

**THESE DE DOCTORAT DE L'UNIVERSITE PARIS VI  
(Pierre et Marie Curie)**

Spécialité:

**Géophysique**

Mention:

**Océanologie et Météorologie**

présentée par Mr Bernard BOURLES

pour obtenir le titre de Docteur de l'Université PARIS VI

Sujet de la thèse:

**Assimilation de données de hauteur dynamique dans un  
modèle linéaire appliqué à l'océan Atlantique Tropical**

soutenue le 2 février 1990 devant le jury composé de:

Mr Claude FRANKIGNOUL	Président
Mme Christine PROVOST	Examineur
Mr Jacques MERLE	Examineur
Mr Olivier TALAGRAND	Rapporteur
Mr Michel CREPON	Rapporteur



*...et les vitres redeviennent sable  
l'encre redevient eau  
les pupitres redeviennent arbres  
la craie redevient falaise  
le porte-plume redevient oiseau*

*(J.PREVERT)*

## REMERCIEMENTS

*Il est un usage fort honorable qui consiste à noircir les premières pages (assez souvent réduites à une seule!) de ce type de mémoire pour s'y étaler en remerciements. Je n'ai pas l'intention de m'y soustraire. Au contraire, je souhaite profiter de ces pages libres pour ne pas me restreindre aux seules personnes du "milieu" scientifique qui m'auraient soutenu et aidé, auraient pu le faire ou pourraient me porter assistance dans l'avenir.*

*Ainsi, cher lecteur, si tu es de ces personnages sympathiques qui lisent d'abord les préambules avant de passer aux images et aux conclusions, ou si tu es tout simplement curieux, tu vas être ravi car ici commence la longue liste des personnes qui doivent être remerciées à divers titres que je me garderai en général d'explicitier. Sinon, précipite-toi deux pages plus loin où tu as rendez-vous avec le plan à suivre pour ne pas te perdre dans les obscures divagations de ce mémoire.*

*Je commencerai par rendre hommage à deux personnes, trop souvent oubliées, sans qui pourtant de telles entreprises n'auraient jamais été possibles. Je pense simplement à mes parents.*

*Ces recherches n'auraient jamais été menées à bien sans Christine Provost qui, grâce à ses idées, son énergie débordante, sa présence tant aux instants les plus sombres qu'aux moments d'enthousiasme, a su leur donner le dynamisme indispensable. Je tiens à la remercier tout particulièrement pour la confiance qu'elle m'a accordée, pour tout ce qu'elle m'a appris et également pour avoir accepté de conclure ces quelques années passées ensemble par une participation au jury dans un rôle qui ne correspondait pas tout-à-fait au sien. Et aussi, Christine, merci de m'avoir permis de participer à ma première campagne en mer, où j'ai beaucoup découvert!*

*Ensuite, je souhaite exprimer ma profonde reconnaissance:*

*- à Jacques Merle pour m'avoir permis d'effectuer ce travail au sein de l'O.R.S.T.O.M. et, de ce fait, de m'en avoir ouvert les portes! Je le remercie également pour ses conseils, ses suggestions éclairées, ses encouragements, son intérêt bienveillant et pour son aide apportée lors de la synthèse et de la préparation de la présentation de ce travail.*

- à Olivier Talagrand pour ses précieux conseils et commentaires, et pour sa présence au sein du jury. Je regrette ici de l'avoir sollicité un peu tardivement et souhaite aux futurs "assimilateurs" de nombreuses et fructueuses discussions avec lui.

- à Claude Frankignoul pour avoir accepté de présider le jury de cette thèse.

- à Michel Crépon pour avoir également accepté de participer au jury, d'autant plus que la date de la soutenance ne lui était guère favorable..., et pour ses nombreux et chaleureux encouragements.

J'exprime ma gratitude aux membres de l'O.R.S.T.O.M. qui m'ont permis de survivre durant ces dernières années, et en particulier à Mr Jean Aubrat pour sa compréhension et ses multiples démarches administratives.

Ma reconnaissance va également envers le Laboratoire d'Océanographie DYnamique et de Climatologie (L.O.D.Y.C.) et envers tout son équipage, pour l'accueil qu'ils m'ont réservé dans leurs murs pendant de si longues années.

Un merci tout spécial et amical à Brigitte, Jacky et à toute l'équipe du Centre de Calcul Recherche de l'Université Paris VI pour leur disponibilité, leur efficacité et leur constante amabilité.

Un autre grand merci particulier et amical à Sabine pour tout le savoir qu'elle a su me transmettre avec une grande patience, pour ses conseils et ses encouragements constants.

Enfin, je m'en voudrais de ne pas mentionner ici tous ceux qui, par leur présence, leur soutien, leurs sourires, ont indirectement participé à la réalisation de ce travail; merci à toi Nicolas (coucou Nicolas!), Annie, Slim (bonne chance Slim!) et Zeïneb, Marie-Noëlle et Thierry (...et Marguerite!), Maryline, Gilles, Laurent, Gurvan, Françoise, Alain, Claude, Ondine... merci à toi Gérard, Alain, Jacques, Sophie, Richard, Claudine, Laurent et... Laurent, Roberto, Paulina (...et Panchito!), Florence, Christine, Martin, Rolande, Fabrice, Emmanuelle, Perrine, Patrick (...et Sarah!), Fabienne, Gérard, Monica, Annick, Alain, Pascale, Hélène, Jean-Louis, Gilles, Stéphane... et je ne peux pas oublier toute la petite famille: merci à toi Jean, Anne-Marie, Robert, Marie-Madeleine, Alain, Geneviève, Gilles, François, Michel, Juliette, Cyril, Christel, Alexis, Blandine, Fabien, Emilie, Véronique, Valérie, Damien, Ronand, Vincent, Grégory, Muriel et aussi Jacqueline et Georges.

A tous, et à toi aussi ami(e) malencontreusement oublié(e), je dédie ce travail.

**PLAN:**

INTRODUCTION:.....	p. 5
ANALYSE D'UN CHAMP ET ASSIMILATION: POSITION DU PROBLEME.....	6
PRESENTATION DU TRAVAIL.....	10
I: LE MODELE UTILISE POUR LES TESTS D'ASSIMILATION:.....	13
I.A: Description du modèle linéaire.....	13
I.A.1: introduction.....	13
I.A.2: le modèle.....	14
I.B: Une étude de la balance énergétique, du choix des frontières et de la dissipation du modèle.....	22
I.B.1: introduction.....	22
I.B.2: les frontières et la dissipation dans le modèle linéaire.....	27
I.B.2.a: les frontières.....	27
I.B.2.b: la dissipation.....	30
I.B.3: Energétique du modèle.....	32
-aspect général et régional.....	36
-aspect mode par mode.....	38
II: PREMIERS TESTS D'ASSIMILATION 'MODELE / MODELE'; ETUDE DE SENSIBILITE:.....	47
II.1: Introduction.....	47
II.2: Description des champs initiaux et des 'observations'.....	49
II.3: Principe de l'assimilation.....	55
II.4: Premier test: expérience de base.....	57
II.5: Expériences équatoriales.....	60
II.6: Expériences Ouest - Est.....	72
II.7: Expériences complémentaires.....	78
II.8: Conclusions.....	81
III: PRESENTATION DES 'DONNEES';	
COMPARAISONS AVEC LES RESULTATS DU MODELE LINEAIRE.....	83
III.A: Description des résultats du modèle tridimensionnel.....	84
III.B: Comparaisons des champs de hauteur dynamique.....	93

III.B.1: Données historiques - modèle tridimensionnel.....	93
III.B.2: Modèle tridimensionnel - modèle linéaire à modes verticaux.....	99
IV: PROJECTION SUR DES MODES VERTICAUX: LA METHODE D'ANALYSE UTILISEE.....	120
IV.A: Exposé du problème.....	120
IV.B: Premières démarches.....	121
IV.C: La méthode d'analyse utilisée.....	130
IV.C.1: Présentation.....	130
IV.C.2: Expression de la contrainte sur les données; Projections sur les modes verticaux.....	132
IV.C.3: Expression du lissage.....	133
IV.C.4: Principe de la méthode.....	134
IV.D: Première démarche:.....	135
IV.D.1: validation.....	135
IV.D.2: Ajout d'une contrainte supplémentaire.....	139
V: EXPERIENCES D'ASSIMILATION; APPLICATIONS: .....	142
Introduction.....	142
V.A: Description du schéma d'utilisation.....	145
V.A.1: Schéma temporel.....	145
V.A.2: Les champs assimilés.....	145
V.B: Premières expériences préliminaires.....	146
V.B.1: Première expérience.....	148
V.B.2: Seconde expérience.....	150
V.C: Détermination des échelles de lissage et des variances d'erreur.....	156
V.C.1: Les échelles de lissage.....	157
V.C.2: Les erreurs associées aux observations.....	161
V.C.3: Les erreurs associées au 'Guess-Field'.....	164
V.D: Sensibilité à la fréquence temporelle d'assimilation.....	166
V.D.1: Expérience E1.....	167
V.D.2: Expérience E4.....	170
V.D.3: Intercomparaison des expériences E1 à E4.....	173

V.E: Assimilation d'anomalies de hauteur dynamique.....	176
V.E.1: Introduction.....	176
V.E.2: Expérience d'assimilation.....	176
V.E.3: Conclusions.....	180
V.F: Sensibilité à l'initialisation. ....	180
V.F.1: Introduction.....	181
V.F.2: Modification des coefficients associés aux observations.....	181
V.F.3: Assimilation de hauteur dynamique; comparaison avec l'expérience E4.....	182
V.F.4: Assimilation d'anomalies de hauteur dynamique; comparaison avec l'expérience ANO..	184
V.F.5: Conclusion.....	186
V.G: Estimation des erreurs d'analyse.....	187
V.G.1: Introduction. La procédure d'analyse optimale: le filtre de KALMAN.....	187
V.G.2: Estimation de l'erreur d'analyse.....	188
V.G.3: Erreurs estimées pour les premières analyses.....	189
V.G.4: Erreurs estimées pour les secondes analyses.....	191
V.G.5: Conclusions.....	191
VI: ASSIMILATION D'OBSERVATIONS ALTIMETRIQUES.....	193
VI.A: Introduction.....	193
VI.B: Les données GEOSAT .....	194
VI.C: Assimilation des données altimétriques .....	200
VI.D: Conclusions.....	207
CONCLUSIONS GENERALES:.....	208
ANNEXES:.....	216
A: Calcul des hauteurs dynamiques.....	216
B: Description du modèle tridimensionnel.....	218
C: Calcul des énergies.....	222
BIBLIOGRAPHIE.....	224

## NOMENCLATURE.

$x, y, z$ :	coordonnées zonale, méridienne et verticale
$t$ :	temps
$u, v, w$ :	composantes zonale, méridienne et verticale de la vitesse
$p$ :	pression
$H$ :	hauteur dynamique
$A_h, \mu_v$ :	coefficients de diffusion turbulente horizontale et verticale
$\Omega$ :	vitesse de rotation de la terre
$f = 2\Omega \sin\varphi$ :	paramètre de Coriolis
$g$ :	accélération de la pesanteur
$\rho$ :	densité
$\rho_0$ :	densité moyenne de l'eau de mer
$\rho^*(z)$ :	profil de densité autour duquel est linéarisé le modèle
$N^2$ :	fréquence de Brünt-Väisälä
$T_x, T_y$ :	tensions de vent zonale et méridienne
$n$ :	indice des modes baroclines
$F_n, G_n$ :	fonctions de structure verticale des modes verticaux
$D_n$ :	coefficient de couplage des modes verticaux
$c_n$ :	vitesse de phase des modes verticaux

## INTRODUCTION:

Les objectifs prioritaires, à moyen et long termes, des grands programmes internationaux de recherche météorologique et océanographique soutenus par le WCRP (World Climate Research Program) sont d'une part d'améliorer les prédictions climatiques et d'autre part d'étendre la prédiction du climat à des échelles temporelles de l'ordre du mois ou de l'année. Ce dernier point nécessite le couplage de modèles de circulation générale atmosphérique et océanique afin d'obtenir une modélisation numérique de l'évolution du système global océan-atmosphère.

L'atmosphère évolue sur des échelles temporelles beaucoup plus courtes que celles de l'océan. De plus, les études de ces dernières années ont révélé que l'océan tropical est responsable des larges fluctuations du climat tropical, celles-ci affectant le climat des latitudes moyennes. Le phénomène El-Nino des années 1982-1983, reconnu comme l'El Nino le plus important du siècle par son amplitude et ses conséquences, est venu confirmer cette hypothèse (MERLE & GILLET 1985). Afin de mieux comprendre les interactions entre les océans tropicaux et l'atmosphère, essentiellement caractérisées par la température superficielle océanique et par la profondeur de la thermocline (ou hauteur dynamique), les efforts de la communauté océanographique se sont portés sur l'acquisition de nombreuses données -grâce notamment aux programmes FOCAL (programme Français Océan Climat en Atlantique tropical), SEQUAL (Seasonal EQUatorial AtLantic) et EPOCS (Equatorial Pacific Ocean Climate Studies)- et, parallèlement sur des études théoriques et sur l'élaboration de modèles de circulation tropicale.

A l'heure actuelle, la performance de certains modèles océaniques complexes, tridimensionnels et à grande résolution verticale, qui rendent bien compte de la réalité, notamment de l'évolution de la température de surface de l'océan tropical aux échelles saisonnière et annuelle, est fortement encourageante (PHILANDER & PACANOWSKI, 1984 - 1986; DELECLUSE & al, 1989). Cependant, la qualité des simulations de l'état de l'océan n'est pas encore satisfaisante pour une prévision océanique, à moyen et long termes, par un modèle 'opérationnel' de prédiction, ce type de modèle reposant essentiellement sur la précision

d'un état initial. En effet, sans négliger l'espoir que représente l'apport récent des données satellitaires (altimétrie, température de surface...), le nombre de données reste faible et celles-ci sont trop irrégulièrement réparties dans l'espace et dans le temps pour fournir des conditions initiales suffisamment précises pour les modèles océaniques (ROBINSON 1985).

Il est ainsi nécessaire d'utiliser des processus d'analyse et d'assimilation de données pour l'initialisation de modèles océaniques, comme cela se fait déjà couramment en météorologie.

## **ANALYSE D'UN CHAMP ET ASSIMILATION;**

### **POSITION DU PROBLEME.**

L'analyse d'un champ géophysique est une procédure par laquelle des données observées en certains points de l'espace ( ou en certains instants) sont traitées, afin d'obtenir des champs en tous points (ou à chaque instant) de l'espace ou du plan, ou aux points d'une grille numérique dans le cas de la modélisation. L'assimilation, elle, suppose que l'on dispose d'observations distribuées dans le temps et d'un modèle numérique pour simuler l'évolution de l'océan ou de l'atmosphère. Elle consiste alors en une suite alternée d'analyses et de prévisions numériques, au cours de laquelle on modifie les résultats du modèle à l'aide des observations.

Une analyse permet de dégager les structures, spatiales ou temporelles, des grandeurs étudiées. Il en est ainsi de la cartographie. Pour celle-ci, le rapport de l'Organisation Météorologique Mondiale précise: 'Si l'on ne dispose que d'une information peu abondante, la carte présentera, dans une certaine mesure, une interprétation subjective des données. On risque d'ignorer partiellement ou totalement les différents degrés de subjectivité qui se rapportent aux diverses parties de la carte, ce qui produira des résultats dont la précision apparente dépassera de beaucoup la précision réelle'. (O.M.M., 1970). Ce problème apparaît quand on cherche à estimer les valeurs moyennes des paramètres, à partir des données, sur les mailles d'un modèle. Rien ne permet alors d'accéder, à l'aide de méthodes simples d'interpolation, à la moindre indication sur l'incertitude du résultat.

Depuis le début des années 1950, différentes méthodes, dites "objectives", ont été développées, qui permettent de pallier ces lacunes. Nous pouvons citer entre autres celles procédant par corrections successives d'un champ initial défini en des points de grille (BERGTHORSSON & DÖÖS, 1955; CRESSMAN, 1959) , qui ont été longtemps utilisées en prévision météorologique.

Le fondement des méthodes modernes d'interpolation et d'assimilation a été développé par GANDIN. Ce sont les méthodes dites "d'interpolation optimale". L'approche est alors de nature probabiliste et apparaît comme une méthode de régression linéaire statistique. On considère un ensemble de situations présentant les mêmes caractères que la situation étudiée, sur lesquelles on peut calculer des caractéristiques statistiques (moyennes, covariances...). Ainsi, une distribution de probabilité étant supposée définie sur l'ensemble des réalisations possibles de l'écoulement, les différentes variables sont traitées comme des variables aléatoires. Le principe de l'interpolation optimale consiste alors à prendre pour estimation d'une variable, à un instant donné où des observations sont disponibles, la combinaison linéaire des variables observées qui minimise l'écart quadratique statistique à cette variable (GANDIN, 1963; TALAGRAND, 1984).

Une généralisation de la méthode d'interpolation optimale, le krigeage universel (du nom du sud-africain KRIEG qui cherchait à résoudre des problèmes miniers), permet de lever les problèmes liés à l'incertitude sur le champ moyen (MATHERON, 1970; DELFINER, 1973). Son utilisation actuelle, le cokrigeage, permet d'utiliser des sources complémentaires et diverses d'informations, autres que les seules observations du champ étudié (CHAUVET & GALLI, 1982; GOHIN, 1987; DELHOMME, 1978).

Ces méthodes d'analyse optimale sont actuellement utilisées dans les principaux centres de prévision météorologique (notamment la Direction de la Météorologie Nationale -D.M.N.- et le Centre Européen pour les Prévisions Météorologiques à Moyen Terme -C.E.P.M.M.T.-). Elles paraissent conceptuellement simples tout en permettant de traiter de manière cohérente un ensemble quelconque d'observations; de plus leur mise en oeuvre est relativement aisée.

Le but de l'assimilation de données est de traiter toute l'information disponible (observations, lois dynamiques, propriétés statistiques...) de façon globale et cohérente, afin d'obtenir une description des champs la plus précise possible et conforme à l'état réel de l'écoulement géophysique étudié. Les processus d'assimilation sont depuis de nombreuses années étudiés en météorologie. Avec l'analyse optimale, méthode la plus utilisée de manière opérationnelle, les observations sont assimilées séquentiellement aux instants où elles sont disponibles. Cette méthode nécessite la connaissance des moments statistiques des deux premiers ordres (définis *a priori*) et consiste à minimiser l'écart quadratique entre les résultats du modèle et les observations. Les résultats obtenus sont, pour l'essentiel, relativement satisfaisants. Cependant, les analyses successives sont faites indépendamment des équations d'évolution du modèle et les champs analysés sont souvent trop lissés, à cause de l'aspect statistique de la méthode, ceci notamment aux endroits peu fournis en observations. Ainsi, si l'analyse optimale est la technique qui produit les meilleurs résultats à l'heure actuelle dans le cadre de la prévision météorologique opérationnelle, elle contient encore de nombreux éléments empiriques et, surtout, ne garantit nullement que l'on utilise au mieux toute l'information disponible (TALAGRAND, 1984).

Deux types d'algorithmes sont envisageables pour améliorer les méthodes utilisées à ce jour en météorologie: le filtrage de Kalman et l'assimilation variationnelle. Le filtre développé par KALMAN (1960) est l'outil optimal en estimation séquentielle. Son extension temporelle, ou filtre de Kalman-Bucy apparaît comme une généralisation dans le temps de l'analyse optimale (KALMAN & BUCY, 1961). Cet algorithme a notamment été utilisé par GHIL & al (1981). Il s'adapte parfaitement aux modèles linéaires et consiste, à l'aide des observations, à minimiser l'erreur de prévision en utilisant uniquement des quantités statistiques. Cette procédure, optimale en théorie linéaire, peut également s'appliquer en théorie non linéaire mais est toutefois très coûteuse numériquement (GHIL & al, 1981).

Les algorithmes d'assimilation variationnelle, eux, cherchent à déterminer la solution du modèle qui minimise une mesure appropriée de l'écart aux observations. Ces techniques présentent l'avantage primordial de fournir une analyse des observations compatible avec la dynamique du modèle. De plus, l'utilisation simultanée des équations adjointes du modèle permet d'assimiler

des données en fonction du temps et de l'espace et d'étudier l'influence de chaque donnée sur les résultats. Son inconvénient majeur est également son coût numérique élevé. Cependant si cette méthode d'assimilation n'a été jusqu'à présent utilisée que sur des modèles barotropes bidimensionnels, ses qualités intrinsèques et sa puissance font que la D.M.N. et le C.E.P.M.M.T. ont décidé son développement systématique en parallèle avec le développement de leurs futurs modèles de prévision (COURTIER & TALAGRAND, 1987; TALAGRAND & COURTIER, 1987; LE DIMET & TALAGRAND, 1986).

En océanographie, l'assimilation reste encore au stade de l'exploration; la modélisation océanique est en effet une discipline beaucoup plus récente que la modélisation atmosphérique. De plus, si les méthodes d'assimilation employées en météorologie peuvent être reprises en océanographie, leur utilisation pratique et les problèmes rencontrés sont très distincts. La présence des frontières, l'existence d'un rayon de Rossby nettement inférieur à celui de l'atmosphère, le comportement différent des ondes de gravité, une plus grande disparité des observations et surtout l'absence de climatologies précises sont autant de différences qui caractérisent les océans. Ainsi, ces différences entre l'atmosphère et l'océan nous imposent une série d'études préliminaires sur l'impact de l'assimilation de données dans des modèles océaniques, auxquelles ne peuvent se substituer l'expérience et les résultats acquis par les météorologues dans ce domaine.

