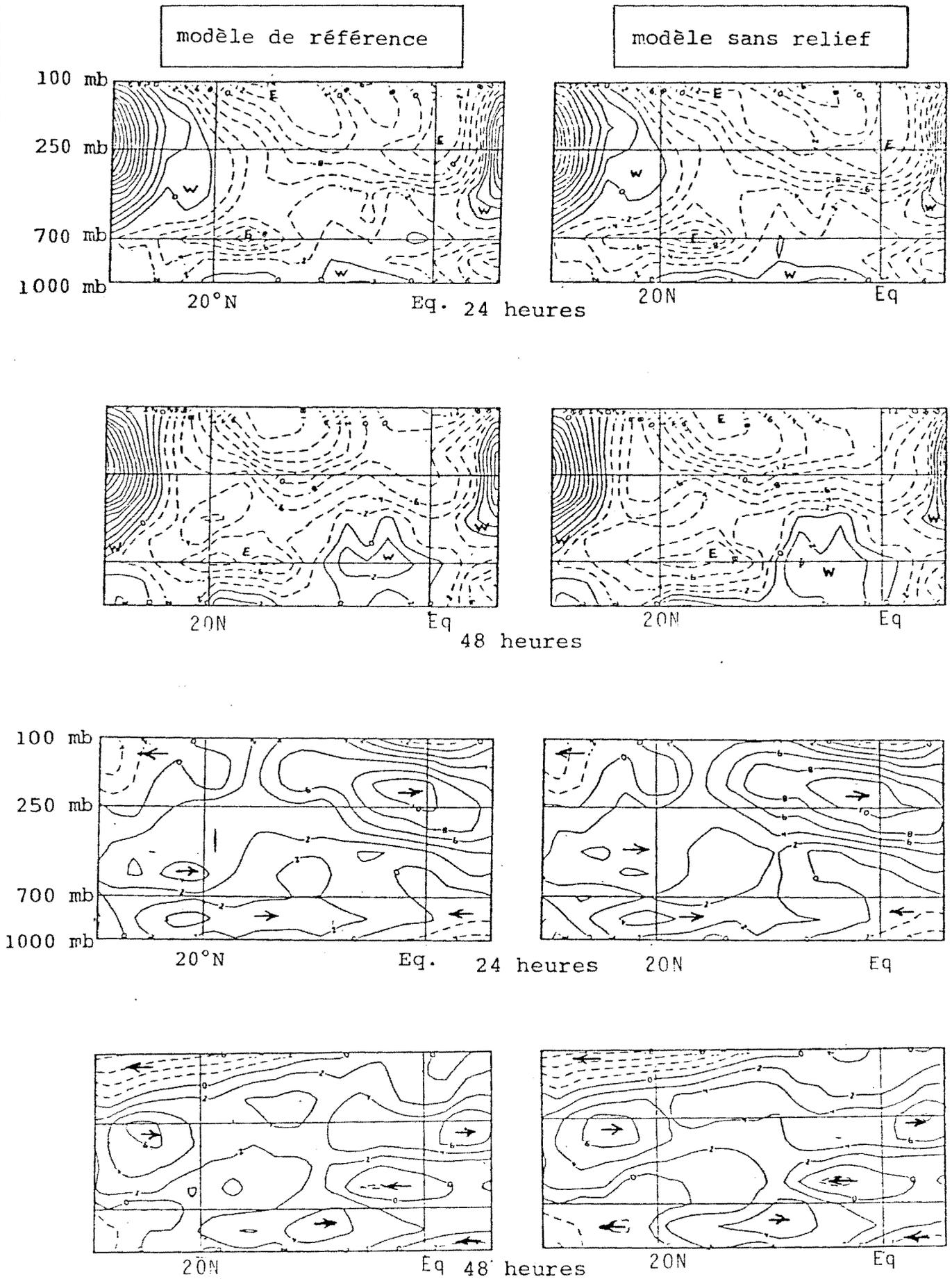


Figure IV-18 : Comparaison entre le modèle de référence et le modèle sans relief : composantes zonales et méridiennes

est assez floue, l'isotache du vent zonal maximum se trouvant à 24 heures entre 9° N, 250 mb et 18° N, 100 mb dans la sortie du modèle R. Dans l'expérience SR, le T E J se retrouve pratiquement sans interruption de l'équateur (300 mb) jusqu'au 18° N (100 mb). A 48 heures, le T E J se trouve rejeté un peu plus en altitude dans les deux cas, tout en gardant la même extension méridienne.

#### IV.3.5.- Conclusions sur l'étude de l'influence du relief sur les champs météorologiques prévus

L'analyse des paramètres dynamiques à l'échelle synoptique a montré que ceux-ci, contrairement à toute attente, étaient peu affectés par le relief. L'influence du relief ouest-africain sur les vitesses de propagation des ondes d'est est négligeable. Par contre, le champ de température au sol est sensiblement différent selon que l'on considère ou non la présence du relief dans le modèle. En effet, les températures sol sont plus élevées dans le cas sans relief. Cet accroissement proviendrait de la réduction au niveau de la mer de la température qui crée des couches sous-jacentes conditionnellement instables. Partant d'un tel état, un réchauffement du sol provoque dans cette atmosphère déstabilisée une convection plus active ; ce qui semble avoir pour conséquences de générer des précipitations plus importantes d'une part, et d'autre part induire des cellules de Hadley plus actives.

Ainsi, la prise en compte du relief dans le modèle tropical régionalisé affecte peu les champs dynamiques horizontaux à grande échelle. Son effet se fait sentir surtout sur les mouvements verticaux de petite échelle où l'influence thermique est dominante. L'exemple des précipitations convectives dont les taux sont moins élevés en présence de relief en est la preuve.

#### IV.4.- SENSIBILITE DU MODELE TROPICAL AU SCHEMA DE PARAMETRISATION DE LA CONVECTION

La détermination des paramètres de précipitations (répartition, taux de pluie, ...) est l'un des objectifs fondamentaux de la prévision météorologique en région tropicale. De fait, en modélisation, la paramétrisation de la convection profonde, qui procure, d'après les observations, plus de 80 % des précipitations, devient un problème central.

Mais, compte tenu de la résolution spatiale et temporelle du modèle nécessairement limitée, on doit adopter des schémas simples de paramétrisation des phénomènes physiques. Ainsi, doit-on contourner l'obstacle de la paramétrisation précise des processus par l'adoption d'approches heuristiques qui font reposer la paramétrisation sur l'exploitation de relations existant entre taux de précipitations d'origine convective et variables aérologiques de grande échelle. Des résultats probants ont été présentés récemment par LORD (1978) et par THOMSON et al. (1979), qui ont intégré des modèles à multi-niveaux initialisés avec les données d'altitude au-dessus du polygone A/B de GATE ( 5000 km<sup>2</sup>) et confronté leurs résultats avec ceux issus de l'observation et analysés sur le même domaine par HUDLOW et PATTERSON (1979). Des tests de la performance ont été faits par différents chercheurs dans le but d'établir une hiérarchie des schémas de convection dans les modèles de prévision à courte échéance. HAMMARSTRAND (1977) montra que le schéma original de KJO (1965) donnait des isohyètes plus réalistes que l'ajustement convectif utilisé par MANABE et al. (1965). D'après KRISHNAMURTI et al. (1980 a.) et LESLIE (1980), la hiérarchie des schémas s'établit comme suit : ajustement convectif, puis schéma original de KJO (1965), suivi dans l'ordre de mérite croissant, par la paramétrisation de KJO (1974) ; qui est elle-même à égalité avec celle d'ARAKAWA et SCHUBERT cette dernière procédure ne fait pas l'objet d'étude dans le présent mémoire (1974).

La nécessité de procéder à la comparaison des schémas ne vient pas uniquement du désir de mettre en exploitation un schéma de convection simple et performant, mais surtout d'obtenir, sur la base du modèle tropical, une analyse détaillée des résultats fournis par chacune des méthodes afin d'estimer leurs limites respectives. Ce modèle qui est lui-même perfectible, demeure un laboratoire. C'est à partir de cette entité complexe, que nous descendrons vers des modèles plus simples et plus maniables, implantables dans des centres de calcul plus modestes. C'est en somme pour pouvoir décider des simplifications les plus opportunes et analyser en toute connaissance de cause les résultats qui en sortiraient que cette évaluation a été conduite.

Les données initiales qui ont servi dans ces expériences sont celles décrites dans le paragraphe IV.1. Nous y avons ajouté, aux fins de comparaison, les taux de précipitation tirés des travaux de HUDLOW et PATTERSON (1979), ainsi que ceux publiés par KRISHNAMURTI et al (1980 a). Les isohyètes prévues sont comparées aux analyses de GRIFFITH et al. (1980) dans lesquelles l'estimation de la hauteur de pluie est faite à partir des données infrarouge du satellite géostationnaire S M S 1 sur une aire comprise entre 5° W et 50° W, 5° S et 22° N, sur le domaine de GATE. Ces analyses ont été corrigées en tenant compte des observations radar et des pluviogrammes fournis par les stations synoptiques terrestres et les navires de recherche de l'expérience GATE. Il tient compte aussi des résultats des études de MURAKAMI (1979).

La comparaison des trois schémas de paramétrisation de la convection profonde : ajustement convectif, schéma de KJO (1965) et schéma de KJO (1974) que nous désignerons dans la suite par les lettres A, B et C respectivement, se fera à travers des paramètres synoptiques tels que la fonction de courant ( $\psi$ ), le potentiel de vitesse ( $\chi$ ), le champ de vent à 700 et 250 mb ( $V_{700}$  et  $V_{250}$ ), la température au sol ( $T_S$ ) et surtout le champ de précipitation (P) qui est la quantité la plus pertinente pour évaluer l'efficacité de la paramétrisation de la convection. Il se trouve qu'en plus le taux de préci-

pitations est une des grandeurs les plus sensibles aux faibles variations des processus de sous-grille. Heureusement, on dispose pour P de données provenant d'observations et analysées dans les conditions indiquées antérieurement.

Les versions A, B et C du modèle sont intégrées sur des périodes de deux jours à partir des situations synoptiques initiales du 4 septembre 1974 à 1200 TU et du 7 septembre 1974 à 12 00 TU. Mais pour comparer les performances de ces trois schémas de convection profonde, nous choisissons de présenter dans le détail les prévisions faites avec les analyses de la situation du 7 septembre 1974 à 12 00 TU, afin de ne pas diluer certains résultats. Cependant, en conclusion, des remarques d'ordre plus général seront faites en tenant compte de l'ensemble des prévisions de la période. Nous tenterons au cours de ces comparaisons de faire ressortir la relation entre pluies convectives et ondes d'est, en confrontant les résultats des prévisions avec les analyses issues des données satellitaires.

#### IV.4.1.- Evolutions observées des perturbations n° 6 et 7

Bien que l'objectif que nous nous sommes fixé pour ce paragraphe soit la comparaison entre trois schémas de paramétrisation de la convection profonde, il nous a paru utile de donner une description brève des situations météorologiques utilisées pour cette comparaison.

La figure IV.19 reproduit les résultats de l'analyse en ligne de courant à 700 mb pour les 8 et 9 septembre 1974 à 12 00 TU. Ces analyses ont été publiées dans "l'Atlas - OMM, 19". On y note la présence d'une chaîne d'axe zonal comportant trois perturbations principales repérées d'est en ouest par les numéros 6, 7 et 8 (selon la nomenclature usuelle). Leurs localisations à 12 00 TU à la date du 9 septembre 1974 sont respectivement à ( $32^{\circ}$  W,  $12^{\circ}$  N), ( $20^{\circ}$  W,  $15^{\circ}$  N) et ( $0^{\circ}$  W,  $8^{\circ}$  N) sur la figure IV.19.b. La comparaison des figures a et b montre un déplacement très net de ces perturbations vers l'ouest.

LONGITUDE

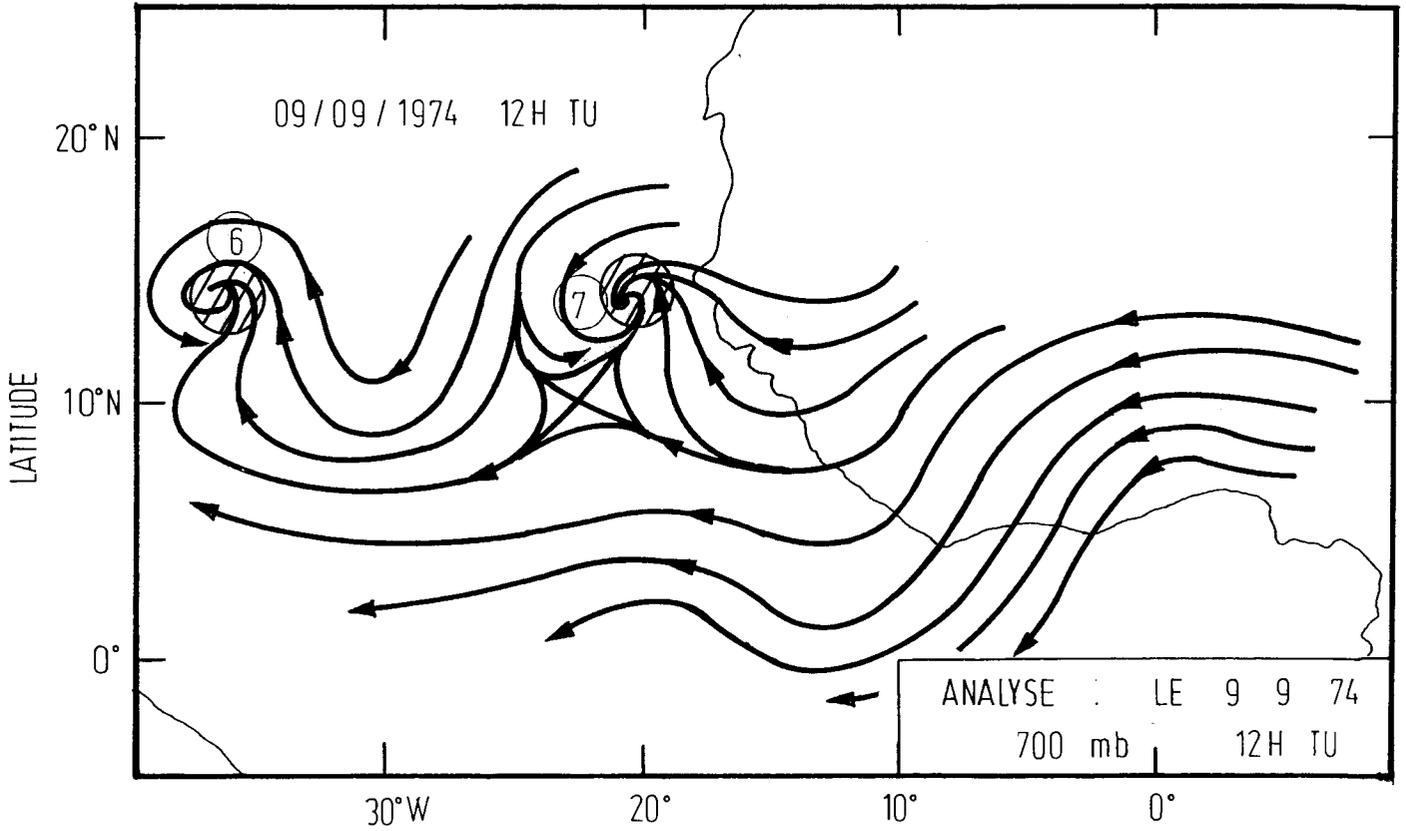
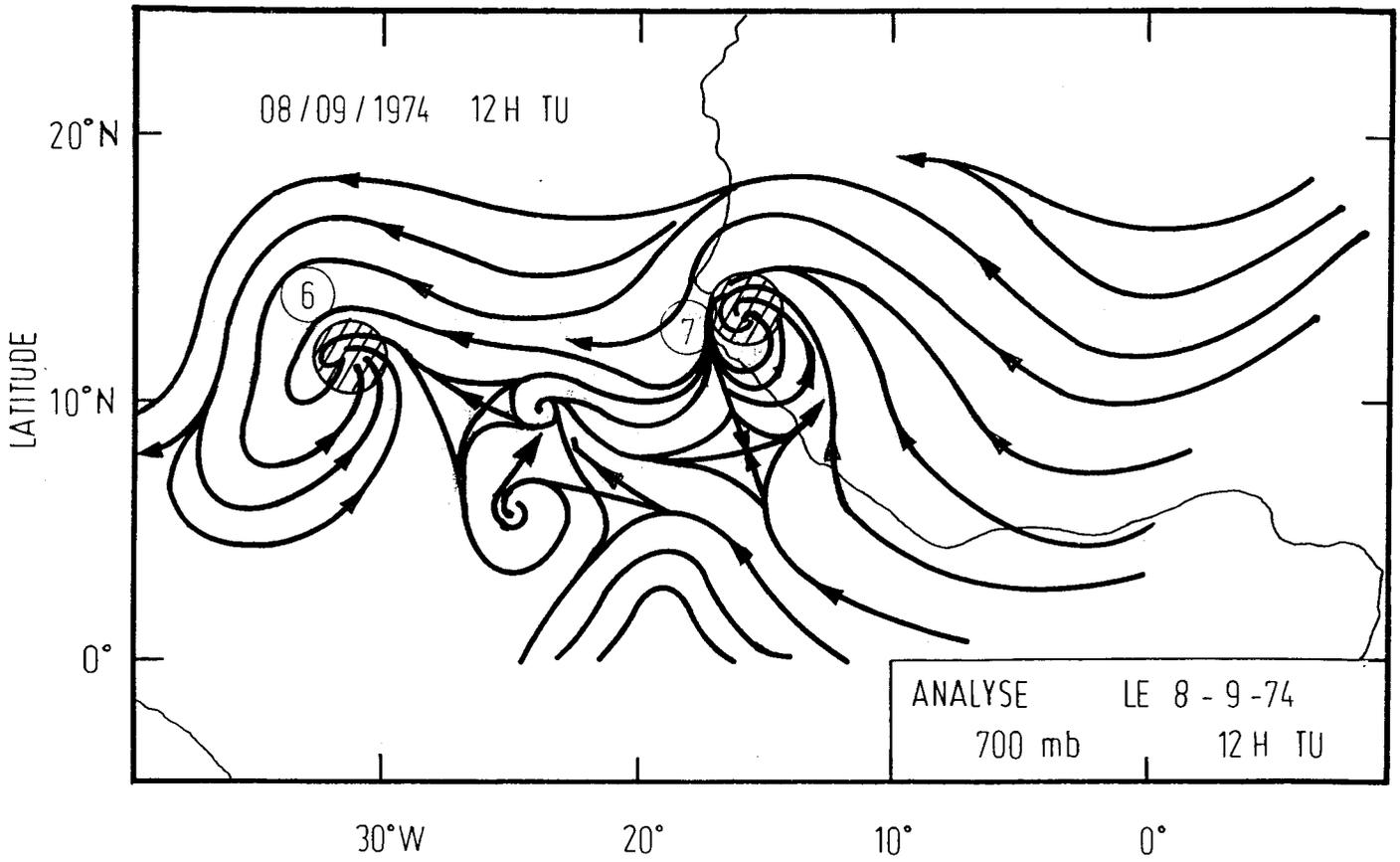


Figure IV-19 : Ligne de courant à 700 mb (Atlas GATE, N° 17)

Il est intéressant de replacer ces perturbations dans le contexte météorologique global à l'aide des images satellitaires. La figure IV.20 reproduit deux images infrarouges prises par le satellite géostationnaire ; ces images correspondent aux deux cartes d'analyse en ligne de courant représentées sur la figure IV.19. La figure IV.20.a montre très nettement que les perturbations situées respectivement à  $65^{\circ}$  W  $22^{\circ}$  N ;  $55^{\circ}$  W  $18^{\circ}$  N ;  $27^{\circ}$  W  $10^{\circ}$  N ;  $10^{\circ}$  W  $10^{\circ}$  N et  $27^{\circ}$  E  $12^{\circ}$  N. Un examen attentif de ces deux images permet de remarquer une progression "régulière", vers l'ouest, des amas nuageux.

Ce déplacement peut être mis en évidence plus explicitement avec la figure IV.21 qui donne les précipitations totales cumulées en 24 heures, estimées à partir des données satellitaires calibrées à l'aide de radars (GRIFFITH et al., 1980) ; les cartes a et b correspondent respectivement aux champs des 8 et 9 septembre 1974. Sur la figure IV.21.a, nous remarquons des zones actives de précipitations situées entre  $30^{\circ}$  W et  $40^{\circ}$  W d'une part et entre  $10^{\circ}$  W et  $20^{\circ}$  W d'autre part ; sur la figure IV.21.b, nous pouvons noter une progression très nette de la masse nuageuse n° 7 alors que celle du n° 6 l'est moins ; cette dernière présente également une tendance à la récession. Il apparaît plus à l'est, à environ  $5^{\circ}$  W  $10^{\circ}$  N, une nouvelle zone de précipitations.

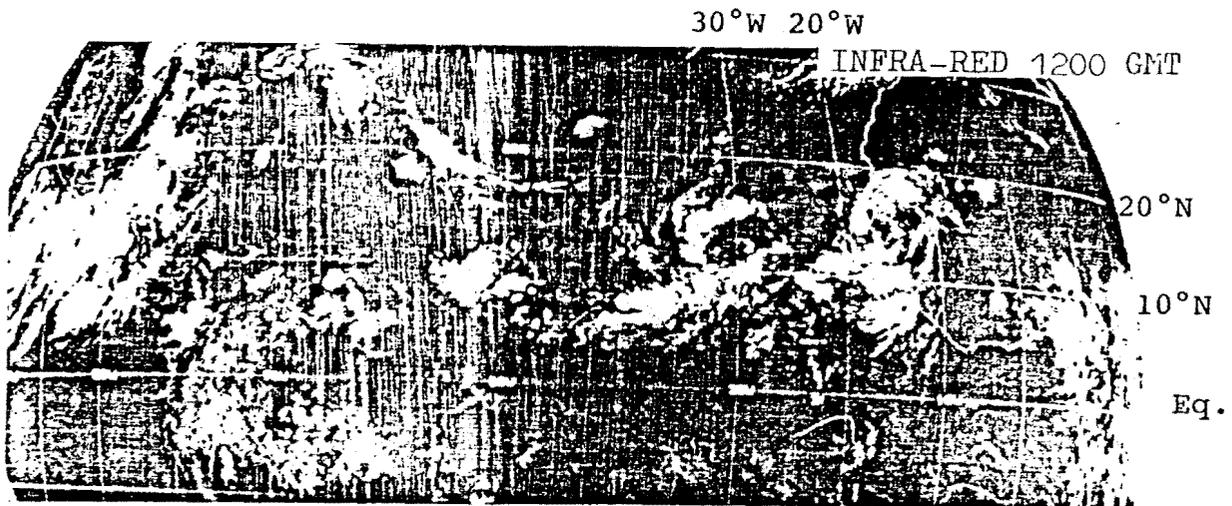
#### IV.4.2.- Comparaison des schémas A et B

Les figures IV.22 à IV.41 montrent les champs de températures au sol, de fonctions de courant et de potentiels de vitesse à 700 et 250 mb, de lignes de courant à 700 mb et les champs d'isohyètes obtenus par cumul sur les dernières six heures, des pluies totales à échéances 24, 36 et 48 heures.

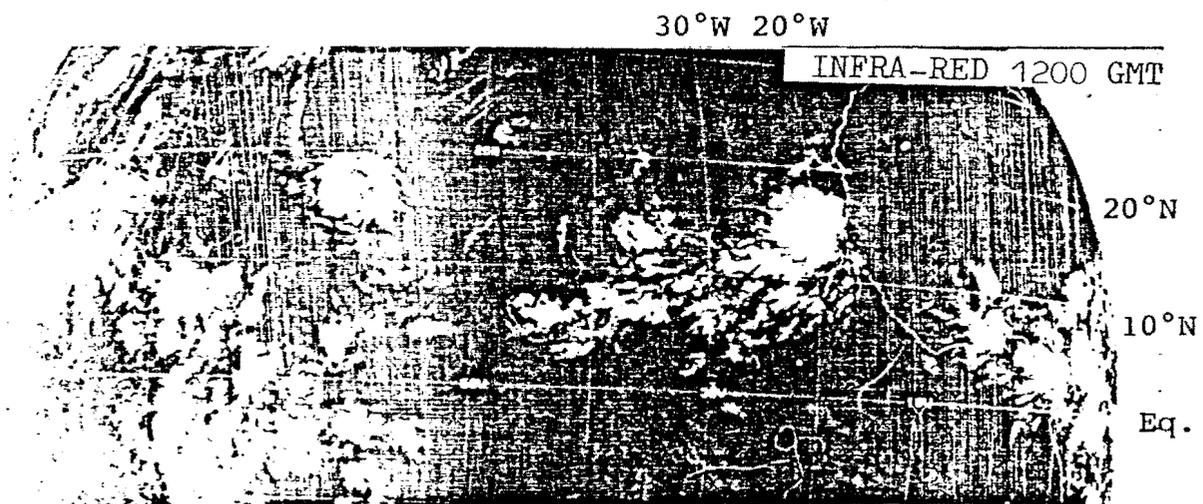
Les champs de températures au sol prévus pour le 8 septembre 1974 à 12 00 TU (échéance 24 heures) présentent les mêmes aspects généraux, aussi bien dans l'expérience A (Fig. IV.22.a)

que B (Fig. IV.22.b). Toutefois, un examen détaillé de ces cartes révèle quelques différences significatives. Par exemple, en Afrique de l'ouest, au-dessus de  $20^{\circ}$  N (zone aride), les températures au sol prévues avec le schéma de l'ajustement convectif sont des maxima généralement plus faibles que dans le cas du schéma de KUO (1965) mais on les retrouve sur les mêmes sites. Les différences les plus importantes entre ces champs se révèlent entre  $5^{\circ}$  N et  $25^{\circ}$  N. En effet, les gradients thermiques méridiens élevés de la zone sahélienne ( $1,2^{\circ}$  C/100 km) sont plus marqués dans l'expérience A où les valeurs sont très importantes le long du  $15^{\text{ème}}$  degré de latitude nord ( $1,5^{\circ}$  /100 km), sauf à la traversée d'une étroite bande autour du méridien  $5^{\circ}$  W. A ce niveau, on remarque sur la figure IV.22.a, l'avancée vers le sud d'une langue chaude d'axe nord-est - sud-ouest, au-dessus de la Côte D'Ivoire. On retrouve un maximum relatif ( $39^{\circ}$  C) centré à  $5^{\circ}$  W  $8^{\circ}$  N. La présence de cette bulle chaude à une latitude aussi basse entraîne une décroissance rapide de la température dans le sud ivoirien où les valeurs passent de  $39^{\circ}$  C à  $8^{\circ}$  N, à  $27^{\circ}$  C à  $5^{\circ}$  N. Dans l'expérience B, c'est à  $10^{\circ}$  W qu'on trouve la langue chaude sur laquelle, de la Mauritanie ( $20^{\circ}$  N) à la Sierra-Léone ( $8^{\circ}$  N) le gradient thermique au sol est pratiquement nul ( $T_s = 39^{\circ}$  C). C'est sur la petite frange côtière sur les versants sud des montagnes de Guinée (Fouta Djallon) qu'on retrouve le maximum de gradient thermique au sol. Ailleurs, les contrastes sont plus atténués.

Les cartes 700 mb a) et b) de fonctions de courant à échéance de 24 heures de la figure IV.23 peuvent pratiquement être confondues. Les différences entre les deux champs sont si ténues qu'il faudrait superposer les cartes pour les découvrir. Les deux perturbations cycloniques de la partie centrale du domaine (6) et (7) se retrouvent dans les mêmes positions d'une expérience à l'autre. Ainsi, à 24 heures, on ne relève aucune différence notable en ce qui concerne l'évolution de la partie rotationnelle du vent entre les prévisions faites avec le schéma d'ajustement convectif (A) et



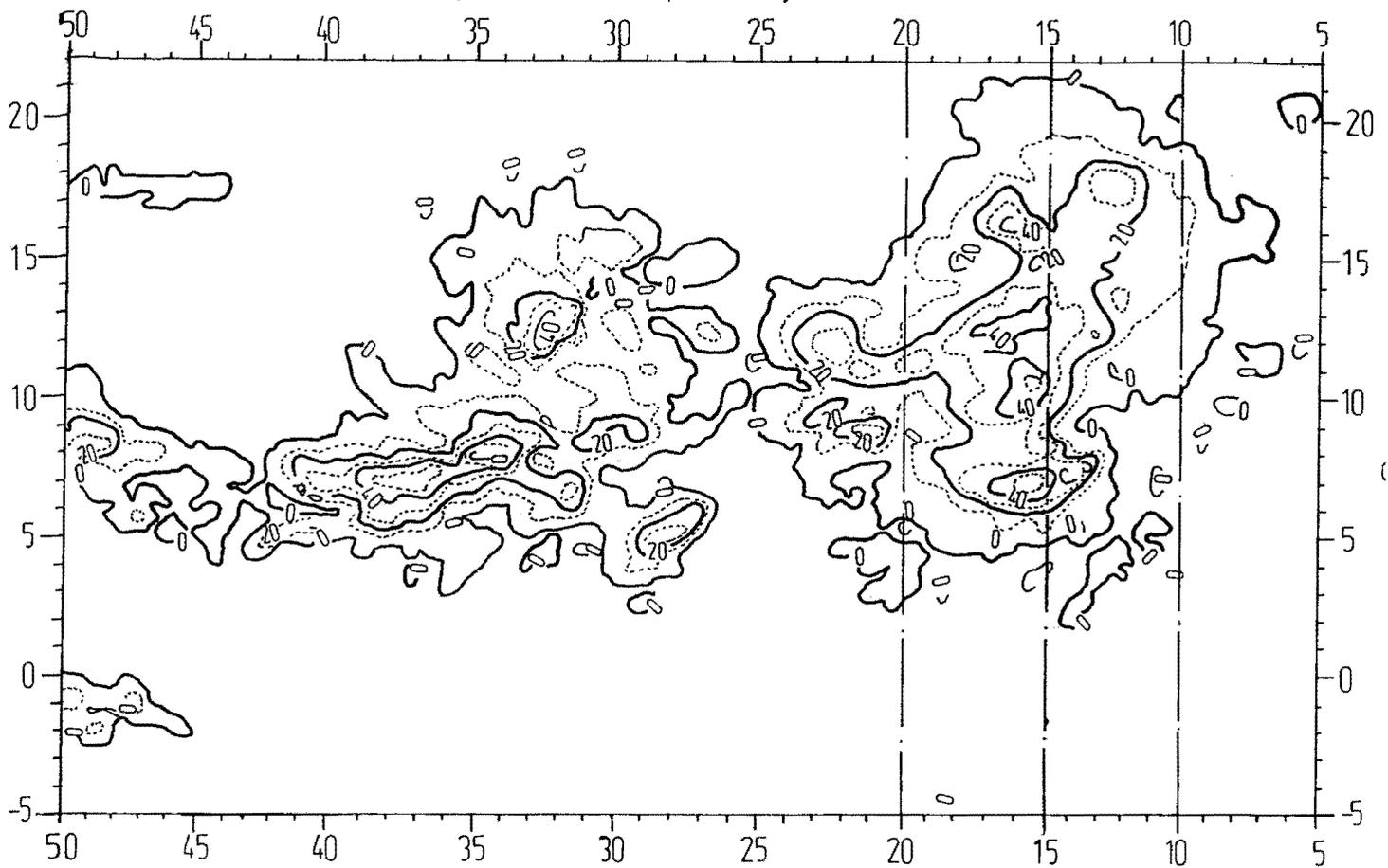
(a) Le 8 9 1974



(b) Le 9 9 1974

Figure IV-20 : Images infrarouges reproduisant les systèmes nuageux observés au-dessus de l'Afrique de l'Ouest et de l'Atlantique.

Chutes de pluie en mm pour la journée du 8 / 9 / 74



Chutes de pluie en mm pour la journée du 9 / 9 / 74

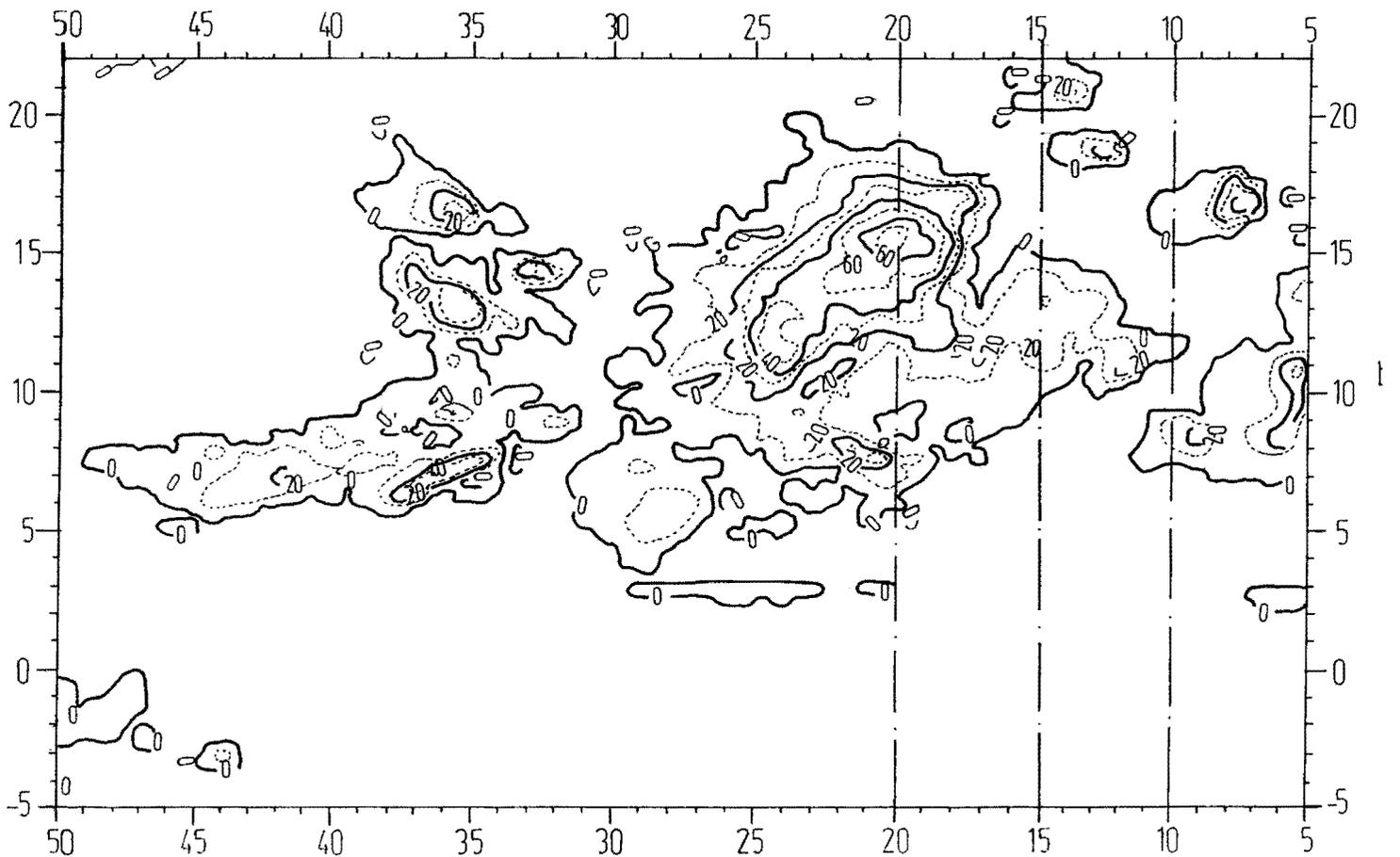


Figure IV - 21 : identique à figure IV - 16.

la paramétrisation de la convection de KUO (1965)(B). On ne peut pas en dire autant des champs de potentiels de vitesse à 700 mb à la même échéance qui sont présentés sur la figure 24. En effet, des différences significatives apparaissent dans les valeurs extrêmes (maxima-minima) dans les champs de divergence issus des expériences A et B qui, par ailleurs, conservent les positions de ces extrema après 24 heures d'intégration des modèles.

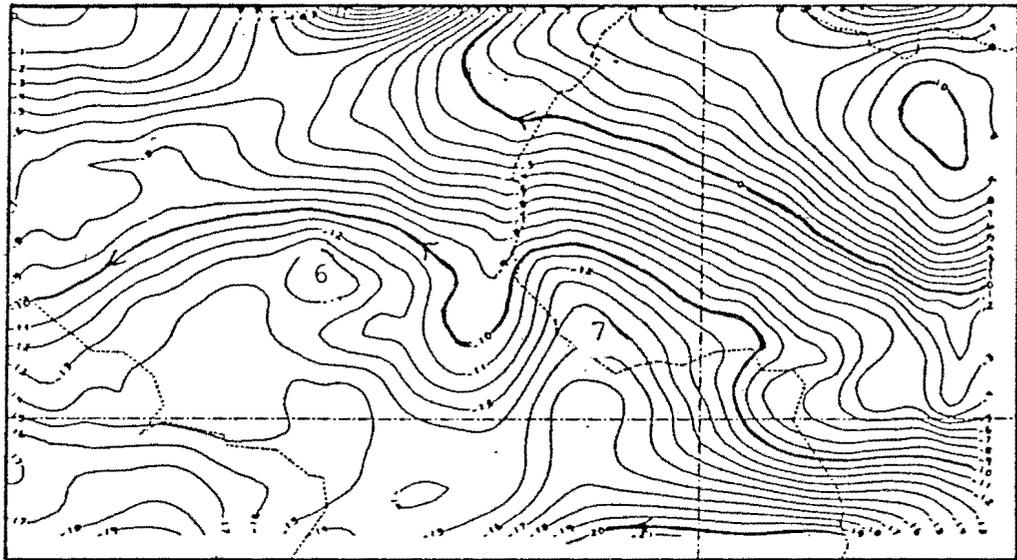
Si on compare les cartes de la figure IV.24 (champs de potentiel de vitesse prévus pour le 8 septembre 1974 à 12 00 TU) à la carte de lignes de courant prévue le 8 septembre 1974 (Fig. IV.23) (celle-ci permet de localiser de façon précise les perturbations 6 et 7), on constate que les maxima relatifs des champs de (potentiels de vitesse) coïncident à peu de chose près avec les centres cycloniques actifs observés. A travers ce paramètre, on peut suivre le déplacement des perturbations mobiles grâce à l'évolution du champ de convergence à 700 mb. Les différences essentielles qu'on relève dans les champs a et b de la figure IV.24 se rapportent aux intensités de la convergence au niveau 700 mb et à leurs positions par rapport aux Thalwegs 6 et 7. Ainsi, les valeurs de crête de  $\chi$  correspondant à la perturbation n° 6 sont dans un rapport de 2,33/1 pour les expériences B et A. Ce rapport n'est plus que 1,4/1 pour la perturbation n° 7, et ceci toujours en faveur du schéma de KUO (1965). Nous examinerons plus en détail les conséquences de cet état de chose quand nous comparerons les champs de précipitations fournis par les deux expériences. On peut remarquer d'ores et déjà que les écarts ne se produisent pas systématiquement dans le même sens, car, pour la perturbation n° 8 sur la bordure Est du domaine, le rapport est inversé. Il est de l'ordre de 4/3 en faveur du cas A.

Sur la figure IV.25, les configurations des champs de la fonction de courant a) et b) diffèrent très peu et les petites variations qu'on peut relever en passant de l'expérience A à l'expérience B

ne sont pas significatives. Les potentiels de vitesse calculés au même niveau sont justiciables des mêmes commentaires ; nous retrouvons là une caractéristique de la circulation dans la troposphère supérieure avec l'"outflow".

En superposant les figures IV.24 et IV.26, on constate que les zones de confluence à 700 mb sont surmontées de zones de diffluence à 250 mb dont les maxima sont légèrement décalés vers l'ouest. On relève aussi qu'à une faible confluence au niveau 700 mb, correspond une faible diffluence à 250 mb et inversement. L'existence de cette forte corrélation entre centres de confluence à 700 mb et centres de diffluence à 250 mb doit permettre, dans certains cas, de remplacer une analyse par l'autre ; ce recours sera précisé dans les chapitres suivants. Par ailleurs, des études expérimentales des données de GATE ont révélé que la diffluence à 250 mb était bien corrélée avec les taux de précipitations élevés. Nous reviendrons sur ce point lors de l'analyse des cartes de pluies. Pour faciliter la comparaison entre l'écoulement observé et celui simulé, nous avons tracé les lignes de courant pour les champs prévus à 24 et 48 heures d'échéance (figures IV.27 et IV.28). Ces figures confirment que les schémas de la paramétrisation de la convection profonde n'affecte guère les champs dynamiques à l'échéance 48 heures, excepté le comportement de la perturbation 6 en voie de disparition.

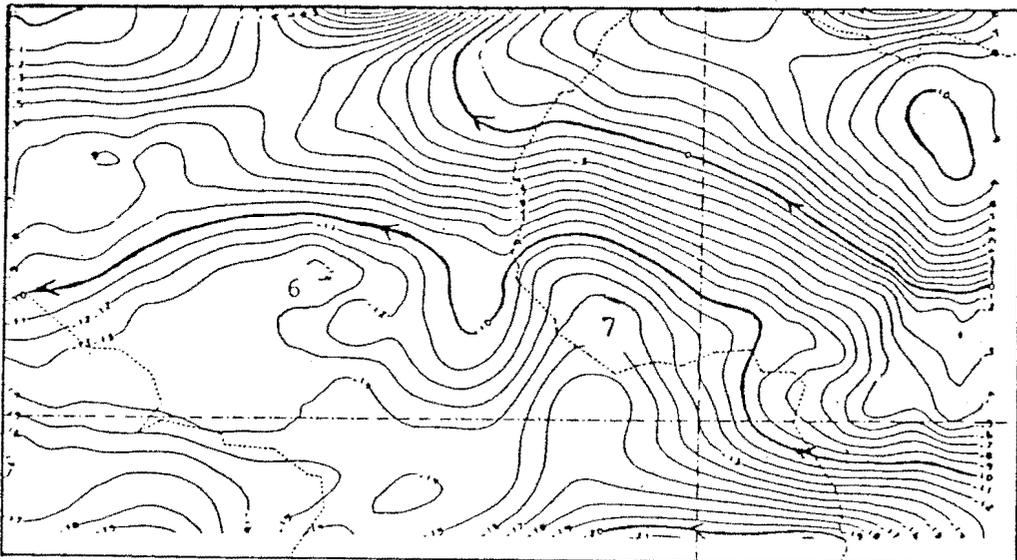
Les cartes a et b de la figure IV.29 représentent respectivement les champs de précipitations à 24 heures des expériences A et B. On y remarque des aires de fortes pluies, principalement au-dessus de trois sites au centre du domaine. On trouve la première zone au milieu de l'Atlantique, à  $11^{\circ}$  N,  $30^{\circ}$  W dans le cas du schéma A et à  $10^{\circ}$  N,  $32^{\circ}$  W dans le cas B, pour lequel on note une intensité de précipitations plus élevée et des pluies réparties sur une aire plus importante. Cette zone pluvieuse est associée à la perturbation n° 6 qui occupe cette position comme le montre la carte 700 mb de lignes de courant du 8 septembre 1974 à 12 00 TU (cf. Fig. IV.19 pour l'observation et Figs. IV.27 et IV.28 pour les simulations).



a)

Eq.

0°



b)

Eq.

0°

Figure IV-23 : Champs de fonction de courant à échéance 24 heures.

a) ajustement c

b) schéma de KUO (1965)

6 et 7 indiquent les centres des perturbations correspondantes.

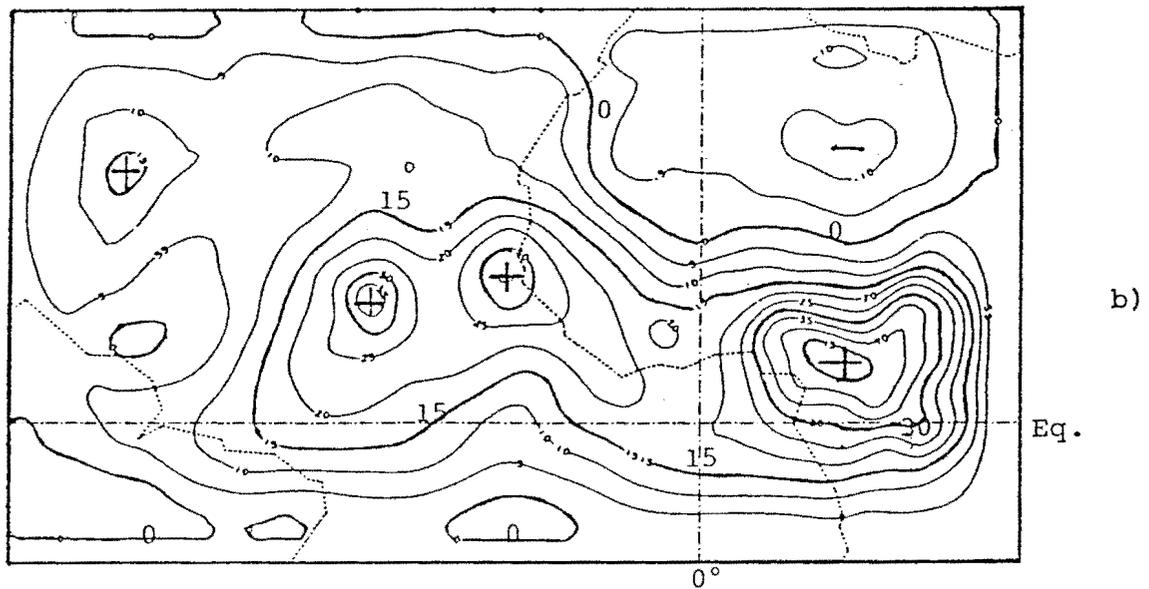
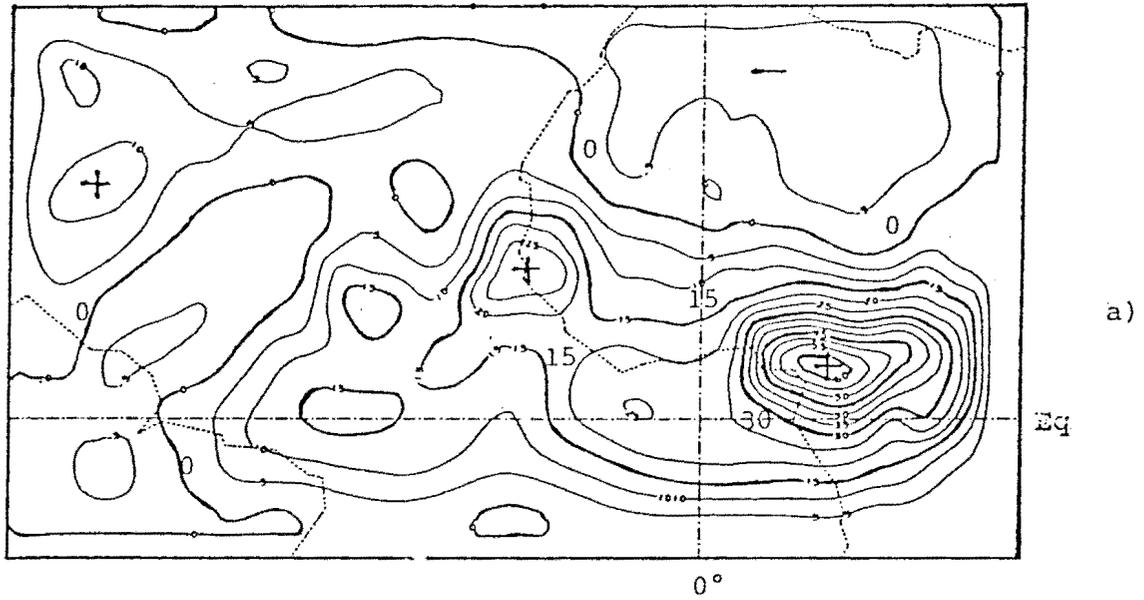


Figure IV-24 : Champs de potentiel de vitesse à 700 mb  
à échéance 24 heures  
a) ajustement convectif  
b) KUO 1965

A cette aire est aussi associée une zone de forte confluence de basse couche (Fig. IV.24) entraînant des vitesses ascensionnelles dépassant  $12 \text{ cm s}^{-1}$ . Ceci se reflète aussi dans le champ de potentiel de vitesse au niveau 250 mb (Fig. IV.26) où les maxima de diffluence correspondant à ces systèmes se localisent à la verticale des régions de pluies intenses. Les coordonnées de la deuxième région pluvieuse correspondent à celles de la perturbation n° 7 qui atteint la côte Ouest de l'Afrique à la latitude de Dakar. Enfin, la troisième zone de convection qui se situe sur le continent s'étend de l'Afrique Centrale jusqu'au Nigéria. Elle couvre une aire importante et est caractérisée par des valeurs élevées de taux de précipitations. On peut lui faire correspondre la perturbation n° 8 qui se présente sur la carte de lignes de courant prévue à échéance de 24 heures comme nébuleuse, avec un noyau central à  $5^\circ \text{ N}$ ,  $25^\circ \text{ E}$ , prolongé vers l'Ouest jusqu'à l'Océan par une ligne de forte confluence (Fig. IV.27 et IV.28). Toutefois l'intensité du phénomène est plus forte dans le schéma A que dans le schéma B. C'est aussi ce que révèle l'examen des cartes de potentiels de vitesse qui indiquent une confluence à 700 mb et une diffluence à 250 mb plus élevées dans le cas A que dans le cas B. De fait, on relève sur les cartes de précipitations prévues à 24 heures, des taux plus importants dans le cas de l'ajustement convectif (A) que dans celui du schéma de KUO (1965) (B). L'impression générale qui se dégage de la comparaison des isohyètes est que leur extension spatiale est toujours plus importante dans le cas du schéma de KUO (1965) que dans celui de l'ajustement convectif et que leur intensité est fonction de la convergence de basse couche et de la divergence de la haute troposphère ("outflow" tropical).

Le tableau IV.2 nous montre les positions relatives de ces mêmes perturbations (n° 6 et 8) après 24 et 48 heures de prévision. Ces perturbations se déplacent correctement vers l'Ouest à échéance de 24 heures ; l'erreur sur le positionnement en latitude

est de l'ordre de 2° entre l'observation et les prévisions, ces dernières faisant évoluer les centres actifs à des latitudes plus basses; elle est inférieure à 1° quand on compare entre elles les deux prévisions. Après deux jours de prévision, les écarts entre les positions observées et celles prévues deviennent plus importants. Dans le cas de l'onde n° 6, l'écart reste dans des limites acceptables, puisque les coordonnées du centre observé sont 14° N, 36° W, alors que dans les expériences A et B, on a respectivement 12° N, 37° W et 12° N, 38° W.

n° Onde	24 HEURES			48 HEURES		
	Observé	A-C	KUO (1965)	Obsversé	A-C	KUO (1965)
6	12°N, 32°W	10°N, 30°W	10°N, 30°W	14°N, 36°W	12°N, 37°W	12°N, 37°W
7	13°N, 16°W	12°N, 16°W	11°N, 15°W	15°N, 20°W	8°N, 27°W	10°N, 27°W
8	10°N, 25°E	8°N, 24°E	8°N, 24°E	10°N, 17°E	8°N, 23°E	8°N, 20°E
8'					3°N, 0°E	3°N, 0°E

*Tableau IV-2 : Positions des thalwegs 6, 7 et 8 après 24 et 48 heures de prévision.*

Quant au thalweg n° 7 qui, à échéance 48 heures, fusionne pratiquement avec le n° 6, les prévisions A et B le placent trop bas en latitude (8° N pour A et 10° N pour B au lieu de 15° N observé) et l'avancent trop à l'ouest (20° W d'après l'observation et 27° W pour les prévisions A et B). Les résultats des prévisions sont moins bons en ce qui concerne la perturbation n° 8 qui se trouve à quelques points de grille à peine de la frontière est du domaine. Elle est observée le 9 septembre 1982 à 12 00 TU à 10° N,

17° E, alors que les prévisions pour la même date la positionnent à 24 heures et 48 heures à 8° N, 24° E et 8° N, 23° E pour le cas A. L'expérience B donne respectivement 8° N, 24° E et 8° N, 20° E. On remarque dans cet exemple l'effet de bord sur les champs dynamiques qui est ici plus important avec le schéma d'ajustement convectif qu'avec celui de KUO (1965).

Un fait remarquable est l'apparition, à 48 heures, sur la partie ouest de la ligne de confluence qui précède la perturbation n° 8, d'une dépression qu'on observe à 6° N, 2° E et que les deux schémas placent à 3° N, 0° E (cf. Fig. IV.27.b et IV.28.b). Ce Centre cyclonique (8') n'existait pas dans la situation initiale du 7 septembre 1974 à 12 h 00 TU, ni le jour suivant (cf. Fig. IV.27.a). Cette cyclogèse sur le Golfe de Guinée a donné une perturbation qui s'est intensifiée au fil des jours pour devenir une dépression tropicale au-dessus de l'Atlantique Ouest.

Aux échéances plus reculées, 36 heures par exemple, les différences entre les deux schémas de convection A et B tendent à s'approfondir. Ainsi, sur la figure IV.30, qui représente les champs de potentiel de vitesse à 700 mb obtenus avec l'ajustement convectif (carte a) et avec le schéma de convection de KUO (1965) (carte b), on note des écarts importants entre les deux champs. Sur la carte a, la caractéristique principale est la présence de deux régions de forte confluence à 10° N, 35° W et à 5° N, 10° E. Plus au nord, entre ces deux centres cycloniques, on trouve une zone anticyclonique qui couvre la partie désertique de l'Afrique. La structure du champ qui est présenté à la Figure b est à deux pôles de convergence dont les maxima sont plus étalés. L'aire de divergence remarquée sur la carte a est absente et la perturbation maritime est plus intense en b qu'en a, à l'inverse de la perturbation continentale.

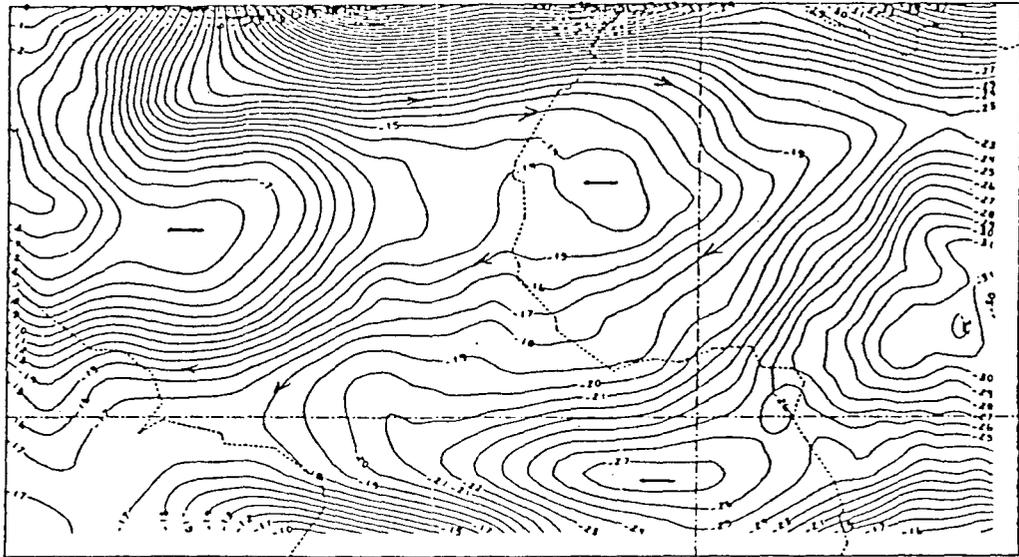
A 250 mb (Fig. IV.31), le centre de diffluence océanique est plus actif en b qu'en a. Cependant, les structures des deux champs

sont plus proches. Sur la figure IV.32, on associe aisément les zones de précipitations intenses aux perturbations du champ de potentiel de vitesse à 700 mb ou à 250 mb. On relève sur le continent, au-dessus de l'Afrique Centrale, des hauteurs de pluies plus élevées dans le cas A que le cas B. Au-dessus de l'Océan et dans la région de Dakar, les remarques ci-dessus s'appliquent aux précipitations associées aux perturbations n° 6 et 7.

A 48 heures, la convergence à 700 mb est globalement moins importante qu'à 36 heures (cf. Fig. IV.33), alors qu'à 250 mb (Fig. IV.34), les valeurs de potentiel de vitesse se conservent en mer, tandis qu'au-dessus du continent, des maxima secondaires apparaissent rendant le champ plus hétérogène. Toutefois, les valeurs absolues des extrema sont plus basses que 12 heures auparavant (cf. Fig. IV.30, échéance de 36 heures). Cette évolution des champs dynamiques se retrouve au niveau des champs de précipitations dans lesquels apparaissent de nombreux flots de pluies en Afrique de l'ouest (Figs. IV.32 et IV.35). Dans l'ensemble, d'une échéance à l'autre, la baisse de quantités et la réduction des aires de précipitations sont appréciables. Le champ b est moins chaotique que le champ a.

#### IV.4.3.- Comparaison des schémas B et C

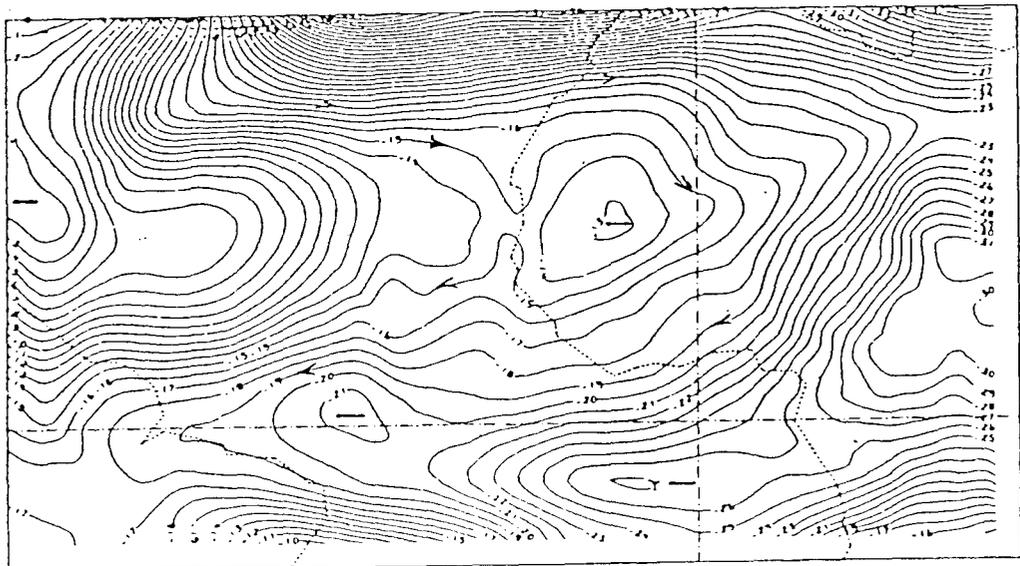
La paramétrisation de la convection profonde au moyen des schémas B et C de KJO (1965, 1974) repose sur le même principe, comme nous l'avons indiqué en tête de ce paragraphe. La différence entre ces deux schémas réside exclusivement dans la répartition des énergies dans la colonne atmosphérique. De fait, nous constatons une ressemblance frappante entre les champs de température au sol à 24 heures. Pratiquement, les dessins des isothermes sont quasiment identiques (cf. Fig. IV.22.b et IV.36). On relève cependant des écarts entre les valeurs extrêmes des champs de température. Par exemple, les maxima de température sur les principaux massifs montagneux : Fouta-Djalou, Hoggar, Tibesti, sont moins élevés dans l'expérience C que dans l'expérience B. On note sur ces sites respectifs les valeurs suivantes : 39° C/36° C, 39° C/36° C et 54° C/48° C.



a)

EQ

OE



b)

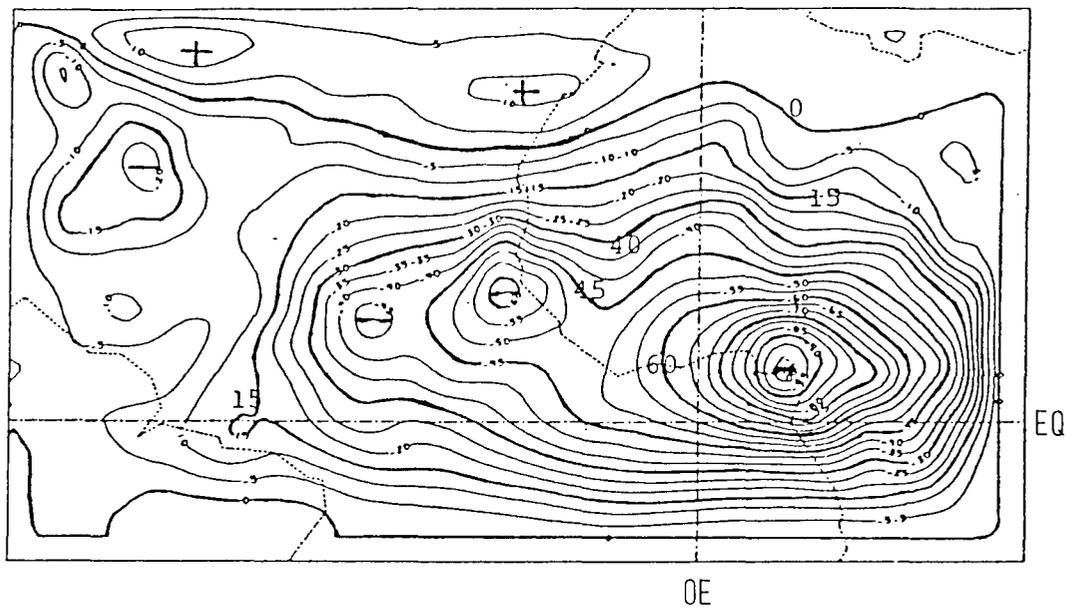
EQ

OE

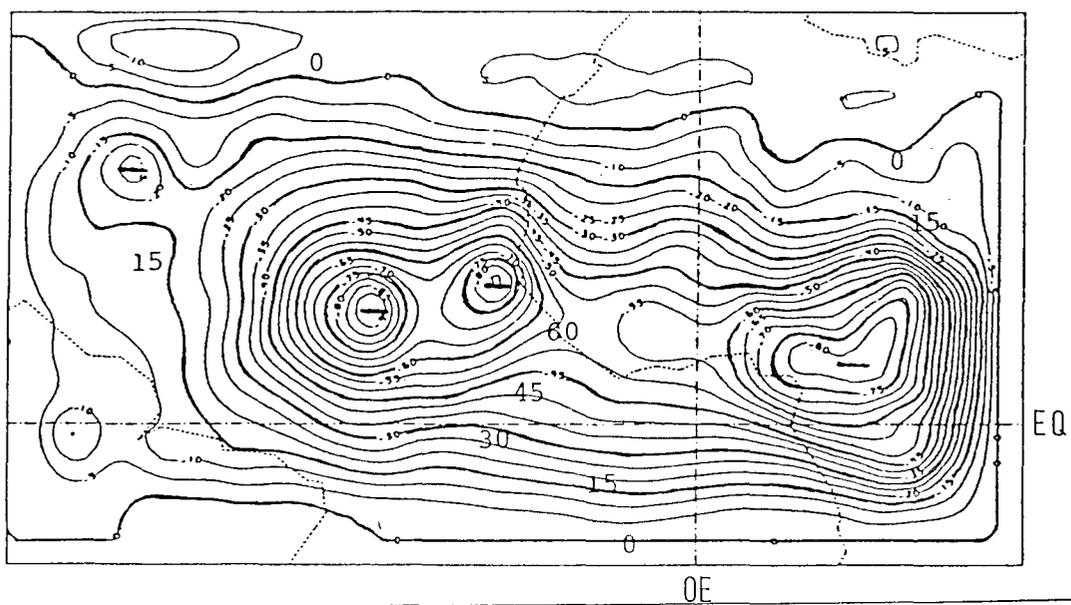
Figure IV-25 : Champs de fonction de courant à 250 mb à échéance 24 heures.

a) ajustement convectif

b) Kuo 1965



a)

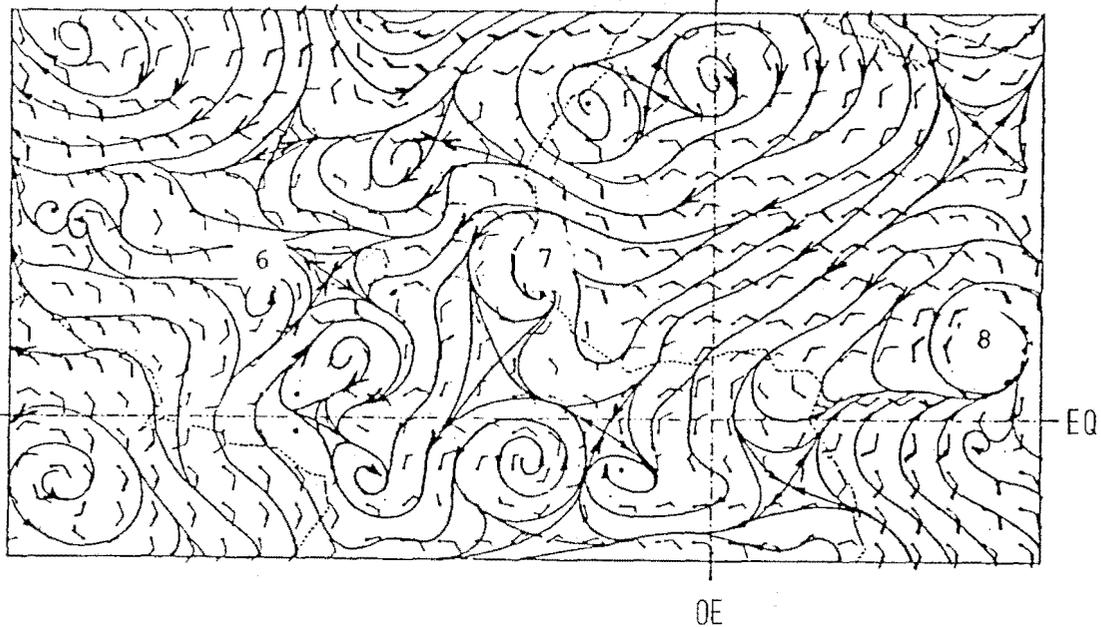


b)

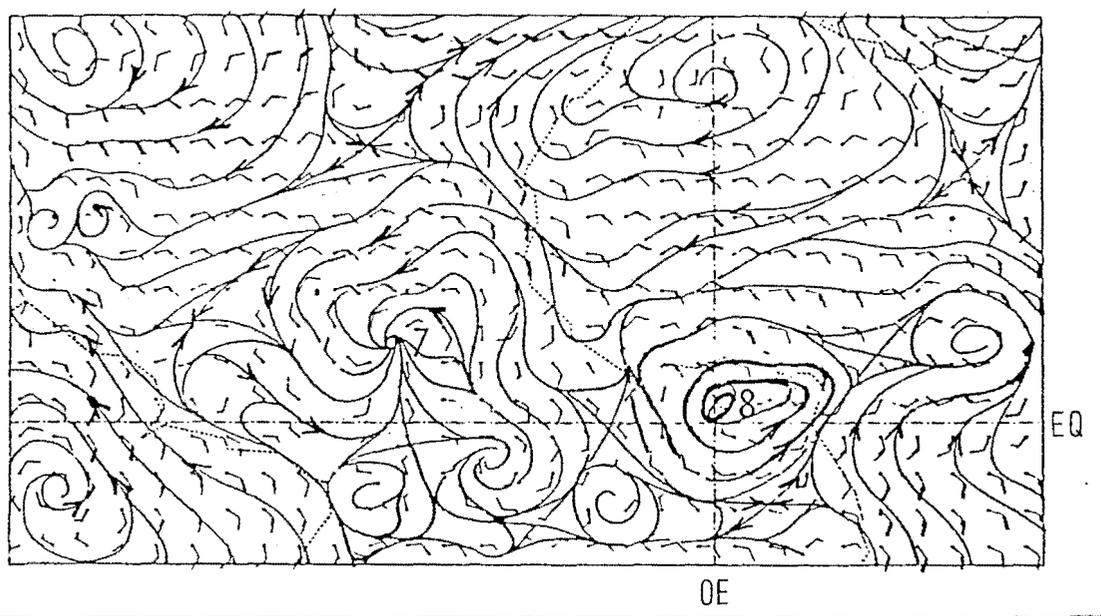
Figure IV-26 : Champs de potentiel de vitesse à 250 mb à échéance 24 heures.

a) ajustement convectif

b) KUO (1965).



a)



b)

Figure IV-27 - Champs de lignes de courant à 700 mb -  
ajustement convectif

- a)prévision à 24 heures
- b)prévision à 48 heures

Les champs dynamiques à 24 heures : lignes de courant à 700 mb (Fig. IV.27.a et Fig. IV.37.a) et les potentiels de vitesse à 250 mb (Fig. IV.26.b et Fig. IV.38.) présentent des configurations très semblables dans la bande équateur - tropique du Cancer, mais, au sud, les champs de lignes de courant sont très complexes. De telles structures, qui apparaissent au-dessus de régions où l'on dispose de peu de données initiales, sont sujettes à caution. En considérant la partie des champs dans l'hémisphère nord, on constate que le schéma B positionne les centres des perturbations cycloniques plus au sud, et ceci d'autant plus pas que l'échéance considérée est plus reculée. Les écarts de positionnement relevés à 48 heures sont de l'ordre de  $5^\circ$  de latitude. Quant à la localisation méridienne des thalwegs, elle est généralement plus à l'ouest avec le schéma B.

Sur la carte de potentiel de vitesse à 250 mb prévue par le modèle B pour le 8 septembre 1974 à 12 h 00 TU (cf. Fig. IV.26.b), les deux centres de divergence se trouvent sur l'Océan atlantique à  $11^\circ$  N et  $35^\circ$  W et à  $13^\circ$  N,  $20^\circ$  W : cette structure bipolaire ne se retrouve pas sur la Figure IV.30, issue de l'expérience C à 24 heures où on trouve un centre de divergence en forme oblongue. On remarque aussi que la diffluence de 250 mb au large de Dakar perd de son intensité à 36 heures de simulation, (Fig. IV.40) avant de s'activer de nouveau à 48 heures de simulation (Fig. IV.44) ; toutefois, l'amplitude de  $\chi$  reste en deçà de sa valeur à 24 heures. Dans les couches moyennes (700 mb), il existe également un seul centre de confluence sur l'océan ; ce qui est très différent des cas A et B que nous avons examinés plus haut.