Historiquement, les premières études d'assimilation dans le domaine océanique ont porté sur des données de hauteur dynamique assimilées dans un modèle quasi-géostrophique - Q.G.-. L'utilisation, en temps réel, de données de hauteur dynamique observées a fourni des résultats satisfaisants pour une prévision à court terme, aux moyennes latitudes et sur un domaine restreint (ROBINSON & LESLIE, 1985).

Dans des conditions semblables, des expériences d'utilisation de mesures altimétriques de la topographie de surface ont été menées (DE MEY & ROBINSON, 1987). Parallèlement, des études d'assimilation de données issues d'analyses objectives des résultats du modèle

assimilateur ont cherché à évaluer quantitativement les effets des corrections apportées lors de la phase d'initialisation (MOORE & al, 1987; PHILANDER & al, 1987; THACKER & LONG, 1988). TZIPERMAN a utilisé la méthode variationnelle et les équations adjointes d'un modèle Q.G. barotrope non linéaire (TZIPERMAN & THACKER, 1989). Pour les régions tropicales, THACKER & LONG développent le modèle adjoint du modèle aux équations primitives du G.F.D.L. (THACKER & LONG, 1988; LONG & THACKER, 1988), et des expériences d'assimilation dans un modèle tridimensionnel de mesures X.B.T. (eXpendable Bathy-Thermograph) interpolées de façon optimale sont actuellement en cours (LEETMA, 1989; MORLIERE, 1989).

Il ressort de ces premières études que des méthodes simples d'analyse permettaient déjà de rapprocher les résultats des modèles des observations de façon encourageante (LEETMA, 1988; MOORE & al, 1987, MORLIERE & al, 1989). De plus, ces études ont montré que, pour l'initialisation de modèle de circulation générale, la spécification du champ de température constitue une meilleure condition initiale que celle du champ des vitesses (MOORE & al, 1987; PHILANDER & al, 1987). Enfin, il semble que l'océan réagisse de manière plus saine aux latitudes moyennes à des processus d'assimilation que ne le fait l'atmosphère (ROBINSON, 1984).

## **PRESENTATION DU TRAVAIL:**

Pourquoi avoir entrepris ce travail? Les zones tropicales sont le siège de phénomènes propagatifs baroclines à grande échelle qui peuvent déplacer d'énormes quantités d'énergie d'un bord à l'autre de l'océan. Ces phénomènes peuvent également expliquer en partie les évènements climatiques de type "El Nino". La définition d'un état initial correct qui puisse permettre de décrire et éventuellement de prédire l'évolution de l'océan tropical à l'aide d'un modèle numérique nécessite l'assimilation d'observations disponibles. Mais le caractère ondulatoire dominant des mouvements océaniques affectant les régions équatoriales impose des

études spécifiques portant sur l'impact des assimilations. Les questions auxquelles il faut répondre sont nombreuses: quel est le temps de réponse du modèle considéré à une assimilation? quels sont les effets de la densité spatio-temporelle, de la position et de la qualité des données assimilées? Existe-t-il un effet équatorial, des effets de bord Ouest, Est? Quelle est la sensibilité de la simulation aux conditions initiales?...

Nous nous proposons de tenter de répondre à certaines de ces questions. Notre étude a pour objectif d'étudier certains aspects de l'impact de l'assimilation de données dans un modèle simple à modes verticaux de l'océan Atlantique tropical, forcé par des vents climatologiques (vents mensuels moyens; nous nous plaçons donc à des échelles de temps saisonnières). Un tel modèle, linéaire et n'incluant aucun processus thermodynamique, permet essentiellement de décrire de façon réaliste la variabilité du champ de masse (ou topographie dynamique) de l'océan. Nous chercherons à mettre au point une méthode permettant d'assimiler des données altimétriques, obtenues en surface, de façon optimale dans ce type de modèle.

Le choix d'un modèle simple pour développer des processus d'assimilation se justifie principalement par le fait que la physique de ce genre de modèle est bien comprise, ce qui permet a priori une interprétation plus facile des réactions du modèle. Il se justifie également par un faible coût informatique, d'où la possibilité d'effectuer les nombreux tests nécessaires à une bonne compréhension de l'impact de ces processus sur le modèle.

Un run climatologique sans aucune assimilation servira de référence pour les tests que nous effectuerons. Pour ces tests, nous utilisons des données qui sont les résultats d'un modèle tridimensionnel aux équations primitives, forcé par les mêmes vents climatologiques. Ce modèle a été élaboré au Geophysical Fluid Dynamics Laboratory (GFDL) et décrit dans PHILANDER et PACANOWSKI (1984, 1986a).

Les questions clés auxquelles nous tenterons de répondre dans de cette étude sont, d'une part, de voir si une assimilation de données peut pallier le manque de thermodynamique ou l'absence de non-linéarités dans un tel modèle et permettre ainsi à ce modèle de restituer des champs comparables à ceux d'un modèle tridimensionnel aux équations primitives (dans lequel les flux de surface utilisés sont de toutes façons incorrects) et, d'autre part, d'étudier l'influence de la stratégie d'assimilation utilisée sur les résultats obtenus. Une première démarche va

consister à étudier principalement l'impact de la fréquence temporelle d'assimilation et celui de la position des données assimilées (fréquence spatiale). En effet, les processus qui ont lieu dans certaines régions où peu de données sont disponibles restent moins bien connus. Enfin, nous aborderons en application l'assimilation de la topographie dynamique obtenue à partir des données altimétriques du satellite GEOSAT, ce travail s'insérant ainsi parmi les études préliminaires au programme TOPEX-POSEIDON.

Les résultats obtenus permettront une approche plus aisée de l'initialisation d'un modèle opérationnel tridimensionnel de l'Atlantique tropical, qui est un des objectifs français du programme TOGA (Tropical Ocean Global Atmosphere).

## **CHAPITRE I : LE MODELE UTILISE POUR L'ASSIMILATION:**

Nous disposons de deux outils, à savoir:

- un modèle simple
- les résultats d'un modèle numérique complexe.

Dans ce chapitre, nous allons décrire en détail le modèle simple utilisé pour les tests d'assimilation et expliquer les raisons qui nous ont poussés à choisir ce modèle. Nous justifierons le choix de certains paramètres fondamentaux et aborderons les bilans énergétiques du modèle. Dans le chapitre III, nous présenterons les résultats du modèle tridimensionnel qui nous serviront de données 'observées', que nous comparerons avec ceux de notre modèle.

### **A: DESCRIPTION DU MODELE LINEAIRE.**

#### **A:1: INTRODUCTION:**

Dans l'océan Atlantique équatorial le signal saisonnier de la réponse océanique au forçage atmosphérique est supérieur au signal inter-annuel. Ceci s'explique par le fait que cet océan réagit, en surface, de façon beaucoup moins importante aux processus thermodynamiques et de mélange turbulent qu'au forçage mécanique de l'atmosphère, les vents s'exerçant sur l'Atlantique tropical ayant une variabilité saisonnière (méridienne et zonale) très marquée. Ainsi, MERLE (1980) a montré que, à l'échelle saisonnière, seulement 10% des variations du contenu thermique de cet océan était imputable à celles du flux de chaleur atmosphérique.

La réponse basse fréquence de l'Atlantique tropical est donc essentiellement une réponse dynamique au vent. La nécessité d'une plus grande compréhension de la réponse océanique au vent justifie le développement, ces dernières années, de modèles forcés uniquement par le vent en surface. Par ailleurs des modèles simples ont montré que la plupart des variations observées de la réponse océanique peuvent être expliquées par des modèles aux équations linéaires (BUSALACCHI, PICAUT; 1983).

La réponse à grande échelle des océans tropicaux peut se caractériser par les variations de la profondeur de la thermocline, région de fort gradient de température qui, de façon simplifiée, sépare une couche de surface homogène et chaude des eaux profondes et froides. Ainsi certains modèles linéaires simples, dits 'à gravité réduite', sont caractérisés par une seule couche active, la couche de surface, dont la profondeur constitue la seule variable à résoudre (Mc CREARY; 1980, DELECLUSE; 1984, ARNAULT; 1984).

D'autres modèles utilisent la décomposition en modes verticaux des équations du mouvement. Cette décomposition permet de transformer les équations tridimensionnelles en un nombre fini d'équations bidimensionnelles après l'application de certaines simplifications (notamment la linéarisation et l'absence de topographie). Les modes verticaux sont l'ensemble des solutions de l'équation décrivant la structure verticale de l'océan ainsi simplifié. De tels modèles ont été notamment utilisés par BUSALACCHI et PICAUT (1983), CANE et PATTON (1983), Mc CREARY et al (1983), DU PENHOAT et TREGUIER (1985). L'avantage de tels modèles utilisant plusieurs modes par rapport aux modèles à gravité réduite est qu'ils permettent d'obtenir une description selon la verticale et de calculer la hauteur dynamique, tout en restant relativement simples à utiliser. Ces considérations nous ont poussés à choisir ce type de modèle.

## **A:2: LE MODELE**

Le modèle considéré ici est un modèle à modes verticaux développé par P.DELECLUSE (1984). Il a été adapté et validé en Atlantique tropical par S.ARNAULT (1984) et C.LEVY (1984) avec l'assistance de M.A.FOUJOLS, en particulier pour la définition des lignes de côte faite à partir du fichier mondial de bathymétrie utilisé dans les modèles du G.F.D.L.. Il a dernièrement été utilisé par K.DÖÖS (1989) pour l'étude de la variabilité saisonnière des années 1982-1984.

Il concerne le bassin Atlantique tropical limité aux méridiens 60°W et 13°E, et aux parallèles 20°S et 20°N, représenté par 107 points en longitude et 70 en latitude. Le maillage (Cf: fig.I.A.2) est décalé et assure la conservation de l'enstrophie (de type C selon la

classification d'ARAKAWA) et la résolution du rayon de Rossby. Il est défini par des fonctions trigonométriques hyperboliques, ce qui permet une résolution variable sur le bassin selon les régions d'intérêt. Ainsi, le maillage est resserré en longitude le long de l'embouchure amazonienne avec une extension minimale entre 47° et 49°W de 80 km, s'élargit jusqu'à 111 km au centre du bassin et se resserre vers l'est pour atteindre 67 km entre 12° et 13°E. En latitude, le maillage est élargi aux frontières nord et sud avec 139 km de résolution pour se resserrer à l'équateur jusqu'à 88 km de résolution (Cf: fig.I.A.1).

Les équations du modèle résultent de la linéarisation des équations primitives de NAVIER-STOCKES, de l'approximation de BOUSSINESQ et des hypothèses d'hydrostaticité, d'incompressibilité et d'adiabaticité (cette dernière hypothèse est forte dans les tropiques où les échanges thermiques entre océan et atmosphère sont importants). L'accélération horizontale de Coriolis est négligée et l'accélération de la gravité est considérée constante ( $=980,6 \text{ cm.s}^{-2}$ ). On obtient:

$$(I.1) \quad u_t - fv = -p_x/\rho_o + A_h\Delta u + (\mu_v u_z)_z$$

$$(I.2) \quad v_t + fu = -p_y/\rho_o + A_h\Delta v + (\mu_v v_z)_z$$

$$(I.3) \quad u_x + v_y + w_z = 0$$

$$(I.4) \quad p_z = -\rho g$$

$$(I.5) \quad \rho'_t + w\rho^*_z = 0 \Leftrightarrow \rho'_t - \left(\frac{\rho_o N^2}{g}\right).w = 0$$

avec  $A_h$  et  $\mu_v$ : coefficients de diffusion turbulente horizontale et verticale.

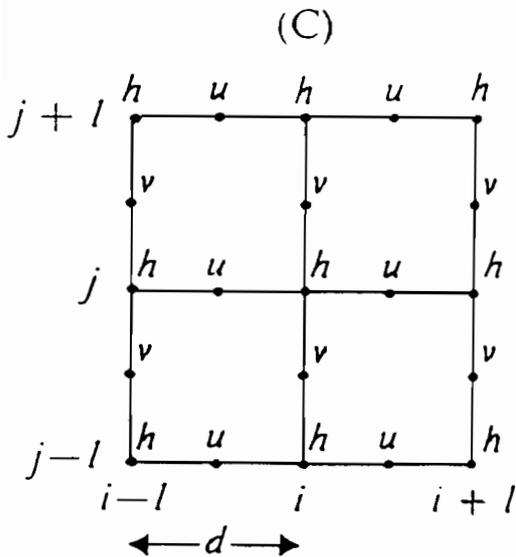
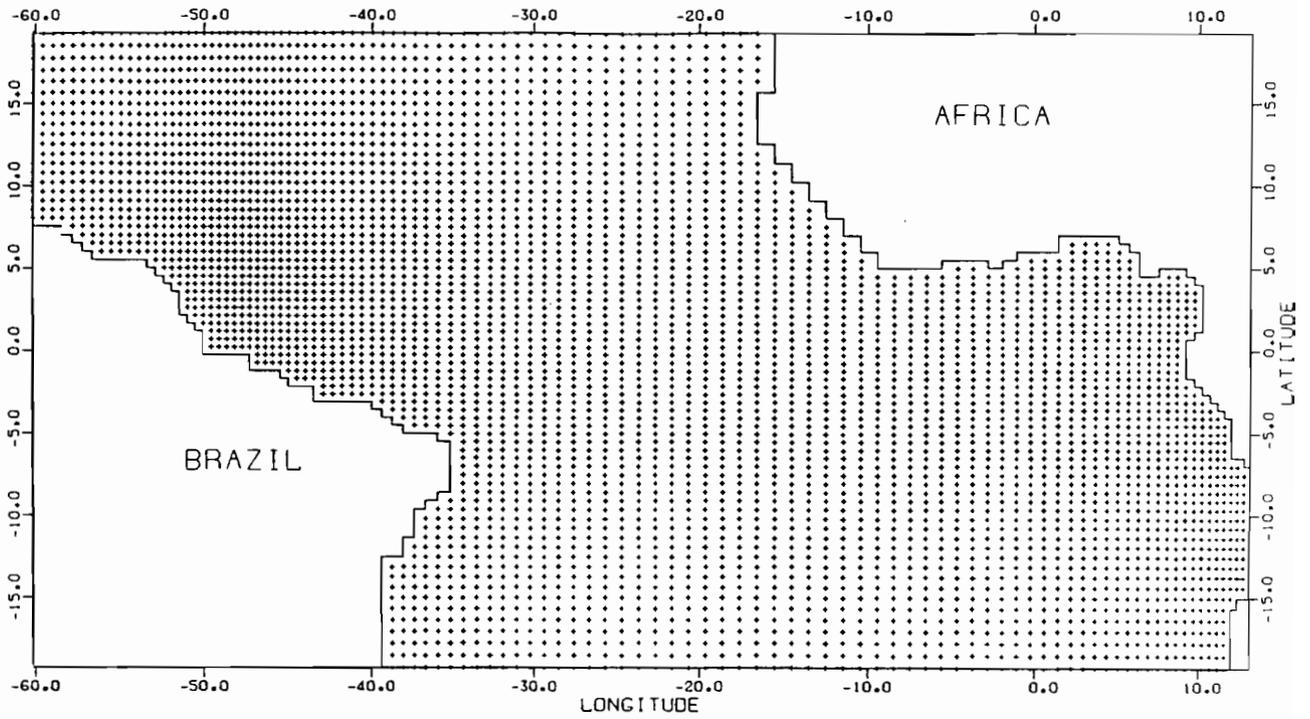
$$\rho = \rho^*(z) + \rho'(x,y,z,t) \quad (\rho'(x,y,z,t) \ll \rho^*(z))$$

$\rho_o$ : densité moyenne de l'eau de mer.

$f = 2.\Omega.\sin\phi$ : paramètre de Coriolis ( $\Omega$ : vitesse de la rotation terrestre)

$N^2$ : fréquence de Brünt-Väisälä.

Fig. I.A.1: Grille du modèle linéaire

Fig. I.A.2: Maillage du modèle linéaire  
(type C selon la classification d'ARAKAWA)

h: points scalaires

u: points de la composante zonale de la vitesse

v: points de la composante méridienne de la vitesse

Le fait de linéariser autour d'un profil de densité constant sur l'horizontale et dans le temps, ce qui est une approximation fréquente en modélisation, contraint fortement le modèle. En réalité la densité varie sensiblement dans les tropiques d'une région à une autre. De même la variabilité saisonnière de la densité, liée aux mouvements verticaux de la thermocline, est loin d'être négligeable (bien qu'inférieure à la variabilité spatiale). Le choix d'un profil moyen représentatif de l'Atlantique tropical est donc délicat et conditionne l'ensemble des résultats d'un tel modèle (une étude de sensibilité du modèle au profil moyen a été effectuée par DÖÖS, 1989). Le profil considéré a été choisi approximativement au centre du bassin à 24°W le long de l'équateur. Il a été calculé à partir des données du fichier hydrologique de MERLE (1980) et utilisé ensuite notamment par MERLE et DELCROIX (1984) puis par MERLE et ARNAULT (1985).

Le fond de l'océan est considéré plat. La vitesse verticale  $w$  est supposée nulle ainsi que les termes de diffusion turbulente verticale. Cela est sans grande conséquence quand on s'intéresse aux couches de surface. En surface les termes de diffusion turbulente verticale sont égaux à la tension du vent et la vitesse verticale est nulle (approximation du toit rigide); cette hypothèse n'affecte pas les modes baroclines de basse fréquence, seuls modes explicités par le modèle, celui-ci résolvant une perturbation autour d'un profil moyen de densité  $\rho^*$  (mais elle affecterait le mode barotrope qui réagit instantanément au forçage; Mc CREARY, 1980).

On fait l'hypothèse que les mouvements horizontaux et verticaux sont découplés.

On cherche les solutions sous la forme:

$$(I.6) \quad u = \sum_n u_n(x,y,t).F_n(z)$$

$$(I.7) \quad v = \sum_n v_n(x,y,t).F_n(z)$$

$$(I.8) \quad p = \sum_n p_n(x,y,t).F_n(z)$$

$$(I.9) \quad w = \sum_n w_n(x,y,t).G_n(z) \text{ où } n \text{ est l'indice du mode.}$$

$F_n$  et  $G_n$  sont les fonctions d'amplitude de chaque mode vertical ( $G_n \propto \partial F_n / \partial z$  d'après l'équation I.3), ou fonctions de structures verticales, et correspondent aux modes propres des équations précédentes. Nous nous limitons à la résolution des trois premiers modes verticaux.

Il a été en effet vérifié que les trois premiers modes sont de loin les plus représentatifs de la réponse océanique lorsque l'on considère des grandeurs intégrées. Ayant calculé des hauteurs dynamiques en sommant sur trois modes puis neuf modes, DU PENHOAT et TREGUIER (1985) ont montré que les trois premiers modes expliquaient 95% du signal obtenu avec neuf modes à l'équateur et quasiment 100% en allant vers les pôles).

Les équations I.3, I.4 et I.5 permettent d'obtenir les équations régissant la structure verticale. Les conditions aux limites étant définies, on procède à la projection des équations de la quantité de mouvement I.1 et I.2 sur les modes verticaux en les multipliant par  $F_n$  et en les intégrant du fond à la surface.

On aboutit aux équations à résoudre numériquement:

\*structure verticale:

$$(I.10) \quad (F_{nz}/N^2)_z + c_n^2 F_n = 0$$

$$(I.11) \quad G_{nzz} + (N^2 \cdot c_n^2) \cdot G_n = 0$$

\*structure horizontale:

$$(I.12) \quad u_{nt} - f \cdot v_n = r \cdot u_n + A_h(u_{nxx} + u_{nyy}) + T_x/D_n + p_{nx}/\rho_o$$

$$(I.13) \quad v_{nt} + f \cdot u_n = r \cdot v_n + A_h(v_{nxx} + v_{nyy}) + T_y/D_n + p_{ny}/\rho_o$$

$$(I.14) \quad p_{nt} + \rho_o \cdot c_n^2 \cdot (u_{nx} + v_{ny}) = 0$$

avec  $c_n$ : valeur propre et vitesse de phase du mode d'indice  $n$ ,

$T_x$  et  $T_y$ : tensions de vent zonale et méridienne

$D_n = H/F_n(0)$  où  $H$  est la profondeur du bassin ( $H=4000m$ )

$r = K/c_n^2$ : coefficient de frottement, de type friction de RAYLEIGH ( $K=constante$ ).

Ces deux derniers termes sont obtenus par l'intégration des termes associés à la diffusion verticale dans les équations de la quantité de mouvements,  $r$  intervenant en ayant fait l'approximation  $\mu_v = K/N^2$  (Mc CREARY, 1980). Les  $D_n$  sont les coefficients de couplage de la tension du vent et  $r$  joue un rôle de filtre des ondes courtes et des instabilités numériques créées aux frontières; sa valeur varie avec la latitude et équivaut à un temps de décroissance insignifiant de  $1 \text{ an}^{-1}$  au centre du bassin et croît vers les frontières jusqu'à  $0.2 \text{ jour}^{-1}$ .

La paramétrisation de ce coefficient de frottement de RAYLEIGH (soit la valeur donnée à K) ne repose sur aucun fondement réellement physique (R.H. WEISBERG, T.Y. TANG, 1987).

Les équations de résolution de la structure verticale permettent de calculer les fonctions d'amplitude, les vitesses de phase, et les coefficients de couplage de chaque mode, à partir du profil vertical initial de densité potentielle  $\rho^*(z)$  (Cf: tableau 1 et fig.I.A.3).