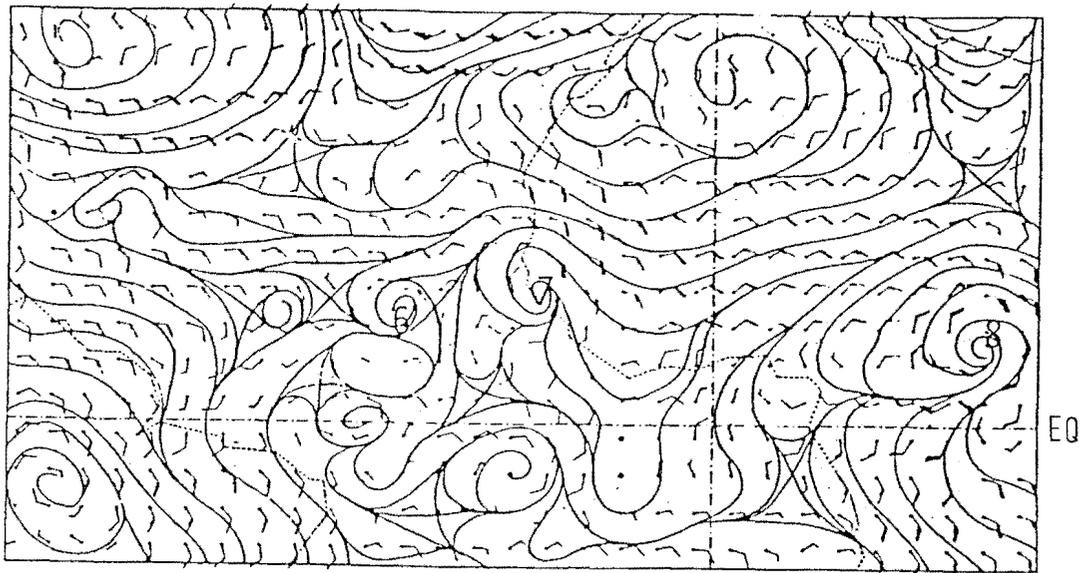
Quant aux champs de précipitations, ils présentent un contraste frappant. Le schéma B donne des pluies plus localisées que le schéma C, ce qu'on peut constater à l'examen des cartes des Figures IV.29.b et IV.39. Cependant, dans un cas comme dans l'autre, on retrouve les zones pluvieuses associées aux perturbations cycloni-

ques (cf. Fig. IV.28.b). Les séries de figures IV.29, IV.32, IV.35 pour le cas B et IV.39, IV.41 et IV.45 pour le cas C permettent de suivre l'évolution des champs de précipitations de 24 à 48 heures. Dans les deux cas, on constate une décroissance régulière des taux et des aires de pluies associées aux perturbations mobiles. Nous reviendrons, dans le chapitre suivant, sur la relation qu'on peut établir entre les phénomènes d'onde d'Est et l'activité convective.

#### IV.4.4.- Répartition des quantités de pluie entre précipitations d'origine convectives et non convectives

Nous avons examiné jusqu'ici la répartition spatiale des précipitations d'origine convective et sa variation avec les schémas de la paramétrisation. Mais, le modèle comporte, en plus des schémas de la convection profonde, ceux relatifs aux précipitations non convectives de grandes échelles conditionnées essentiellement par les champs de l'humidité relative. De ce fait, nous devons nous attendre tout d'abord à une interaction entre ces deux types de mécanismes des précipitations. Dans ce paragraphe, nous examinons les trois schémas de la convection profonde du point de vue de leurs effets indirects.

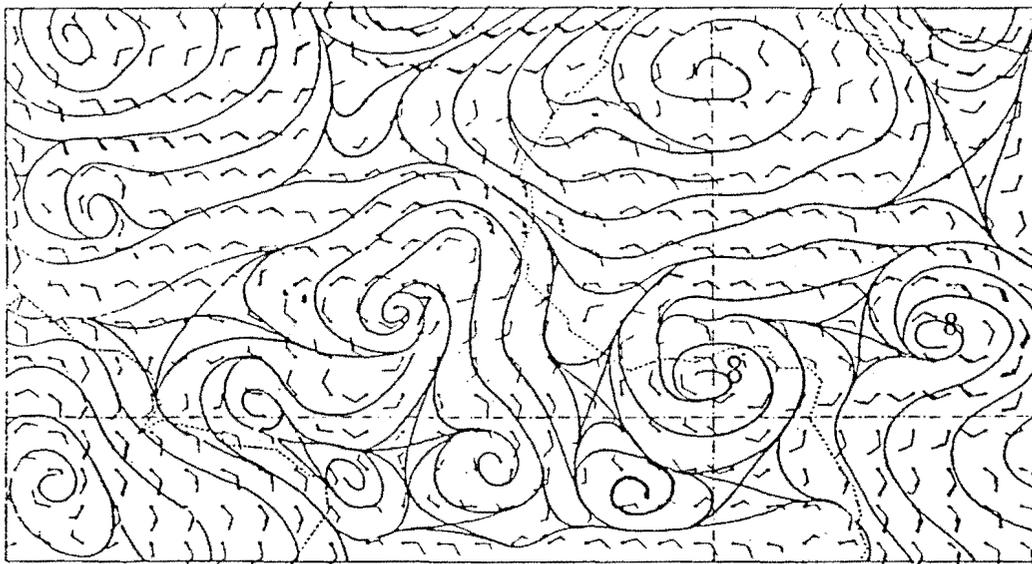
La figure IV.46 illustre les hauteurs de pluies intégrées sur l'étendue totale du domaine du modèle prévues par les différents schémas de paramétrisation de la convection en fonction de l'échéance de la prévision. On y distingue, en trait continu, la hauteur de pluie d'origine convective cumulées sur 6 heures. Les courbes issues du schéma de convection de KJO (1974) se détachent des deux autres (A et B) par les valeurs de précipitations élevées atteintes. Dans les premières heures d'intégration (12 heures), l'excédent de pluie en faveur du schéma C est de l'ordre de 400 à 500 % de B. Cet écart se réduit progressivement au fil des échéances pour se stabiliser après 18 heures d'intégration, à 300 % en moyenne des valeurs fournies par les schémas A et B.



a)

OE

EQ



b)

OE

EQ

Figure IV-28 : Champs de lignes de courant à 700 mb - KUO 1965

- a) Prévision à 24 h
- b) Prévision à 48 h.

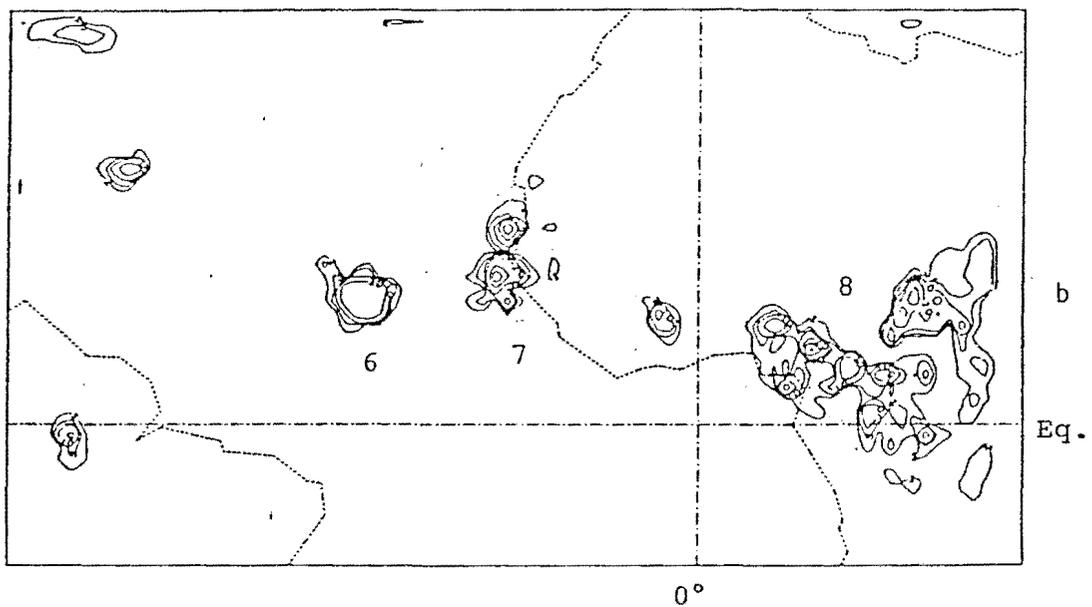
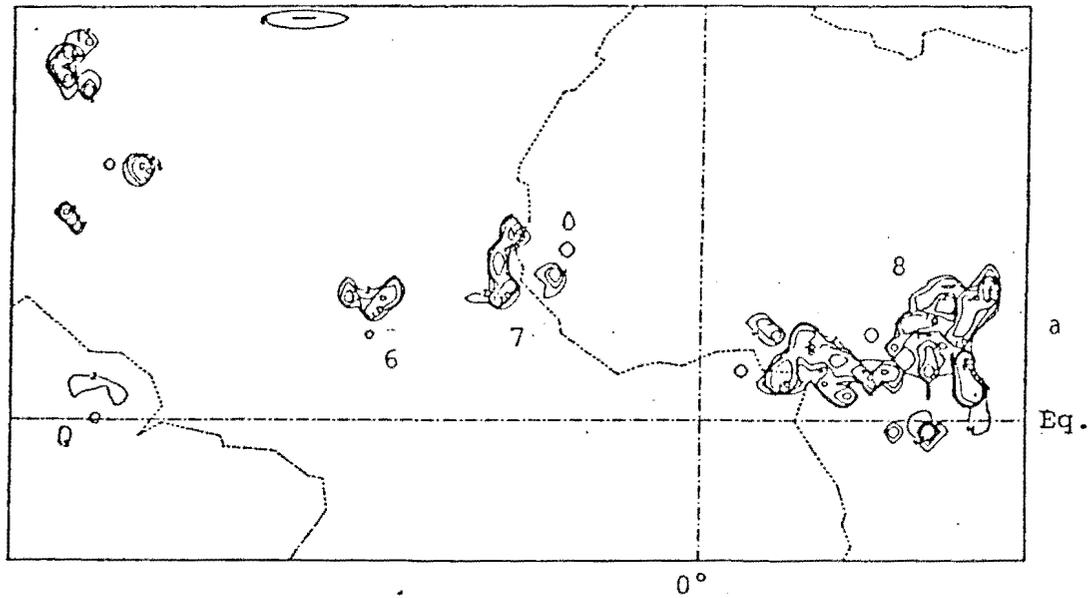
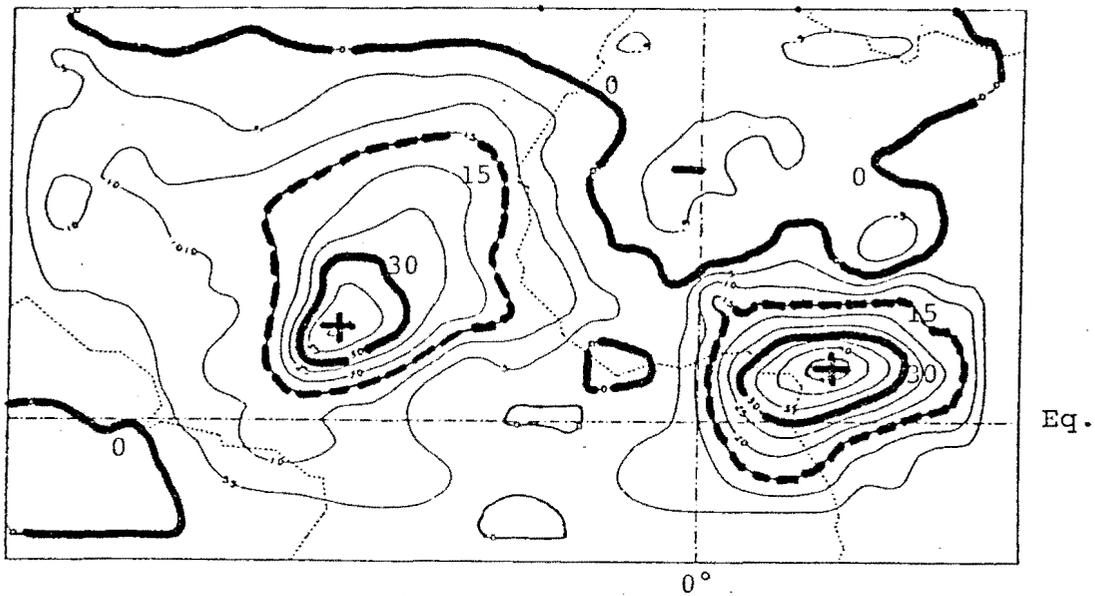


Figure IV-29 : Pluies totales cumulées sur 6 heures

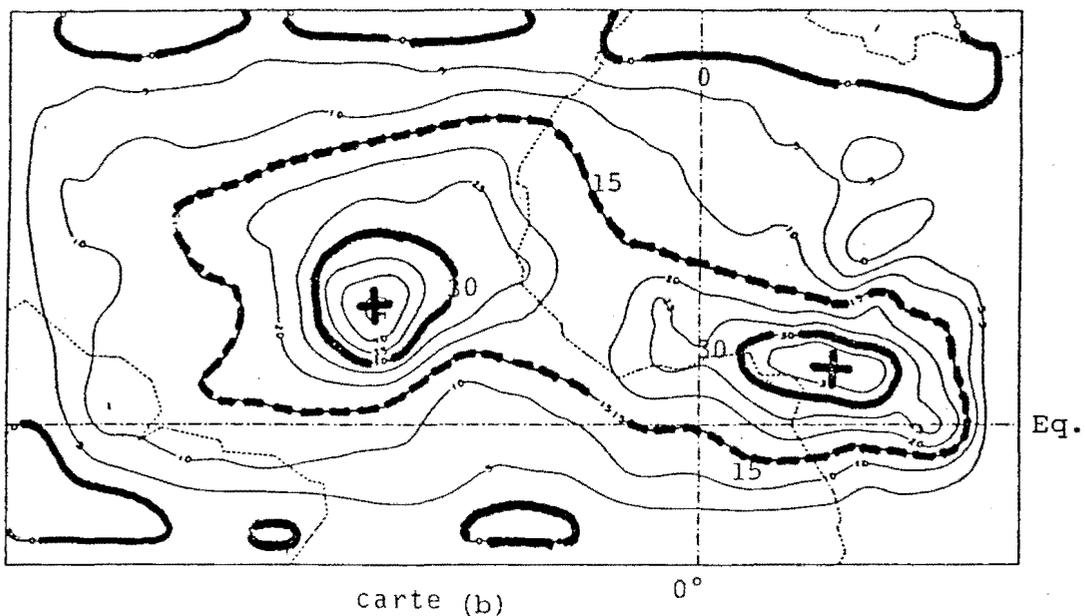
a) ajustement convectif

b) Kuo 1965

(Prévision 24 heures)



carte (a)



carte (b)

Figure IV-30 : Champs de potentiel de vitesse à 700 mb  
et à échéance 36 heures.

- a) ajustement convectif
- b) KUO 1965

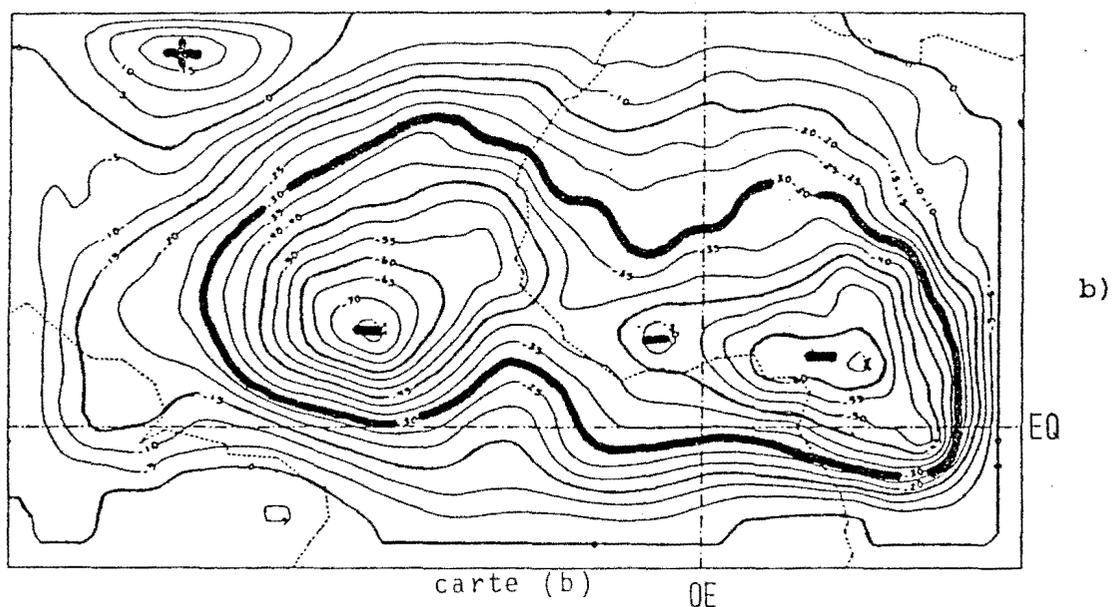
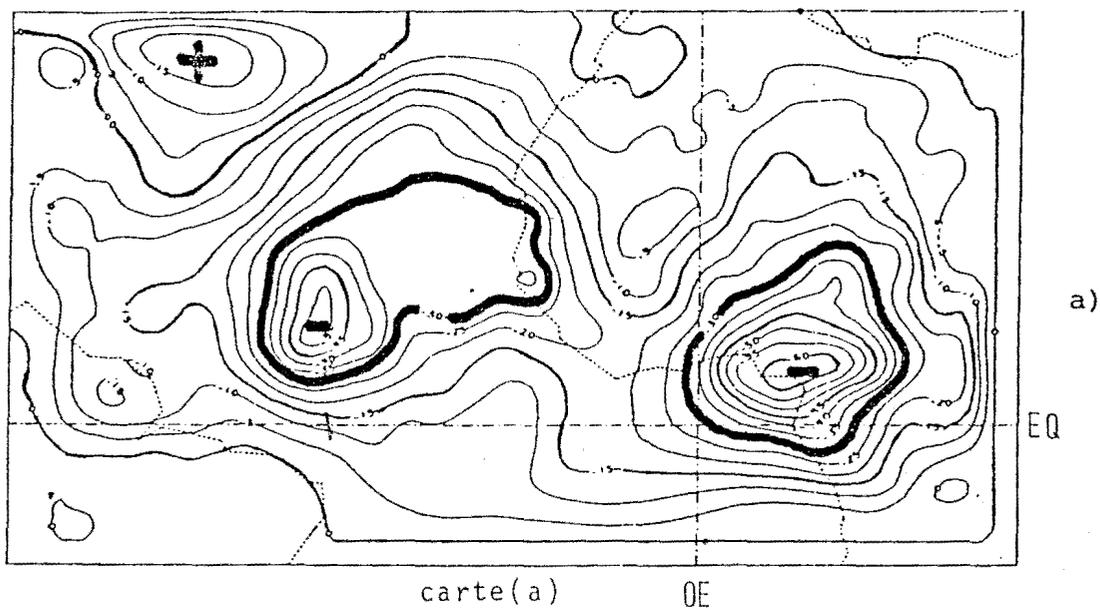
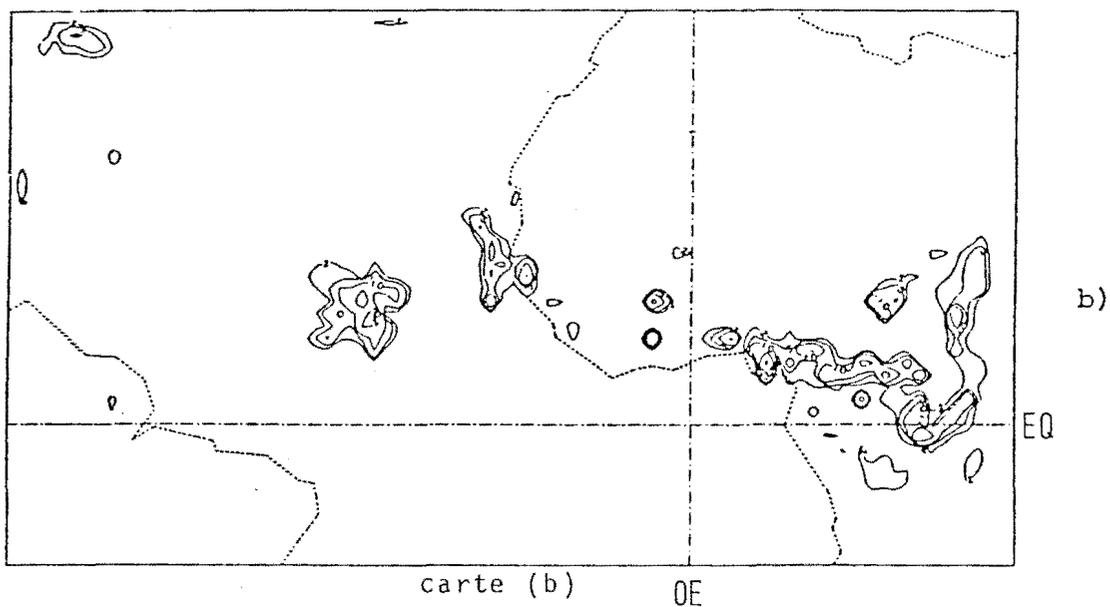
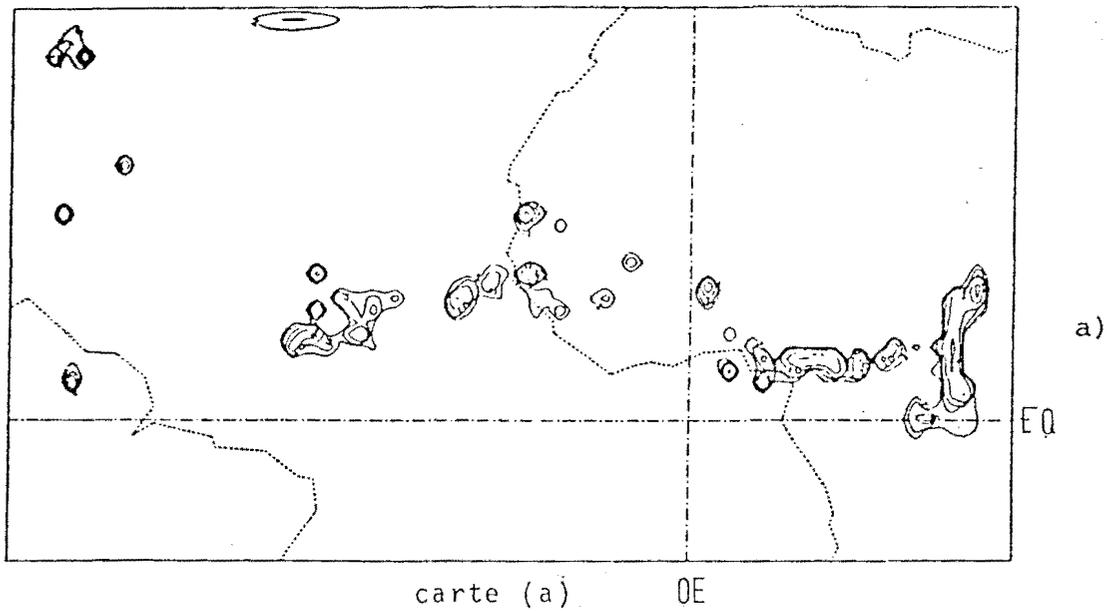


Figure IV-31 : Champs de potentiel de vitesse à 250 mb et à échéance 36 heures.

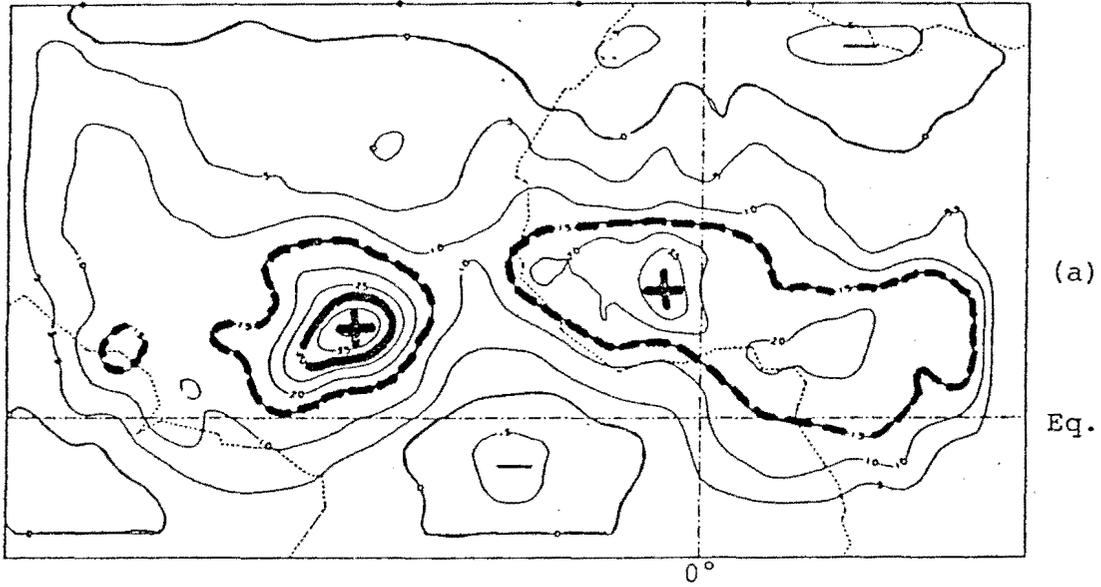
a) ajustement convectif

b) KUO 1965

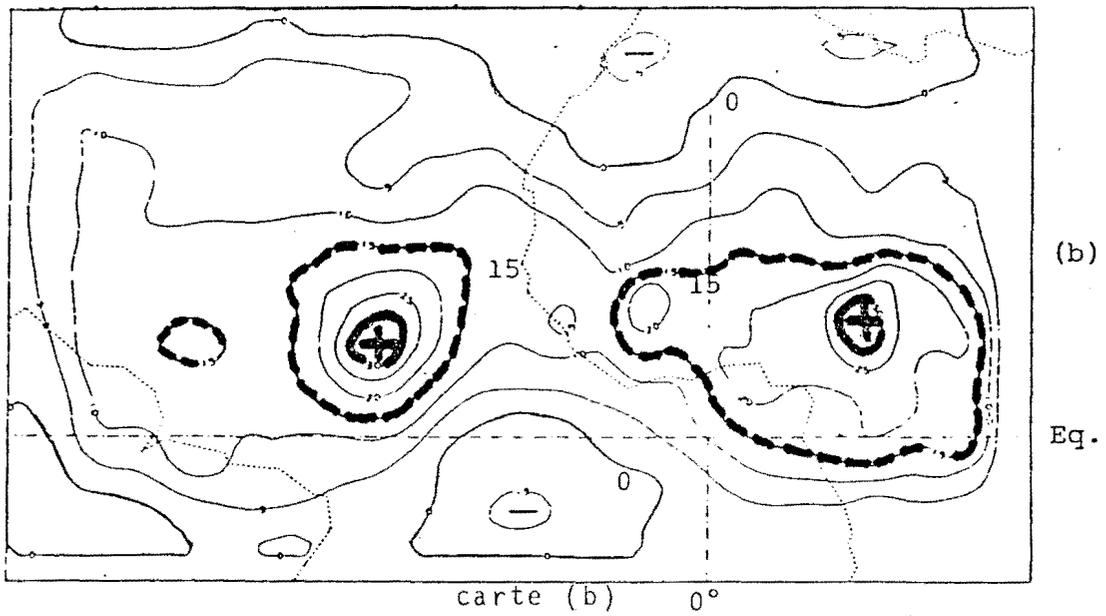


**Figure IV-32** : Champs de précipitations à 700 mb et à échéance 36 heures.

- a) ajustement convectif
- b) KUO 1965



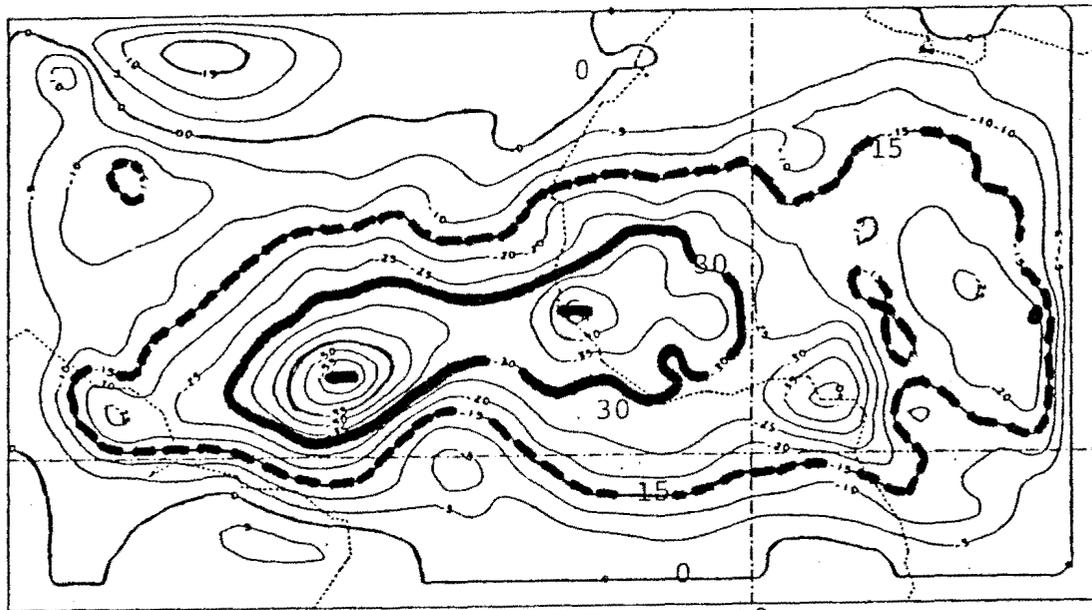
carte (a)



carte (b) 0°

Figure IV-33 : Potentiel de vitesse à 700 mb - prévision à 48 heures

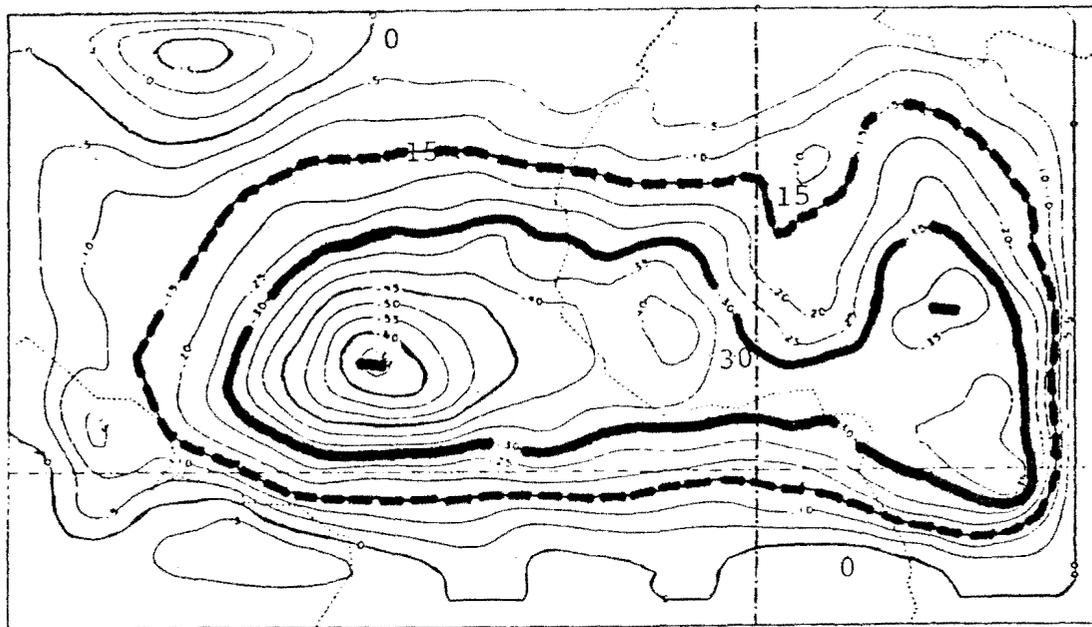
- a) ajustement convectif
- b) KUO 1965



(a)

Eq.

carte (a) 0°



(b)

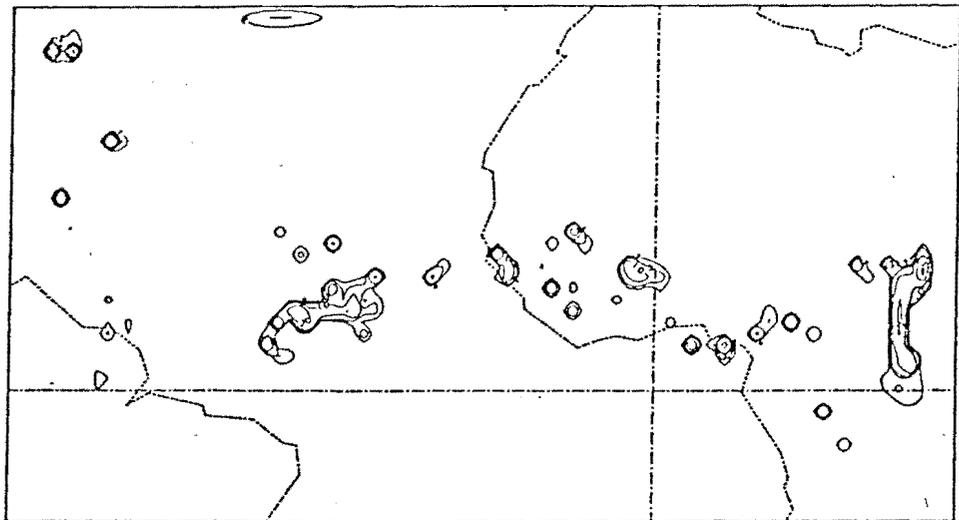
Eq.

carte (b) 0°

Figure IV-34 : Potentiel de vitesse à 250 mb - Prédiction à 48 heures.

a - ajustement convectif

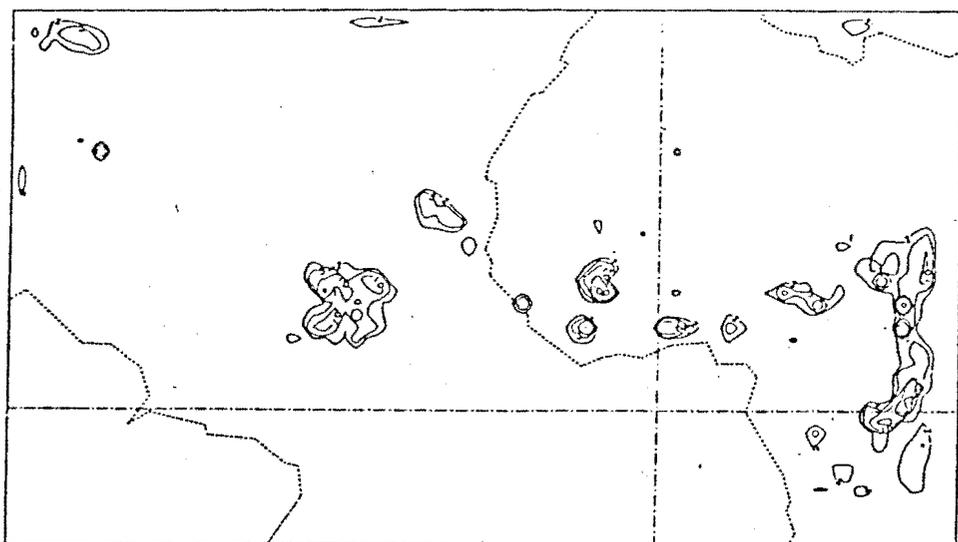
b - Kuo 1965



a)

Eq.

carte (a) 0°



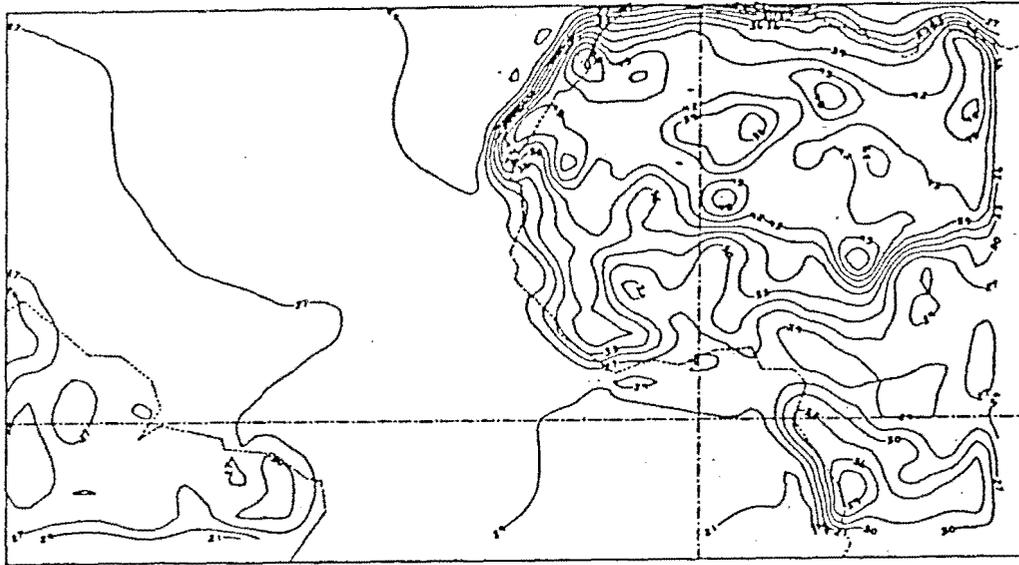
b)

Eq.

carte (b) 0°

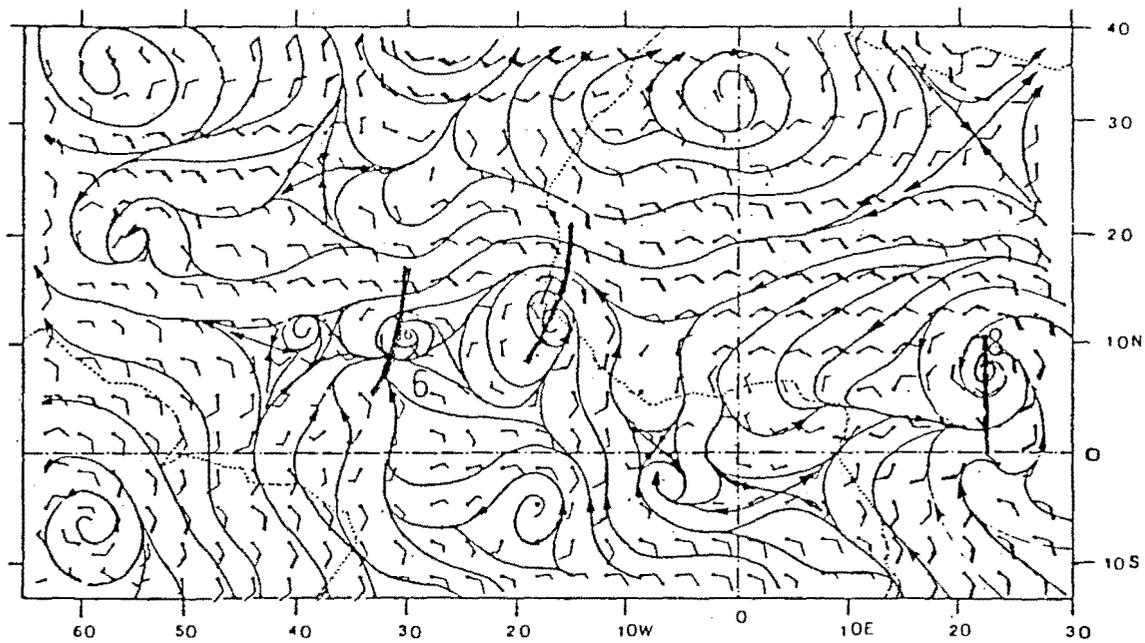
Figure IV-35 : Pluies totales cumulées sur 6 heures  
Prévision à 48 heures.

- a) ajustement convectif
- b) KUO 1965

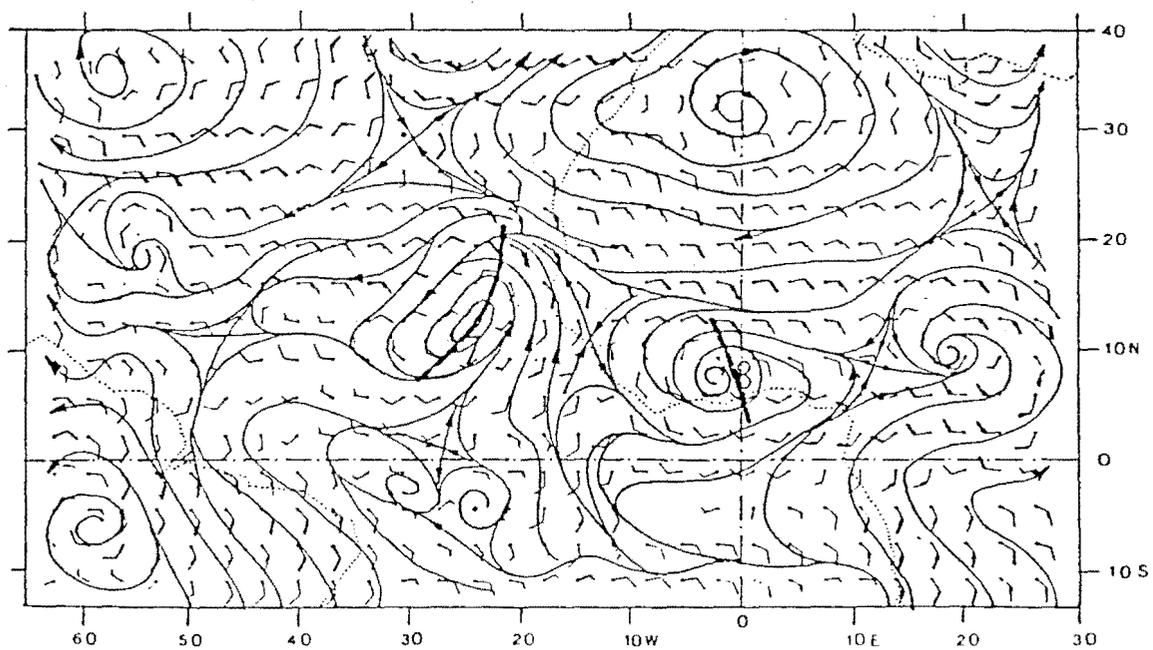


0°

Figure IV-36 : Champ de températures sol du modèle C (Ref)  
- Prévission à 24 heures



carte (a)

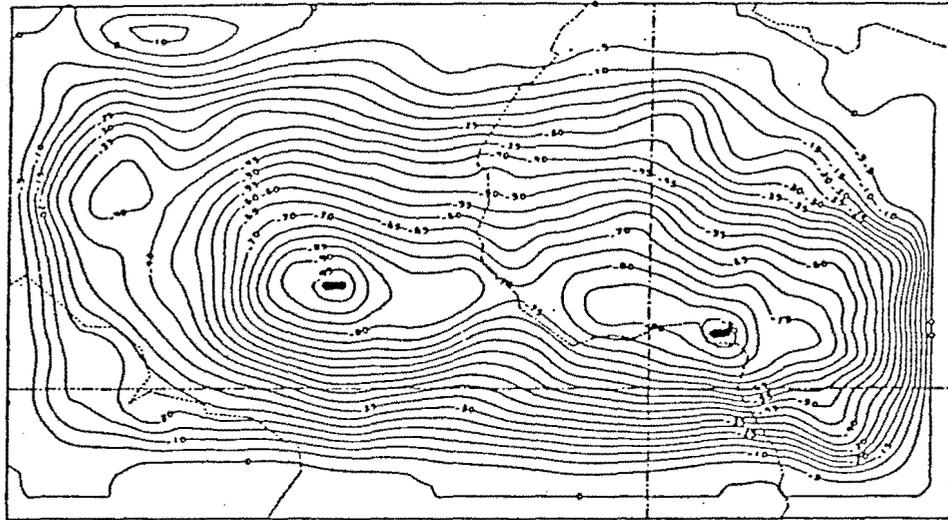


carte (b)

Figure IV-37 : Champ de lignes de courant du modèle C (Ref)

a) 24 h

b) 48 h



Eq.

0°

Figure IV-38 : Champ de potentiel de vitesse à 250 mb à  
échéance de 24 heures - Modèle C (Ref)

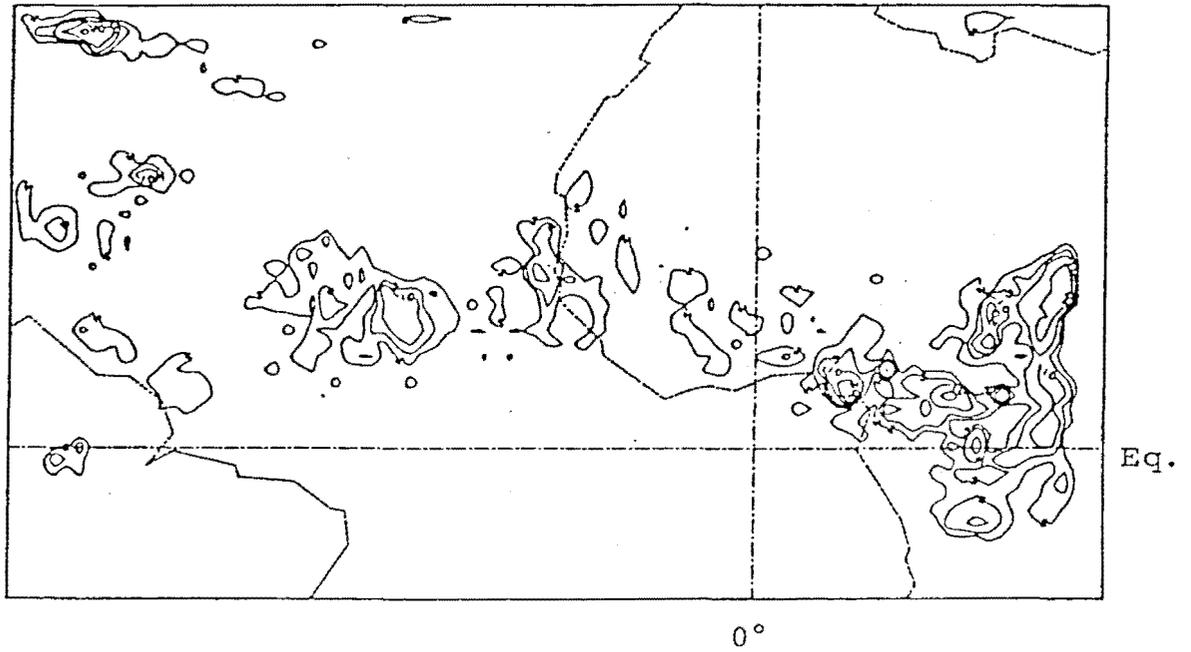
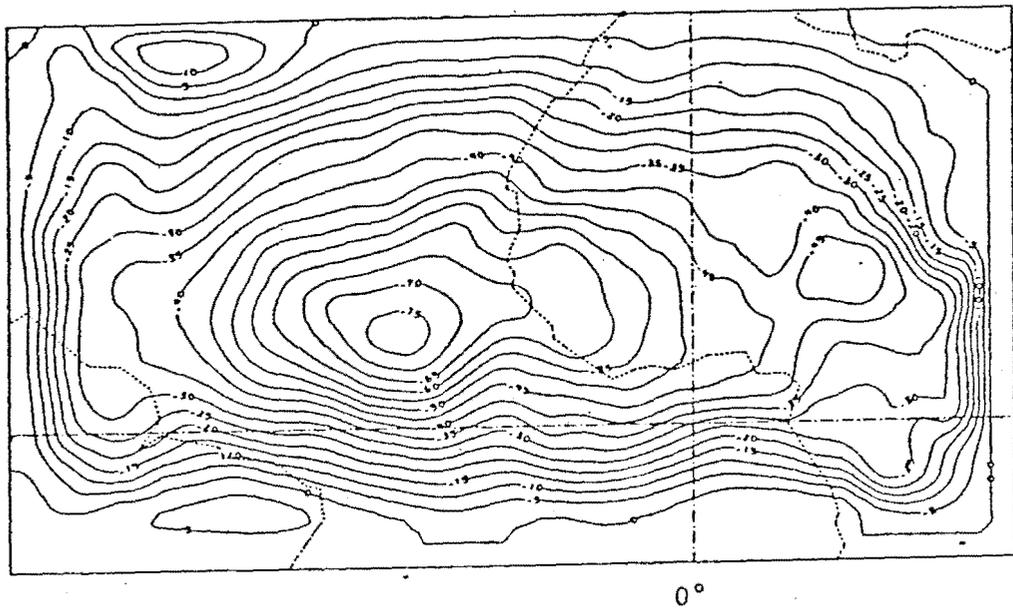


Figure IV-39 : Champ de précipitations à échéance de 24 h.

POTENTIEL DE VITESSE A 250 MB ECH 36H



Eq.

Figure IV-40 : Potentiel de vitesse à 250 mb prévu pour le 9.9.74  
à 0 h TU (Expérience C).

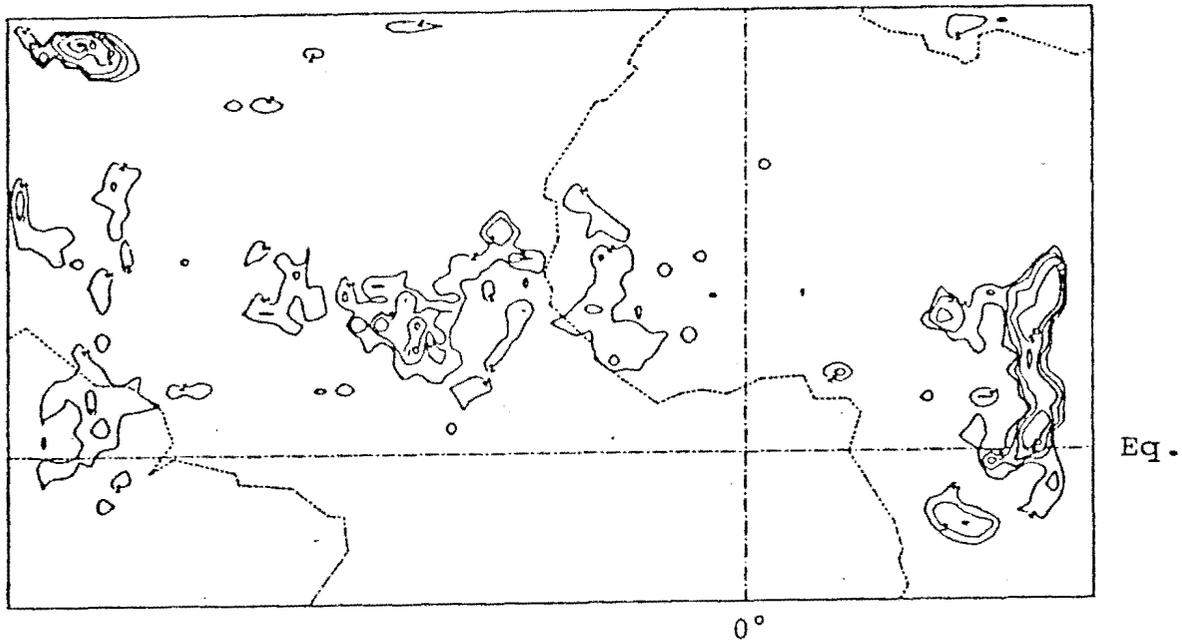


Figure IV-41 : Pluies totales cumulées sur 6 heures  
Prévision à 36 heures - Modèle C (Ref)

Les tableaux IV.3 et IV.5 regroupent les précipitations cumulées sur 6 heures prévues, dans les zones A et B de l'expérience GATE, pour les 06, 07, 08 et 09 septembre 1974, avec les trois schémas de la paramétrisation. Dans tous les cas, les conditions initiales sont celles de la veille à 12 h TU. Le tableau IV.6, tiré de l'article de HUDLON et PATTERSON (1979), représente les précipitations observées sur la même zone. Ces tableaux montrent clairement que les schémas A et B sous-estiment nettement les précipitations convectives. Par contre, on constate que les valeurs prévues par le schéma C sont du même ordre de grandeur que celles fournies par l'observation, à l'exception du cas du 5 septembre 1974 où des écarts importants (du simple au triple) sont relevés (cf. Tableaux IV.5 et IV.6). Globalement, la sous-estimation des précipitations par le schéma de paramétrisation de KUO (1974) par rapport à l'observation est de l'ordre de 15 %. Ainsi, en résumé, la confrontation des résultats issus des trois expériences basées sur les schémas de paramétrisation de la convection profonde A, B et C établissent la supériorité du schéma de KUO (1974) sur le schéma original de KUO (1965) et celui d'ajustement convectif de MANABE et al. (1965).

Pour examiner l'interaction entre les précipitations convectives et non convectives, nous avons représenté l'évolution des hauteurs de pluies cumulées sur l'ensemble du domaine d'intégration du modèle (Fig. IV.47). Les précipitations totales (convectives et non convectives) prévues par les schémas A et B donnent les mêmes évolutions entre 0 et 18 heures d'échéance partant du 07 septembre 1974 à 12 h 00 TU. Mais, la part des précipitations convectives varie nettement entre ces deux schémas. Ainsi, les précipitations convectives résultant du schéma A (ajustement convectif) sont très faibles, ce qui confirme les résultats indiqués dans les tableaux IV.3 et IV.4. Ces résultats sur la répartition des précipitations entre celles d'origine convective et celles non convectives montrent qu'il y a un phénomène de compensation qui s'opère dans le modèle, de façon à produire des précipitations non négligeables. Dans le cas du schéma C

	Situations initiales	04/09/74	05/09/74	06/09/74	07/09/74
	Echéances prévues pour	05/09/74	06/09/74	07/09/74	08/09/74
Ajustement convectif Schéma "A"	00 h à 06 h	0,20	0,03	0,00	0,03
	16 h à 12 h	0,34	0,30	0,00	0,06
	12 h à 18 h	0,29	valeurs manquantes	0,03	0,04
	18 h à 24 h	0,42	"	0,04	0,02
	Totaux	1,25		0,07	0,15

Tableau IV-4 : Précipitations convectives cumulées pour les zones A et F de GATE : Schéma "A".

	Situations initiales	04/09/74	05/09/74	06/09/74	07/09/74
	Echéances prévues pour	05/09/74	06/09/74	07/09/74	08/09/74
KUO(1965) Schéma "B"	00 h à 06 h	0,33	0,33	0,74	0,09
	06 h à 12 h	0,69	0,52	0,20	0,22
	12 h à 18 h	0,68	0,88	0,18	0,23
	18 h à 24 h	0,43	1,41	0,40	0,48
	Totaux	2,13	3,14	1,52	1,02

Tableau IV-5 Précipitations convectives cumulées pour les zones A et de GATE : Schéma "B".

	Situations initiales	04/09/74	05/09/74	06/09/74	07/09/74
	Echéances prévues pour	05/09/74	06/09/74	07/09/74	08/09/74
KUO (1974) Schéma "C"	00 h à 06 h	2,62	2,49	2,95	1,51
	06 h à 12 h	1,03	1,52	0,45	1,61
	12 h à 18 h	2,48	2,06	0,78	2,96
	18 h à 24 h	3,67	1,73	2,07	2,19
Totaux		9,80	7,80	6,25	8,27

Tableau IV-6 : Précipitations convectives cumulées pour les zones A et B de GATE : Schéma "C".

	Dates	05/09/74	06/09/74	07/09/74	08/09/74
	Périodes				
Observations	00 h à 06 h	7,5	2,5	1,5	1,5
	06 h à 12 h	7,5	1,75	1,25	1,75
	12 h à 18 h	7,0	2,0	1,25	1,25
	18 h à 24 h	5,0	2,0	1,25	0,75
Totaux		27,0	8,25	5,25	5,25

Tableau IV-7 : Précipitations observées pour les zones A et B de GATE (HUDLOW et PATTERSON, 1979).

(KJ0, 1974), l'essentiel des précipitations résulte de la convection, la pluie d'origine non convective représentant à peine 20 % de la pluie totale. Notre étude n'a pas permis de démontrer clairement les conséquences dynamiques de ces comportements différents, mais nous pouvons avancer avec certitude que les conséquences sur les champs dynamiques peuvent être très importantes dans le cas d'une simulation longue, supérieure à la semaine. La répartition de 20 % et 80 % entre les pluies non convectives et les pluies convectives est tout à fait conforme aux résultats expérimentaux présentés ces dernières années sur les régions tropicales (ASECNA, 1975 ; CARLSON, 1969.a ; BURPEE, 1972 ; REED et al., 1977).

Remarques.

On peut résumer les comportements des trois schémas de la convection dans l'estimation du taux de précipitations de façon suivante :

a) - Schéma A

La part des pluies convectives représente moins de 5 % des pluies totales reçues sur l'ensemble du domaine. L'essentiel des pluies résulte de précipitations de grande échelle. La hauteur des précipitations totales cumulées sur 6 heures ne varie pratiquement pas pendant toute la durée de la prévision ; de ce fait, aucune évolution diurne n'apparaît avec ce schéma.

b) - Schéma B

Avec cette paramétrisation de la convection humide, le pourcentage des pluies convectives par rapport aux pluies totales est compris entre 30 et 50 %, le reste résulte du schéma de précipitations à grande échelle. Entre les échéances, 18 heures et 24 heures, qui correspondent aux situations prévues pour le 8 septembre 1974 à 6 h 00 TU et 12 h 00 TU, on note un accroissement du taux

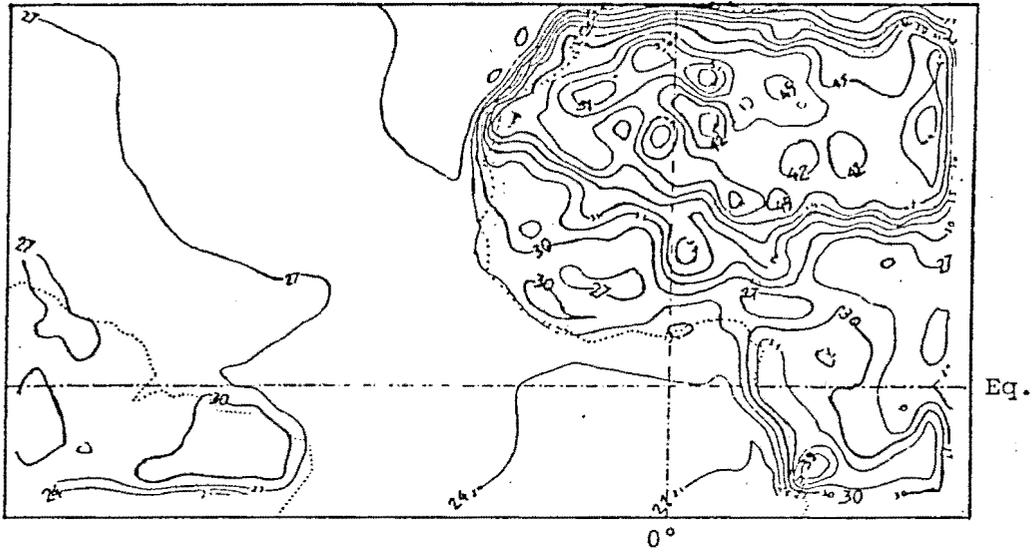


Figure IV-42 - Températures de surface - Prévission à 48 heures  
Modèle C (Ref)

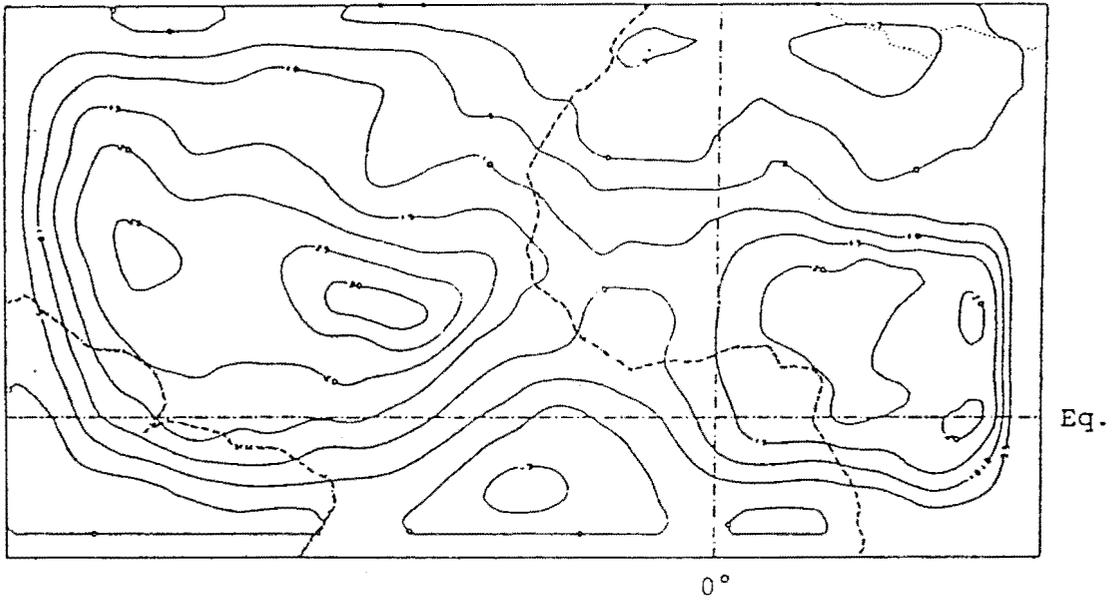
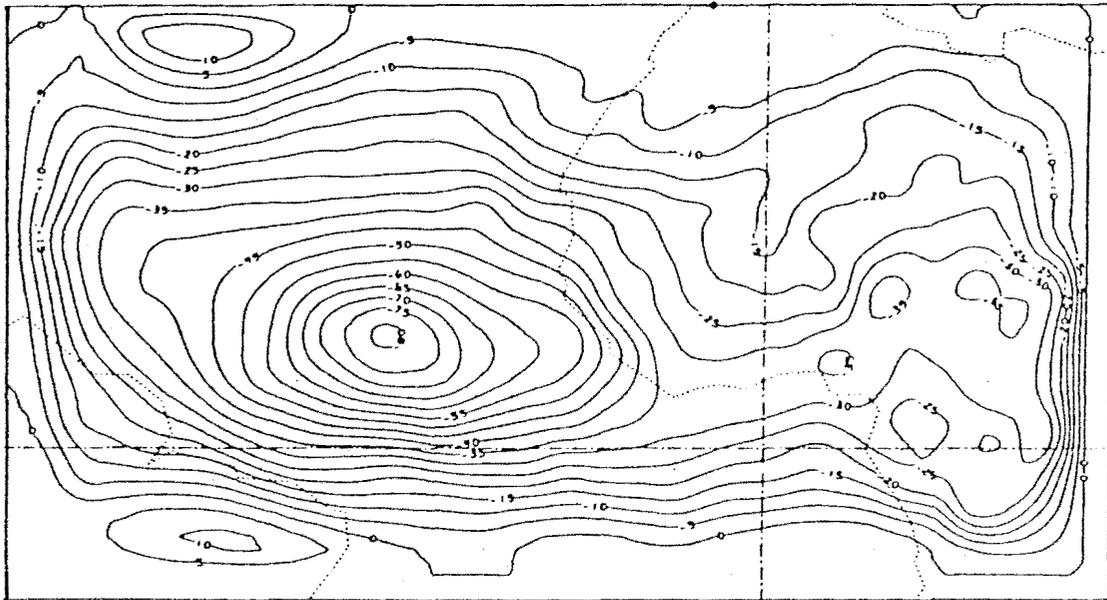


Figure IV-43 : Champ de potentiel de vitesse à 700 mb  
Prévision à 48 heures - Modèle C (Ref)



Eq.

Figure IV-44 : Potentiel de vitesse à 250 mb  
Prévision à 48 heures - Modèle C (Ref)

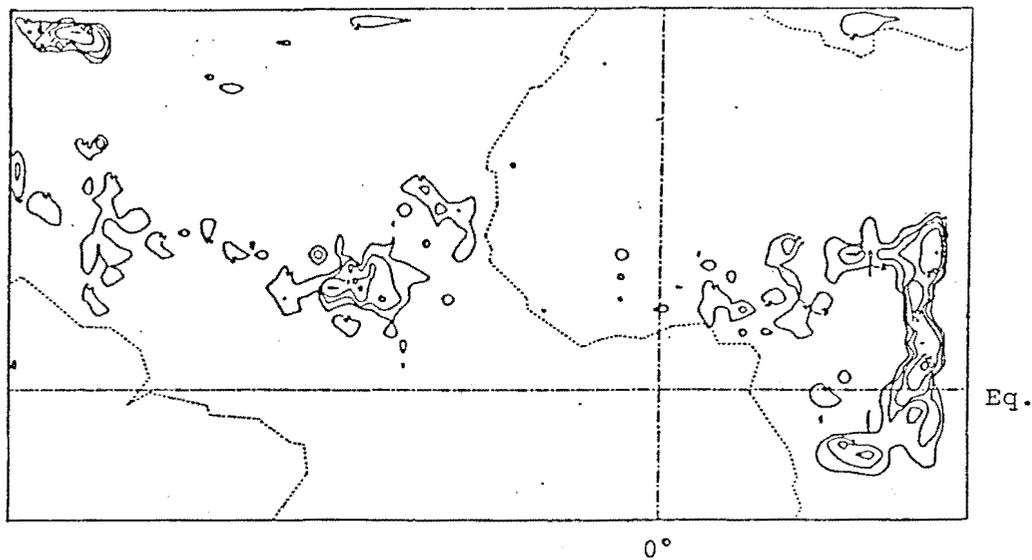


Figure IV-45 : Pluies totales cumulées sur 6 heures -  
Prévision à 48 h - Modèle C (Ref)

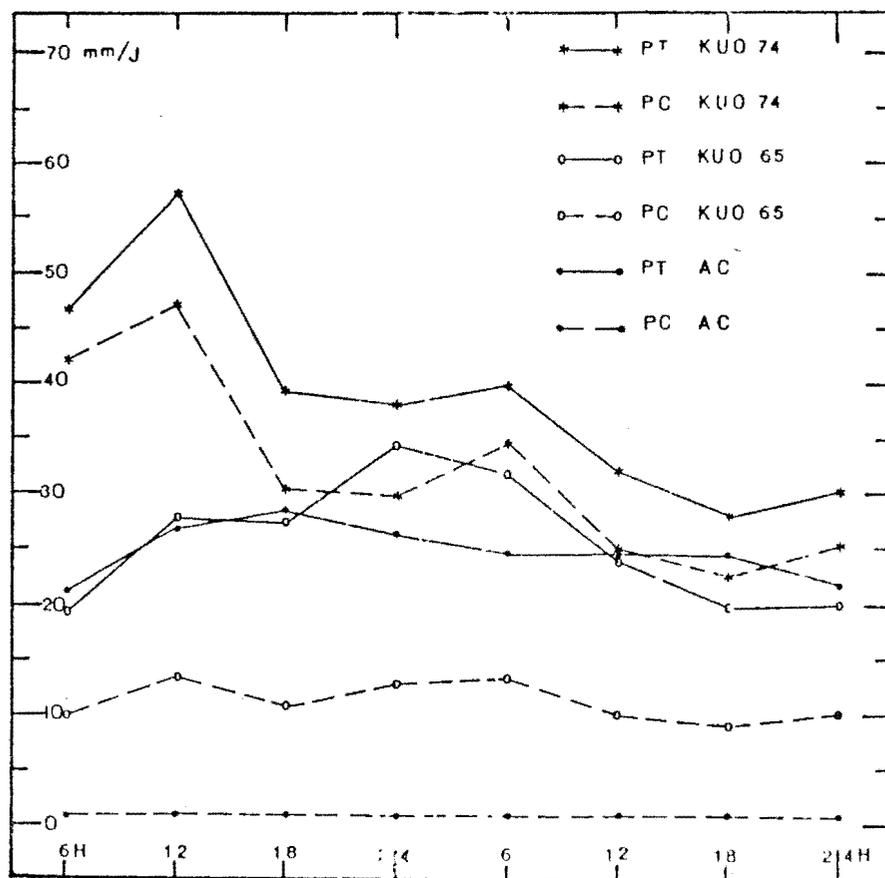


Figure IV.46 : Hauteurs de pluies cumulées sur le domaine GATE  
 Résultats des schémas A, B et C pour les pluies  
 totales et les pluies convectives.