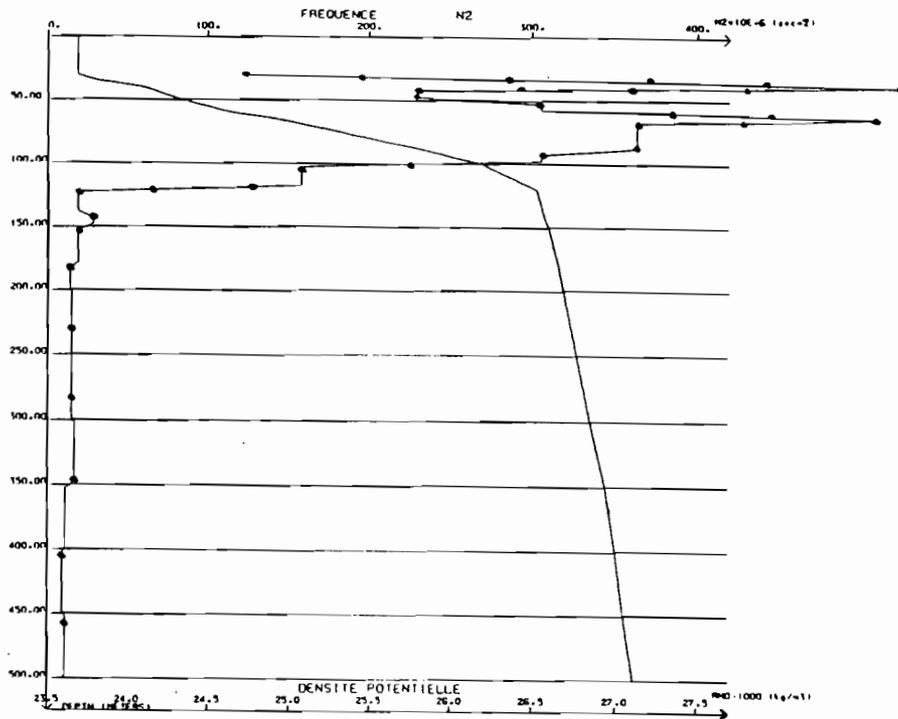
Les frontières Nord et Sud sont 'fermées' selon des conditions de non-glissement, également imposées le long des côtes. Ainsi, les composantes de la vitesse normale et tangentielle aux frontières sont nulles (contrairement aux conditions de glissement sans frottement pour lesquelles seule la composante normale est nulle, sans imposer de contrainte sur la composante tangentielle) de même que la composante perpendiculaire à la frontière du gradient de pression. La réflexion des ondes longues qui se produit sur ce type de frontière réduit sensiblement le domaine de validité du modèle (nous détaillerons ce problème des frontières ultérieurement dans ce chapitre). A l'instant initial, l'océan est au repos. La résolution temporelle du modèle est définie selon un schéma 'saute-mouton' (leapfrog) de pas de temps variable, pour des raisons de stabilité numérique (condition de COURANT-FRIEDRICHS-LEWY, 1928), selon les modes: il est d'1 heure pour le 1er, de 2 heures pour le second et de 4 heures pour le 3e mode vertical. Le forçage du modèle est uniquement constitué du vent imposé en surface qui, comme pour le modèle du G.F.D.L., est le champ de vents climatologiques moyens d'HELLERMAN-ROSENSTEIN, 1983 (Cf: Fig. I.A.4). Nous insistons ici sur un point important et sur lequel nous reviendrons souvent: **ce modèle est linéaire; ceci implique qu'il n'admet qu'une solution asymptotique unique à un instant donné pour un forçage donné.**

**Tableau 1:** caractéristiques des trois premiers modes verticaux.

<u>n</u>	<u>C<sub>n</sub>(cm/s)</u>	<u>D<sub>n</sub> (m)</u>
1	218	1145.92
2	132	653.99
3	89	1200.93

(n = indice du mode ; C<sub>n</sub> = vitesse de phase ; D<sub>n</sub> = coefficient de couplage)

Fig. I.A.3: a: profil de référence de densité potentielle situé à 24°W à l'équateur (trait plein) et fréquence de Brünt-Väisälä associée (points)



b: profils des modes verticaux  $F_n$

c: profils des dérivées  $\frac{\partial F_n}{\partial z}$  ( $m^{-1}$ )

- mode n°
- + + + mode n°
- mode n°

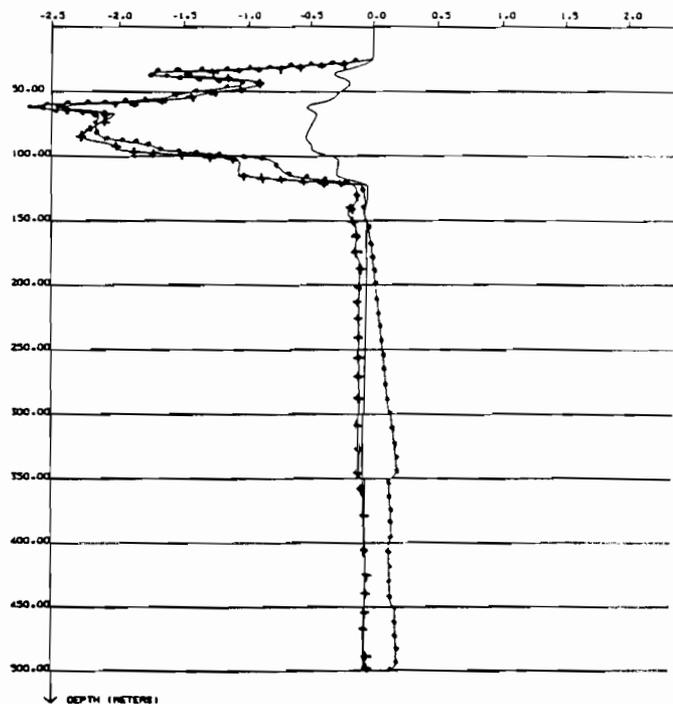
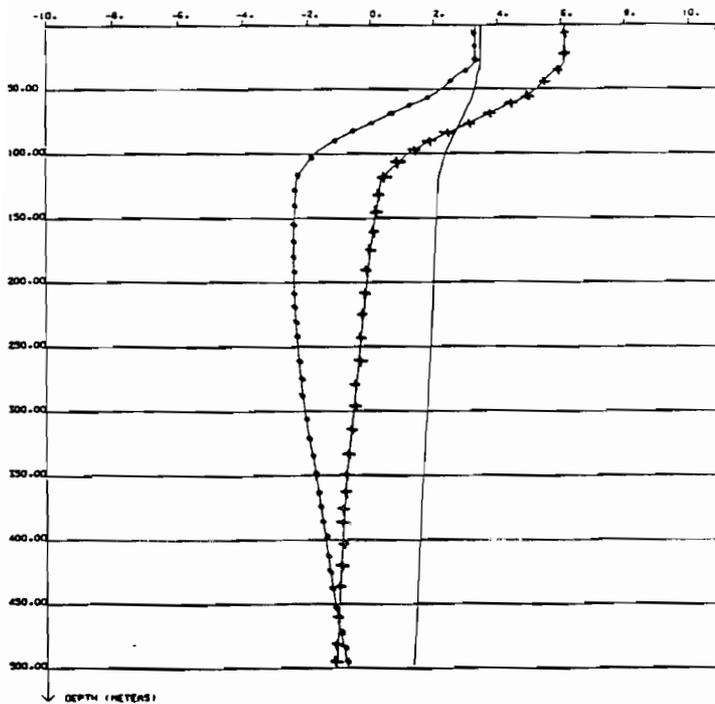
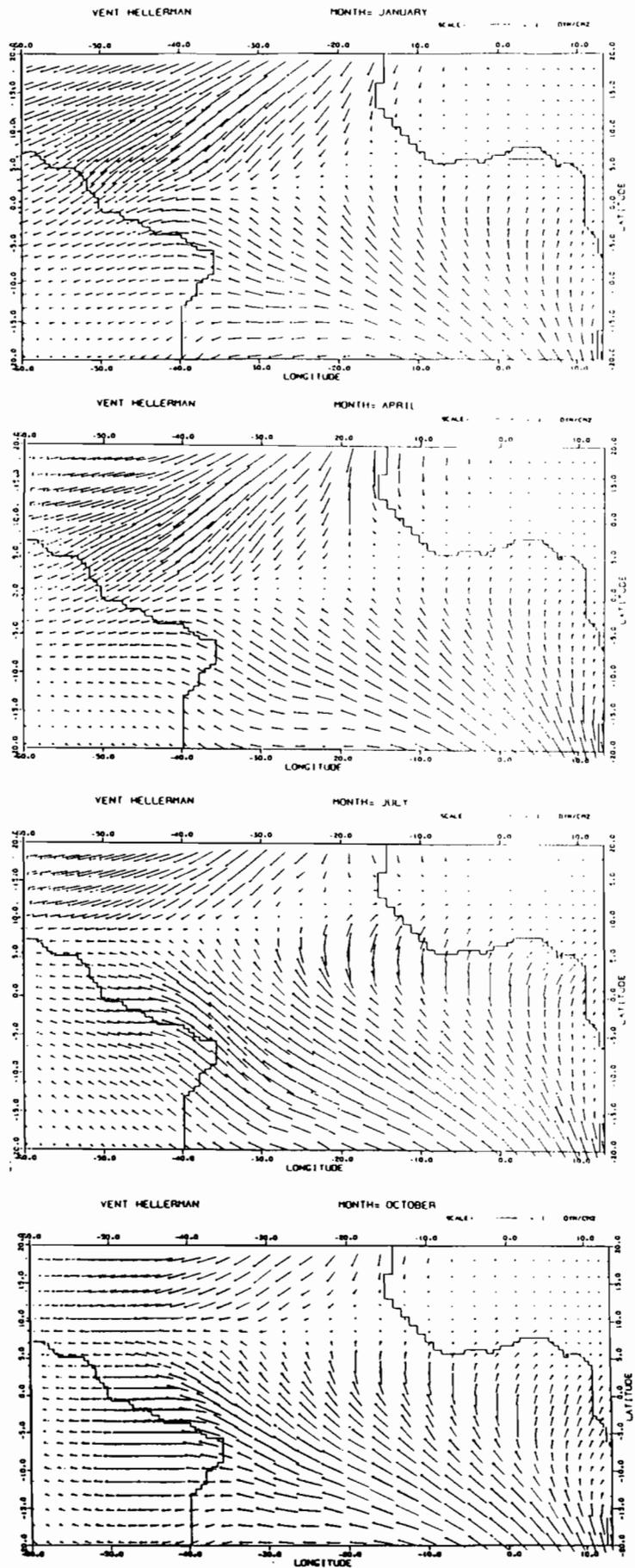


Fig. I.A.4: Vents climatologiques moyens  
d'HELLERMAN-ROSENSTEIN (1983)  
pour les mois de janvier, avril,  
juillet et octobre (de haut en bas)



## **B: UNE ETUDE DE LA BALANCE ENERGETIQUE, DU CHOIX DES FRONTIERES ET DE LA DISSIPATION DU MODELE :**

### **B:1: INTRODUCTION:**

'En météorologie, les données du champ de vitesse sont plus appropriées que celles du champ de masse pour initialiser les modèles aux basses latitudes' (TEMPERTON 1973). Cette affirmation repose sur la théorie de l'ajustement géostrophique et sur les équations de la surface libre, considérées dans le plan-f (MOREL, TALAGRAND; 1974, ANDERSON, MOORE; 1986). Si cette affirmation peut être acceptable pour l'atmosphère, elle est inappropriée pour l'océan. En effet, la présence de frontières et une plus grande divergence des ondes internes océaniques entraînent des différences notables par rapport à l'atmosphère. D'autre part, et surtout, le plan-f ne prend pas en compte les ondes intervenant dans le plan-béta (Kelvin, Yanai, planétaires) qui jouent un rôle primordial lors de l'ajustement dans les océans tropicaux.

Comme l'ont montré ANDERSON et MOORE (1986), le problème du choix de la variable à considérer pour initialiser un modèle se pose en terme de balance énergétique; le champ de masse est préférable si l'énergie potentielle du modèle est supérieure à l'énergie cinétique et le champ de vitesse est à choisir dans le cas inverse. Ils avancent ainsi que le problème des données à mesurer et à assimiler dans un modèle réaliste dépend essentiellement de notre connaissance sur la balance énergétique de l'océan réel et de celle du modèle supposé bien représenter la réalité. Pour aboutir à ces conclusions, ANDERSON et MOORE (1986) ont tout d'abord fondé leur étude sur une méthode analytique, en considérant les équations de la surface libre dans le plan-béta. Ils ont étudié l'initialisation d'une onde de Kelvin et d'une onde planétaire par des champs de masse et de vitesse. Pour cela, ils ont préalablement défini, pour chacune de ces ondes, une onde de référence initialisée par les deux champs qu'ils ont ensuite cherché à reproduire en initialisant l'onde que par un de ces champs. Ils constatent que, pour l'initialisation des ondes de Kelvin, dont l'énergie est également répartie entre les énergies cinétique et potentielle, l'utilisation d'un seul des champs de masse ou de vitesse lors de l'initialisation permet de reproduire la moitié de l'onde de référence. Les données de masse et de vitesse produisent des effets similaires et sont donc d'égale importance. Par contre pour les

ondes planétaires, dont l'énergie cinétique est essentiellement concentrée dans la ceinture équatoriale et l'énergie potentielle aux plus hautes latitudes, le problème est d'autant plus délicat que le rapport énergie cinétique/énergie potentielle varie avec l'indice du mode et la longueur d'onde. Cependant, si l'on considère seulement les premiers modes et les grandes longueurs d'onde la conclusion est la même que pour les ondes de Kelvin. Au contraire, pour les faibles longueurs d'onde, pour lesquelles l'énergie totale est confinée à l'équateur et l'énergie cinétique nettement supérieure à la potentielle, les données de vitesse sont préférables pour l'initialisation. ANDERSON et MOORE (1986) ont ensuite effectué ces mêmes comparaisons numériquement dans un modèle linéaire à gravité réduite de l'océan tropical. Ils concluent qu'il faut distinguer deux cas:

- dans le cas où il n'y a aucune friction dans les équations de la quantité de mouvement du modèle, les données de vitesse sont meilleures pour initialiser les ondes à l'équateur et celles de masse, par contre, le sont aux plus hautes latitudes;

- dans le cas où des termes de dissipation sont introduits, alors les petites échelles sont fortement atténuées, l'énergie cinétique sensiblement dissipée et devient inférieure à l'énergie potentielle. **Les données de masse sont alors partout préférables.** MOORE, ANDERSON et COOPER (1986) en arrivent à la même conclusion en ayant utilisé un modèle non linéaire à gravité réduite (à une couche active) puis un modèle de circulation générale à douze couches de l'océan Indien. **Ainsi, la variable à assimiler dépend des échelles considérées ainsi que de la présence et de l'importance des termes de dissipation introduits dans le modèle utilisé (ANDERSON, MOORE 1986).**

La variable que l'on veut utiliser pour réinitialiser notre modèle est la hauteur dynamique. Nous devons donc vérifier que les caractéristiques énergétiques de notre modèle sont bien conformes au choix de la hauteur dynamique comme paramètre à assimiler.

La raison principale de ce choix est que nous voulons utiliser par la suite des données altimétriques (mesures de l'état de surface de la mer) à partir desquelles à ce jour seules des grandeurs intégrées peuvent être déduites. Afin de bénéficier au mieux et le plus tôt possible du nombre considérable déjà disponible et à venir de ces données (GEOSAT -1985-, projets SPINSAT -1990-, ERS1 -1991-, TOPEX-POSEIDON -1992-), il paraît essentiel de privilégier

Fig. I.B.1: Champs des vitesses horizontales à 5m obtenus par le modèle linéaire

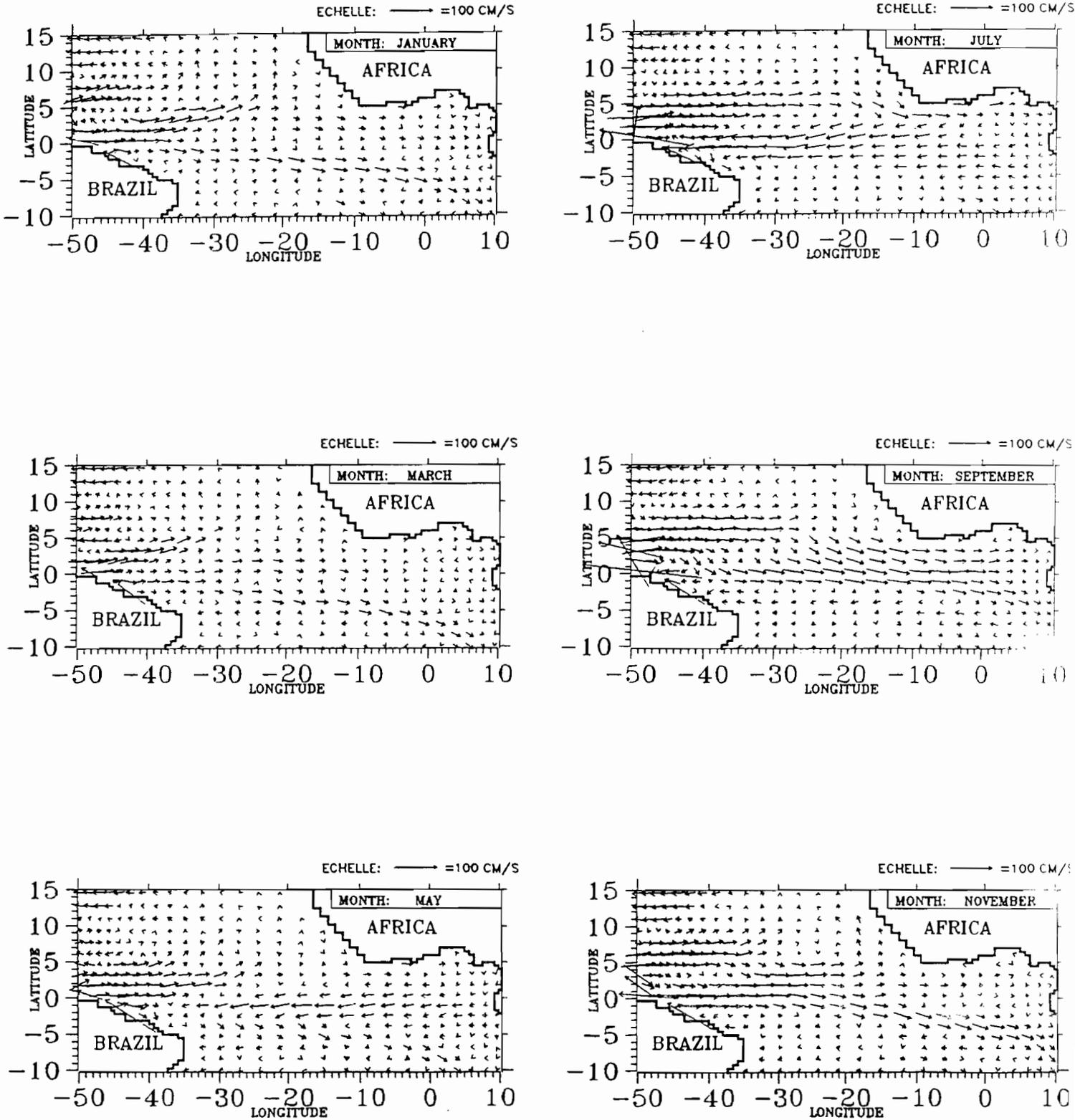
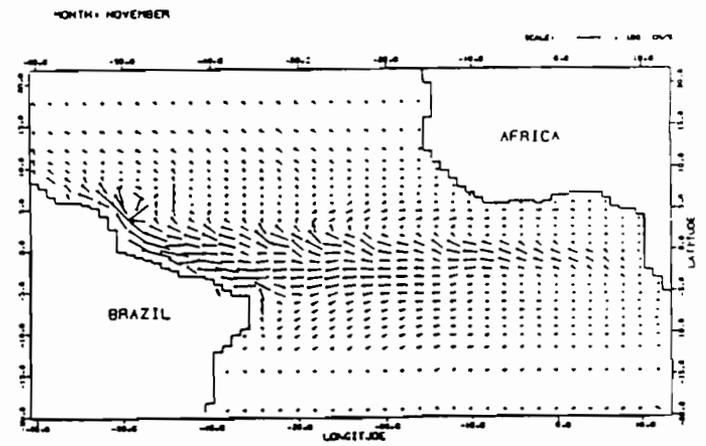
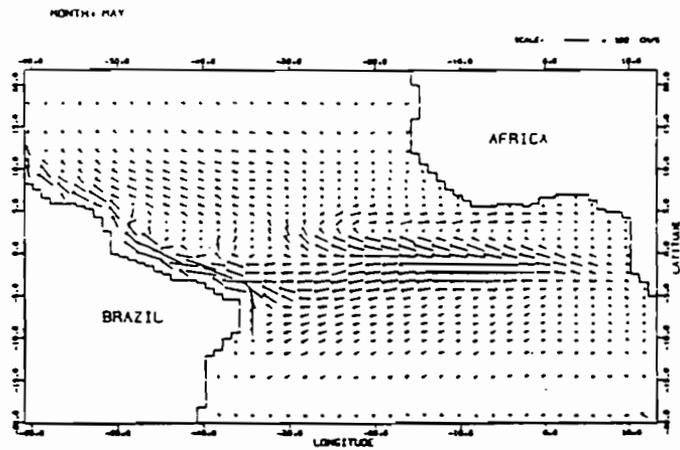
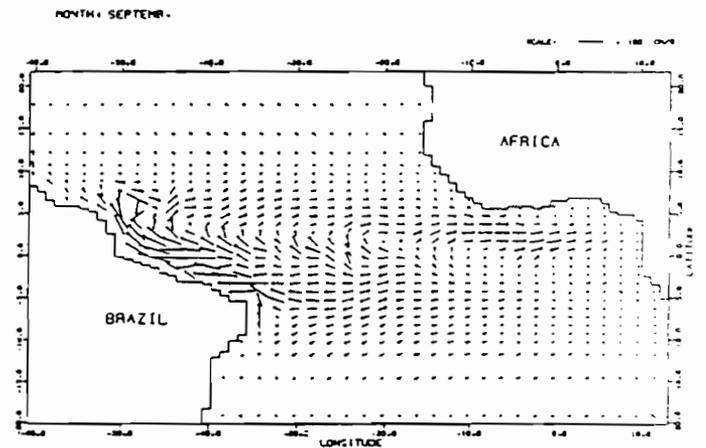
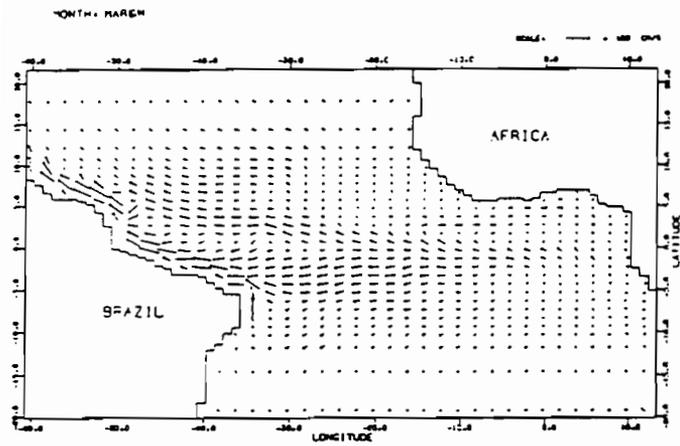
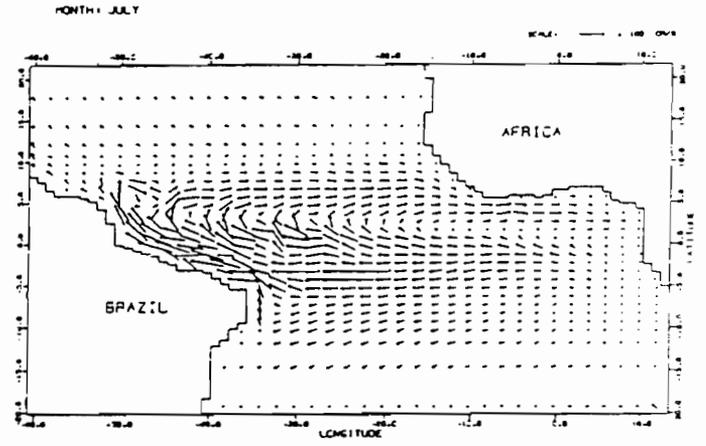
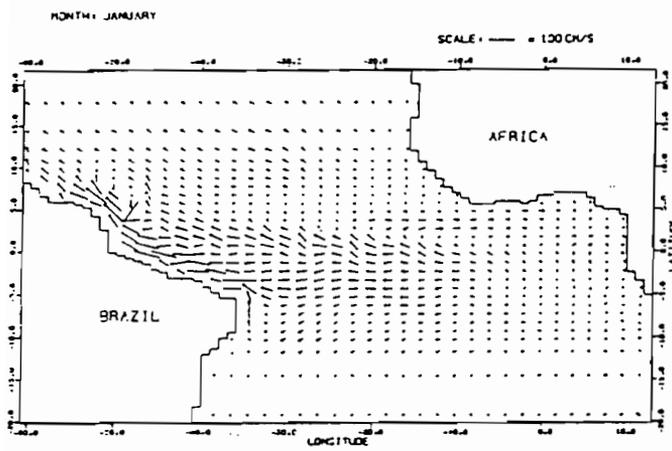