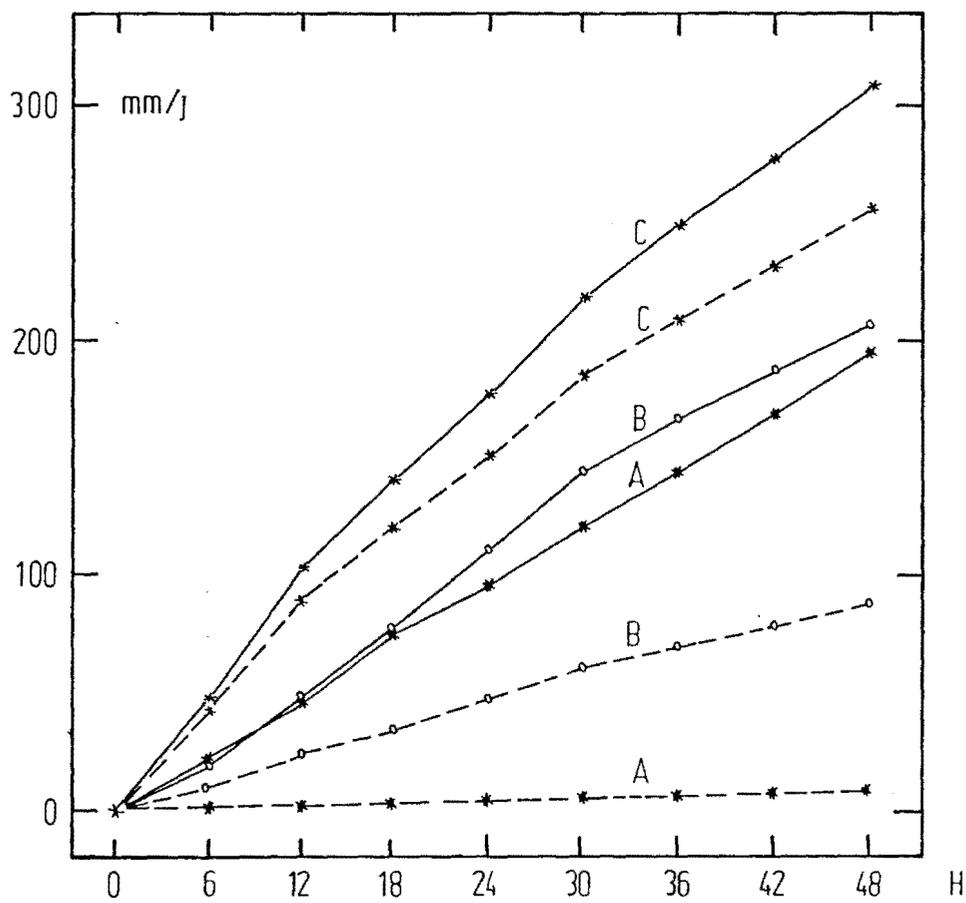


Figure IV-47 Hauteur de pluies cumulées.

A Ajustement convectif

B Schema de KUO (1965)

C Schema de KUO (1974)

—○— PLUIE TOTALE

- - -○- - - PLUIE "CONVECTIVE"

de précipitations totales qui atteint la valeur de 10 mm/6 heures. Mais, quant à la fraction convective de la pluie, son taux d'accroissement est moins important. Dans le laps de temps 30 heures - 42 heures, on observe une tendance à la baisse, aussi bien en ce qui concerne les hauteurs de pluies totales que celles des pluies convectives. Un léger renversement de tendance est décelable entre 36 heures et 48 heures.

c) - Schéma\_C

Dans le cas de la procédure C, après 6 heures d'intégration du modèle, les précipitations atteignent des hauteurs importantes, le maximum apparaissant à échéance 12 heures. Une baisse brutale des valeurs intervient au cours des 6 heures suivantes. Ensuite, entre 24 et 30 heures, le taux de précipitations croît à nouveau, les pluies convectives étant en nette progression. Leur part moyenne sur 48 heures, qui est d'environ 75 % des pluies totales, passe à 85 % à échéance de 30 heures. Comme nous l'avons fait remarquer au chapitre IV.1, c'est à cette même échéance que l'on relève l'apparition d'une structure méridienne de la convection qui s'organise en double cellule de Hadley dont la branche ascendante se situe à 12° N sur le continent. On enregistre en outre, entre 30 et 42 heures, une baisse significative des hauteurs de pluies qui passent de 40 à 30 mm par 6 heures, soit un taux de décroissance moyenne de 10 mm/12 heures. Enfin, après 42 heures, une reprise se manifeste essentiellement à travers un accroissement des pluies convectives, mais cette augmentation reste faible.

En résumé, les courbes de précipitations convectives issues du schéma C révèlent une évolution diurne marquée de l'activité convective dont l'amplitude maximum se situe à 18 h 00 TU. Cette même caractéristique est présente dans les résultats du schéma B ; toutefois, son ampleur est limitée. Quant au schéma A, du fait de l'importance prise par les précipitations non convectives, aucune évolution diurne n'y est décelable.

#### IV.4.5.- Conclusions sur l'influence des paramétrisations de la convection profonde

Les résultats relatifs à l'estimation de la pluie qui sont nécessairement liés à la structure particulière du modèle que nous avons utilisé, confirment cependant le classement hiérarchisé proposé dans les travaux les plus récents développés sur ce thème en Australie et aux Etats-Unis :

- les hauteurs de pluies totale cumulée sur le domaine GATE pour les trois schémas, représentent respectivement 50, 60 et 80 % du total des précipitations élevés sur la même aire et dans les mêmes laps de temps (24 et 48 heures)
- les parts de pluies convectives dans les quantités totales, sans être directement proportionnelles à ces dernières, suivent le même classement,
- les précipitations dues à la condensation de grande échelle sont dans des rapports inverses à ceux relatifs à la convection. Ainsi, plus le schéma de convection est efficace, plus faible est l'apport de la condensation dans le modèle qui aboutit à l'obtention des précipitations totales non négligeables.

Par ailleurs, cette étude révèle aussi une évolution diurne marquée de l'activité convective dans le cas du schéma de KUO modifiée (1974). L'amplitude du phénomène dont le maximum se situe à 18 00 TU à un développement limité avec le schéma original de KUO (1965) et devient non significatif avec l'ajustement convectif. Toute chose qui démontre la supériorité de la représentation de la convection profonde selon KUO (1974) sur les deux autres formes courantes.

#### IV.5. - SENSIBILITE DU MODELE VIS A VIS DU SCHEMA DE PARAMETRISATION DU RAYONNEMENT

Le rayonnement solaire constitue le forçage extérieur le plus important imposé à l'atmosphère terrestre, de sorte que l'ensemble des processus météorologiques en dépend. Les équilibres dynamiques s'obtiennent à travers l'ajustement du champ de pression qui est lui-même imposé par les conditions d'équilibre thermique. Quant à la température, elle est directement influencée par le rayonnement ; en association avec les champs dynamiques, elle contrôle les précipitations, l'humidité et l'évaporation. Parce que le sol reçoit plus d'énergie radiative solaire qu'il n'en perd sous forme de rayonnement infrarouge pendant le jour, une quantité importante d'énergie est transférée de la surface à l'atmosphère sous la forme de flux de chaleurs sensible et latente. La variation horizontale du flux de chaleur sensible entre l'Afrique du Nord et l'Equateur impose une structure thermique barocline près de la surface ; de même, à la variation méridienne d'humidité correspond une variation spatiale de la nébulosité qui joue un rôle important dans cette région.

Compte tenu des imbrications des phénomènes physiques, une prévision à partir de données réelles utilisant un modèle à équations primitives est indiquée dans l'étude de l'influence du rayonnement solaire et des variations diurnes de température sol associées à la dynamique de la circulation de basse couche en Afrique. Dans ce qui suit, l'accent sera mis sur le rôle des nuages dans les processus radiatifs en considérant différents schémas de paramétrisation.

Nous avons donc procédé à trois expériences numériques, chacune correspondant à un schéma radiatif particulier :

- Expérience I :

Dans cette simulation, l'effet des nuages sur le rayonnement est négligé totalement, bien que la nébulosité soit calculée pour évaluer les précipitations, ce qui signifie que le modèle fonctionne, sur le plan du rayonnement, comme dans le cas du ciel clair.

- Expérience II :

L'effet des nuages sur le rayonnement est pris en compte selon le schéma du "cooling to space". C'est ce schéma qui est utilisé dans les simulations de référence.

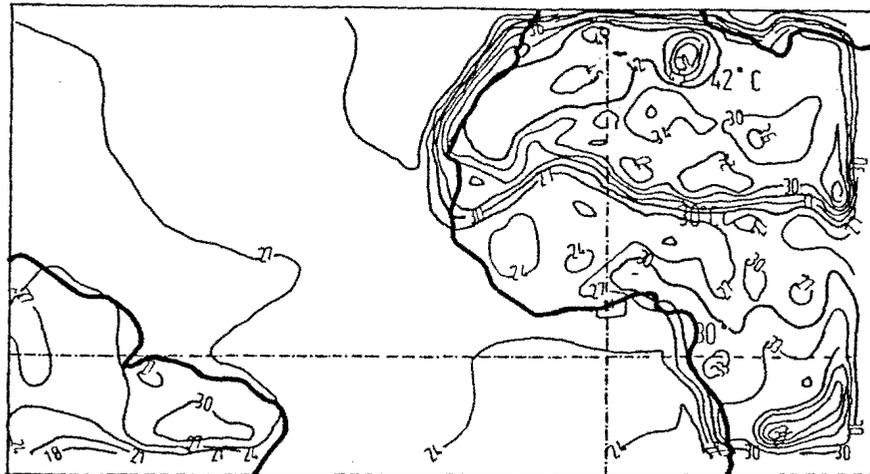
- Expérience III :

Cette paramétrisation du processus radiatif est la plus complète des trois expériences. Elle tient compte des effets de nuages sur le rayonnement selon des formules empiriques de SLINGO (1980). La température dans les couches nuageuses évolue par l'établissement d'un bilan radiatif où le rayonnement infrarouge et le rayonnement transmis par la couche nuageuse sont, entre autres, pris en compte. Le terme de nébulosité convective qui intervient dans les calculs des taux de refroidissement est tiré du schéma de paramétrisation de la convection profonde de KJO (1974).

Nous comparons ci-dessous les résultats de ces trois simulations pour différents champs de variables météorologiques. Notre but n'est pas d'expliquer d'éventuelles différences entre ces champs, mais d'apprécier tout d'abord les effets de ces différents schémas radiatifs.

IV.5.1.- Champs thermiques

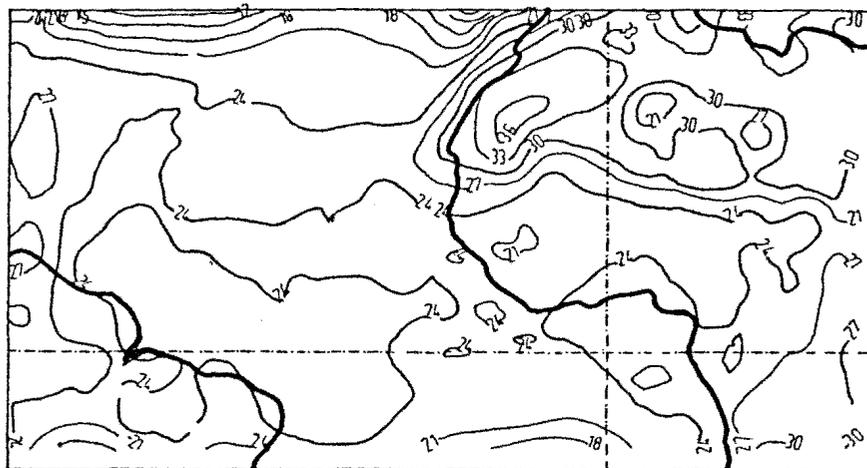
Les figures IV.48, IV.49 et IV.50 représentent les champs de la température calculés au sol et à un premier niveau sigma au 6 septembre 1974 12 h 00 TU à échéance 48 heures ; elles correspondent



a)

Eq.

Température au sol



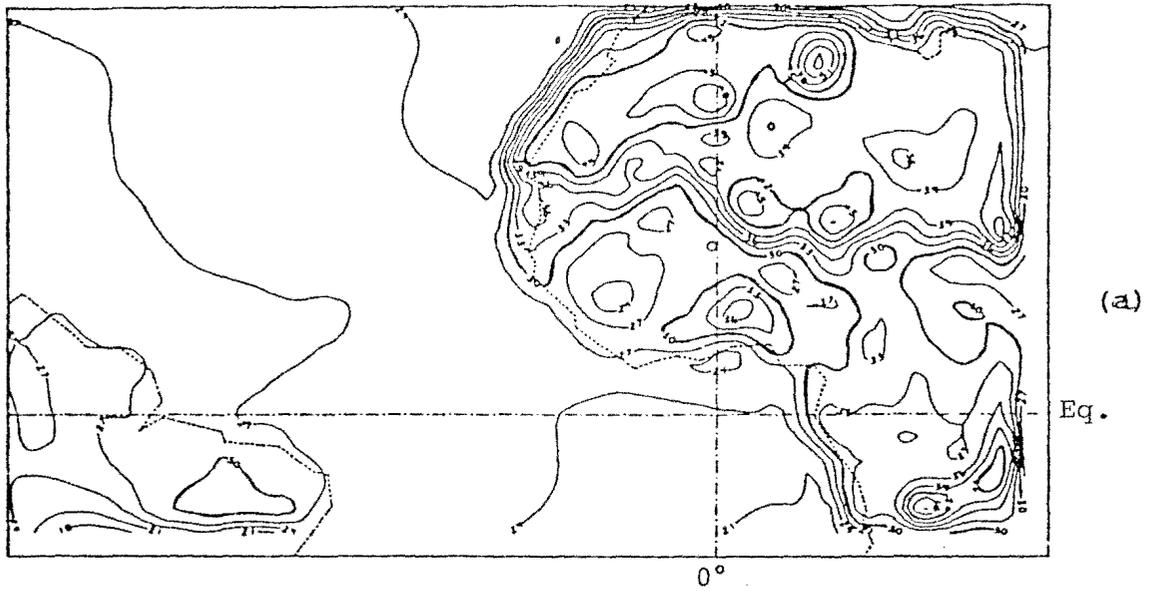
b)

Eq.

Température au premier niveau - Sigma

Figure IV-48 : Champs de température - Prévission à 48 heures  
(Expérience I)

Température au sol



Température au premier niveau - Sigma

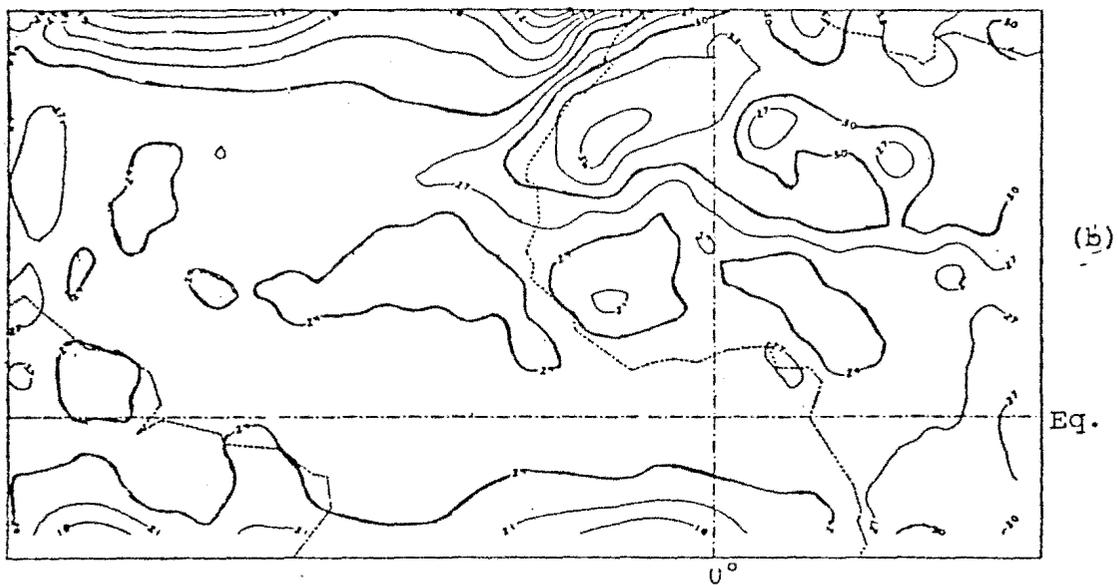
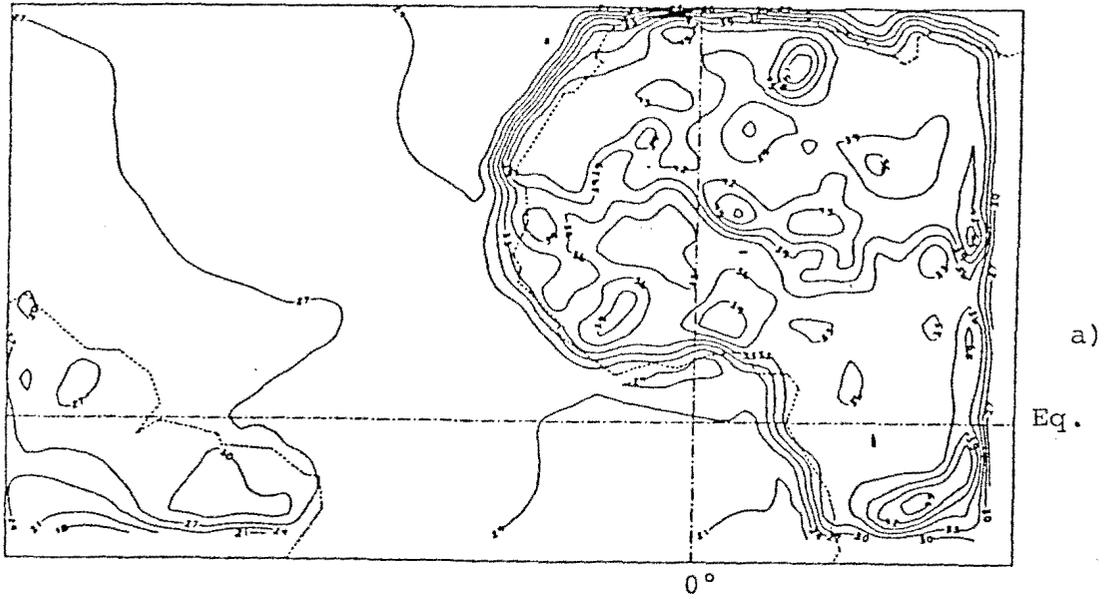


Figure IV-49 : Champs de température - Prévision à 48 heures  
(Expérience II)



Température au sol

Température au premier niveau- Sigma

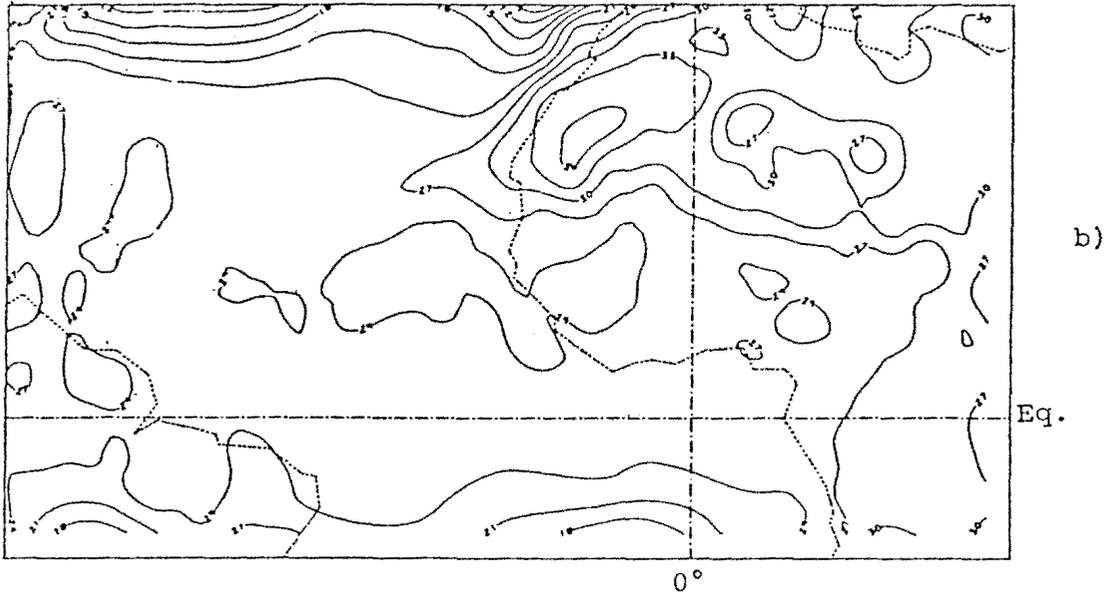


Figure IV-50 : Champs de température - Prévision à 48 heures.  
(Expérience III)

respectivement aux expériences I, II et III initialisées au 4 septembre 1974 à 12 h 00 TU. Sur ces figures, les isocontours ( $30^{\circ}$  et  $42^{\circ}$  C sur les champs au sol et  $24^{\circ}$  C et  $30^{\circ}$  C sur les champs au premier niveau sigma) sont épaissis pour faciliter la comparaison.

Pour les champs thermiques au sol, nous pouvons remarquer une similitude générale dans la répartition des maxima et minima de la température. Toutefois, nous pouvons remarquer certaines différences entre ces trois cas. Dans les expériences I et II, les gradients thermiques élevés marquent la transition entre le Sahel et le Sahara, excepté la région du Sénégal près de la Côte Atlantique, alors que dans l'expérience III cette transition thermique est atténuée considérablement. Dans ce dernier cas apparaît une transition thermique marquée tout au long des côtes du continent africain. La température au sol sur le continent est nettement plus élevée dans l'expérience III que dans les expériences I et II.

Quant au champ de la température au premier niveau sigma ( $\sim 50$  m au-dessus du sol), la différence entre ces trois cas n'est pas sensible au-dessus du continent, mais elle apparaît au-dessus de l'Atlantique. En effet, la température à ce niveau est la plus basse dans cette zone pour l'expérience I, car les effets de nuages atténuant le refroidissement radiatif sont absents dans cette expérience.

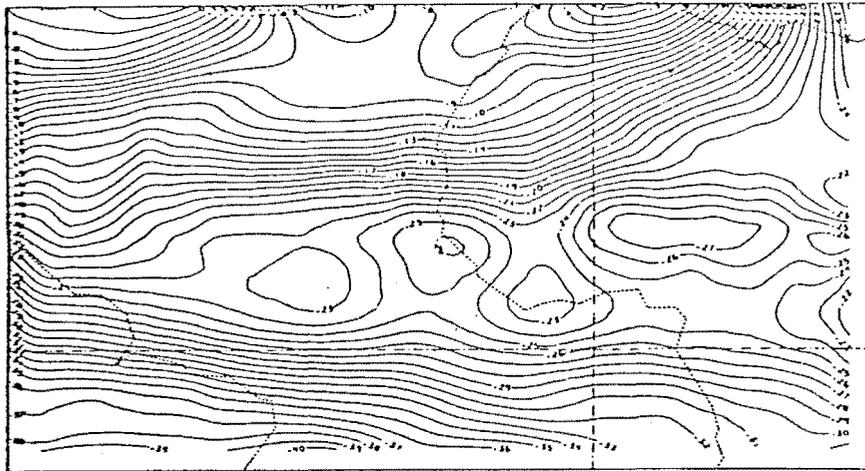
La comparaison des champs au sol et au premier niveau sigma fournit l'information sur le gradient thermique vertical dans l'expérience III. Mais, la quasi-identité des champs thermiques au premier niveau sigma semble indiquer soit que le modèle n'est pas très sensible à la température au sol, soit que le flux vertical de chaleur sensible est trop faible, tout au moins sa divergence. Cette dernière explication est la plus plausible si on se réfère à la paramétrisation adoptée.

#### IV.5.2.- Champs dynamiques à 700 mb

Les figures IV.51., IV.52 et IV.53 représentent respectivement les champs de la fonction de courant et de potentiel de vitesse prévue pour le 6 septembre 1974 à 12 h 00 TU ; les flèches indiquent schématiquement le sens de l'écoulement de l'air. Nous pouvons remarquer facilement que ces champs obtenus pour les expériences I et III sont similaires pour la position des perturbations et des noyaux de convergence. Par contre, les champs dynamiques obtenus pour l'expérience II diffèrent très sensiblement des autres. Tout d'abord, la dorsale située vers la Côte d'Ivoire est moins marquée dans l'expérience II que dans les expériences I et III ; par suite, la perturbation située immédiatement à l'ouest au large de Dakar est localisée plus à l'ouest dans l'expérience II que dans les expériences I et III. Mais la différence principale apparaît dans le champ de divergence à 700 mb. En effet, dans les expériences I et III, nous pouvons remarquer deux noyaux de convergence sur le continent, reliés par une zone de confluence. Ces deux centres sont situés vers la Sierra-Leone et le Tchad dans l'expérience I et vers la Côte d'Ivoire et le Tchad dans l'expérience II ; la position du premier noyau se trouve plus à l'ouest dans l'expérience I que dans l'expérience III. Dans le cas de l'expérience II, la bande de confluence sur l'Afrique de l'ouest disparaît et le centre de convergence se situe au large du Sierra Leone, plus à l'ouest que dans l'expérience I. Ainsi, à l'échéance de 48 heures, une différence sensible se produit dans les champs dynamiques prévus selon les schémas de paramétrisation des phénomènes radiatifs.

#### IV.5.3.- Champs de précipitations

La dernière comparaison des effets de paramétrisation radiative est faite pour les champs de précipitations. Les figures IV.54, IV.55 et IV.56 montrent respectivement les précipitations cumulées sur 6 heures à l'échéance 48 heures. La différence principale porte sur les précipitations au-dessus de l'Afrique de l'ouest ; dans les expériences I et III, on obtient des précipitations non né-



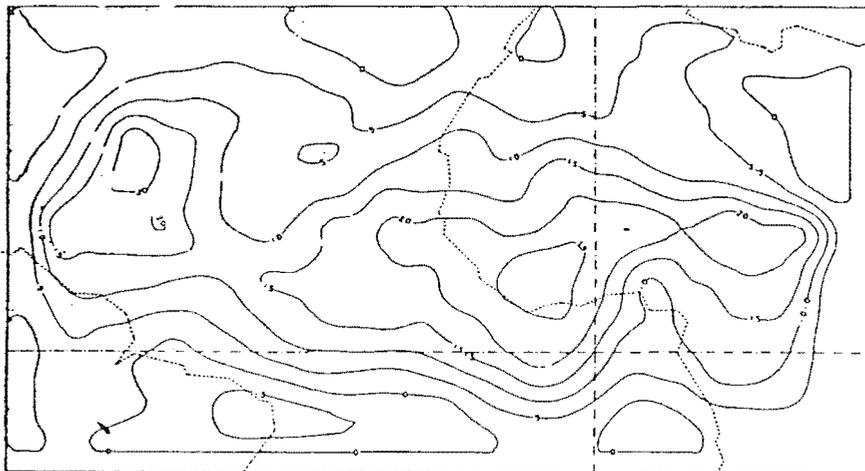
(a)

Eq.

0°

Fonction de courant

Potentiel de vitesse

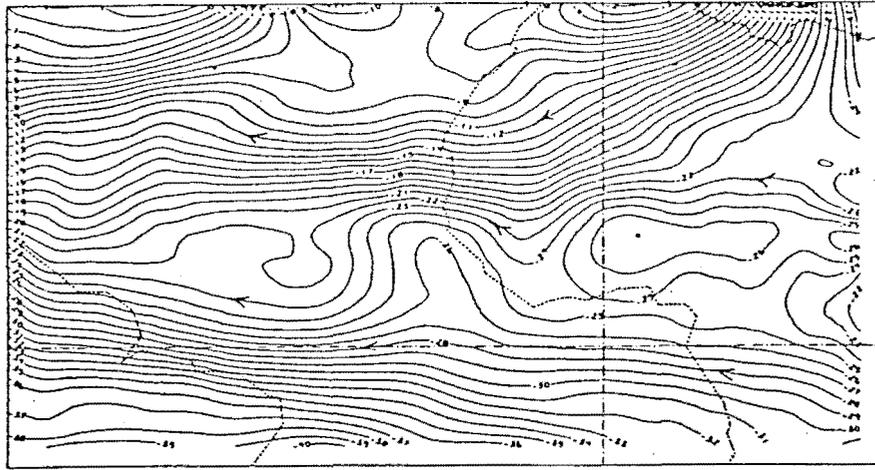


(b)

Eq.

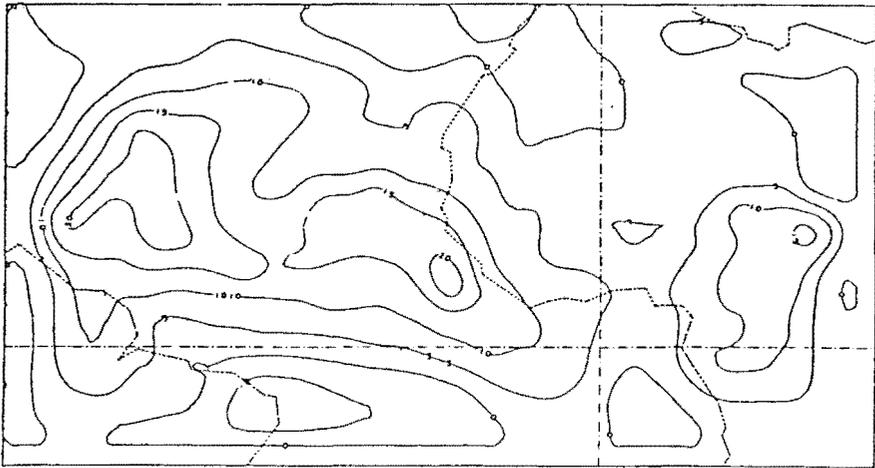
0°

Figure IV-51 - Champs dynamiques à 700 mb - 48 heures  
(Expérience I)



a)  
Eq.

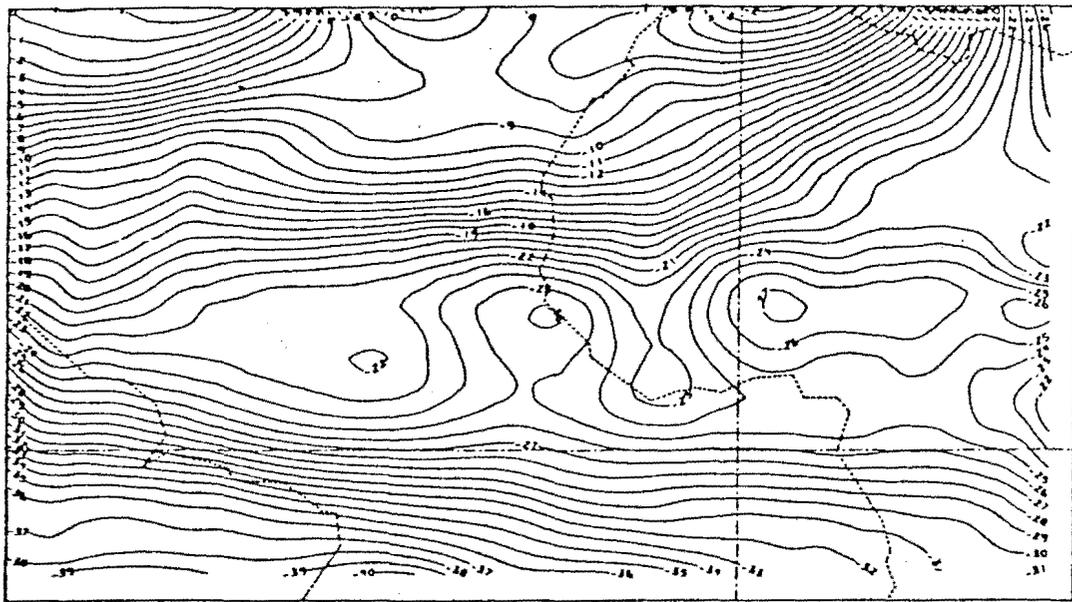
Fonction de courant



b)  
Eq.

Potentiel de vitesse

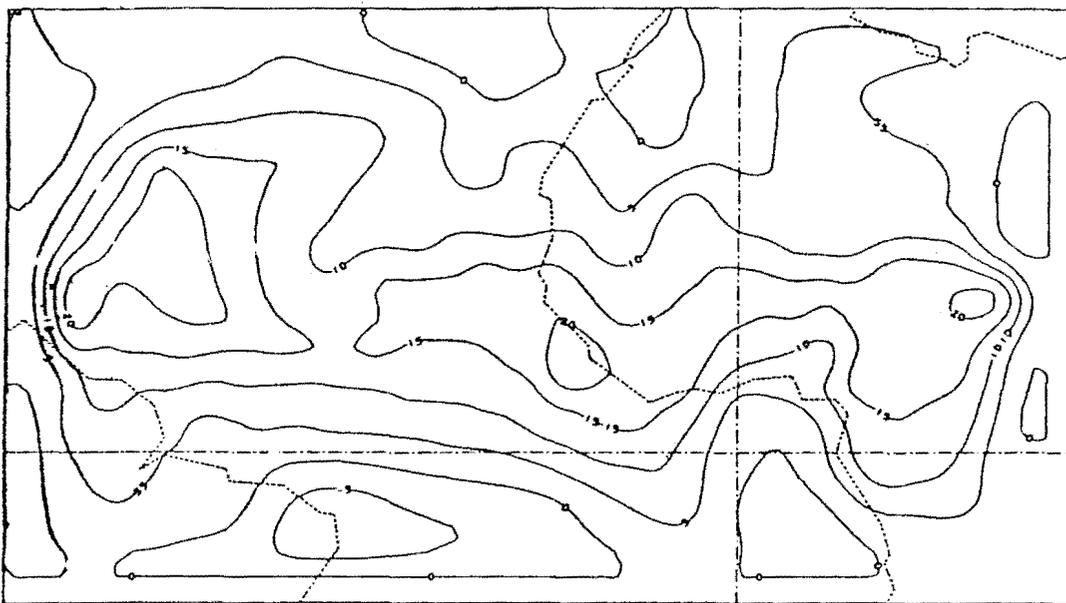
Figure IV-52 : Champs dynamiques à 700 mb. Prévion à 48 h.  
(l xpérience II)



a)

Eq.

Fonction de courant



b)

Eq.