Fig. I.B.2: Champs des vitesses horizontales à 5m obtenus par le modèle tridimensionnel du GFDL



des variables de type hauteur dynamique dans des études d'assimilation de données. La hauteur dynamique est également une quantité physique qui caractérise le mieux l'état dynamique de l'océan, à partir de laquelle peuvent être déduits les courants géostrophiques moyennés sur la couche supérieure de l'océan et être estimées les variations de la quantité de chaleur dans cette couche (DELCROIX, 1987).

Par ailleurs, la théorie linéaire est bien adaptée pour prédire une grandeur intégrée selon la verticale telle que la hauteur dynamique. Ceci a été notamment vérifié par DU PENHOAT et TREGUIER (1985) avec un modèle linéaire à modes verticaux comparable au nôtre. Au contraire elle ne l'est pas pour les courants définis à une profondeur donnée. Ceci est illustré par les figures I.B.1&2 sur lesquelles sont représentées les courants obtenus par le modèle linéaire et par le modèle tridimensionnel du GFDL, ce dernier étant considéré comme représentatif des courants moyens observés. On voit que le modèle linéaire simule bien la direction des courants en été boréal, où l'on retrouve le long de l'équateur le Courant Equatorial Sud vers l'Ouest et vers 5°N le Contre Courant Equatorial Nord vers l'Est. Par contre, les courants obtenus par le modèle linéaire sont orientés vers l'Est le reste de l'année, contrairement à ceux du modèle 3D. Ceci s'explique par la non prise en compte des processus non linéaires et thermodynamiques dans le modèle, processus dont dépendent fortement les champs de vitesse dans les tropiques. Ainsi, le seul forçage linéaire du vent ne suffit pas pour reproduire les vitesses quand le vent est faible. Par contre, en été boréal, lorsque le forçage du vent est maximum, l'importance des processus thermodynamique et non-linéaire est moindre et la théorie linéaire reproduit des courants relativement corrects. Par ailleurs le modèle ne considère que trois modes verticaux. Or, contrairement aux champs de masse, l'influence des modes élevés sur les vitesses à l'équateur n'est pas négligeable. Effectivement, dans un modèle linéaire les pressions sont, pour chaque mode, inversement proportionnelles à la hauteur équivalente (à valeur croissante avec l'indice du mode); les composantes de la vitesse, elles, sont inversement proportionnelles au produit de la hauteur équivalente et de la vitesse de phase (qui décroît avec l'indice du mode). Ainsi les composantes de la vitesse des modes élevés sont non négligeables devant celles des premiers modes (DU PENHOAT & TREGUIER; 1985).

Enfin la hauteur dynamique est une quantité physique qui est la plus aisément déductible à partir des données de température et de salinité du modèle 3D ainsi qu'à partir des pressions de notre modèle à modes verticaux (Cf: annexe A). De plus ce paramètre est directement comparable aux données historiques (MERLE, ARNAULT, 1985).

Précisons ici que les hauteurs dynamiques du modèle linéaire sont calculées à partir des trois champs de 'pseudo-pressions' relatifs aux trois modes (Cf: annexe A.2), et s'expriment de la

$$\text{façon suivante: } H(p_1/p_2) = H_{\text{ref}} - H_o + \sum_{n=1}^3 P_n \cdot Y_n.$$

Dans cette expression, les termes  $H_{\text{ref}}$ ,  $H_o$  et  $Y_n$ , sont constants dans le plan horizontal et dans le temps, étant calculés à partir de paramètres issus du profil moyen de densité potentielle. Ils ne varient qu'en fonction des profondeurs d'intégration. La hauteur dynamique s'exprime en cm.dyn.; cette unité est équivalente, avec une erreur d'environ un millième, au cm.

Avant de vérifier, par une étude énergétique, si notre modèle est bien adapté pour assimiler des données de masse de type hauteur dynamique, nous allons d'abord examiner deux caractéristiques du modèle qui sont les frontières et la dissipation latérale.

## **B:2: LES FRONTIERES ET LA DISSIPATION DANS LE MODELE LINEAIRE.**

### **a: les frontières:**

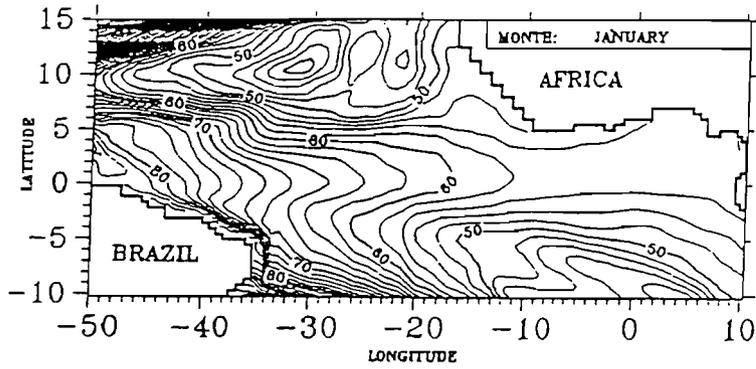
Les frontières des bassins considérés par les modèles océaniques ont toujours constitué une difficulté majeure, le problème étant d'introduire des frontières artificielles sans pour autant perturber les solutions intérieures du bassin. Deux types d'approche sont utilisés pour affronter cette difficulté.

La première consiste à placer une côte artificielle interdisant tout flux normal à celle-ci. Ce type de frontières, dites fermées, a notamment été utilisé par DU PENHOAT et TREGUIER (1985) dans leur modèle de l'Atlantique tropical. L'inconvénient majeur de ces frontières est que des ondes parasites y sont générées, lorsque les ondes s'y réfléchissent, et vont ainsi polluer les champs situés à l'intérieur du bassin. Pour pallier ce problème, une solution est d'élargir la

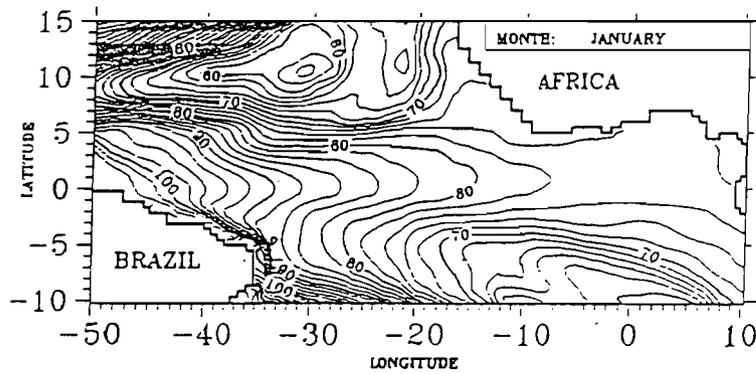
zone étudiée et d'éloigner les frontières vers les hautes latitudes; c'est ce qu'ont fait PHILANDER et PACANOWSKI (1986a) dans leur modèle tridimensionnel des océans tropicaux en employant une grille à maille croissante avec la latitude, les frontières Nord et Sud étant situées à 50°N et 29°S. On peut également introduire un coefficient de dissipation pour filtrer les instabilités numériques générées aux frontières.

La seconde approche consiste à utiliser des frontières ouvertes à travers lesquelles peuvent s'échapper les perturbations générées à l'intérieur du bassin. Ce genre de frontières a été notamment utilisé aux limites Nord et Sud dans un modèle à un mode barocline par BUSALACCHI et PICAUT (1983). Si ce type de frontière paraît plus conforme à la réalité et constitue un idéal à obtenir pour la modélisation, les diverses méthodes numériques existantes sont encore peu satisfaisantes, car elles mènent à une perte importante de la masse du bassin et à une non-conservation de l'énergie (CAMERLENGO & O'BRIEN; 1979, ORLANSKI; 1975, ROED & COOPER; 1986). Ce problème n'est toujours pas encore résolu, et a été l'objet d'une étude spécifique effectuée par BUSALACCHI et BLANC (1988) dans un modèle linéaire à un mode barocline.

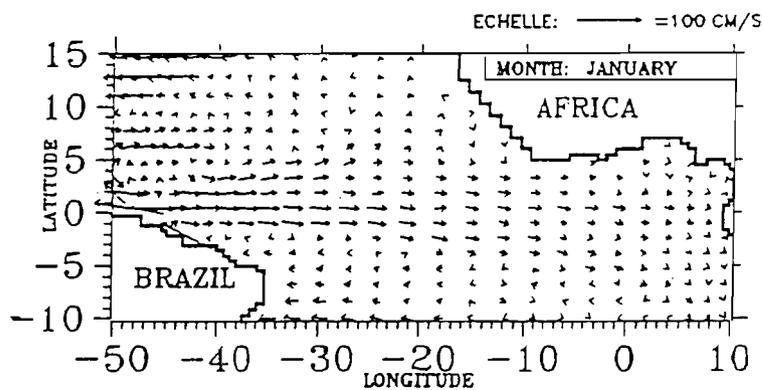
Nous avons précisé dans la description de notre modèle (Chapitre I.A) que nous avons fait le choix de frontières artificielles "fermées" et sans glissement (condition no-slip), c'est-à-dire que les deux composantes de la vitesse sont nulles aux frontières. Pour justifier ce choix, nous avons comparé deux simulations, l'une effectuée avec des frontières ouvertes de type Camerlengo, l'autre avec des frontières fermées sans glissement. Nous observons sur les figures I.B.3.a&b que des frontières ouvertes conduisent à une énorme perte de masse qui rend impossible la reconstitution du champ de hauteur dynamique. Nous constatons en effet, après deux années de simulation, une différence systématique de 20 cm.dyn. sur l'ensemble du bassin, due au flux de masse vers le Nord-Ouest dans le bassin des Caraïbes associé au courant du Nord-Brésil et au flux vers les hautes latitudes le long du continent africain, provenant de la réflexion partielle des ondes de Kelvin équatoriales incidentes qui génèrent des ondes de Kelvin côtières.



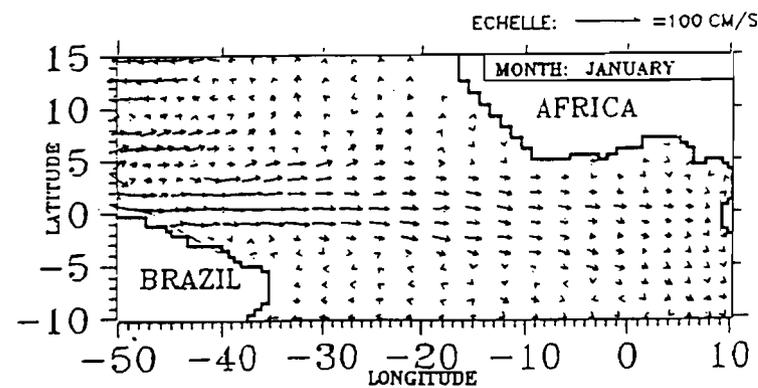
**Fig. I.B.3.a:** Champ de hauteur dynamique 5/500db issu du modèle linéaire obtenu avec des frontières ouvertes



**Fig. I.B.3.b:** Champ de hauteur dynamique 5/500db issu du modèle linéaire obtenu avec des frontières fermées



**Fig. I.B.3.c:** Champ de vitesse à 5m issu du modèle linéaire obtenu avec des frontières ouvertes



**Fig. I.B.3.d:** Champ de vitesse à 5m issu du modèle linéaire obtenu avec des frontières fermées

Pour le champ de vitesse, BUSALACCHI et BLANC (1988) ont observé qu'un schéma de frontières ouvertes permettait de mieux simuler les vitesses notamment le long de la côte du Brésil. Ici, on s'aperçoit (Cf: figures I.B.3.c & d) que le fait de prendre des frontières ouvertes modifie peu ce champ malgré l'absence de réflexion au Nord-Ouest qui devrait améliorer la représentativité du fort courant du Nord-Brézil.

**En conclusion, la nécessité de conserver la masse du bassin nous a conduit à choisir un schéma de frontières fermées.**

### **b: la dissipation:**

Le terme de dissipation latérale, intervenant dans les équations de la quantité de mouvement sous forme d'un Laplacien de la vitesse ( $A_h \Delta u$ ), est indispensable pour atténuer le signal numérique de haute fréquence et représenter de façon statistique les processus de petites échelles non résolus, c'est-à-dire d'échelles inférieures aux dimensions des mailles de la grille. La valeur maximale de  $A_h$  est déterminée par la condition de stabilité de l'équation de diffusion horizontale et dépend des dimensions de la grille et des pas de temps utilisés (PEDLOSKY, 1979 -chap.IV-; MESINGER & ARAKAWA, 1976).  $A_h$  doit donc vérifier l'expression  $A_h \leq (1/2\pi^2) \cdot (\delta x)^2 / \delta t$  soit  $A_h \leq 10^8 \text{ cm}^2/\text{s}$ . La valeur optimale, déterminée à partir de différentes expériences numériques, permettant de supprimer le signal numérique sans nuire au signal physique est de  $10^7 \text{ cm}^2/\text{s}$ . A titre d'exemple, le modèle "explose" lors de sa phase de spin-up avec un coefficient  $A_h$  de  $5 \cdot 10^5 \text{ cm}^2/\text{s}$  (ARNAULT: communication personnelle).

Afin d'illustrer les effets de la dissipation sur les champs obtenus, nous avons effectué deux simulations, l'une sans dissipation, l'autre avec une dissipation de  $10^7 \text{ cm}^2/\text{s}$ , après une phase de spin-up commune avec dissipation. Les figures I.B.4 & 5 montrent l'influence de ce terme sur les champs de hauteur dynamique et de vitesse horizontale à 5m. En ce qui concerne les hauteurs dynamiques, on remarque que, si les structures de grandes échelles spatiales sont les mêmes (série de crêtes et de creux situés aux mêmes latitudes, et valeurs des hauteurs en bonne correspondance), les champs diffèrent essentiellement par l'aspect des isolignes. Celles-ci sont nettement moins lisses lorsque la dissipation n'est pas prise en compte, laissant apparaître des

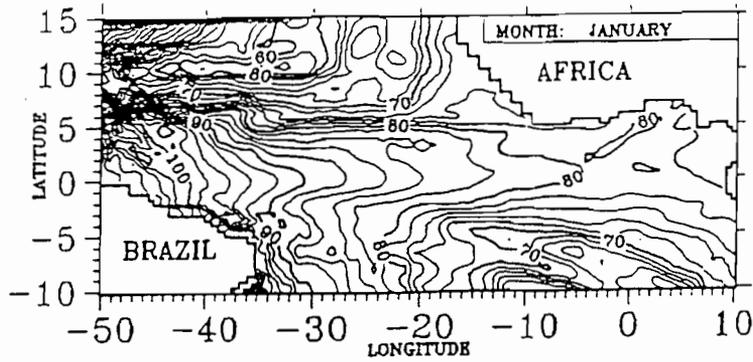


Fig. I.B.4.a: Champ de hauteur dynamique 5/500db issu du modèle linéaire obtenu sans dissipation

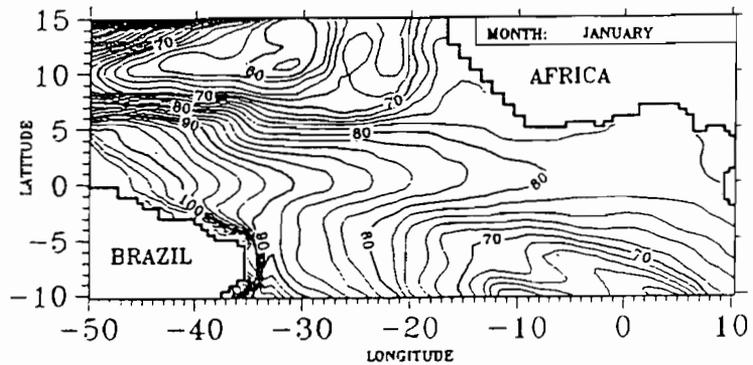


Fig. I.B.4.b: Champ de hauteur dynamique 5/500db issu du modèle linéaire obtenu avec dissipation

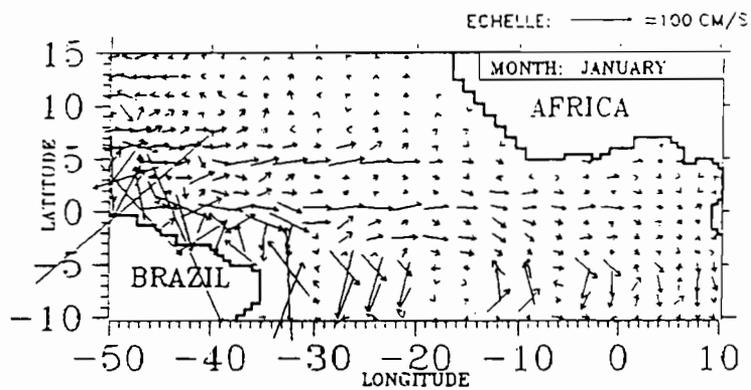


Fig. I.B.5.a: Champ de vitesse à 5m issu du modèle linéaire obtenu sans dissipation

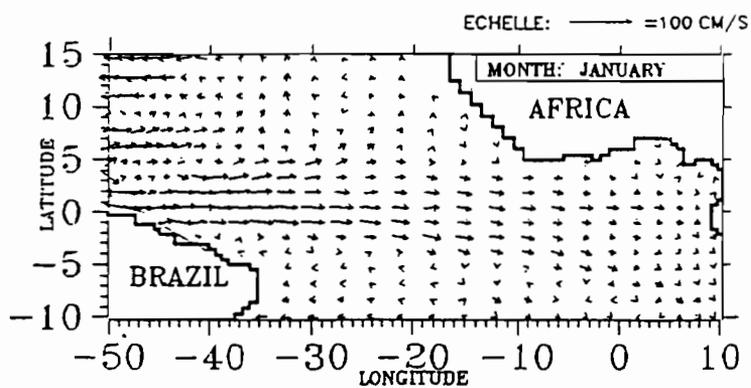


Fig. I.B.5.b: Champ de vitesse à 5m issu du modèle linéaire obtenu avec dissipation

structures de petites échelles sur l'ensemble du bassin. Nous notons également une différence le long de la côte brésilienne à 5°S où les isolignes sont nettement plus resserrées le long de la côte quand la dissipation est présente (couche limite de MUNK). Les vitesses sont globalement beaucoup plus faibles avec dissipation, surtout à l'ouest du bassin où des vitesses de 3,5 m/s sont obtenues sans dissipation, beaucoup mieux canalisées le long de trajectoires plus lisses (Cf: figures I.B.5) et plus représentatives des structures climatologiques (RICHARDSON & PHILANDER, 1987). Nous reviendrons plus loin sur les effets de la dissipation en analysant l'énergétique du modèle.