Potentiel de vitesse

Figure IV-53 : Champs dynamiques - Pr evision à 48 h.  
(Exp erience III)

EXPERIENCE I

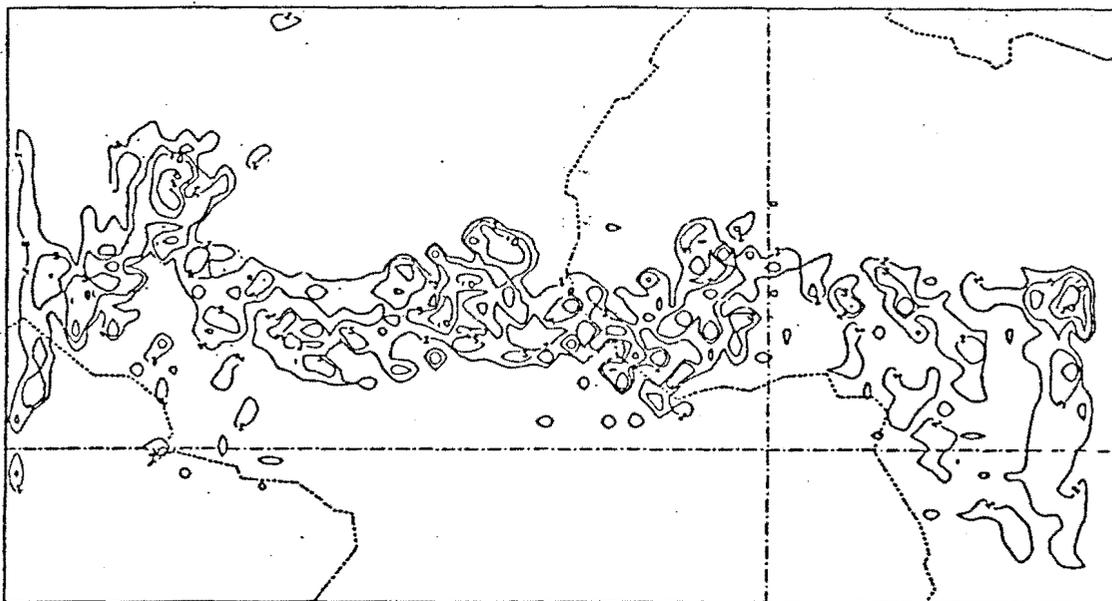


Figure IV-54 : Précipitations cumulées sur 6 heures - Prévission

EXPERIENCE II

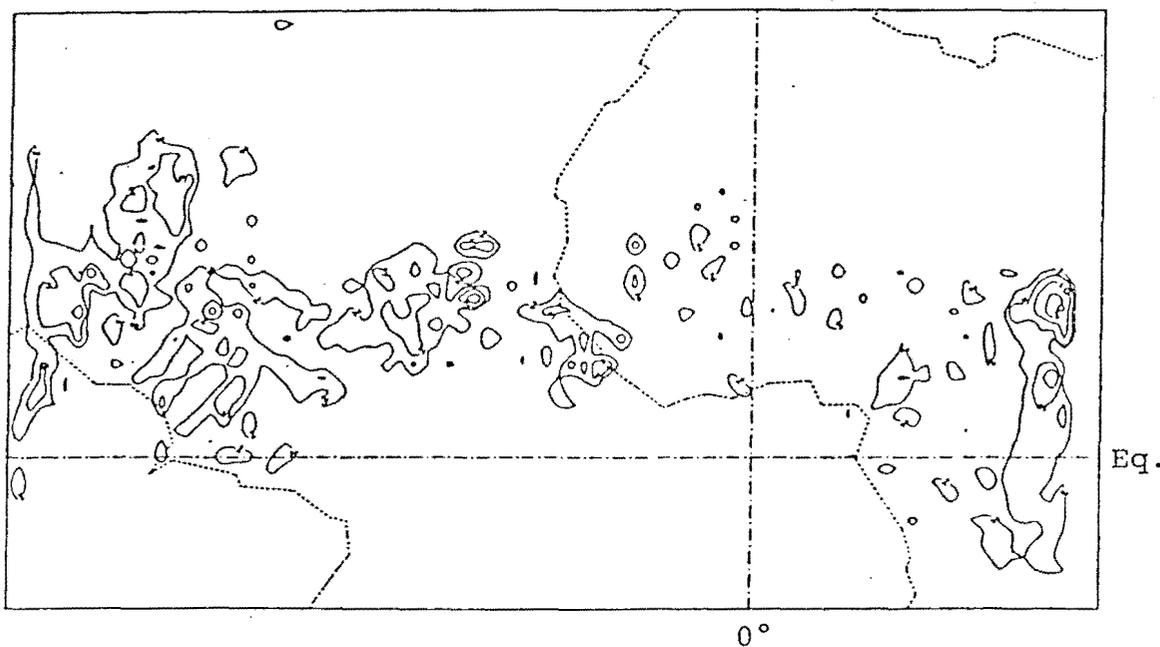


Figure IV-55 : Champ de précipitation cumulée - Prévission  
à 48 heures

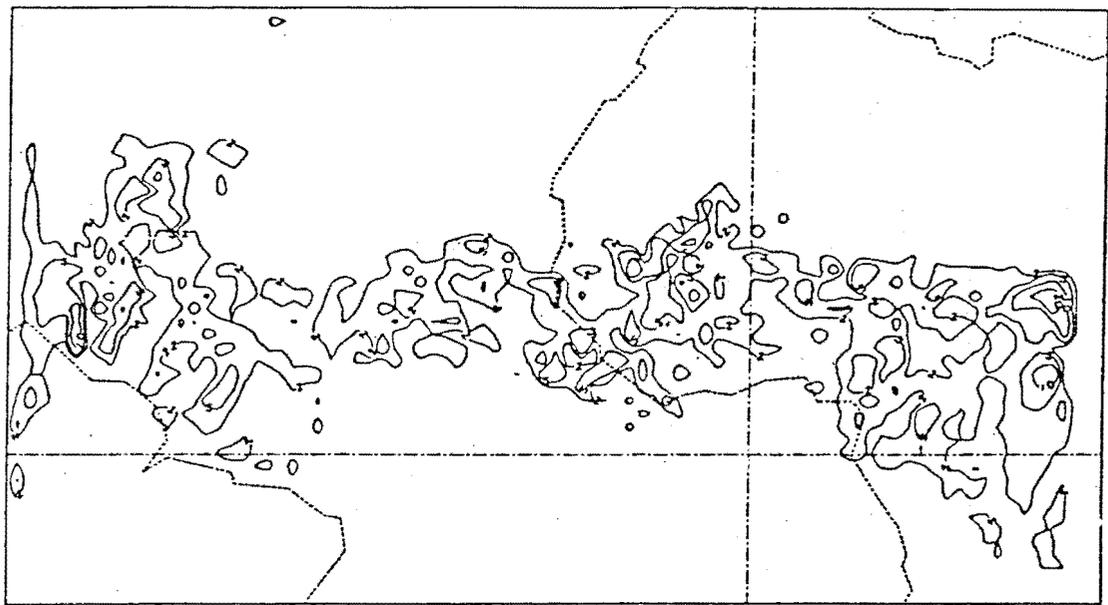


Figure IV-56 : Champ de précipitation cumulée  
Prévision à 48 heures (Expérience III)

gligeables sur le continent, excepté sur la région comprenant le Nigéria et le Niger ; par contre, dans l'expérience II, les précipitations sont pratiquement absentes sur le continent, excepté près du bord EST du domaine de simulation. Cette absence de pluie est compatible avec la position plus à l'ouest du thalweg, mais cette comparaison subjective ne nous permet pas d'analyser les raisons de cette différence.

#### IV.5.4.- Conclusions sur l'influence des paramétrisations du rayonnement

Au terme de cette étude, il ressort que :

1°) Les champs de température sol à 48 heures ont le même aspect dans les deux premières expériences ; un gradient horizontal fort apparaît au niveau du 17<sup>ème</sup> degré nord, tandis que la bande continentale située entre cette parallèle et l'équateur est quasi isotherme. L'expérience III produit des gradients de température élevés sur le littoral de l'Afrique et à la limite du Sahel et du désert (17° N environ). Les pentes des reliefs dans les zones intermédiaires, celles du Fouta-Djalou et des hauts plateaux du Nigéria-Cameroun présentent aussi des valeurs importantes de gradients thermiques au sol. Ces résultats de l'expérience III comparés à ceux des observations montrent le réalisme de ceux-ci par rapport aux cas I et II.

2°) Les champs dynamiques se trouvent aussi affectés par la représentation du terme radiatif dans le modèle. C'est le constat que l'on peut faire à l'examen des champs de potentiel de vitesse à 48 heures et à 700 mb. La valeur absolue maximum que prend ce champ croît de l'expérience I à III et les positions des zones de convergence au niveau moyen (700 mb) ne sont réalistes que dans les cas II et III.

3°) Les précipitations se répartissent dans la bande zonale située entre 0 et 20° N dans les trois expériences. Mais, la différence essentielle apparaît sur le continent où le modèle II prévoit un ciel presque clair, alors que les deux modèles donnent la convection importante. Les photos satellitaires (Figure IV.20) semblent indiquer la présence d'un ciel clair à l'est de Dakar. Ceci est en faveur du modèle II, mais l'analyse détaillée d'autres simulations est nécessaire pour le confirmer

## **CHAPITRE V**

# **COMPARAISON SYNTHETIQUE ENTRE LE MODELE ET LES OBSERVATIONS**

## CHAPITRE V

### COMPARAISON SYNTHETIQUE ENTRE MODELES ET OBSERVATIONS

Dans ce chapitre, nous examinons la performance du modèle de référence pour l'ensemble de la période simulée, en comparant les résultats de la simulation aux observations et aux résultats des analyses publiés jusqu'ici. C'est également dans ce chapitre que nous discutons des résultats de ce modèle par rapport à ses homologues, en particulier ceux de KRISHNAMURTI et al. (1979 , 1980) et ceux de ROWNTREE et al. (1982).

#### V. I. - PROPAGATION ET DEVELOPPEMENT DES PERTURBATIONS n° 6 et 7

Les perturbations synoptiques en Afrique de l'ouest manifestent des caractéristiques d'ondes en propagation, ce qui les fait appeler ondes d'est. Leur longueur d'onde moyenne et leur période sont respectivement de 2000 km et de 3.2 jours. REED et al. (1977), BURPEE (1976), ... ont montré que la phase III de l'E T G A, qui est utilisée dans cette étude, est marquée par la présence permanente d'ondes d'est bien développées. Avant de procéder à une comparaison synthétique entre le modèle et les observations pour ce qui concerne les paramètres relatifs à la propagation de ces perturbations, nous examinons en détail l'évolution des perturbations n° 6 et 7, désignées ainsi par la nomenclature usuelle.

La perturbation n° 6, qui évolue à partir du 5 septembre 1974 au-dessus de l'Océan Atlantique au large de Dakar, connaît des fluctuations importantes de sa vitesse de propagation vers l'ouest.

Son allure faiblit à partir du 6 septembre 1974 à l'instant où elle rattrape une autre perturbation évoluant plus lentement par 24° W. La période moyenne de cette onde est de 3.1 jours et une longueur d'onde moyenne de 2400 km.

Dans le tableau V.1, nous récapitulons les caractéristiques des ondes n° 6 et 7. En suivant l'évolution de ces deux thalwegs de 24 heures en 24 heures, on s'aperçoit que, d'une prévision à l'autre, il y a des variations considérables à la fois dans la période et la longueur d'onde dont les fourchettes se situent respectivement entre 2.5 à 5 jours et 2000 à 4000 km.

INITIAL ET FINAL	4-9 12 00 TU		5-9 12 00 TU		6-9 12 00 TU		7-9 12 00 TU		8-9 12 00 TU	
	5-9 12 00 TU		6-9 12 00 TU		7-9 12 00 TU		8-9 12 00 TU		9-9 12 00 TU	
n° de l'onde	T jours	L km								
6	3.4	2200	4.5	1800	5.3	1600	3.4	1500	3.0	1800
7	3.5	3500	3.0	1800	2.5	2000	2.5	2000	3.7	2200

Tableau V.1 : *Caractéristiques des ondes n° 6 et 7 simulées*

#### V.1.1.- Propagation des perturbations n° 6 et 7

La figure V.1 montre les positions des perturbations n° 6 et 7, d'une part déterminées par l'analyse des observations et d'autre part prévues par le modèle de référence. Elles sont suivies sur cette figure du 4 septembre au 9 septembre 1974. Ces centres de perturbations cycloniques ont été déterminés sur le niveau 700 mb, où l'amplitude des ondes d'Est est habituellement maximale, avec une atténuation rapide vers le haut et vers le bas.

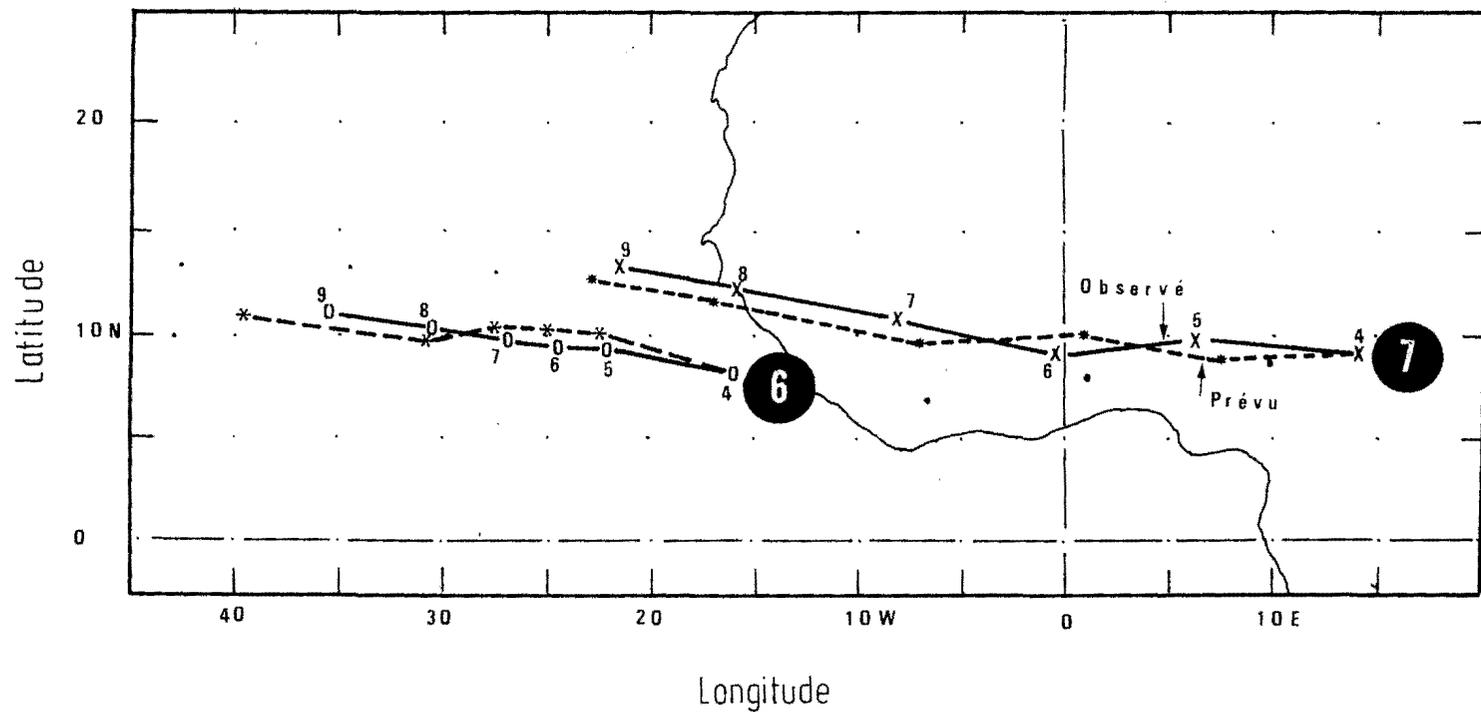


Figure v-1: Trajectoires des perturbations n°6 et 7 (niveau 700 mb) de l'ETGA du 4 septembre au 9 septembre 1974 : comparaison entre le modèle de référence (----) et les observations (—).

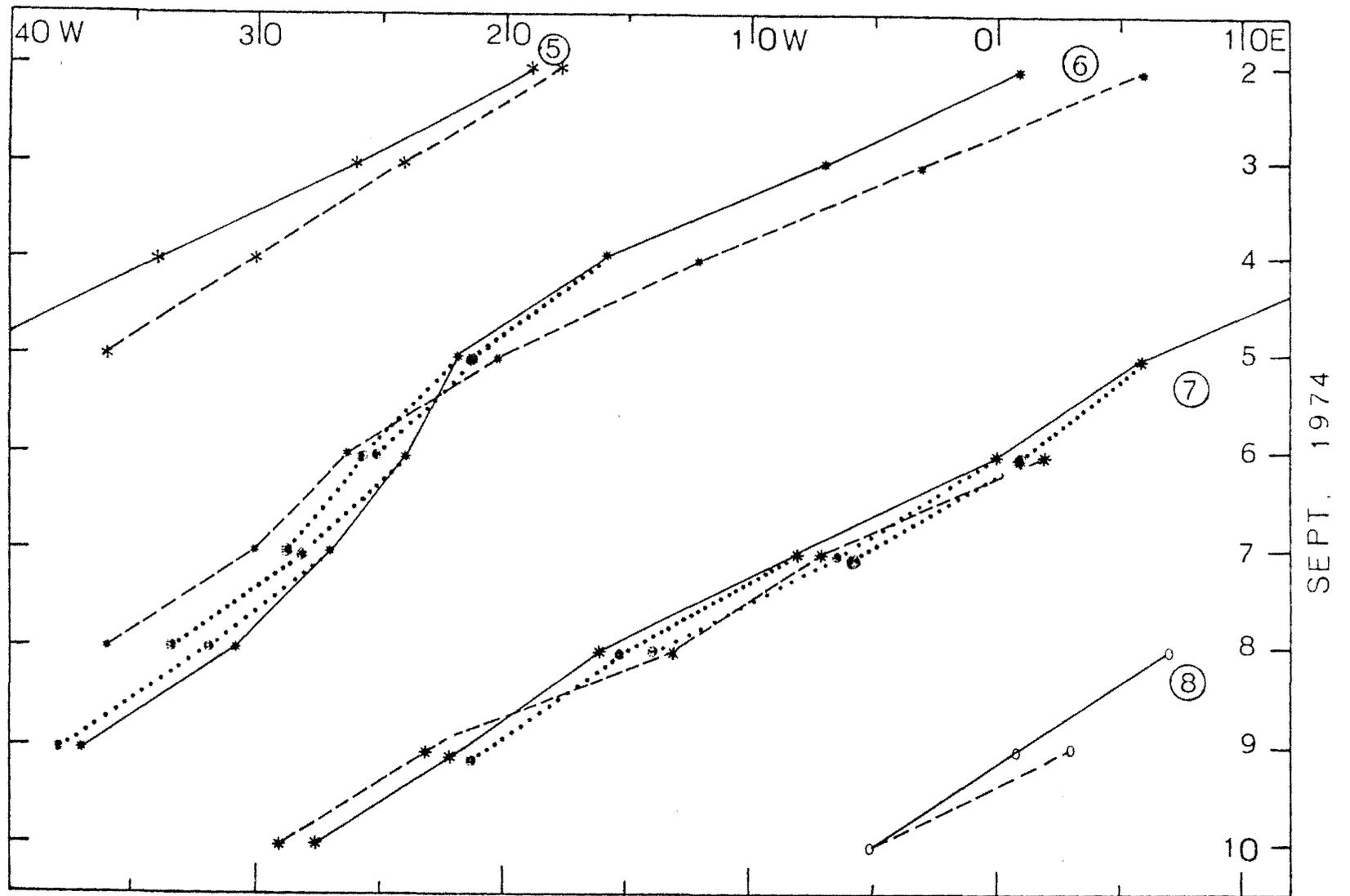


Figure v-2: Déplacements vers l'ouest des perturbations cycloniques dans la zone de l'ETGA du 2 au 10 septembre 1974 : comparaison entre le modèle de référence et les observations :

Observations : ---- en surface ; ——— à 700 mb

Calculs : ..... à 700 mb (toutes les 24 heures, des trajectoires sont initialisées à 700 mb et chaque trajectoire est suivie sur une période de 48 heures).

Nous constatons que les déplacements de ces deux perturbations observés et prévus s'accordent de façon tout à fait satisfaisante.

En anticipant sur la comparaison entre les performances de divers modèles présentés dans le paragraphe suivant, nous présentons, sur la figure V.2, les déplacements vers l'Ouest de toutes les perturbations présentées pendant la période du 2 septembre au 10 septembre 1974. Les positions de ces perturbations en longitude sont portées en abscisses et les dates en ordonnées. Les traits pleins décrivent le déplacement vers l'Ouest des perturbations déterminées à partir des données de l'E T G A sur le niveau 700 mb et les traits pointillés, les déplacements analysés des centres en surface. Les croix positionnent ces mêmes perturbations de 24 en 24 heures sur le niveau 700 mb selon les prévisions du modèle de référence. Nous pouvons constater que le modèle "AMETHYSTE" tropical prévoit de façon tout à fait satisfaisante le déplacement observé.

#### V.1.2. - Précipitations associées aux perturbations cyclo-

Nous avons indiqué précédemment que de nombreuses études, dérivées de l'expérience "E T G A", ont mis en évidence une étroite association existant entre la zone de précipitations et les ondes d'Est.

La figure V.3, construite à partir de résultats publiés par HUDLOW et PATTERSON (1979), montre l'exemple de cette association. Dans cette figure, la figure a) représente la variation des précipitations observées le long de 20° W, de 7° N à 10° N (zone GATE), du 4 au 11 septembre 1974 ; la figure b) montre le passage de la dorsale et du thalweg observé pour les mêmes périodes. Deux thalwegs (les 6 et 19 septembre) correspondent aux perturbations n° 7 et n° 8 de GATE. Cette figure montre, qu'excepté le 8 septembre, la majeure

partie des précipitations est clairement associées au passage des thalwegs de perturbations. Nous allons examiner, dans le présent paragraphe, comment cette relation entre la convection et la perturbation est simulée par le modèle.

La figure V.4 montre respectivement la carte de lignes de courant à 700 mb construite à partir des résultats de la prévision à 24 heures et la carte des isohyètes correspondante. Les localisations respectives des perturbations n° 6, 7 et 8 sont indiquées par un trait discontinu. En construisant ce type de figure pour différentes échéances de la prévision, nous pouvons étudier la localisation de la zone de pluie relative au thalweg. La figure V.5, préparée de cette façon montre l'évolution des zones de pluie et les caractères associés aux perturbations cycloniques, au cours de 48 heures de prévision.

A l'échéance de 6 heures, les pluies sont relevées le long de la latitude 15° N et autour des deux méridiens 15° W et 35° W ; l'axe du thalweg n° 7 à 700 mb, orienté SW - NE, occupe une position moyenne à 15° N et 10° W. La zone de précipitations la plus proche est celle située le long de 15° W, c'est-à-dire 5° en avant du thalweg. Toujours sur cette carte, on peut associer la deuxième zone pluvieuse à 35° W à la perturbation n° 6, dont l'axe du thalweg se localise exactement à 35° W.

A l'échéance de 12 heures, les deux zones de pluies connaissent une nouvelle extension spatiale et leurs noyaux (maximum de pluie) enregistrent une légère migration vers l'Ouest, tandis que les thalwegs subissent un déplacement vers l'Ouest plus ample amenant l'axe du n° 7 près du noyau de précipitations associées. A 24 heures, les modifications de forme des isohyètes sont sensibles. Les aires de pluies étant la plus importantes à cette échéance que 12 heures plus tôt. La Perturbation n° 6, qui connaît un ralentissement, fusionne avec la dépression qui la suit, engendrant ainsi une large zone de convergence comme cela peut se constater sur la carte de la figure IV.5 ;

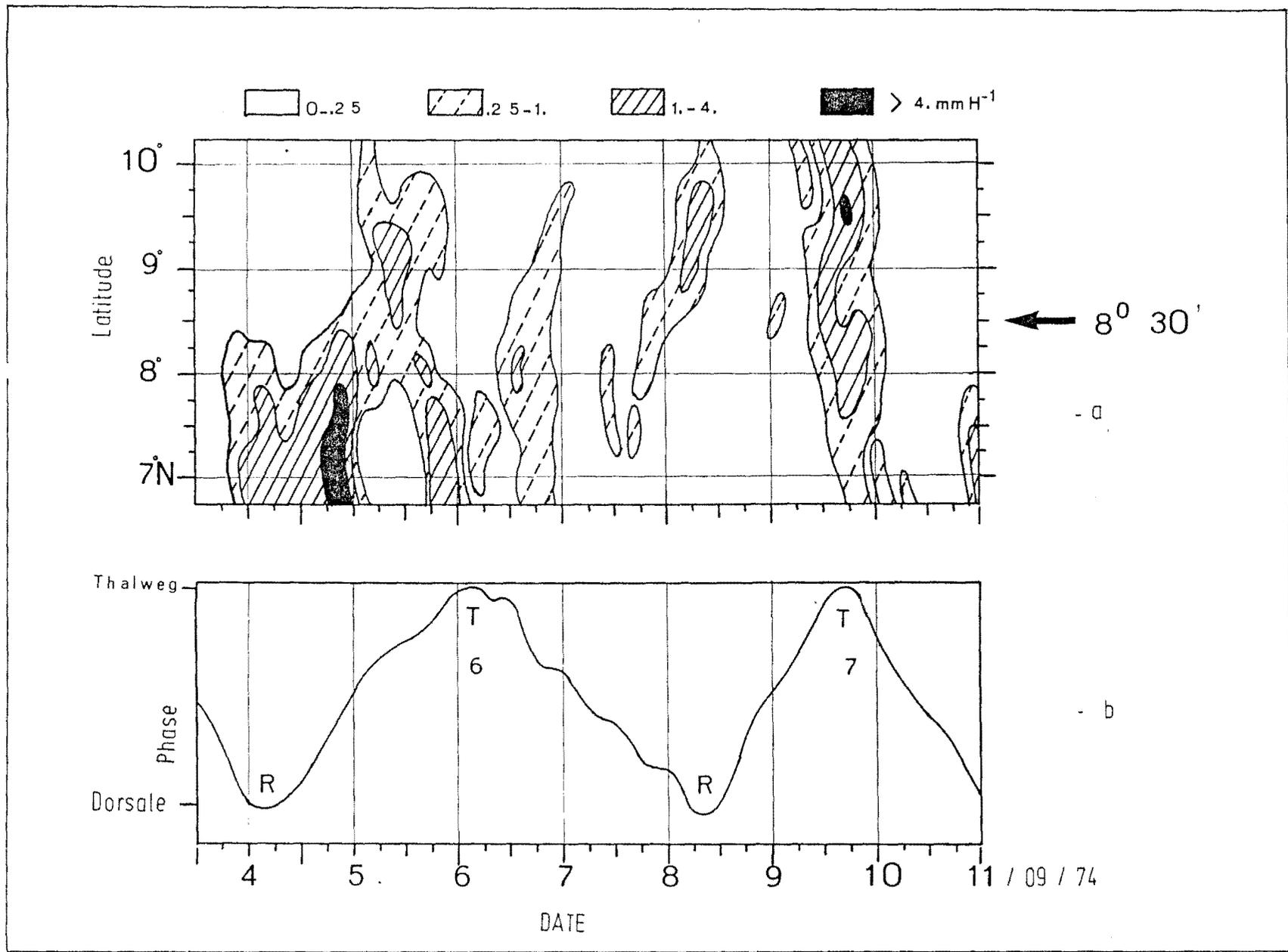


Figure 5: Association observée des zones de pluie et des perturbations cycloniques (HUDLSON et PATTERSON, 1979).  
 (a) Evolution des zones de précipitations dans la bande de latitude 7°N-10°N ;  
 (b) Evolution correspondante de la phase des perturbations.

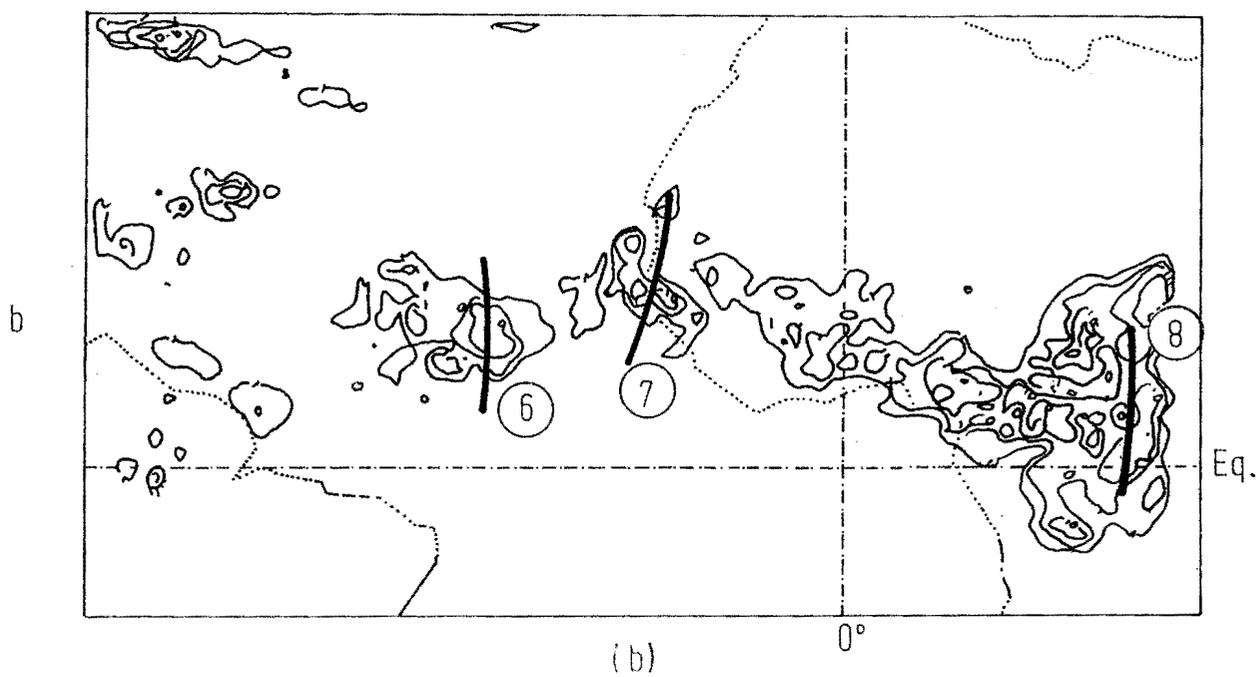
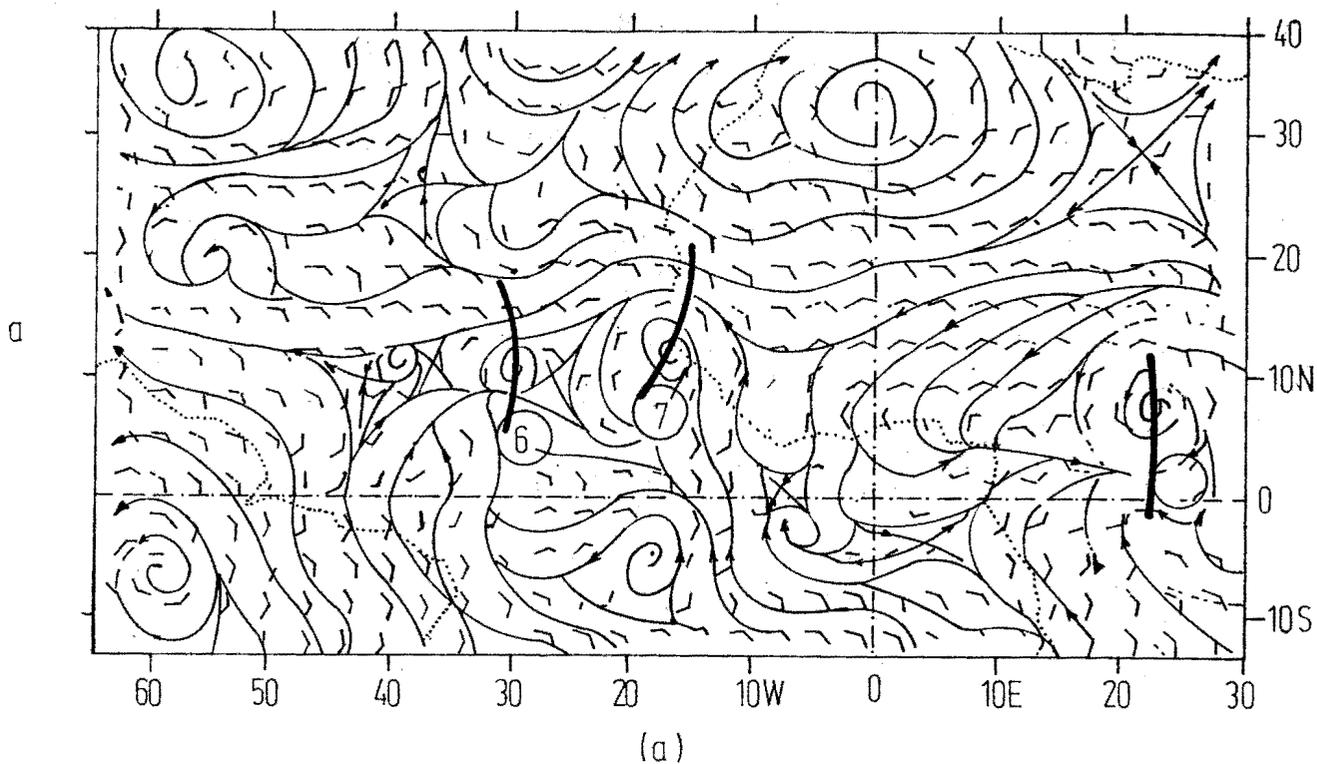


Figure v-4 : Cartes de lignes de courant (a) et d'isohyètes (b) prévues à l'échéance 24 heures. Positions des perturbations cycloniques indiquées par traits continus.

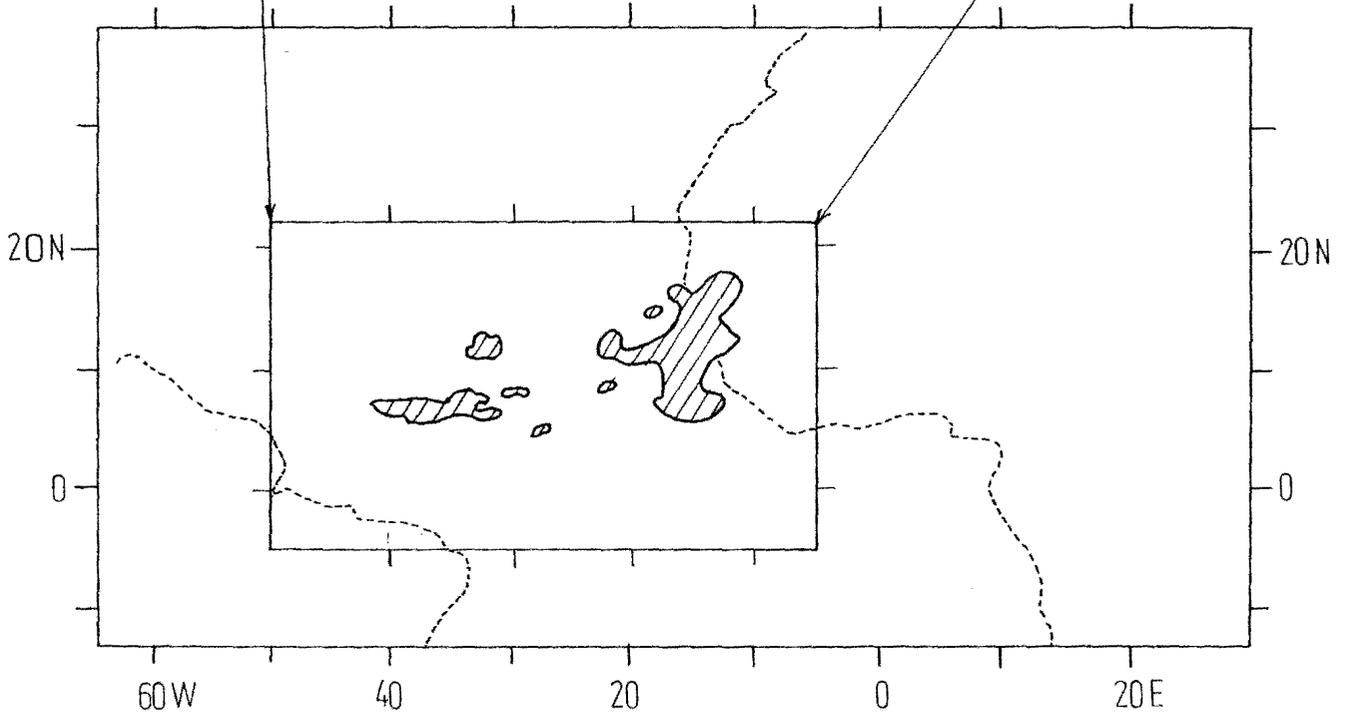
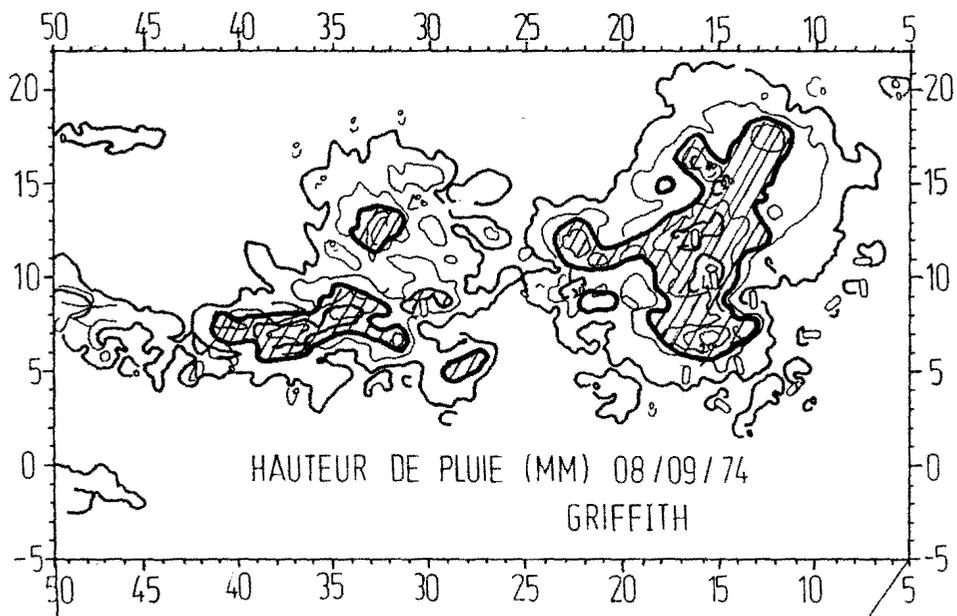


Fig. V. 4 bis

les pluies associées prennent encore plus d'extension et s'étendent à présent de 40° W à 25° W tandis que la perturbation n° 7, qui garde son identité, connaît un élargissement de son aire pluvieuse associée qui se prolonge à l'Est du thalweg. Le passage de l'échéance 18 heures à l'échéance 24 heures marque une recrudescence des pluies dans les régions des thalwegs des ondes, alors que les régions intermédiaires se situant entre les deux noyaux dépressionnaires, et qui correspondent aux dorsales, sont exemptes de précipitations.