### **c: Energétique du modèle:**

Nous présentons le calcul des énergies cinétique et potentielle disponibles du modèle dans l'annexe C. Par cette étude énergétique nous voulons vérifier si l'énergie potentielle est supérieure à l'énergie cinétique dans le modèle. Un tel résultat justifiera l'utilisation de hauteurs dynamiques comme paramètre à assimiler dans les conditions optimales définies par ANDERSON et MOORE, étant donné que notre modèle fonctionne avec de la dissipation horizontale et est utilisé aux grandes échelles spatio-temporelles.

Les figures I.B.6.b, 7 et 8 montrent l'évolution des énergies totale, potentielle et cinétique pendant les 9 premières années de simulation, moyennées respectivement sur la bande de latitude 5°N-5°S puis sur les régions Ouest et Est de cette bande. L'évolution énergétique du forcing du vent est également représentée. Nous observons que l'énergie potentielle est toujours supérieure à l'énergie cinétique, excepté pendant les mois de mai et juin dans la région Ouest. Ainsi, sur l'ensemble de la bande 5°S-5°N, l'énergie potentielle est de 1 à 5 fois supérieure à l'énergie cinétique, respectivement au printemps (mai) et à la fin de l'été (août, septembre). Ces rapports deviennent respectivement 2 et 10 dans la partie Est. A l'Ouest, si les deux types d'énergie sont du même ordre de grandeur en mai-juin, l'énergie potentielle devient 5 fois supérieure à l'énergie cinétique à la fin de l'été. Ces premières constatations montrent que, pour se conformer aux conclusions d'ANDERSON et MOORE (1986), nous sommes dans de bonnes conditions pour initialiser dans notre modèle les ondes de Rossby et de Kelvin en assimilant des données de masse.

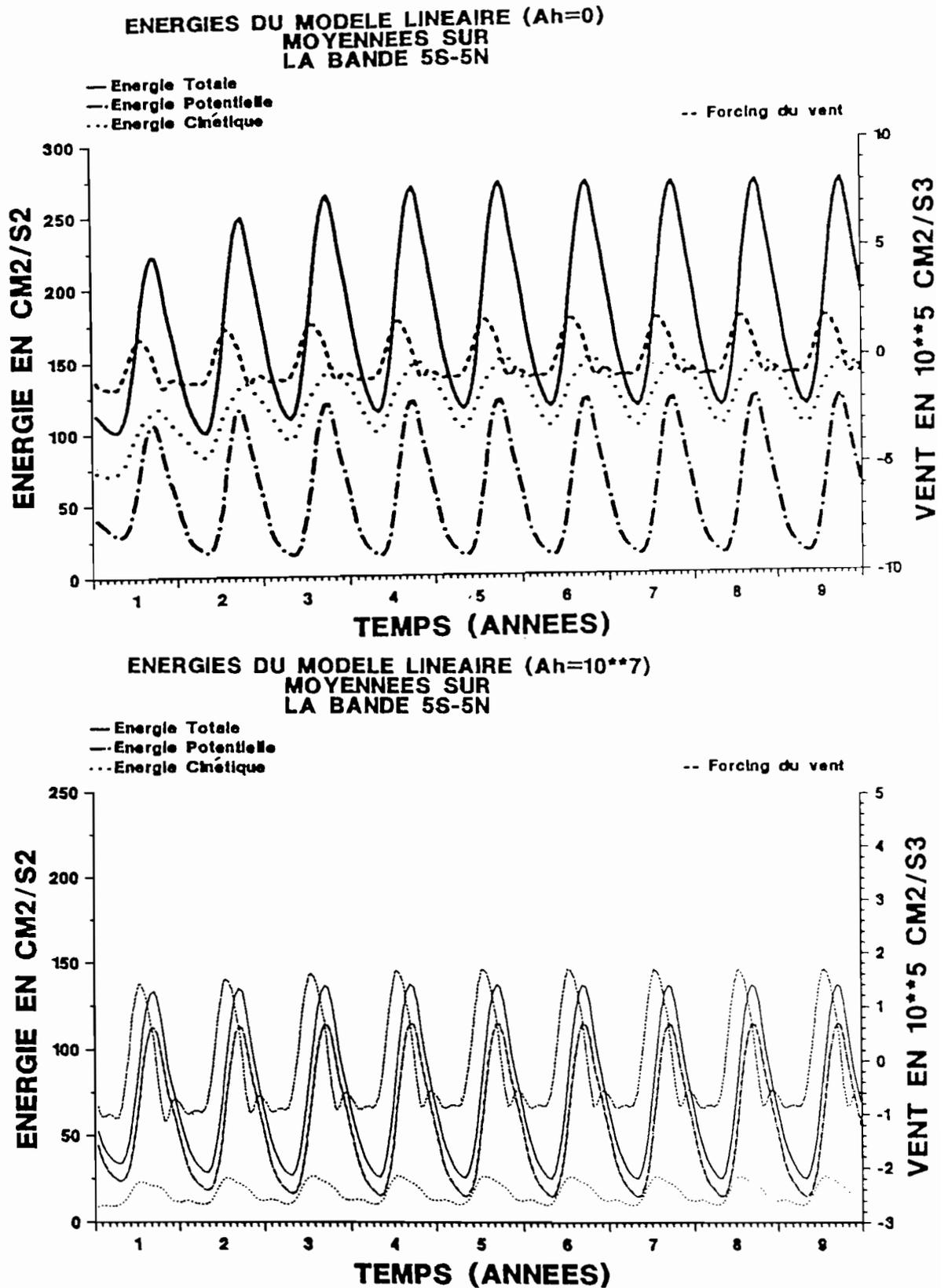


Fig. I.B.6: Energies du modèle linéaire moyennées sur la bande zonale 5°S-5°N  
 a: obtenues sans dissipation (en haut)  
 b: obtenues avec dissipation (en bas)

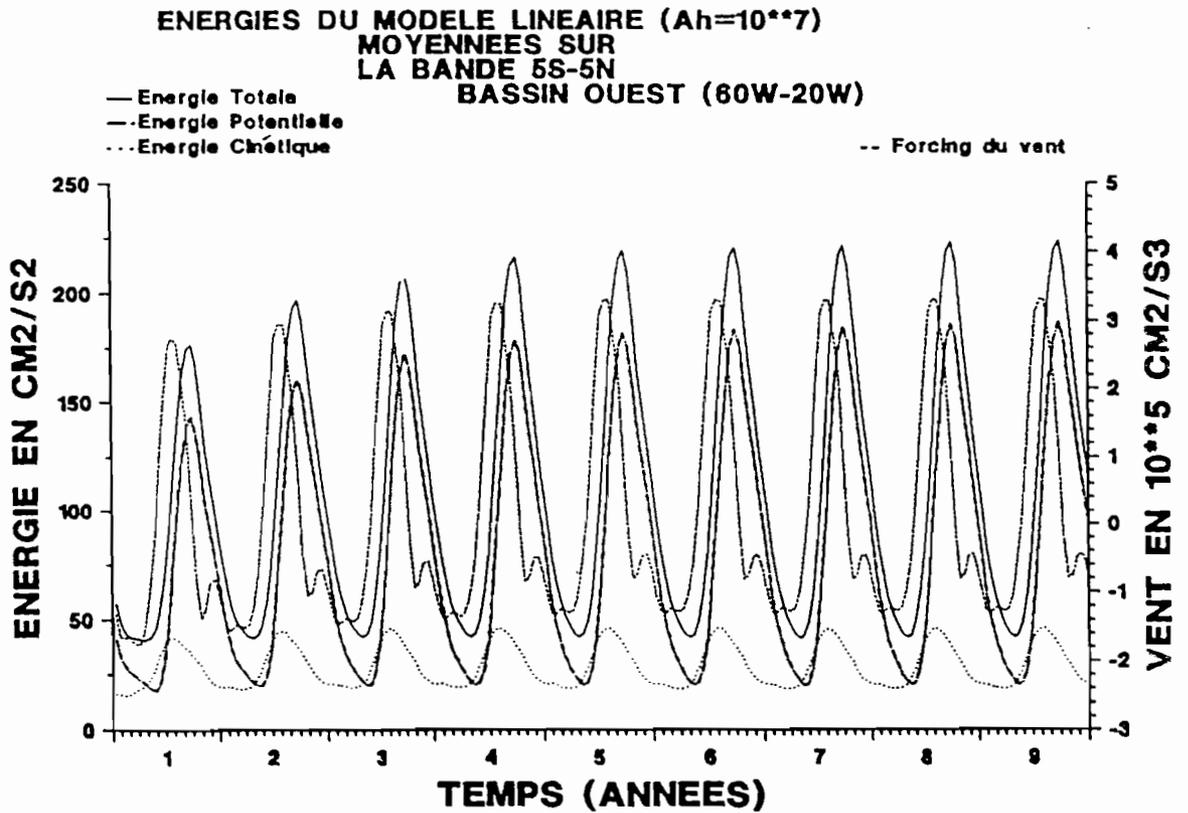


Fig. I.B.7: Energies du modèle linéaire moyennées sur la bande zonale 5°S-5°N bassin Ouest (60°W-20°W)

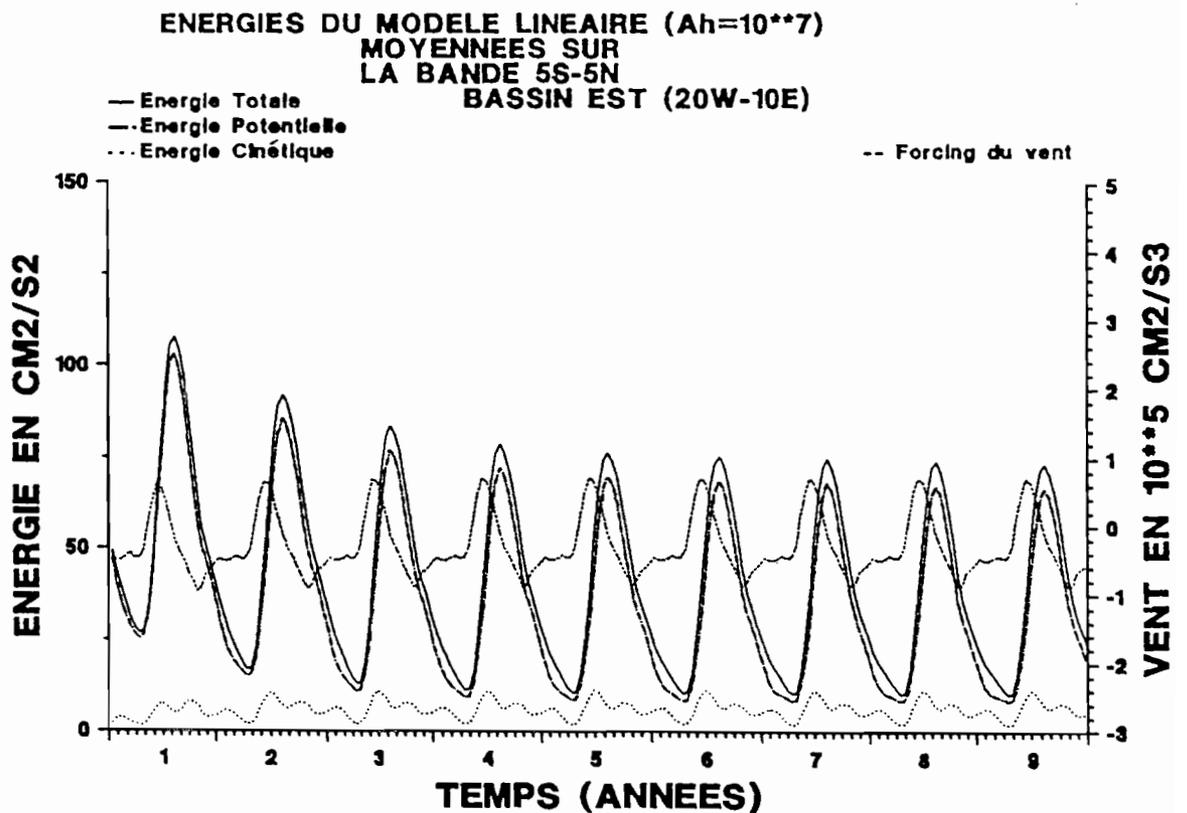
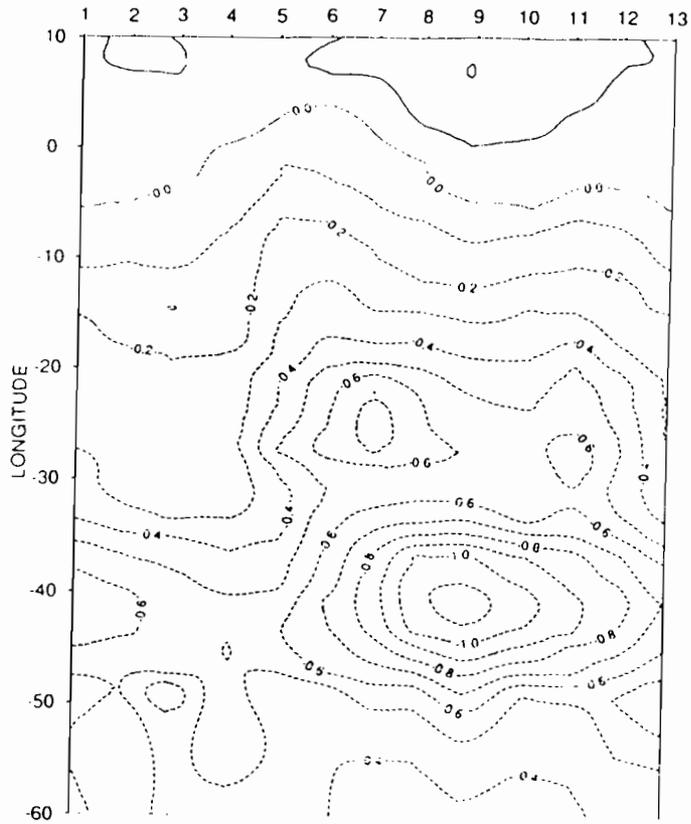


Fig. I.B.8: Energies du modèle linéaire moyennées sur la bande zonale 5°S-5°N bassin Est (20°W-10°E)

## TENSION ZONALE A L EQUATEUR (dyn.cm-2)



## TENSION MERIDIENNE A L EQUATEUR (dyn.cm-2)

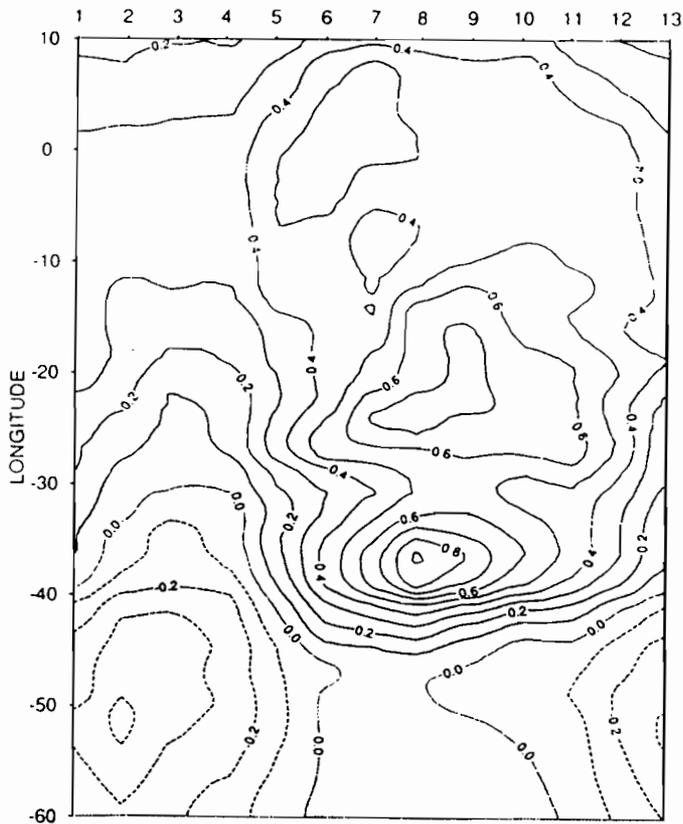


Fig. I.B.9:

Evolution temporelle le long de l'équateur de la tension du vent climatologique moyen d'HELLERMAN-ROSENSTEIN (en  $\text{dyn.cm}^{-2}$ )  
 en haut: composante zonale (en hachuré, orientée vers l'Ouest)  
 en bas : composante méridienne (en hachuré, orientée vers le Sud)

Afin de mieux connaître l'énergétique du modèle, la répartition spatiale des énergies dans le bassin, les transferts d'énergie entre les différentes parties du bassin et la contribution de chaque mode dans le bilan énergétique, nous avons examiné plus en détail les résultats de cette étude énergétique.

#### *ASPECT GENERAL ET REGIONAL:*

Les évolutions des énergies totale, potentielle et cinétique pendant les 9 premières années de simulation (fig.: I.B.6.b, 7.et 8) nous permettent tout d'abord de constater que, dans tous les cas, le signal annuel typique de l'océan Atlantique tropical est très bien représenté, avec des maxima en été boréal (août-septembre) et des minima au printemps (avril-mai). Nous remarquons également que les maxima des énergies totale et potentielle sont en retard de phase de deux mois par rapport à l'énergie cinétique, qui évolue en phase avec la contribution énergétique du forçage du vent, maximale en juillet et minimale de janvier à mars. La courbe présentant la contribution énergétique du forçage du vent permet de distinguer les caractéristiques des évolutions des composantes zonale et méridienne de la tension du vent, représentées le long de l'équateur sur les figures I.B.9. Ainsi, le maximum énergétique de juillet correspond à la forte croissance d'intensité des vents d'Est équatoriaux et aux maxima des vents du Sud dans la partie Est du bassin, les deux phénomènes étant liés à la remontée vers le Nord de la Z.I.T.C. (Zone Inter-Tropicale de Convergence des alizées). Les minima de novembre et février-mars correspondent aux décroissances d'intensité des vents d'Ouest dans la partie Est du bassin, qui succèdent aux maxima de septembre-octobre et de janvier (il se produit ce qui est couramment appelé la "petite saison froide" en janvier-février dans le golfe de Guinée). Un renforcement des vents d'Est équatoriaux au centre du bassin et un accroissement des vents du Nord à l'Ouest de 40°W expliquent le pic secondaire de décembre.

Dans la partie Est du bassin (fig.: I.B.8) on observe nettement un signal tri-annuel de l'énergie cinétique, chaque pic correspondant à trois maxima caractéristiques du vent (vents d'Ouest dans la partie Est du bassin maximum en septembre-octobre et en janvier-février, puis renforcement des vents du Sud en juin-juillet) alors que l'énergie potentielle montre un cycle annuel bien marqué avec un maximum en août (la tension du vent étant maximale en juillet) et un minimum

en avril. Par contre dans le bassin Ouest, l'énergie cinétique montre un cycle annuel dominant (malgré un faible pic secondaire sur la courbe du forçage du vent en décembre, dû à de forts vents du Nord à l'Ouest de  $40^{\circ}\text{W}$ ). L'énergie potentielle montre également un cycle annuel avec un maximum en octobre (la tension du vent étant maximale en août) et un minimum en mai.

Observons maintenant l'évolution interannuelle globale. Alors que l'énergie totale sur l'ensemble de la bande  $5^{\circ}\text{S}$ - $5^{\circ}\text{N}$  croît légèrement pendant les quatre premières années avant de se stabiliser, on voit nettement une évolution de la distribution de l'énergie entre les bassins Est et Ouest. Elle décroît en effet fortement les 4 premières années dans la partie Est, alors qu'elle croît dans la partie Ouest. De plus cette évolution n'est toujours pas complètement stabilisée au bout de neuf années de simulation (nous reviendrons ultérieurement sur ce point). Il faut noter que l'évolution de l'énergie est essentiellement due à l'énergie potentielle, l'énergie cinétique étant stabilisée dès la troisième année.

Pour revenir sur les effets de la dissipation, nous remarquons que lorsque la dissipation n'est pas prise en compte (Cf: figure I.B.6.a), l'énergie cinétique est supérieure à l'énergie potentielle dans un rapport de 1,5 à 3 sur l'ensemble de la bande  $5^{\circ}\text{N}$ - $5^{\circ}\text{S}$ . Nous remarquons également que les énergies potentielle, cinétique et du forçage du vent n'évoluent plus avec la même phase que précédemment, et leur maxima sont décalés dans le temps par rapport à la simulation avec dissipation. Ainsi, le maximum de l'énergie du forçage du vent a lieu en juillet-août (au lieu de juin-juillet), celui de l'énergie potentielle en octobre (au lieu de août-septembre) et celui de l'énergie cinétique fin octobre-début novembre (au lieu de juin-juillet). Enfin, l'énergie totale est pratiquement inchangée dans le bassin Est, alors qu'elle est beaucoup plus forte dans le bassin Ouest, où se trouve concentrée la majeure partie de l'énergie cinétique (non montré). Ainsi, **la dissipation a tendance à fortement atténuer l'énergie cinétique, surtout à l'Ouest, à mieux répartir l'énergie entre l'Est et l'Ouest du bassin et enfin à induire un déphasage cohérent entre les énergies, l'énergie cinétique se retrouvant en phase avec la tension du vent.** Notons en effet qu'un tel retard de phase de l'énergie cinétique par rapport à l'énergie potentielle dans le cas où la dissipation n'est pas prise en compte n'est pas en accord avec les observations. Ainsi, ce maximum de l'énergie cinétique apparaît en octobre-novembre, soit tardivement après les maxima d'intensité du vent

(août) et les intensités maximales des courants observés ou déduits des dérives de bateaux (ARNAULT, 1985).