Sur le continent à 5° W, on relève quelques précipitations qui précèdent une perturbation cyclonique positionnée à 20° W à échéance de 24 heures. Notons que cette perturbation est celle qui se crée dans le modèle, alors que sa trace est inexistante dans les conditions initiales (7-9- 1974 12 00 TU).

Les cartes e et f correspondent respectivement aux échéances 30 et 36 heures. Elles présentent des situations plus confuses où l'on observe des pluies généralisées sur le domaine. C'est aussi à l'échéance de 30 heures que l'activité convective est la plus marquée. A 48 heures, la zone de précipitation associée à la perturbation n° 7 se scinde en deux centres dont celui situé plus au sud se révèle la plus active, occasionnant des précipitations plus abondantes dans le modèle. Malheureusement, ce phénomène n'a pu être confirmé par l'observation.

#### V.2.- INTERCOMPARAISON DE TROIS MODELES DE PREVISION A EQUATIONS PRIMITIVES ET A NIVEAUX MULTIPLES A TRAVERS LA CONFRONTATION DES RESULTATS RELATIFS AUX DEPLACEMENTS DES THALWEGS

Un certain nombre de résultats issus de modèles numériques de prévision initialisés avec les analyses des données de la phase III de GATE sont actuellement disponibles dans la littérature. Parmi les plus détaillés, citons ceux publiés par KRISHNAMURTI et al. (1979, 1980) (Université d'Etat de Floride, (F S U), ROWNTREE

et CATTLE (1982) (Service Météorologique du Royaume-Uni (M. O.)) et LEPAS et al. (1980) Météorologie Nationale Française (M. N.) . Ces résultats permettent de se rendre compte de l'impact de l'Expérience Tropicale du GARP (ETGA / GATE) sur la modélisation de l'atmosphère tropicale. Ils offrent aussi l'occasion d'évaluer les performances relatives de modèles régionaux de prévision du temps adaptés au site de GATE. Dans le cadre du présent chapitre qui traite de comparaison synthétique modèle-modèle, nous nous intéressons tout particulièrement aux aptitudes des modèles, développés par les trois groupes désignés ci-dessus, à décrire les mouvements des thalwegs qui évoluent au centre du domaine de prévision et dans le flux d'Est.

Pour guider les analyses ultérieures, rappelons tout d'abord quelques caractéristiques essentielles de ces modèles. Aux chapitres II et III, nous avons présenté dans le détail la structure du modèle de prévision de la Météorologie Nationale (M. N.). Les deux autres modèles partagent avec lui les mêmes caractéristiques qui comprennent la paramétrisation des processus physique tels que la convection, le rayonnement, les flux d'énergie et de moment en surface, etc. Le modèle de l'Université d'Etat de Floride (F. S. U.) dérive de celui développé par KRISHNAMURTI et al. (1973). Il comporte cinq niveaux régulièrement espacés en coordonnée verticale de pression. Il est discrétisé sur une grille horizontale de  $1 \times 1^\circ$  en latitude-longitude couvrant le domaine géographique sis entre  $5^\circ \text{ S} - 25^\circ \text{ N}$  et  $40^\circ \text{ W} - 20^\circ \text{ E}$ . La condition aux limites supérieures est rigide, tandis que celle des frontières latérales est cyclique dans le sens E - W. Quant au modèle du Météorological Office (M. O.), il est une version régionalisée du modèle global de circulation générale présenté par LYNE et al. (1975) et par ROWNTREE et CATTLE (1982). Il est à 11 niveaux en coordonnée verticale  $\sigma$  avec une résolution plus grande dans la couche limite et la stratosphère. La grille horizontale est régulière de longueur de maille  $2^\circ$  en latitude-longitude et couvre la zone délimitée par  $16 \text{ S} - 36 \text{ N}$ ,  $78 \text{ W} - 50 \text{ E}$ . Les conditions aux limites sont fixes.

Pour chacun des modèles, la discussion porte sur les paramètres décrivant l'évolution des ondes d'Est dans la région centrale du domaine de prévision. Le test d'évaluation porte sur la prévision des déplacements des thalwegs des ondes jusqu'à échéance de 48 heures. Afin d'éviter des problèmes délicats d'interpolation-extrapolation, nous avons choisi, dans chaque cas, les cartes qui apparaissent dans les publications des auteurs cités. Les réseaux de base qui ont servi à l'initialisation des modèles respectifs et les prévisions réalisées sont consignés dans le tableau V.2.

Les figures V.6 et V.7 montrent les aspects des cartes analysées et prévues qui servent à la détermination des positions des thalwegs des ondes d'Est. Avec de tels supports, les prévisions issues de chacun des modèles ont pu faire l'objet d'une vérification rapide basée sur l'examen des cartes synoptiques. Ceci, donnant une vue globale sur les caractéristiques dynamiques des perturbations, permet de formuler quelques remarques sur la qualité des prévisions. La figure V.8 montre les déplacements observés et simulés de deux perturbations présentes au cours de la période du 3 au 9 septembre 1974. Les perturbations indiquées par  $p_1$  et  $p_2$  sont suivies du 3 au 7. Les trajectoires observées sont signalées par  $\bullet$ ; les trajectoires simulées sont désignées par  $\circ$  pour le modèle à équations primitives de Florida State University, par  $\ominus$  pour le modèle barotrope et par  $\triangle$  ou  $\diamond$  pour le modèle "AMETHYSTE" du présent mémoire. Nous y constatons que le déplacement de ces perturbations est prévu de façon satisfaisante par le modèle barotrope et le modèle "AMETHYSTE", alors que le modèle à équations primitives de Florida State University a une tendance à accélérer les perturbations dans la direction nord-ouest.

Quant au modèle du Meteorological Office de l'Angleterre, l'étude statistique de LYNE et al. (1976) fournit les résultats reproduits sur le tableau V.3 où sont portées les vitesses moyennes de déplacement des perturbations à 850 mb sur l'Océan et sur le Conti-

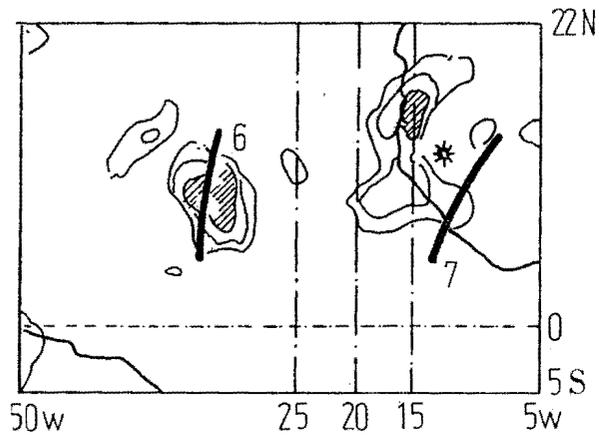
ment ; il montre qu'en moyenne le déplacement sur le Continent obtenu par le modèle du Meteorological Office est nettement plus lent que sur l'Océan, alors qu'il n'y a pas cette différence n'existe pas in situ.

NIVEAU 850 mb	60° W - 20° W INFLUENCE OCEANIQUE	20° W - 20° E INFLUENCE CONTINENTALE
Nombre de cas	15	18
Mouvements analysés	6.3°	6.3°
Mouvements prévus	5.3°	2.
Erreur	- 1.0°	- 4.2°

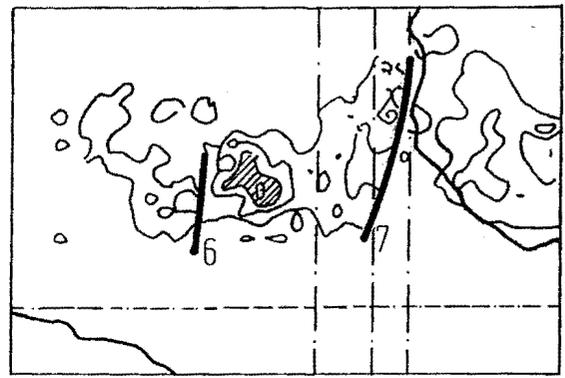
Tableau V.3 : *Positions moyennes analysées et prévues des thalwegs se propageant vers l'Ouest et les erreurs qui en découlent (en degrés de longitude) pendant la phase III de GATE. (d'après LYNE et al., 1976).*

Toutefois, si l'on examine seulement le déplacement des deux perturbations pour la période du 3 au 9 septembre (figure V.9), nous constatons que ses performances ne sont pas fondamentalement différentes de celles du modèle "AMETHYSTE" de la Météorologie Française.

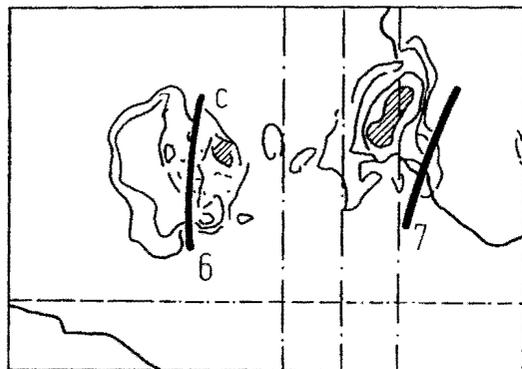
Une étude statistique aurait permis de vérifier d'une manière plus objective ces résultats et de procéder à des comparaisons sur une base plus quantitative, mais le nombre de cas étudiés est faible et les résultats obtenus le sont à partir de bases disparates, toutes choses qui en limitent la portée.



Echéance 6 heures -/a



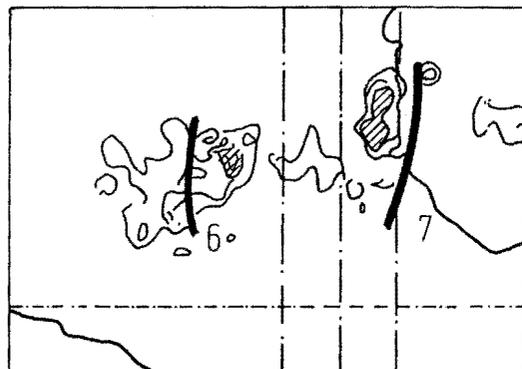
Echéance 30 heures -/e



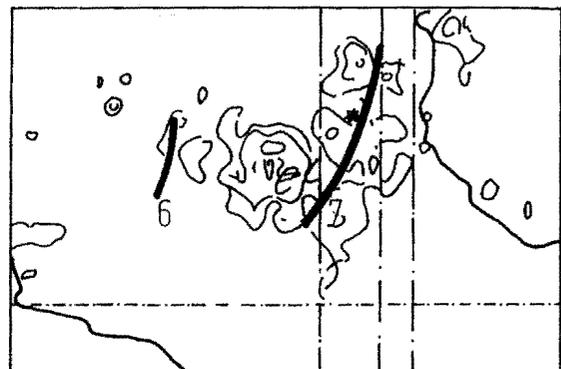
Echéance 12 heures -/b



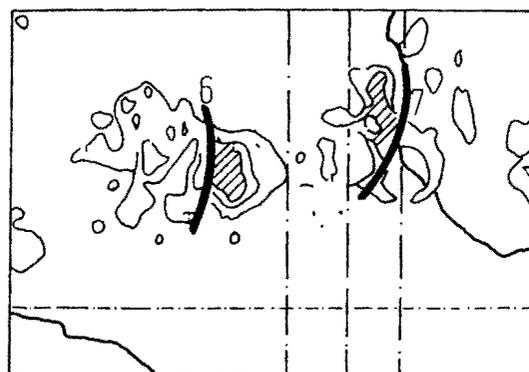
Echéance 36 heures -/f



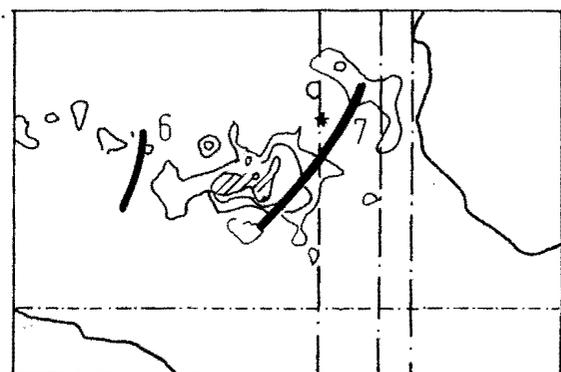
Echéance 18 heures -/c



Echéance 42 heures -/g



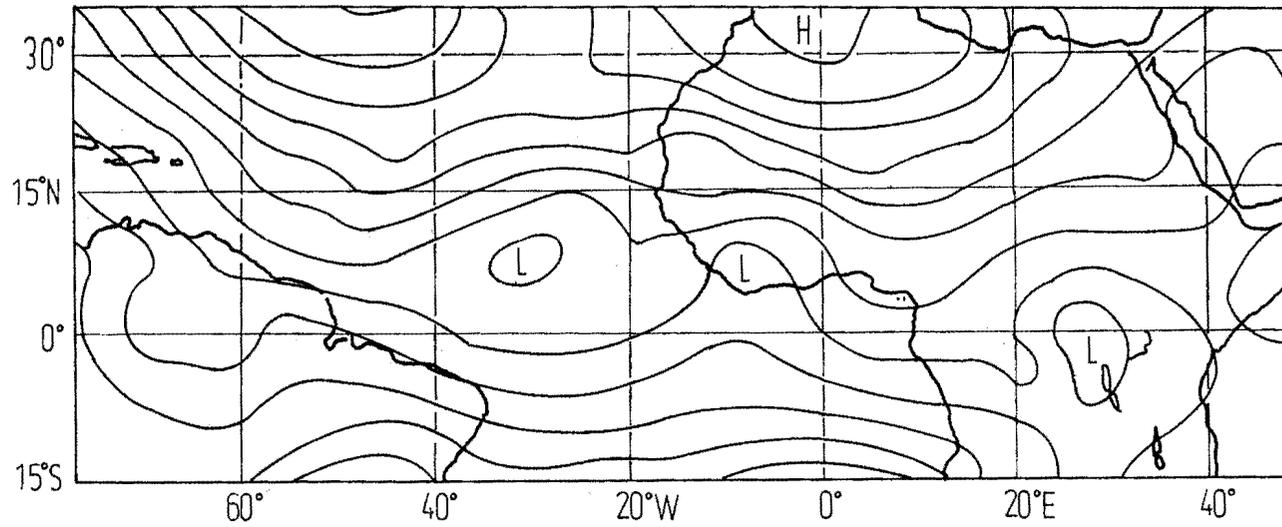
Echéance 24 heures -/d



Echéance 48 heures -/h

Figure 5 : Evolution des zones de précipitations prévues par le modèle sur 48 heures

Fonction de courant (champ analysé à - 850 mb pour le 7 . 9 . 74 . 12 h TU )



Fonction de courant (champ prévu pour le 7 . 9 . 74 . 12 h TU : échéance 72 heures )

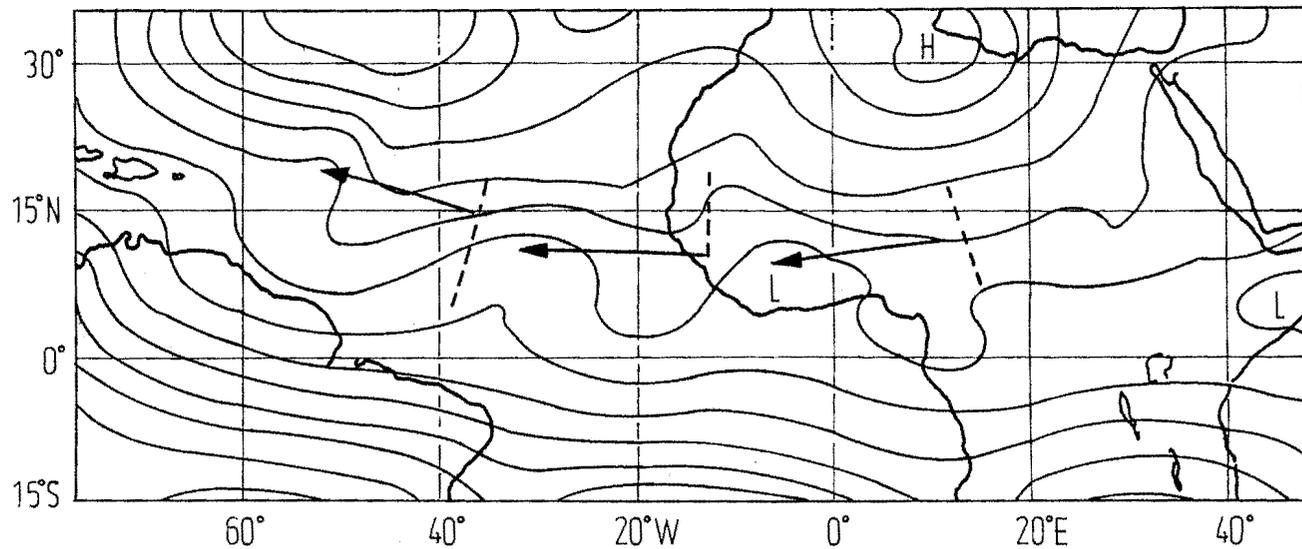
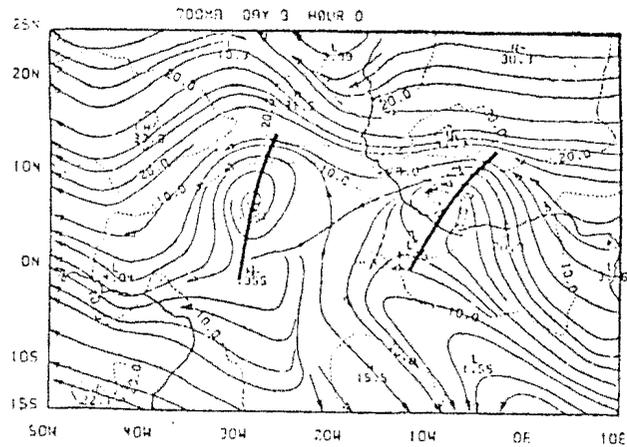
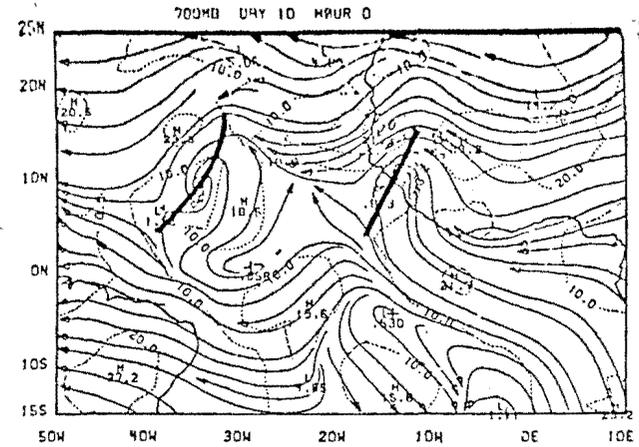


Figure V-6 : Exemple de la prévision avec le modèle du Meteorological

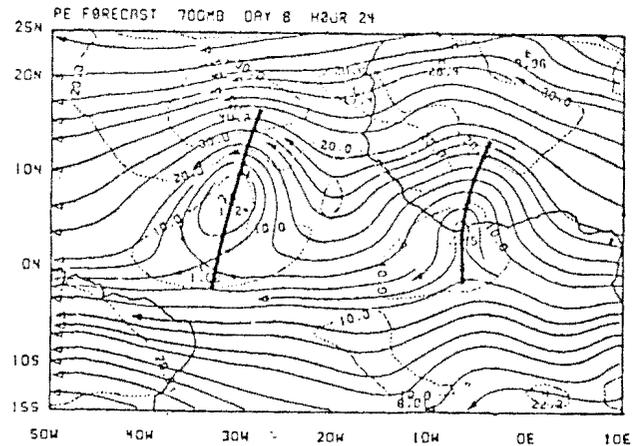
Office (localisations initiales des perturbations indiquées par des traits discontinus.)



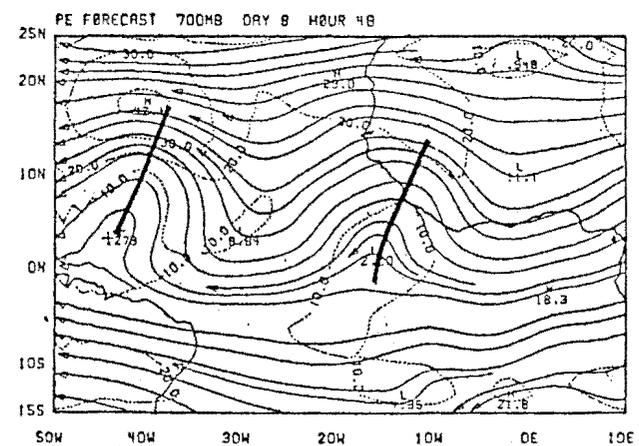
O  
B  
S  
E  
R  
V  
E  
D



O  
B  
S  
E  
R  
V  
E  
D



P  
R  
E  
D  
I  
C  
T  
E  
D



P  
R  
E  
D  
I  
C  
T  
E  
D

Figure V-7 : Analyses de fonction de courant ( $\psi$ ) et prévisions  
à 24 et 48 Heures (KRISHNAMURT) et Al., 1980)

V.3. - QUELQUES CARACTERISTIQUES CLIMATOLOGIQUES DE LA CIRCULATION  
DE MOUSSON TIREES DES RESULTATS DU MODELE TROPICAL

L'état moyen de l'atmosphère en été est celui dans lequel prévaut la mousson. Ce phénomène particulier se définit dans la littérature classique comme résultant de l'interaction du cycle annuel de rayonnement solaire et de la capacité calorifique différentielle effective entre la terre et l'océan. Celui-ci serait amplifié localement par la présence de montagnes (cas de la mousson indienne) ou bien de vastes étendues continentales à valeur élevée d'albédo (cas de la mousson africaine). La circulation de mousson dirige des flux très humides de basse couche de l'océan froid sur le continent chaud, alors que s'établit en altitude un courant inverse compensateur : l'harmattan. La convection qui s'ensuit fournirait, par l'énergie latente libérée, le mécanisme d'entretien du système.

Par ailleurs, pendant la saison estivale (juin à septembre), il s'établit au-dessus de l'ouest africain et l'atlantique tropical deux Jets d'Est. L'un, intéressant les couches troposphériques moyennes (650, 700 mb), occupe une position moyenne autour de 15° N et l'autre qui a son maximum d'intensité à 250 mb se place plus au Sud entre 0° et 15° N.

Ces phénomènes saisonniers présents dans la troposphère dans la zone d'expérimentation de GATE se retrouvent lors des analyses de données et apparaissent dans les situations moyennes de la phase III. Leurs fluctuations sont présentes dans l'examen des prévisions de cette période. Quoi qu'il en soit, la permanence de ces traits particuliers du climat régional, qui se retrouve dans les prévisions du modèle, constitue en soi un test intéressant que nous nous proposons d'analyser.

### V.3.1.- Circulation méridienne

Le transfert d'énergie et de masse des régions chaudes de la bande équatoriale vers les régions polaires plus froides est un mécanisme entretenu par la convection intense qui s'établit dans le voisinage de l'équateur météorologique. Le schéma conceptuel proposé par KRISHNAMURTI (1969) pour expliquer le phénomène est présenté à la figure V.10.a. On y voit les lignes de courant qui représentent un flux de sens sud-nord dans les basses couches qui pénètre sur le continent africain jusqu'à la latitude  $20^{\circ}$  N (flux de mousson). ce flux est entraîné par le mouvement ascendant d'origine convective qui génère des amas de nuages symbolisés par des cumulonimbus entre  $3^{\circ}$  N et  $8^{\circ}$  N. La branche descendante nord dirige une partie de son flux d'air sur  $25^{\circ}$  N, alors que l'autre partie, déviée vers le sud (harmattan), est reprise par le courant ascendant.

Le Jet d'Est de la moyenne troposphère (A E J) et celui de la haute troposphère (T E J) s'établissent respectivement à 700 mb par  $15^{\circ}$  N et à 200 mb par  $9^{\circ}$  N au sein de la cellule nord d'Hadley. Quant à la cellule sud, sa branche descendante se situe au-delà de l'équateur dans l'hémisphère sud. Cette structure moyenne se retrouve plus ou moins nettement dans les prévisions sur les coupes verticales méridiennes selon les échéances (cf. Fig. V.10.b). Bien que potentiellement présente dans l'analyse, la procédure d'initialisation qui pose  $\text{div } P_S V = 0$  la supprime et sa reconstitution se fait dynamiquement au cours de l'intégration du modèle. En moyennant le champs sur cinq jours, on retrouve le maximum d'intensité des cellules de Hadley à échéance de 30 heures, soit à 18 h 00 TU. Aussi, relève-t-on une influence diurne très marquée de l'activité convective sur la structure des cellules méridiennes de Hadley. En somme, la figure V.10.b ne diffère que très peu du schéma conceptuel (Fig. V.10.a). On note cependant un décalage vers le nord de la branche ascendante de la cellule. Elle se positionne à  $12^{\circ}$  N, l'altitude de leurs noyaux étant pratiquement conservée.

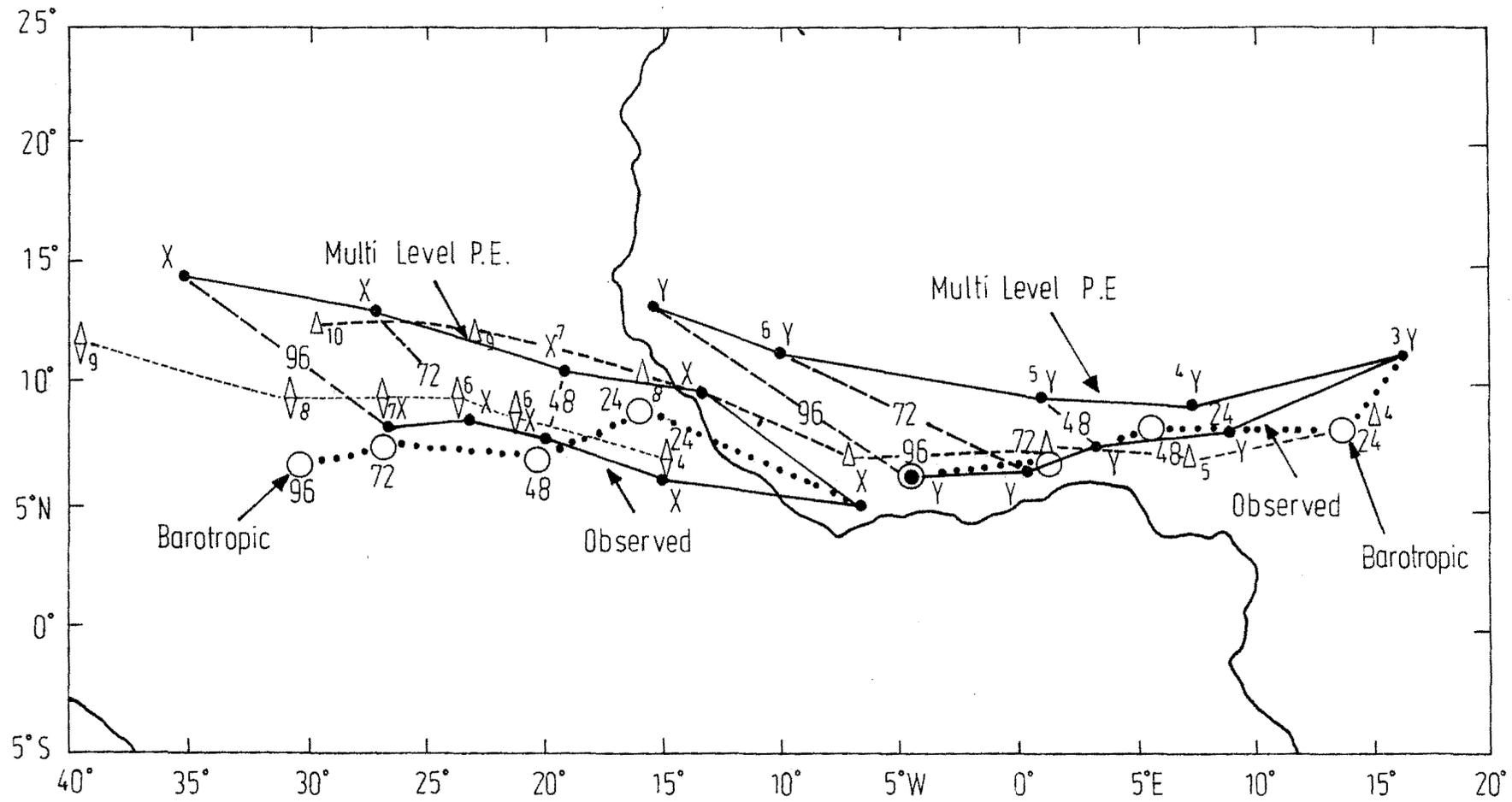
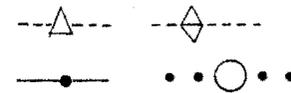
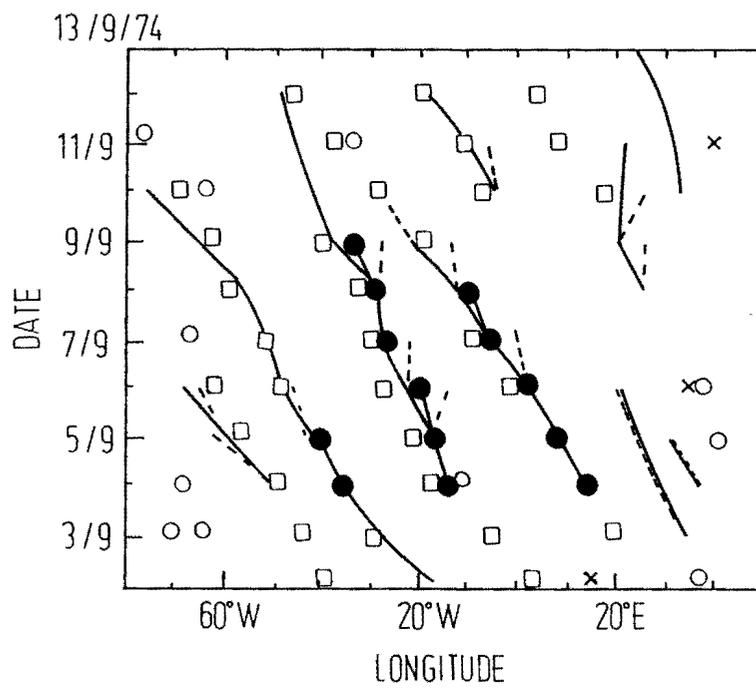


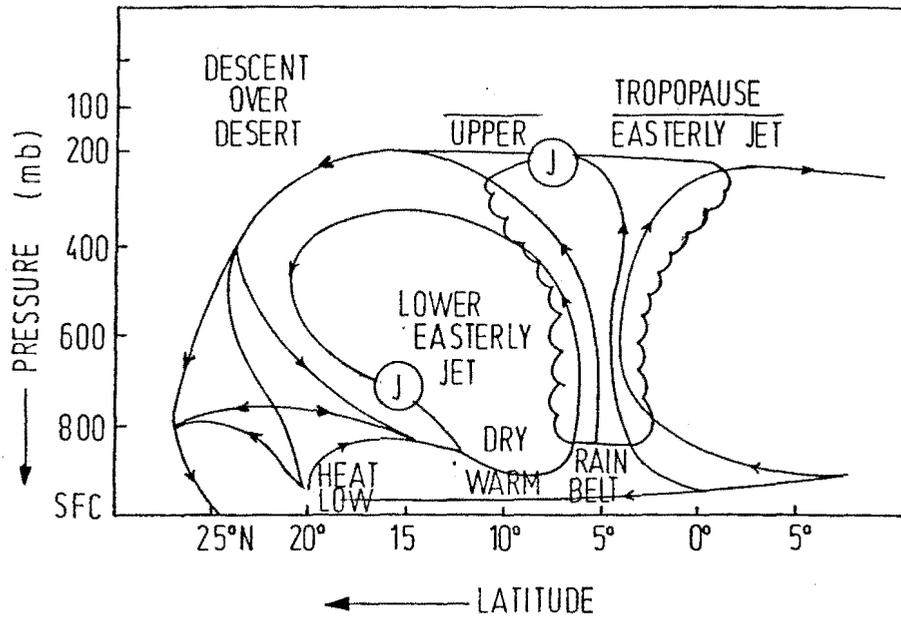
Figure V-8 : Comparaison entre le modèle "AMETHYSTE" Tropical et les modèles de l'Université de Floride.



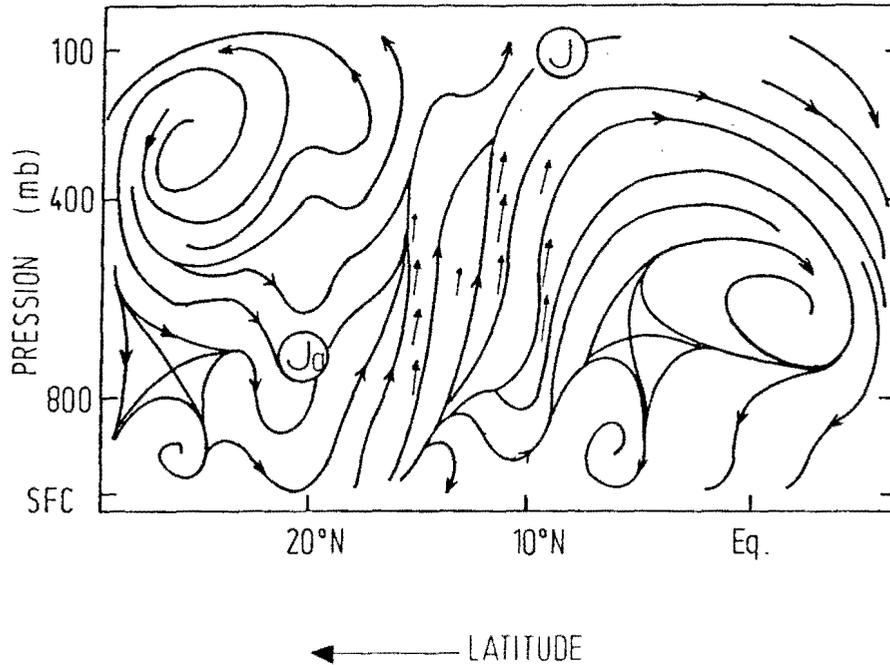


- : Position prévue (Met office) de thalwegs à 850 mb (13° N)
- : Position observée
- : Position prévue à l'aide du modèle "AMETHYSTE"

Figure V-9 : Résultats synthétiques de la performance du modèle (Met. Office) : comparaison avec le modèle "AMETHYSTE"

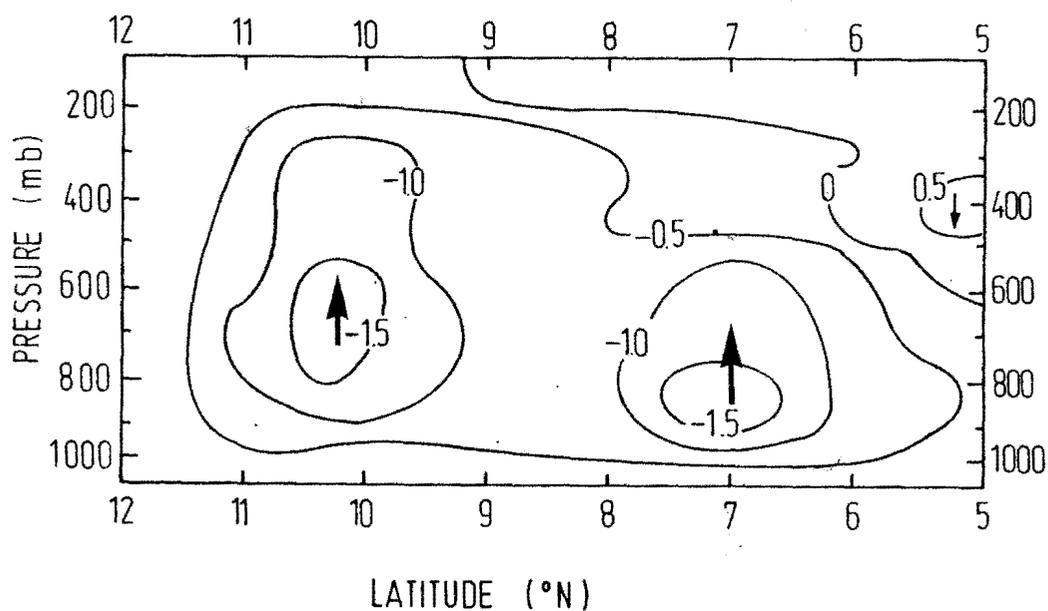


a) Représentation schématique de la circulation méridienne au-dessus de l'Afrique de l'Ouest (d'après KRISHNAMURTI et coll. 1979).

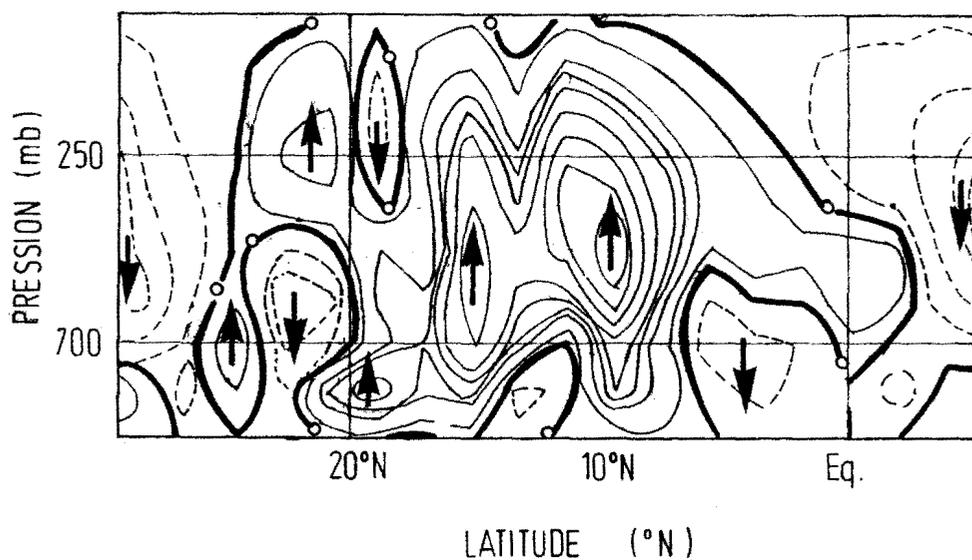


b) Circulation méridienne simulée par le modèle "AMETHYSTE" (dans le plan méridien situé à 8°W).

Figure V.10: Comparaison entre le modèle et le schéma conceptuel : circulation méridienne.



(a) Répartition de la vitesse verticale ( $W$ ) dans le plan méridien champ moyen calculé pour la phase III de l'ETGA) d'après Burpee, 1982).



(b) Coupe méridienne du champ de la vitesse verticale prévue par le modèle AMETHYSTE Tropical.

Figure V11 Champ de la vitesse verticale (dans le plan situé à 8°W) : comparaison observations de l'ETGA - modèle numérique.

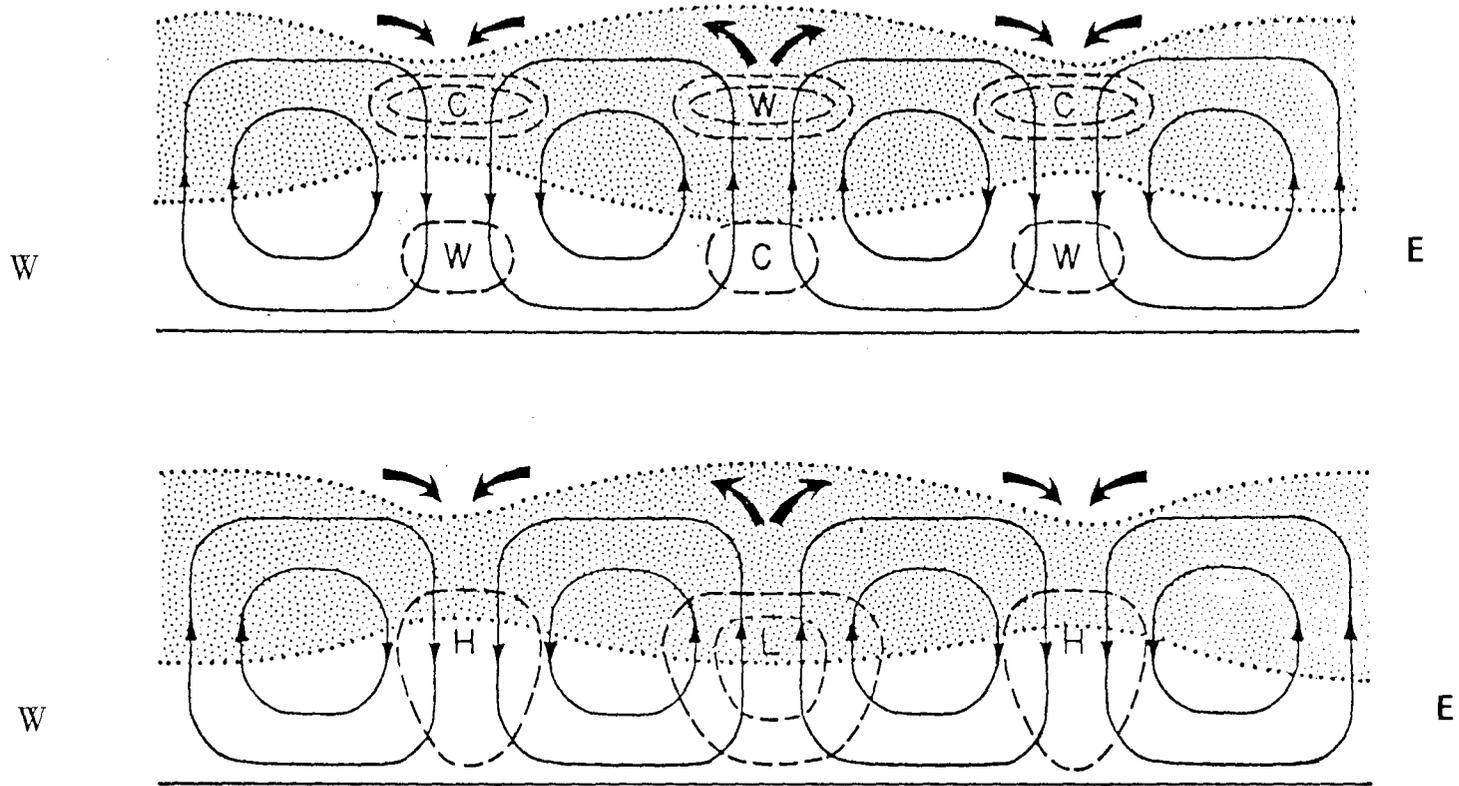


Figure V-12 : Représentation schématique de la circulation de WALKER. ( $15^{\circ}\text{N}$ )

Si on examine, toujours dans le plan vertical méridien, les isotaches de la composante verticale du vent, on retrouve, à échéance 30 heures une structure très proche de celle décrite par BURPEE et DUGDALE (1975) (cf. Fig. V.11.a). La caractéristique marquante des coupes a et b de la figure V.10 est la présence, dans un cas comme dans l'autre, de deux maxima relatifs de  $w$ . Cette structure bipolaire est propre à la mousson africaine développée. Dans le cas de la prévision, elle ne se retrouve que quand les champs dynamiques acquièrent une structure stable après que les isotaches aient atteint leurs valeurs maximales. Par rapport aux positions moyennes fournies par l'analyse des données de la phase III de GATE, celles que l'on relève sur les prévisions sont décalées vers le Nord -  $7^\circ$  N et  $15^\circ$  N contre  $7^\circ$  N et  $10^\circ$  N pour l'observation. Dans les deux cas, les intensités maximales des noyaux nord sont du même ordre de grandeur ( $\sim 1.5 \text{ cm s}^{-1}$ ). Quant aux noyaux sud, la force prévue est d'environ 60 % supérieure à la moyenne observée.

### V.3.2.- Circulation zonale

L'examen des cartes de lignes de courant à un niveau quelconque de la troposphère révèle une chaîne de perturbations dont les éléments s'alignent le long de la latitude  $12^\circ$ N en moyenne. Cette chaîne, comme l'a révélé l'analyse des cartes prévues, est soumise à un mouvement de translation vers l'Ouest quasi uniforme de vitesse moyenne de  $8$  à  $10 \text{ m s}^{-1}$ . La structure ondulatoire de ce phénomène est mise en évidence dans le paragraphe 1 du présent chapitre. Les perturbations pluvio-orageuses qui se développent généralement dans le thalweg de l'onde d'Est (à  $700 \text{ mb}$ ) sont étroitement liées les unes aux autres et l'"outflow" de ces systèmes convectifs qui alimentent les cellules de Hadley méridiennes que nous venons de décrire, facilite aussi des échanges d'énergie (cinétique principalement) dans le sens zonal entre les perturbations qui se succèdent. Compte tenu des caractéristiques de l'onde d'Est qui module ces systèmes et qui a une longueur d'onde de  $2500 \text{ km}$ , nous retrouvons là de petites cellules du type "Walker", dont la structure ressort de l'étude des cartes de potentiels de vitesse.

La présence simultanée dans la troposphère tropicale de deux jets d'Est de même force ( $\sim 16$  à  $25 \text{ m s}^{-1}$ ) (cf.: Fig. V.12), l'un à 700 mb (A E J) détraîne et l'autre à 200 mb (T E J) entraîne le flux d'air ascendant des tours et établit des échanges prioritaires d'énergie cinétique à travers une circulation zonale qui se développe dans un plan incliné sur l'équateur. Des processus d'entretien et de compensation de ces mouvements, dont la dynamique s'apparente à celle de la circulation méridienne, sont sans doute à l'origine de la persistance et de la régularité des ondes africaines que l'on rencontre de juin à octobre au-dessus de l'Afrique de l'ouest.

## **CHAPITRE VI**

### **CONCLUSION GENERALE**

## CHAPITRE VI

### CONCLUSION GENERALE

L'intérêt de disposer d'un modèle numérique de prévision du temps est double. D'une part, il facilite l'analyse des données de l'observation du fait de sa conception rigoureuse qui repose sur des schémas physiques et mathématiques qui permettent d'évaluer aussi bien qualitativement que quantitativement la contribution de chaque phénomène élémentaire. Ceci dit, les tests de qualification d'un tel modèle sont délicats et longs à mettre en oeuvre. En ce qui concerne le modèle 15 niveaux présenté ici, la procédure retenue tient compte essentiellement de l'échelle des phénomènes résolus. C'est pourquoi nous avons recherché tout d'abord une concordance qualitative des résultats de la prévision et de l'observation.

Quelques unes des expériences numériques réalisées avec ce modèle pour tester sa sensibilité au changement de paramétrisations physiques permettent de faire les remarques suivantes :

- en supprimant le relief de l'Afrique dans le modèle, l'évolution des champs dynamiques des paramètres n'est pas significative à échéance de 48 heures. Ni les variations du vecteur vent, ni les déplacements des centres de perturbations ne sont notablement affectés. Par contre, les champs thermiques (température sol, ...) sont, quant à eux, radicalement modifiés.

- dans le cas de la convection humide qui est un phénomène majeur de l'atmosphère tropicale, ne disposant pas de profils de référence, l'évaluation des schémas de paramétrisation de la convection n'a pas pu se faire à partir de paramètres internes tels que  $\theta_{Se}$ ,  $q$ , ... dont l'évolution aurait déterminé le degré de forçage

extérieur imposé. Pour évaluer l'efficacité des trois schémas de convection testés, nous avons comparé l'évolution de deux paramètres liés aux précipitations : le taux et la quantité de pluie totale. A l'instar de HAMMARSTRAND (1977), nos résultats font apparaître une nette supériorité du schéma de paramétrisation de la convection de KUO (1974) sur celui issu de la version originale de KUO (1965) et de l'ajustement convectif de MANABE et al. (1965).

- les tests sur le rayonnement ont montré que les résultats du modèle étaient sensibles à ce paramètre.

Sur le plan de la recherche, le modèle à 15 niveaux décrit ci-dessus est un instrument fiable qui pourrait servir de modèle de référence lors de tests de qualification de modèles plus simples tels que les modèles barotropes par exemple, longuement étudiés par KRISHNAMURTI et al. (1980 a). L'intérêt de la mise au point de tels modèles est qu'ils pourraient déjà offrir une aide précieuse à la prévision opérationnelle à courte échéance en Afrique.

Ce modèle à 15 niveaux dans sa version complète est un véritable laboratoire qui pourrait permettre de simuler, à partir d'un état moyen de base tiré des analyses de GATE, les évolutions de la mousson africaine. De tels résultats viendraient compléter ceux proposés par RENNICK (1976) qui a utilisé un modèle linéaire, pseudo-spectral, pour montrer que les cisaillements du flux d'Est étaient à l'origine des ondes observées sur l'Afrique. Il offrirait un champ d'expérimentation très vaste qui devrait permettre de vérifier les hypothèses formulées sur les ondes atmosphériques tropicales.

Par ailleurs, comme le faisait observer KRISHNAMURTI (1976), l'utilisation en routine d'un modèle régional à équations primitives à plusieurs niveaux excède la puissance de calcul actuellement disponible dans les centres météorologiques africains. Ce problème ne

pourrait se redoubler de manière satisfaisante que dans le cadre d'une coopération régionale où les pays de l'Afrique de l'ouest s'associeraient pour créer et gérer un centre météorologique équipé d'un système informatique viable. Cette acquisition ne résoudra pas, loin s'en faut, les problèmes que soulèvent la prévision numérique du temps et qui touchent

- aux conditions initiales
- au calcul numérique
- à la physique du modèle,

et que l'on peut formuler de la manière suivante :

#### Conditions initiales

La nécessité d'une bonne connaissance quantitative de la situation initiale est primordiale pour la réussite d'une chaîne de prévision. L'obstacle majeur à la prévision à courte échéance sur l'Afrique de l'ouest restera, pendant longtemps encore, l'insuffisance de l'information météorologique sur la région. La situation devrait s'améliorer dans les prochaines décennies avec les mesures par satellites météo-avions de ligne-amélioration du réseau.

#### Calcul numérique

La finesse horizontale du modèle actuel est un minimum. Pour augmenter l'échéance, il faut disposer d'une grille plus fine sur un domaine plus vaste (la terre entière par exemple). Le nombre de niveaux actuels est suffisant. Tout ceci nécessite une puissance de calcul plus grande et des méthodes de traitement numérique plus efficaces.

Physique du modèle

Dans ce domaine, ce modèle est à l'avant-garde du progrès mais des améliorations sont encore possibles et un grand pas sera franchi quand la variation diurne des phénomènes de couche limite sur le continent pourra être simulée de façon précise (flux de chaleur sensible, quantité de mouvement et d'évaporation). Ceci suppose la mise au point d'expériences d'observations et d'étude de la couche limite tropicale et l'utilisation judicieuse des résultats acquis.

## **LISTE DE REFERENCE**

LISTE DE REFERENCE

- ALAKA, M.A., 1964, Problems Tropical Meteorology, Technical Note n° 62. Geneva, WMO 36 pp.
- ALBIGNAT, J.P. and R.J. REED, 1980, The Origin of African Wave Disturbances during phase III of GATE. Mon. Wea. Rev., 108, pp. 1827 - 1839.
- ANTHES, R., 1977, Hurricane Model Experiments with a New Cumulus Parametrization Scheme. Mon. Wea. Rev., 105, pp. 287-300.
- ARAKAWA, A., 1966, Computational Design of Long-term Numerical Integration of the Equations of Fluid Motion : two-dimensional flow, Part I, J. Comput. Phys., 1, pp. 119-143.
- ARAKAWA, A. and F. MESINGER 1976, Numerical Methods used in atmospheric Models, GARP Publications, Series n° 17.
- ARAKAWA, A. and W.H. SCHUBERT, 1974, Interaction of a Cumulus Cloud Ensemble with the Large Scale Environment, Part I, J. Atmos. Sci., 31, pp. 674-701.
- ASECNA, 1975, Bureau d'Etudes de la Direction de l'Exploitation Météorologique de l'ASECNA, Opération pre-GATE, Techn. Rept., DAKAR, 58 pp.
- ASSELIN, R., 1972, Frequency Filter for Time Integrations, Mon. Wea. Rev., 100, pp. 487-490.
- BENOIT, S., 1976, A Comprehensive Parameterization of the Atmospheric Boundary Layer for General Circulation Models, Thesis n° 39, NCAR.
- BHUMRALKAR, C.M., 1975, Numerical Experiments on the Computation of Ground Surface Temperature in an Atmospheric General Circulation Model, J. Appl. Met., 14, pp. 1246-1258.

- BIDET, Y.B., BRET, G. DHONNEUR, R. JOURDAN, J. LEPAS et S. PLANTON, 1980, Application d'un modèle à 15 niveaux à la prévision sur les données de l'expérience tropicale E T G A. International Research Note, Météorologie Nationale, Paris.
- BODIN, S., 1978, Problems in Numerical Boundary Layer Modelling, J. Rech. Atmos. 12, pp. 71-95.
- BODIN, S. 1979, A predictive Numerical Model of Atmospheric Boundary Layer Based on the Turbulent Kinetic Energy Equation, Swedish Met. and Hydro. Institute Report., R.M.K 13, Stockholm, Sweden, 138 pp.
- BURPEE, R.W., 1971, The Origin and Structure of Easterly Waves in the Lower Troposphere of North Africa, Ph.D. Thesis, Mass, Inst. Tech. 100 pp.
- BURPEE, R.W., 1972, The Origin and Structure of Easterly Waves in the Lower Troposphere of North Africa, J. Atmos. Sci., 29, pp. 77-90.
- BURPEE, R.W., 1974, Characteristics of North African Easterly Waves during the Summers of 1968 and 1969 ; J. Atmos. Sci., 31, pp. 1556-1570.
- BURPEE, R.W., 1975a, Weather Forecasting for GATE. GATE report n° 14, Vol I, ICSU/WMO, Geneva, pp. 96-100.
- BURPEE, R.W., 1975b, Some Features of Synoptic-scale Waves Based on Compositing Analysis of GATE Data, Mon. Wea. Rev., 103, pp. 921-925.
- BURPEE, R.W. and G. DUGDALE, 1975, A Summary of Weather Systems Affecting Western Africa and the Eastern Atlantic during GATE. Gate Report n° 16, ICSU/WMO, Geneva, pp. 1-42.
- BURRIDGE, D.M., 1975, A Split Semi-implicit Reformulation of the Bushby-timpson 10-level model. Quart. J. Roy. Meteor. Soc., 101, pp. 77-792.
- BURRIDGE, D.M. and B. GADD, 1975, The Meteorological Office Operational 10-level Numerical Weather Prediction Model. Scient. Pap. Met. Off. n° 34.
- 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. Met., 15, pp. 909-919.
- BUSHBY, F.H. and M.S. TIMPSON, 1967, A ten level atmospheric Model and Frontal Rain, Quart. J. Roy. Meteor. Soc., 93, pp. 1-17.

- CARLSON, T.N., 1969a, Synoptic Histories of Three African Disturbances that Developed into Atlantic Hurricanes. *Mon. Wea. Rev.*, 97, pp. 256-276.
- CARLSON, T.N., 1969b, Some Remarks on African Disturbances and their Progress over the Tropical Atlantic. *Mon. Wea. Rev.*, 97, pp. 716-726.
- CARNINO, D. and R. JOURDAN, 1977, Experiences Préliminaires à l'élaboration d'un Modèle "Points de Grille", rapport de stage, Ecole Nationale de la Météorologie, Paris.
- CHARNEY, J. 1955, The Use of the Primitive Equations of Motion in Numerical Weather Prediction. *Tellus*, 7, pp. 22-26.
- COIFFIER, J., D. DECAM, R. JOURDAN, J. LEPAS, H. LE PHAM, et D. ROUSSEAU, 1979, Le Modèle de Prédiction en Points de Grille Partie Dynamique, Note Tech. de l'E.E.R.M. n° 36 Météorologie Nationale, Paris.
- CORBY, G.A., A. GILCRIST and R.L. NEWSON, 1972, A General Circulation Model of Atmosphere Suitable for Long period Integrations, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 98, pp. 809-832.
- DAVIES, H.C., 1976, A Lateral Boundary Formulation for Multi-Level Prediction Models. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 102, pp. 405-418.
- DEARDORFF, J.W., 1974, Three Dimensional Numerical Study of the Height and Mean Structure of a Heated Planetary Boundary Layer. *Boundary Layer Met.*, 7, pp. 81-106.
- DEARDORFF, J.W., 1978, Efficient Prediction of Ground Surface Temperature and Moisture with Inclusion of a Layer of Vegetation, *J. Geophys. Res.*, 83, pp 1889-1903.
- DUBIEF, Jean, 1959, Le Climat du Sahara t.I. et II. Mémoires, Alger.
- FORTUNE, M., 1980, Properties of African Disturbance Lines Inferred from Time-Lapse Satellite Imagery. *Mon. Wea. Rev.*, 108, pp. 153-168.
- GANDIN, L.S., 1963, Objective Analysis of Meteorological Fields. English translation by Israel Program for Scientific Translations. Jerusalem. 242 pp.
- GATE WORKSHOP, 1977, Report of the U.S. GATE Central Program Workshop. Boulder 25 July-12 August 77. NCAR, BOULDER.

- GAUNTLETT, D.J., L.M. LESLIE and D.R. HINCKSMAN, 1976, A Semi-Implicit Forecast Model Using the Flux Form of the Primitive Equations, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.* 102, pp. 203-217.
- GRIFFITH, C.G., WOODLEY, W.L., GRIFFIN, J.S. and STROMATT, S.C. 1980, *Satellite-Derived Precipitation Atlas for GATE*. NOAA/ERL, Boulder. 280 pp.
- HAMMARSTRAND, U., 1977, On parameterization of Convection for large Scale Numerical Forecasts at Mid-Latitudes. *Beitr. Phys. Atmosph.*, 50, pp. 78-88.
- HOLLMANN, G., 1960, Transformation of the Basic Equations of Dynamic Meteorology into Coordinates of Stereographic Projection for the Purpose of Numerical Weather Prediction, Final Report n° AF 61 (514).
- HOLLOWAY, J.L. and S., MANABE, 1971, Simulation of Climate by a Global General Circulation Model. 1. Hydrologic Cycle and Heat Balance. *Mon. Wea. Rev.*, 99, pp. 335-370.
- HALTINER, G.J., 1971, *Numerical Weather Prediction*, John Wiley and Sons, New-York, 317pp.
- HUDLOW, M.D. and V.L. Patterson, 1979, *GATE Radar Rainfall Atlans*, NOAA Special Report, U.S. Dept. of Commerce, Washington, D.C.
- JONES, 1976, U. Meteorological Office Objective Analysis Schema for GATE, *Met. Mag.* 10,
- LALLBERG, P.W., GIBSON, J.R., 1977, Lateral boundary conditions for limited area version of the E.C.M.W.F. model ; GARP progress report n° 14.
- KESEL , P.G. and F.J. WINNINGHOFF, 1971, The Fleet Numerical Weather Central Operational Primitive Equation Model, *Mon. Wea. Rev.*, 100, pp. 360-373.
- KESSLER, E., 1969, On the Distribution and Continuity of Water Substance in Atmospheric Circulations, *Met. Monographs*, Vol. 10 n\_ 32.
- KONDRATYEV, K. Ya., 1969, *Radiation in the Atmosphere*. Academic Press, New-York, 912 pp.
- KRISHNAMURTI, T.N., 1969, An Experiment in Numerical Prediction in Equatorial Latitudes. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 95, pp. 594-620.
- KRISHNAMURTI, T.N., M. KANAMITSU, R. GODBOLE, C.B. CHANG, F. CARR and J.H. CHOW, 1976, Study of Mo soon Depression II. Dynamical Structure. *J. Met. Soc. Japan*, 54, pp. 208-226.

- KRISHNAMURTI, T.N., H.L. PAN, C.B. CHANG, J. PLOSHAY, D. WALKER and A.W. OODALLY, 1979, Numerical Weather Prediction for GATE. Quart. J. Roy. Meteor. Soc., 105, pp. 979-1010.
- KRISHNAMURTI, T.N., Y. RAMANATHAN, H.L. PAN, R.J. PASCH and J. MOLINARI, 1980a, Cumulus Parameterization and Rainfall Rates I, Mon. Wea. Rev., 108, pp. 465-472.
- KRISHNAMURTI, T.N., R.J. PASCH and P. ARDANUY, 1980b, Prediction of African Waves and Specification of Squall Lines. Tellus, 32, pp. 215-231.
- KUO, H.L., 1965, On Formation and Intensification of Tropical Cyclones through Latent Heat Release by Cumulus Convection. J. Atmos. Sci., 22, pp. 40-63.
- KUO, H.L., 1974, Further Studies of the Parametrization of the Influence of Cumulus Convection on Large-Scale Flow. J. Atmos. Sci., 31, pp. 1232-1240.
- LEPAS, J., M. BENLARECHE, M. BENZAGHOU et J. COIFFIER, 1973, Methode Implicite de Résolution Numérique des Equations Primitives, Cahiers de la Météorologie n° 3, pp. 67-106, Alger.
- LEPAS, J. et J. COIFFIER, 1977, A Leapfrog Semi-implicit Scheme using the Sigma Coordinate ; Test with a two dimensional Vertical Flow in the Presence of a High Mountain, GARP Progress Report n° 14, pp. 39-41.
- LEPAS, J., G. LE GOFF, G. DE MOOR, L. MUSSON GENON, M.C. PIERRARD, J.P. ROCAFORT et D. ROUSSEAU, 1979, le Modèle de Prévision : partie physique, Note Tech. de l'E.E.R.M. n° 37, Météo. Nat., Paris.
- LEPAS, J., 1980, Numerical Forecasting Experiments with GATE Data (Phase III, September 1974). Abstract for KIEV Conf.
- LESLIE, L.M., 1980, Numerical Modelling of the Summer Heat Low over Australia, J. Appl. Met., 19, pp. 381-387.
- LORD, S.J., 1978, Development and Observational Verification of a Cumulus Cloud Parameterization. Ph. D. Dissertation. Univ. California, Los Angeles, 359 pp.
- LOUIS, J.F., 1977 : Parameterization of the Surface Fluxes. ECMRWF Internal Report n° 4.
- LYNE, W.H., P.R. ROWNTREE, C. TEMPERTON and J.M. WALKER, 1975, Numerical Modelling during GATE. Met. Off. 20 Tech. Note n° II/37. Met. Office, Bracknell.

- MANABE, S. and R F. STRICKLER, 1964, Thermal Equilibrium of the Atmosphere with a Convective Adjustment, J. Atmos. Sci., 21.
- MANABE, S., J. SMAGORINSKY and R.F. STRICKLER, 1965, Simulated Climatology of a General Circulation Model with a Hydrologic Cycle. Mon. Wea. Rev., 93, pp. 769-798.
- MANABE, S. and J.L. HOLLOWAY, Jr., 1975, The Seasonal Variation of the Hydrologic Cycle as Simulated by a Global Model of the Atmosphere. J. Geophys. Res., 80, pp. 1617-1649.
- MARTIN, D.W., 1975, Characteristics of West African and Atlantic Cloud Clusters based on Satellite Data. GATE Report n° 14, Geneva ICSU/WMO, pp. 182-190.
- MIYAKODA, K., 1974 : G.F.D.L. Global 18-level Atmospheric Model Using Modified KURIHARA Grid. GARP Publications Series n°14.
- MURAKAMI, M., 1979, Large-scale Aspects of Deep Convective Activity over the GATE area. Mon. Wea. Rev., 107, 994-1013.
- NEWELL, E., J.W. KIDSON, G.V. DAYTON and G.J. BOER, 1971, The General Circulation of the Tropical Atmosphere and Interactions with Extratropical Latitudes. M. I. T. Press.
- OKAMURA, Y., 1975, Computational Design of a Limited Area Prediction Model. J. Met. Soc. Japan, 53, pp. 175-188.
- OOYAMA, K., 1964, A Dynamical Model for the Study of Tropical Cyclone Development. Geofis. Intern., 4, pp. 187-198.
- PERRIN DE BRICHAMBAULT, 1976, Météorologie et Energie, L'Evaluation du Gisement Solaire, La Météorologie VI, 5.
- PHAM, H.L. et D. ROUSSEAU, 1976, Détermination de Seuils pour un Schéma d'Ajustement Convectif. Note EERM n° 377, Météorologie Nationale, Paris.
- PHILLIPS, N.A., 1957, A Coordinate System Having Special Advantages for Numerical Forecasting. J. Meteor., 14, pp. 184-185.
- REED, R.J., NORQUIST D.C. and E.E. RECKER, 1977, The Structure and Properties of African-wave Disturbances as Observed during Phase III of GATE, Mon. Wea. Rev., 105, pp. 317-333.
- REGULA, H., 1936, Druckschwankungen und Tornados an der Westkuste Von Africa. Ann. Hydrogs. Maritimen Meteor. 64, pp. 107-111.
- RENNICK, M.A., 1976, The Generation of African Waves, J. Atmos. Sci., 33, pp. 1955-1969.

- RICKETTS, 1973, An Investigation into a Relationship between Upper Air Relative Humidity and Cloud cover. *Met. Mag.*, 102.
- ROBERT, A.J., 1966, The Integration of a Low-order Spectral Form of the Primitive Meteorological Equations. *J. Met. Soc. Japan.*, pp. 237-245.
- ROBERT, A.J., J. HENDERSON and C. TURNBULL, 1972, An Implicit Time-integration Scheme for Baroclinic Models of the Atmosphere. *Mon. Wea. Rev.*, 100, pp. 329-335.
- ROUSSEAU, D., 1976, Les modèles de Prédiction Numérique. *La Météorologie VI*, pp. 109-134.
- ROWNTREE, P.R. and E. CATTLE, 1982, The U.K. Meteorological Office GATE modelling experiment. Scientific Paper n° 40, Meteorological Office.
- SADLER, J.C., 1975, The monsoon circulation and cloudiness over the GATE area. *Mon. Wea. Rev.*, 103, 369-387.
- SADLER, J.C. and L.K. ODA, 1978, The Synoptic (A) Scale Circulations during the Third Phase of GATE (20 August - 23 September 1974). *Dept. of Meteor., Univ. of HAWAI, Honolulu*, 41 pp.
- SADOURNY, R., 1975, The Dynamics of Finite Difference Models of the Shallow-water Equations. *J. Atmos. Sci.*, 32, pp. 680-689.
- SASAKI, Y., 1970, Some Basic Formulations in Numerical Variational Analysis. *Mon. Wea. Rev.*, 98, pp. 875-883.
- SHUMAN, F.G., 1957, Numerical Methods in Weather Prediction II. Smoothing and Filtering. *Mon. Wea. Rev.*, 85, pp. 357-361.
- SHUMAN, F.G. and J.B. HOVERMALE, 1968, An Operational Six-layer Primitive Equation Model. *J. Appl. Meteor.*, 7, pp. 525-547.
- SLINGO, J.M., 1980, A Cloud Parameterization Scheme derived from GATE Data for Use with a numerical Model. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 106 pp. 747-770.
- SOMMERIA G., 1976, Three-dimensional Simulation of Turbulent Processes in an Undisturbed Tradewind Boundary Layer. *J. Atmos. Sci.*, 33, pp. 216-241.
- THOMPSON, R.M., S.W. PAYNE, E.E. RECKER and R.J. REED, 1979 : Structure and Properties of Synoptic-scale wave Disturbances in the Inter-tropical Convergence Zone of the Eastern Atlantic., *J. Atmos. Sci.*, 36, pp. 53-72.

VEYRE, P., G. SOMMERIA and Y. FOUQUART, 1980, Modelisation de l'Effet des Hétérogénéités du champ radiatif infrarouge sur la Dynamique des Nuages. J. Rech. Atmos., 14 pp. 89-108.

ZIPSER, E.S., 1970, The Line Islands Experiment, its Place in Tropical Meteorology and the Rise of the Fourth School of Thought. Bull. Amer. Met. Soc., 51, pp. 1136-1147.

Vu et approuvé

Abidjan, le 16 janvier 1984



Le Doyen de la Faculté des Sciences

N'DIAYE Alassane Salif

Vu et permis d'imprimer

Abidjan, le 16 janvier 1984

Le Recteur de l'Université Nationale de Côte d'Ivoire



TOURE Bakary