#### *ASPECT MODE PAR MODE:*

Nous avons analysé les contributions de chaque mode pour les énergies potentielle et cinétique. La somme des énergies obtenues pour chaque mode fournit les énergies obtenues précédemment (Cf: annexe C). Avant d'entrer dans une description détaillée, revenons sur un effet de la dissipation non mentionné jusqu'ici. Les énergies cinétiques obtenues sans et avec dissipation dans la partie Ouest de la bande tropicale 5°S-5°N sont montrées sur les figures I.B.10.a et b. On voit que les maxima des trois modes sont atténués pour les modes 1, 2 et 3 respectivement dans un rapport 13, 11 et 8 et les minima dans un rapport 25, 25 et 15 lorsqu'il y a de la dissipation. Ainsi, celle-ci augmente les amplitudes relatives à chaque mode. Ceci est dû au signal numérique qui se propage indépendamment de l'intensité du forcing du vent. De ce fait, le bruit induit par les perturbations numériques masque presque complètement les caractéristiques des cycles des énergies de chaque mode. Par exemple, le cycle bi-annuel du troisième mode est très peu visible lorsque la dissipation est nulle, alors que le pic secondaire d'octobre du second mode disparaît complètement. Nous nous limitons à partir de maintenant à la description de la simulation avec dissipation.

L'évolution des énergies potentielles de chaque mode est représentée sur les figures I.B.11.b, c et d, pour la bande 5°S-5°N, et ses bassins Est et Ouest. Sur la bande 5°S-5°N, ces évolutions montrent que le premier mode apporte une contribution très faible et que le second mode domine nettement sauf aux mois d'hiver boréal, entre novembre et mars, où le troisième mode est légèrement supérieur. Alors que les second et troisième modes montrent un signal annuel avec des maxima respectifs en septembre et en octobre-novembre, le premier met en relief un cycle biannuel avec un maximum principal en août et un secondaire en décembre. Ainsi, le second mode présente un déphasage retard de 1 mois par rapport au premier, et le troisième de 1,5 mois par rapport au second. Ces déphasages sont dûs aux différents temps de propagation des ondes, les vitesses de phase diminuant avec l'indice du mode (Cf: tableau I.1). De plus, le premier mode présente un déphasage retard d'environ 15 jours par rapport à la

tension du vent. Ceci explique, vus les déphasage relatifs entre les modes et leurs différentes amplitudes, le déphasage de deux mois entre la tension du vent et l'énergie potentielle totale. Le signal bi-annuel du premier mode provient du fait que ce mode est le plus rapide et peut seul réagir significativement à la tension du vent. Le pic secondaire a lieu fin décembre, soit effectivement environ 15 jours après le renforcement des vents d'Est équatoriaux au centre du bassin. D'autre part, l'énergie potentielle du troisième mode devient supérieure à celle du second car ce dernier évolue plus rapidement, alors que les écarts relatifs entre ces modes est assez faible.

Les évolutions de l'énergie potentielle dans les bassins Est et Ouest montrent une croissance de l'énergie potentielle à l'Ouest et une décroissance à l'Est. Cependant, les temps d'ajustement des différents modes augmentent avec l'indice du mode. Ainsi, ce transfert d'énergie entre les deux régions Est et Ouest est essentiellement due au troisième mode, le premier étant stable dès la 3ème année de simulation, et le second vers la 7ème. Ainsi, l'énergie potentielle croît dans la partie Ouest de  $68$  à  $70.5 \text{ cm}^2/\text{s}^2$  entre les 8ème et 9ème années, alors qu'elle décroît de  $27.3$  à  $26 \text{ cm}^2/\text{s}^2$  dans la partie Est. Cette évolution a plusieurs explications. Elle est d'abord due au fait que le temps d'ajustement du bassin croît non seulement avec l'indice du mode mais aussi avec la latitude. Par exemple, le temps nécessaire pour qu'une onde longue de Rossby traverse le bassin d'Est en Ouest à  $10^\circ$  de latitude est de 7,4 ans contre 2 ans à  $5^\circ$  de latitude. Or le bassin est totalement équilibré quand les ondes de Kelvin et de Rossby, respectivement générées aux côtes Est et Ouest par réflexion des ondes de Rossby et de Kelvin, se sont totalement atténuées. L'évolution de l'énergie est également due au schéma numérique du modèle aux frontières qui crée des instabilités, très longues à se stabiliser, centrées sur les creux situés au Nord-Ouest et au Sud-Ouest du bassin, creux trop fortement prononcés dans notre modèle (nous reviendrons ultérieurement sur ce point). Enfin, l'absence d'une dynamique spécifique pour la couche limite du bord Ouest (où sont piégées des ondes de Rossby courtes non solutions de nos équations) fait qu'une concentration d'énergie faiblement dissipée s'y produit. Le fait que le modèle ne soit toujours pas stabilisé au bout de neuf ans est très bien illustré par l'évolution de l'énergie potentielle moyennée sur tout le bassin (Fig.:I.B.11.a). On y voit que le premier mode est stabilisé au bout de trois ans, le second vers la huitième année alors que le troisième est

toujours en phase de relaxation. **Il s'est avéré que dix-sept années de simulation étaient nécessaires pour obtenir une stabilisation parfaite du modèle sur le bassin limité aux latitudes 15°S et 15°N.**

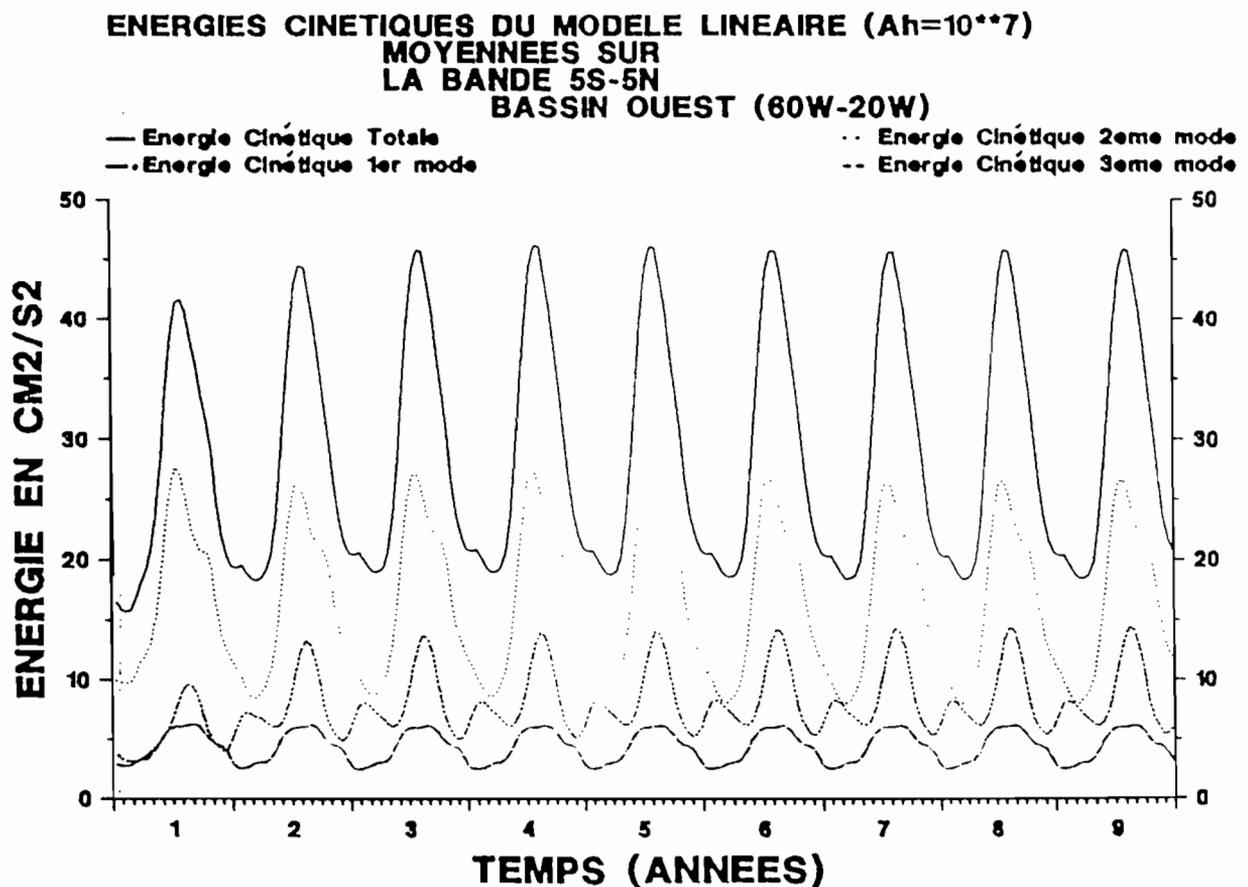
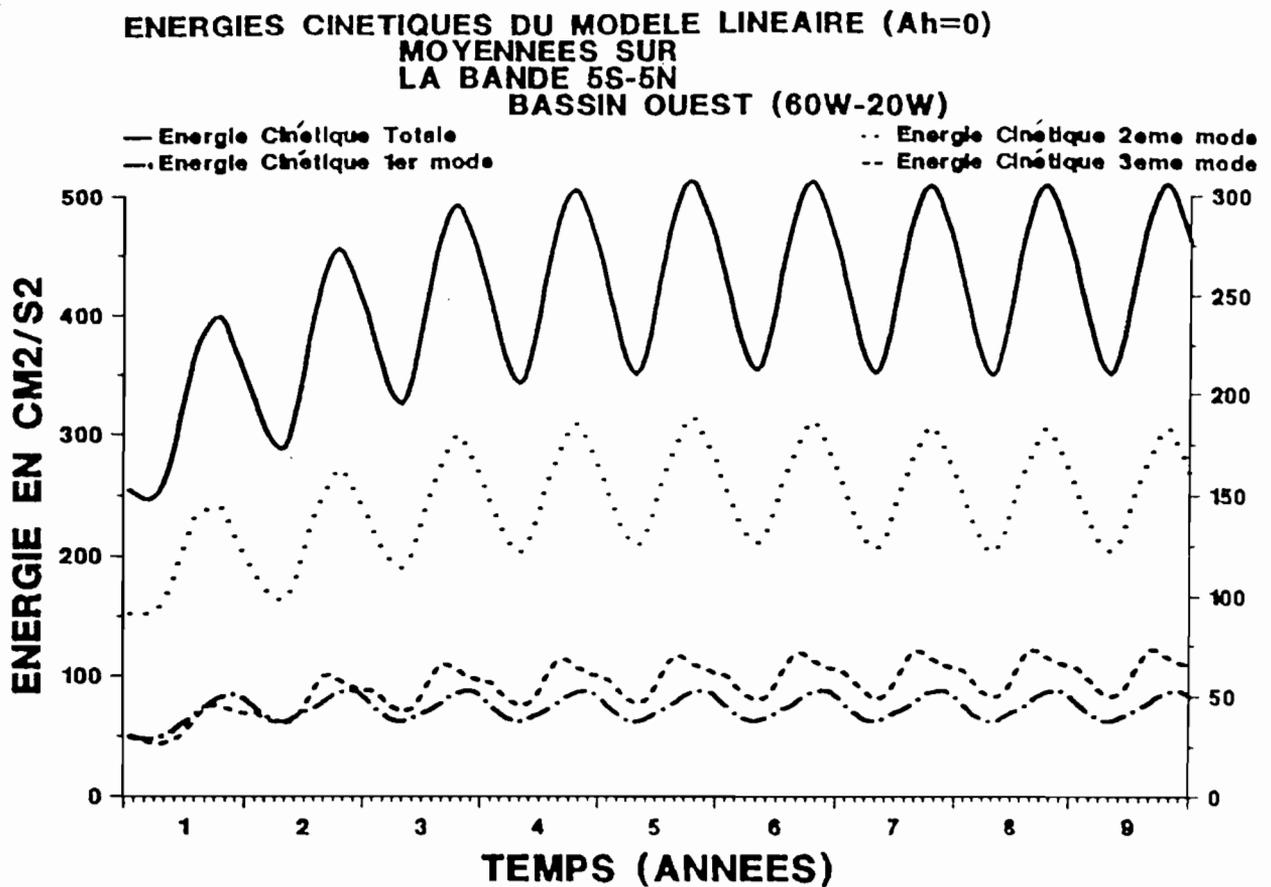
Une autre différence entre les énergies potentielles des bassins Est et Ouest vient des écarts entre les amplitudes des second et troisième modes, sensibles à l'Ouest (où le second mode est nettement dominant une grande partie de l'année) mais faibles à l'Est. Ainsi, on voit qu'à l'Ouest l'énergie du troisième mode n'est que légèrement supérieure à celle du deuxième mode lors des mois de novembre à mars (bien que l'écart augmente un peu car le troisième mode évolue toujours). A l'Est l'énergie du troisième mode diminue mais est nettement supérieure à celle du second lors des premières années de simulation, ceci de septembre à avril soit sept mois sur douze. Cela est en partie dû au déphasage entre les modes qui accentue ce phénomène à l'Est où les amplitudes sont beaucoup plus faibles qu'à l'Ouest (les tensions de vent y étant beaucoup plus fortes). Mais si l'on revient à la figure I.A.3 montrant les profils des trois modes verticaux, on voit que le deuxième mode passe par la valeur 0 vers 170m alors que le troisième mode passe par 0 à 70m. Ces deux profondeurs sont à relier avec la profondeur de la thermocline dans les deux bassins équatoriaux Est et Ouest. En effet, à l'Est la profondeur moyenne de la thermocline varie typiquement entre 40 et 80m, alors qu'à l'Ouest elle varie entre 120 et 200m selon l'endroit et la saison considérés (ces valeurs se retrouvent dans la simulation climatologique du modèle tridimensionnel du GFDL; voir atlas: BOURLES, 1987). **Ainsi, le profil du second mode est représentatif du profil thermique typique de l'Ouest du bassin équatorial alors que le profil du troisième mode l'est pour la partie Est. Ceci explique une plus grande importance relative du second mode à l'Ouest et du troisième mode à l'Est. Ces résultats confirment le fait que si l'on souhaite améliorer la représentation des bassins Est équatoriaux par une théorie linéaire à modes, la prise en compte de modes d'indices élevés est nécessaire.**

L'observation des évolutions des énergies cinétiques met en évidence que les différents signaux visibles lors du cycle annuel de l'énergie cinétique totale sont dûs aux réponses distinctes des modes et non pas à la réponse simultanée des trois. Nous nous limiterons à

observer le bassin Est de la bande 5°S-5°N (figure I.B.12). Il est notable que l'on vérifie encore sur les énergies cinétiques la prédominance du troisième mode sur le second pendant une grande partie de l'année à l'Est du bassin. (Ceci n'est pas le cas si l'on observe les énergies cinétiques moyennées sur le bassin Ouest ou sur l'ensemble du bassin - non montrées -). Chacun des trois modes montre un signal triannuel. Ceci est moins net pour le troisième mode, mais on peut distinguer un léger pic en novembre. L'énergie cinétique totale évolue en phase avec la tension du vent; nous nous apercevons ici que deux pics sont dûs au troisième mode et que le dernier est dû au second mode. Ainsi, le pic correspondant à la petite saison froide de janvier-février est dû au troisième mode qui réagit fortement à ce phénomène (à noter que le déphasage total entre les trois modes ne dépasse pas un mois). Le deuxième maximum de juillet-août, dû à l'intensification des vents du Sud, provient de la réponse conjuguée des second et troisième modes, ce dernier étant dominant. Par contre, le troisième maximum du mois d'octobre, provoqué par une extension et une intensité maximales des vents d'Ouest, est uniquement dû au second mode, le troisième montrant un minimum d'énergie (nous percevons une faible réponse de ce mode, beaucoup plus lent, en novembre). Nous notons également la très faible contribution du premier mode dans l'énergie cinétique; elle est cependant presque équivalente à celle du troisième mode à l'Ouest et sur l'ensemble du bassin (non montré). De même, comme nous l'avions observé pour les énergies potentielles, la contribution du deuxième mode dans l'énergie cinétique est forte à l'Ouest, celle du troisième y étant nettement plus faible, alors qu'à l'Est elles sont du même ordre. Nous retrouvons donc les conclusions relatives à l'importance relative des modes dans les différents bassins, liée aux profils verticaux de ces modes.

**Cette étude énergétique préliminaire nous a permis de mettre en évidence les différences les plus importantes entre les bassins Est et Ouest, et les transferts d'énergie Est->Ouest qui s'établissent entre ces bassins lors de la stabilisation du modèle. Nous avons vu que le modèle n'était toujours pas stabilisé au bout de neuf années de simulation, ce qui nous a conduits à effectuer une simulation de 17 ans. Cette étude nous a montré également la différence de représentativité des différents modes selon le bassin considéré.**

Ceci montre qu'il n'est *a priori* pas possible de privilégier un mode parmi les trois modes baroclines résolus par le modèle au cours de processus d'initialisation sur l'ensemble du bassin. Le second mode est souvent considéré comme le mode dominant en modélisation linéaire de l'océan Atlantique tropical (Mc CREARY 1980, PHILANDER & PACANOWSKI 1980, BUSALACCHI & PICAUT 1983); nous aurions pu envisager de n'utiliser que ce mode pour réinitialiser notre modèle lors de processus d'assimilation. Si ce mode est effectivement dominant à l'Ouest du bassin, il n'en est pas de même à l'Est où le troisième mode se révèle nécessaire pour initialiser les champs de façon représentative.



**Fig. I.B.10:** Energies cinétiques du modèle linéaire moyennées sur la bande zonale 5°S-5°N dans le bassin Ouest (60°W-20°W)  
a: obtenues sans dissipation (en haut)  
b: obtenues avec dissipation (en bas)

Fig. I.B.11.a:

**ENERGIES POTENTIELLES DU MODELE LINEAIRE ( $Ah=10^{**7}$ )  
MOYENNEES SUR  
TOUT LE BASSIN**

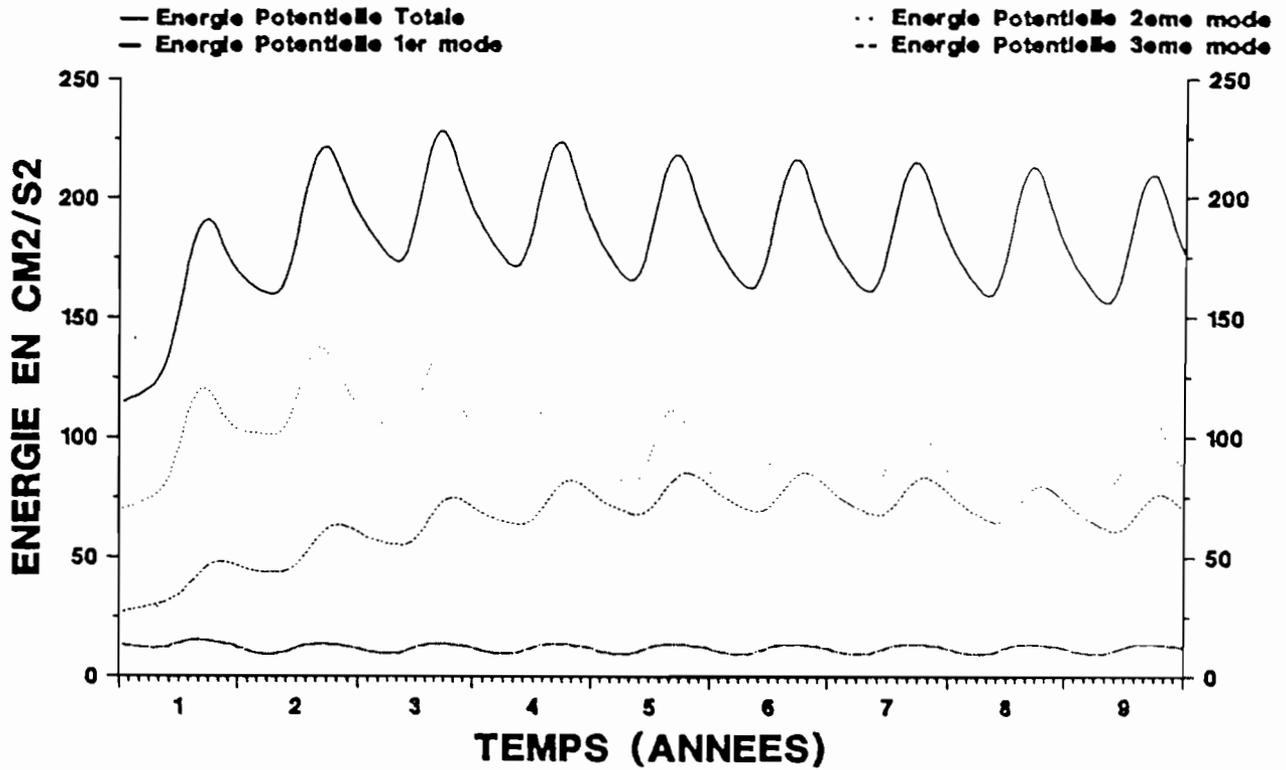


Fig. I.B.11.b:

**ENERGIES POTENTIELLES DU MODELE LINEAIRE ( $Ah=10^{**7}$ )  
MOYENNEES SUR  
LA BANDE 5S-5N**

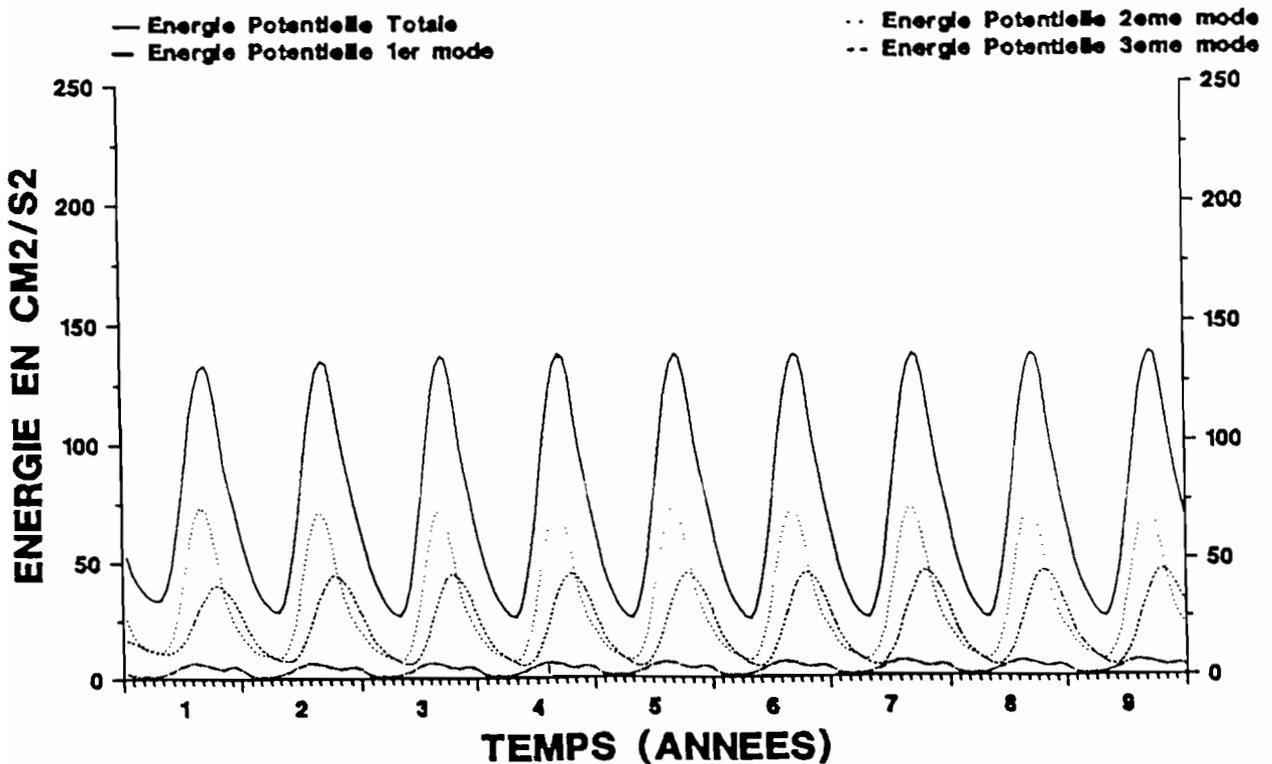


Fig. I.B.11.c:

**ENERGIES POTENTIELLES DU MODELE LINEAIRE ( $Ah=10^{+7}$ )  
MOYENNEES SUR  
LA BANDE 5S-5N  
BASSIN OUEST (60W-20W)**

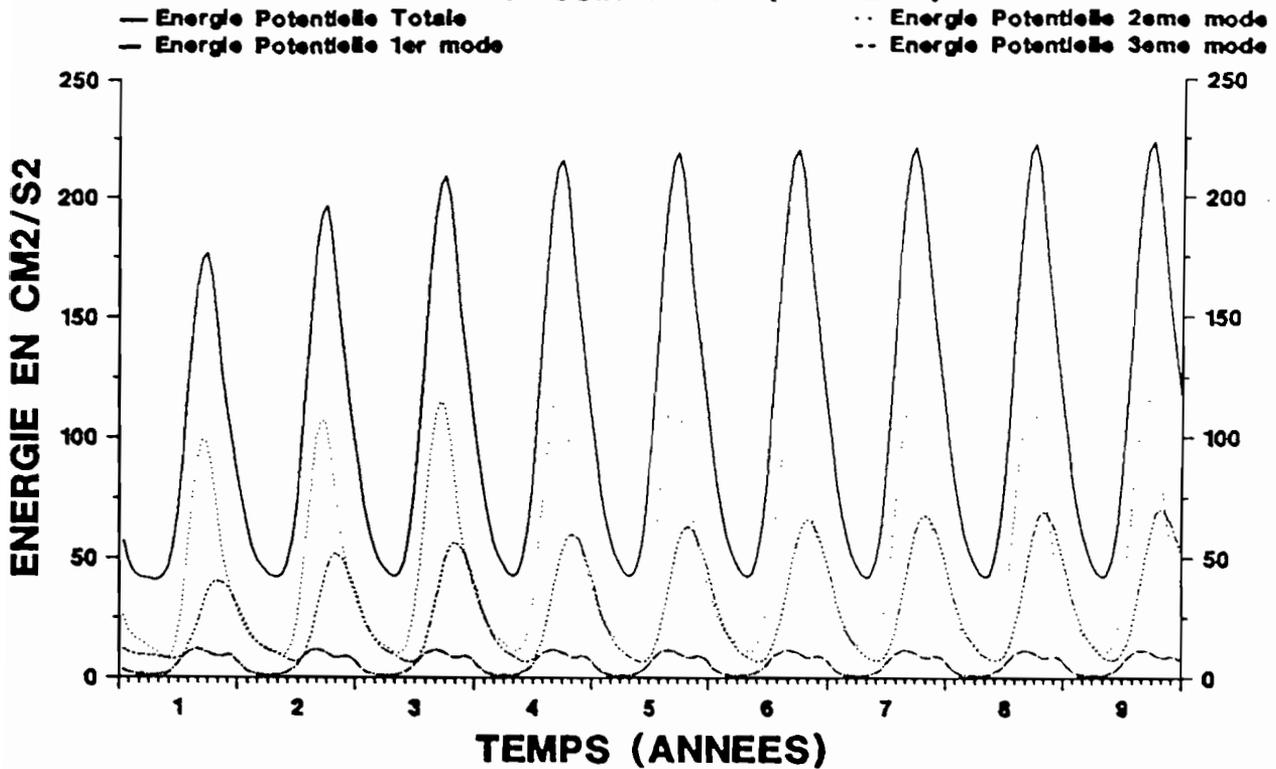
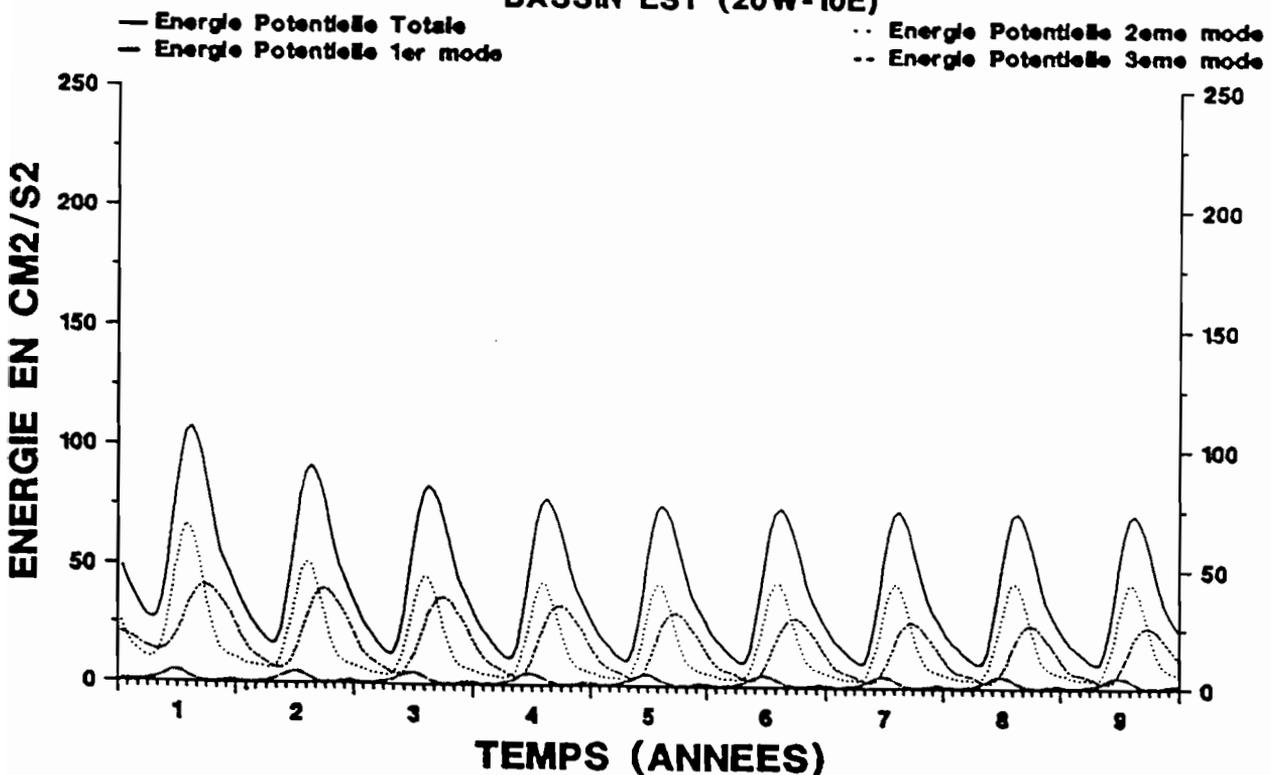
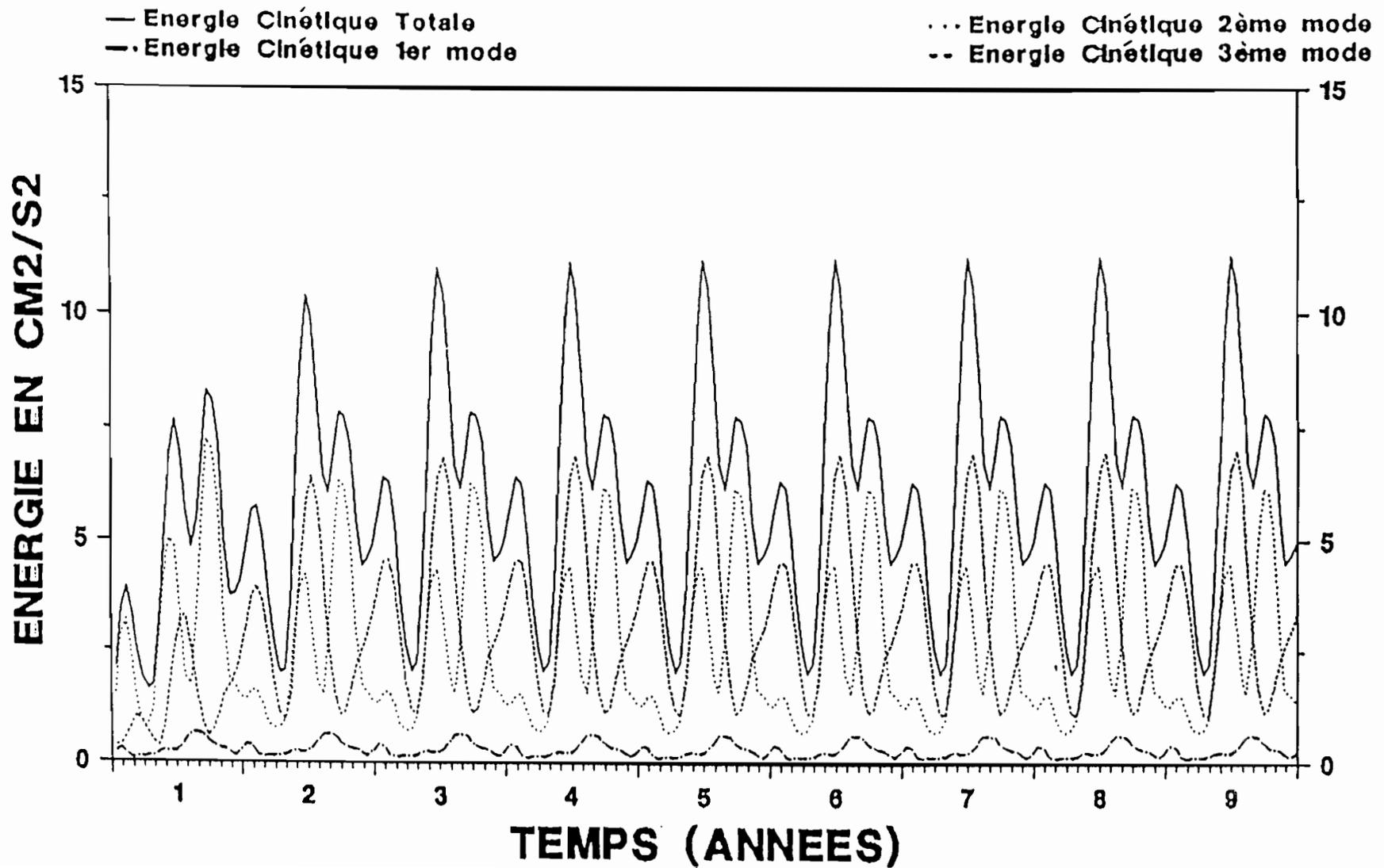


Fig. I.B.11.d:

**ENERGIES POTENTIELLES DU MODELE LINEAIRE ( $Ah=10^{+7}$ )  
MOYENNEES SUR  
LA BANDE 5S-5N  
BASSIN EST (20W-10E)**



ENERGIES CINÉTIQUES DU MODELE LINEAIRE MOYENNEES SUR  
LA BANDE 5S-5N BASSIN EST (20W-10E)



## CHAPITRE II: PREMIERS TESTS D'ASSIMILATION 'MODELE / MODELE'. ETUDE DE SENSIBILITE:

### II.1: INTRODUCTION.

Un des problèmes essentiels qui se posent lors de la mise au point d'une méthode d'assimilation de données dans un modèle est de connaître l'impact des chocs causés par les assimilations dans ce modèle. Cet impact dépend de la méthode choisie mais également de l'échantillonnage des données et de la région océanique considérée. Concernant ce dernier point, les océans tropicaux sont particuliers dans le sens où la dynamique tropicale est telle qu'une perturbation, d'origine atmosphérique ou océanique, va se propager très rapidement à travers le bassin. Ainsi, l'équilibre global du bassin est atteint après quelques mois seulement dans un océan de la taille de l'océan Atlantique tropical. Néanmoins, deux questions importantes se posent:

- tout d'abord, ces processus d'assimilation vont-ils générer, dans certaines conditions à déterminer, des phénomènes dynamiques parasites (ondes)? si ces phénomènes apparaissent, comment parvenir à les maîtriser? Autrement dit, comment, dans des processus d'initialisation de modèles océaniques, parvenir à maîtriser les phénomènes dynamiques qui en sont issus et à contrôler l'information introduite par ces processus dans les modèles, afin d'être certains que de tels processus vont effectivement améliorer les résultats du modèle et non pas au contraire les polluer par du signal parasite non "absorbé" par la dynamique du modèle?

- d'autre part, comment le bassin va-t-il s'équilibrer suite au choc imposé lors de l'assimilation et avec quelle constante de temps, en fonction de la latitude, de la longitude mais aussi en fonction de l'échantillonnage spatial des données assimilées?

Il apparaît donc évident, préalablement à la mise au point d'une méthode d'assimilation de données et quand la complexité du modèle le permet, qu'une étude simple de l'impact du choc de l'assimilation est nécessaire et qu'il nous faut voir comment de faibles perturbations agissent sur les résultats des simulations, en essayant de comprendre pourquoi le modèle réagit de telle ou telle manière à ces perturbations.

Dans le cas de notre modèle linéaire, avec lequel nous pouvons faire une étude mode par mode, nous avons cherché à déterminer les conditions favorables, sinon optimales, concernant le lieu et la fréquence des interventions pour pouvoir améliorer ses résultats, pourquoi il en est ainsi, comment réagit tel ou tel mode vertical et quelles sont les ondes éventuelles générées, ceci en effectuant de faibles modifications des résultats, c'est-à-dire en utilisant des champs de données dont l'intégralité du contenu physique puisse être assimilé par le modèle. Ainsi, au cours de cette première étude, nous avons effectué des tests préliminaires de réinitialisation en utilisant comme données "observées" les propres résultats du modèle linéaire. Dans ces tests, le modèle possède les mêmes degrés de liberté que les données; celles-ci sont donc consistantes et compatibles avec la physique du modèle et de ce fait "digérables" par celui-ci. En effet, introduire des champs de masse "réels", c'est-à-dire ici issus du modèle tridimensionnel du GFDL, risquerait d'imposer de forts écarts entre les résultats du modèle et les données et conduirait à une réaction du modèle *a priori* difficilement interprétable à ce stade de l'étude.

Comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent, les régions du bassin pour lesquelles le modèle met beaucoup de temps à se stabiliser sont essentiellement les régions Nord-Ouest et Sud-Est. Ces régions sont le siège d'une accumulation d'énergie potentielle, due notamment aux conditions aux frontières imposées; pour cette raison, le modèle est considéré valable uniquement dans la bande 5°N-5°S. Il est cependant important que le bassin limité à la bande 10°S-10°N (les conditions aux frontières se faisant toujours fortement sentir au-delà de ces latitudes) soit également stabilisé pour pouvoir effectuer dans les meilleures conditions possibles des tests sur l'impact géographique des processus d'assimilation, et pour éviter notamment que le signal créé par ces processus ne se mélange à du signal dû à la stabilisation du modèle. Quinze années environ sont nécessaires au 3<sup>ème</sup> mode pour atteindre un état d'équilibre au-delà de 10°S-10°N. Pour mener les expériences suivantes, nous avons donc considéré la 17<sup>ème</sup> année comme année de référence (ou simulation de référence), au cours de laquelle nous avons prélevé les champs de pression de chaque mode qui nous serviront d'"observations". Le modèle est alors parfaitement équilibré entre 15°S-15°N.

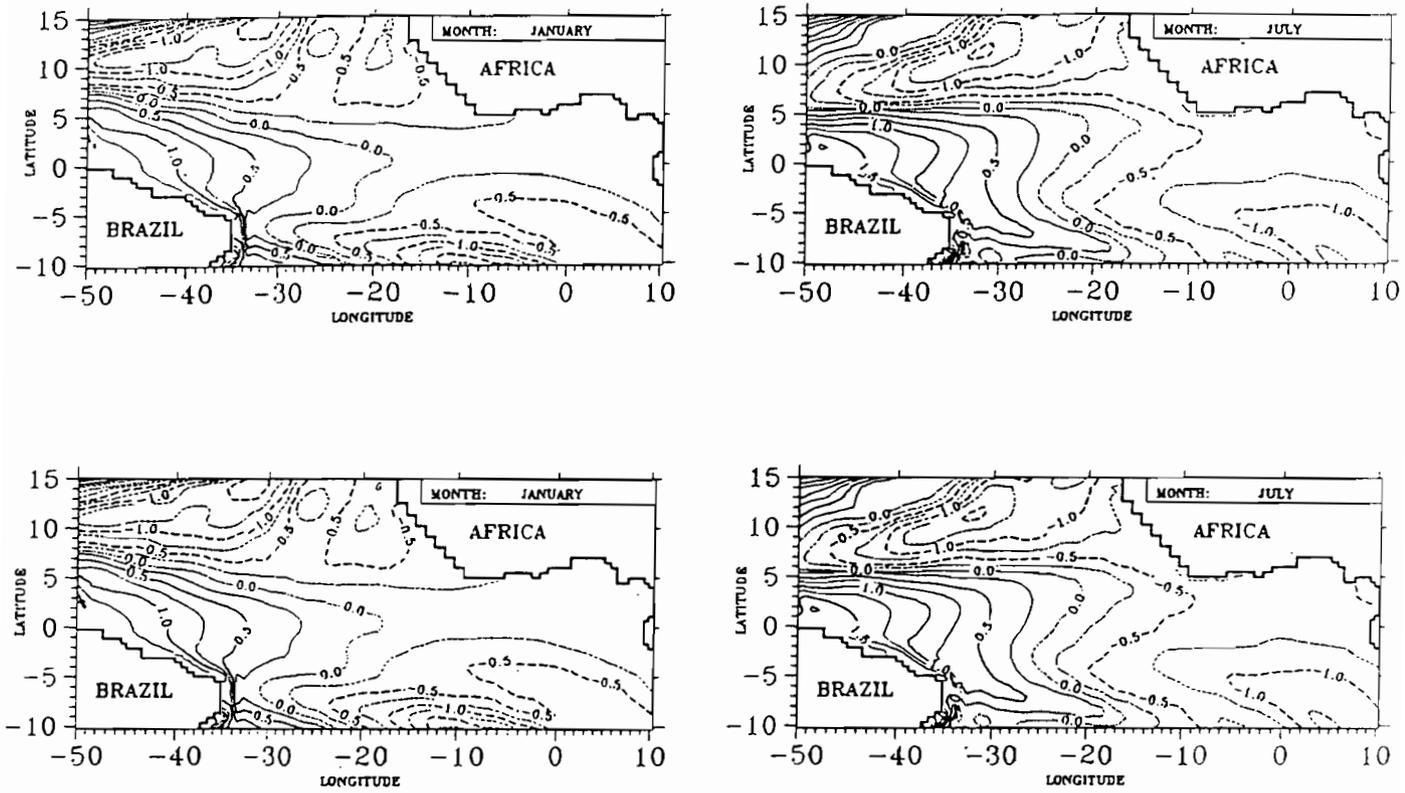
Dans cette étude de sensibilité du modèle, nous avons effectué divers tests différant par les régions et les fréquences des processus d'initialisation. Nous avons voulu voir si le fait de remplacer, en certains endroits spécifiques du bassin et avec une fréquence donnée, les résultats d'une année instable du modèle par ceux de notre année de référence pouvait accélérer le processus de stabilisation.

**L'année choisie pour effectuer cette étude, donc au cours de laquelle nous assimilons les "observations" issues de la 17<sup>ème</sup> année, est la seconde année de simulation, dernière pour laquelle aucun des trois modes n'est stabilisé.** Cependant, vu les temps respectifs de stabilisation de chaque mode, il est clair que les écarts imposés entre les résultats de la 2<sup>ème</sup> année et les "observations" (résultats de la 17<sup>ème</sup> année) seront croissants avec l'indice des modes. Ainsi le 3<sup>ème</sup> mode barocline sera affecté par les écarts imposés les plus importants. Le fait que ce mode est le plus long à atteindre un équilibre laisse également prévoir qu'il sera le plus long à absorber totalement les nouvelles conditions imposées lors des assimilations.

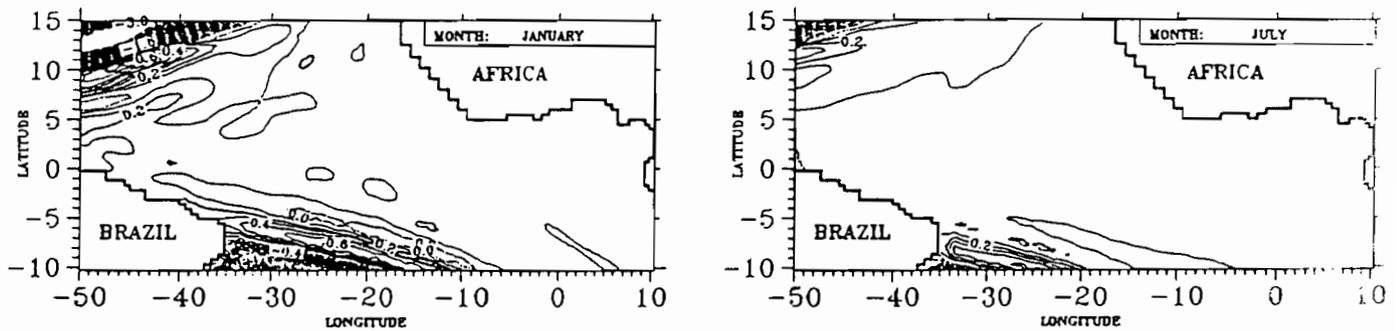
## **II.2: DESCRIPTION DES CHAMPS INITIAUX ET DES 'OBSERVATIONS':**

Avant de détailler les différents tests effectués, il importe d'observer ces deux années de simulation et ce qui les distingue (Cf.: figures II.1, 2, 3 & 4). Les champs initiaux sont les résultats de la seconde année de simulation, les 'observations' ceux de la 17<sup>ème</sup>. Une caractéristique générale des champs de pression (qui, rappelons-le, représentent des anomalies par rapport à un profil moyen -cf.: chap.I-) est qu'ils sont négatifs dans la partie Est du bassin et positifs dans la partie Ouest. Ceci résulte de l'inclinaison Est-Ouest de la topographie de surface, caractéristique des océans tropicaux et liée à la structure thermique de ces océans (couche chaude et homogène épaisse à l'Ouest). Ces champs préfigurent celui de la hauteur dynamique, comme nous pouvons l'observer en comparant les figures II.4 concernant le champ de hauteur dynamique avec celles des différents champs de pression (fig. II.1, 2 & 3). Les similitudes entre le champ de hauteur dynamique et ceux des champs de masse du second

Unite: 1000 cm<sup>2</sup>/s<sup>2</sup> ; Contour: 0.25

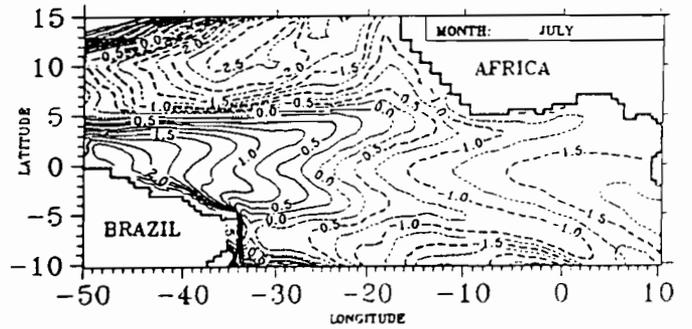
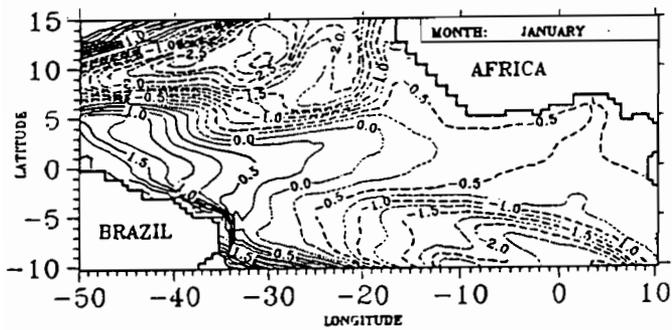
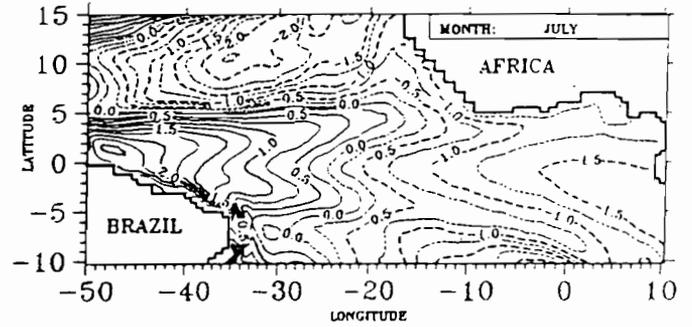
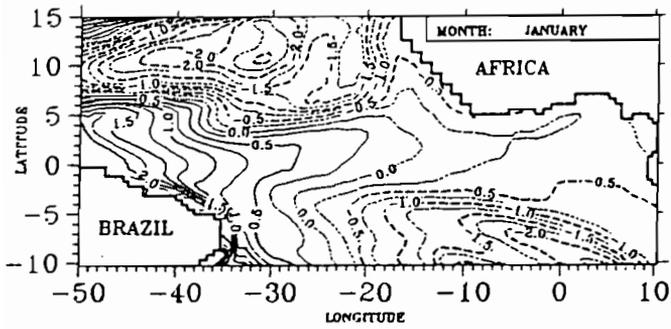


Unite: 100 cm<sup>2</sup>/s<sup>2</sup> ; Contour: 0.1

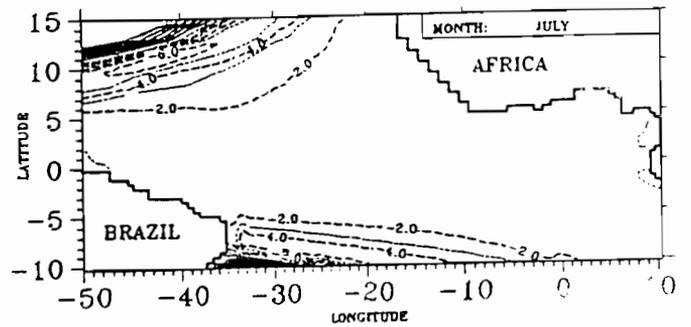
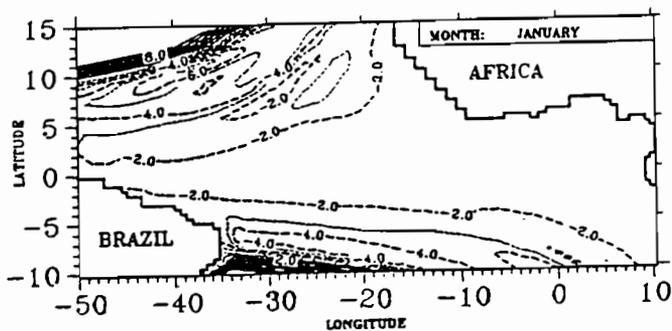


**Fig. II.1:** Champs de pression relatif au premier mode barocline  
 aux mois de janvier (à gauche) et de juillet (à droite)  
 -en haut: 17<sup>ème</sup> année de simulation (an 17)  
 -au milieu: 2<sup>ème</sup> année de simulation (an 2)  
 -en bas: différence (an 17 - an 2)

Unite: 1000 cm<sup>2</sup>/s<sup>2</sup> ; Contour: 0.25

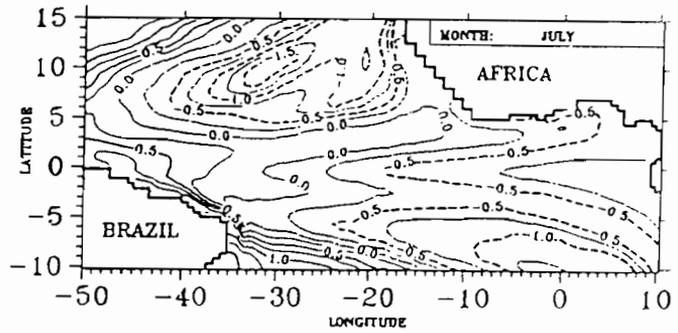
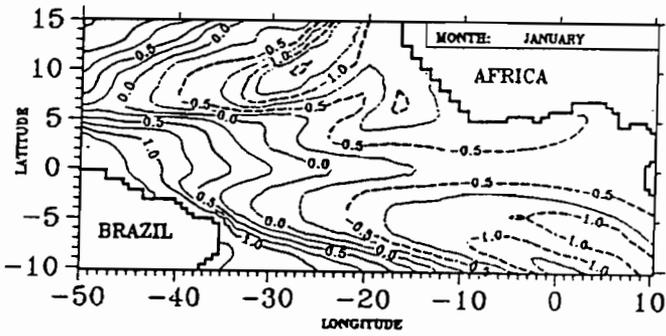
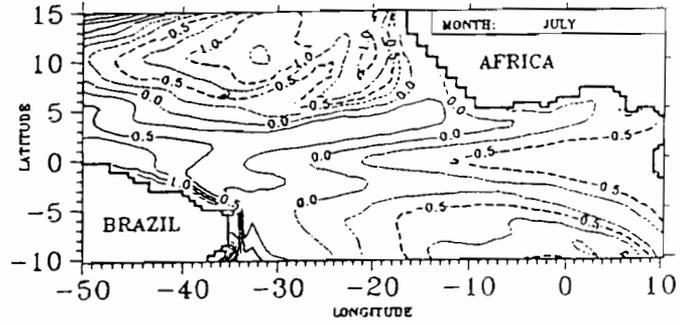
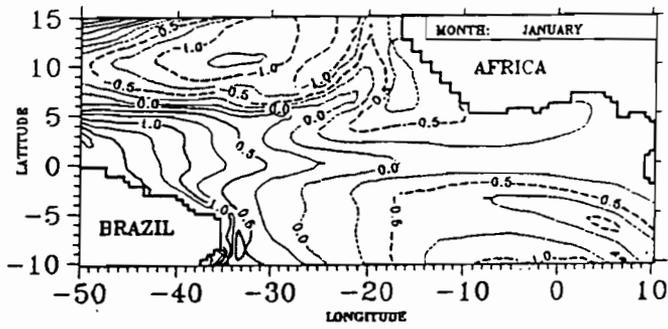


Unite: 100 cm<sup>2</sup>/s<sup>2</sup> ; Contour: 1.

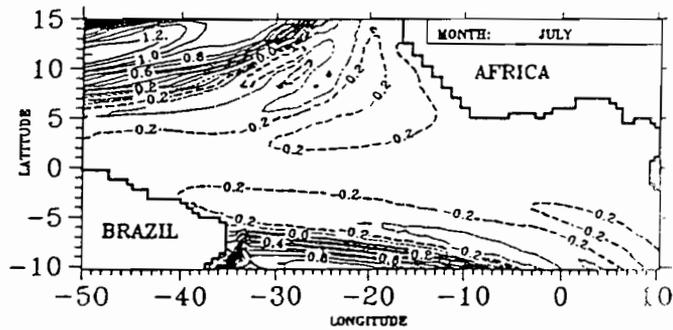
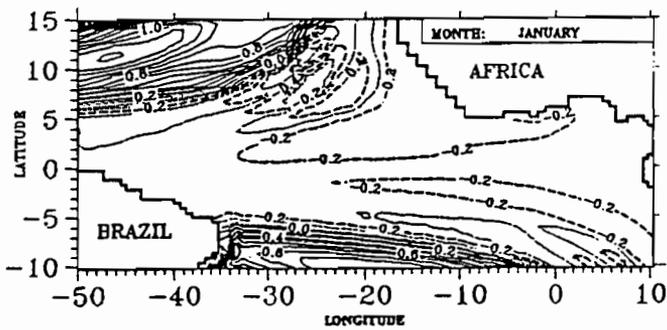


**Fig. II.2:** Champs de pression relatif au deuxième mode barocline aux mois de janvier (à gauche) et de juillet (à droite)  
 -en haut: 17<sup>ème</sup> année de simulation (an 17)  
 -au milieu: 2<sup>ème</sup> année de simulation (an 2)  
 -en bas: différence (an 2 - an 17)

Unite: 1000 cm<sup>2</sup>/s<sup>2</sup> ; Contour: 0.25

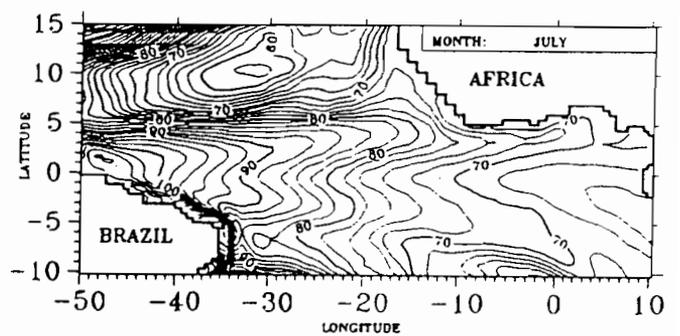
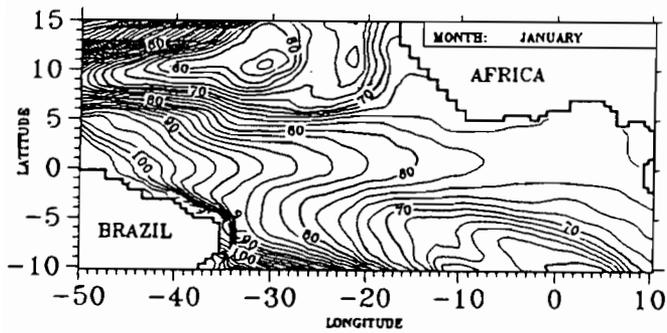
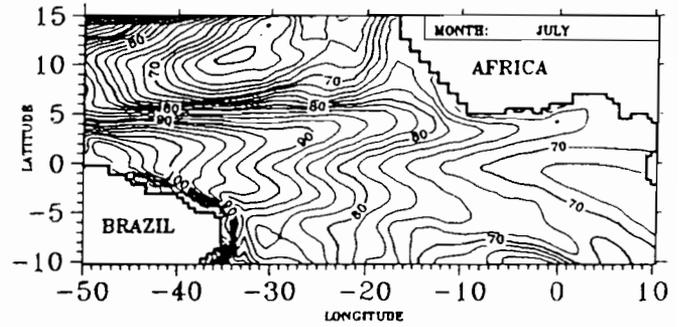
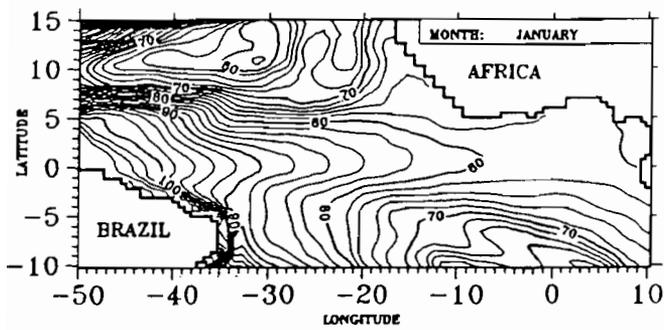


Unite: 1000 cm<sup>2</sup>/s<sup>2</sup> ; Contour: 0.1

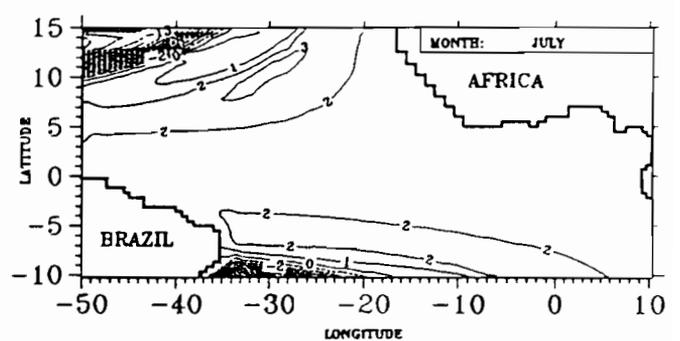
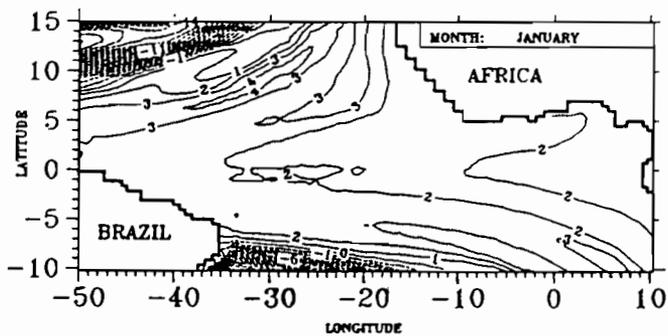


**Fig. II.3:** Champs de pression relatif au troisieme mode barocline  
 aux mois de janvier (à gauche) et de juillet (à droite)  
 -en haut: 17<sup>eme</sup> année de simulation (an 17)  
 -au milieu: 2<sup>eme</sup> année de simulation (an 2)  
 -en bas: différence (an 2 - an 17)

UNITE: cm.dyn. ; Contour: 2.



UNITE: cm.dyn. ; Contour: 1.



**Fig. II.4:** Champs de hauteur dynamique 5/500 db:  
 aux mois de janvier (à gauche) et de juillet (à droite)  
 -en haut: 17<sup>ème</sup> année de simulation (an 17)  
 -au milieu: 2<sup>ème</sup> année de simulation (an 2)  
 -en bas: différence (an 17 - an 2)

mode sont cependant plus nettes. Ceci s'explique par le fait que lorsque nous reconstituons le champ de hauteur dynamique à partir des pressions (Cf: annexe A), le calcul des coefficients  $Y_n$  affectés à chaque mode indique que les trois modes interviennent respectivement pour 16%, 54% et 30% du champ de hauteur dynamique ( $Y_1=2,06.10^{-2}$ ,  $Y_2=6,96.10^{-2}$ ,  $Y_3=3,92.10^{-2}$ ). Comme nous l'avons vu lors de l'étude énergétique, Le deuxième mode est également le plus énergétique; il offre donc des structures et des amplitudes beaucoup plus marquées que les autres. Par exemple, pour le mois de janvier de la 17<sup>ème</sup> année, le gradient équatorial entre 0°W et 50°W fourni par le second mode est de 2500 cm<sup>2</sup>/s<sup>2</sup>, alors qu'il est respectivement de 1500 et de 1750 cm<sup>2</sup>/s<sup>2</sup> pour les premier et troisième modes.

Pour les trois modes, on observe que les différences entre les deux années de simulation augmentent avec la latitude (par exemple, on passe de 200 cm<sup>2</sup>/s<sup>2</sup> vers l'équateur à des valeurs supérieures à 1000 cm<sup>2</sup>/s<sup>2</sup> vers 10°N pour le second mode); ceci est dû aux conditions aux frontières et à la croissance avec la latitude du temps d'ajustement des ondes. Les différences augmentent également avec l'indice du mode; alors qu'elles sont de l'ordre de 10 cm<sup>2</sup>/s<sup>2</sup> pour le 1er mode, elles sont comprises entre 100 et 200 cm<sup>2</sup>/s<sup>2</sup> pour les deux autres, atteignant 200 cm<sup>2</sup>/s<sup>2</sup> à très basse latitude pour le troisième. Les différences sont plus fortes en janvier qu'en juillet (décroissantes avec le temps) car les six mois supplémentaires de la 2<sup>ème</sup> année ont permis de se rapprocher de la situation d'équilibre (ce n'est donc pas une caractéristique due au cycle saisonnier). Nous avons vu lors de l'étude énergétique que le processus de stabilisation s'effectue par un transfert vers l'Ouest de l'énergie potentielle, interprétable comme un transfert de masse d'eau vers l'Ouest. Nous retrouvons ici cette caractéristique en remarquant un transfert vers l'Ouest des isolignes des champs de pression au cours du temps, soit un déplacement vers l'Est des isolignes des champs de différences. Ceci est net si nous observons le 3<sup>ème</sup> mode, pour lequel les différences sont plus marquées à l'Est et au centre du bassin en janvier qu'en juillet.

Ces caractéristiques générales se retrouvent dans les champs de hauteur dynamique (fig.: II.4). On remarque que les valeurs obtenues pendant la 17<sup>ème</sup> année sont supérieures à celles de la 2<sup>ème</sup> année sur l'ensemble du bassin équatorial. Les différences sont de l'ordre de 2 cm.dyn. le long de l'équateur au début de l'année et il faut attendre le mois de janvier de la troisième année

de simulation pour que ces différences soient inférieures à 1 cm.dyn.. Leurs amplitudes augmentent avec la latitude et vers l'Ouest. Elles s'annulent ensuite pour devenir négatives au S.E. et au N.W. où elles atteignent -15 cm.dyn. à 13°N-50°W en raison des frontières imposées aux limites du bassin. Ces amplitudes décroissent ensuite lentement avec le temps, ce qui se traduit par un déplacement des isolignes vers le N.W. dans l'hémisphère Nord et vers le S.E. dans l'hémisphère Sud.

### II.3: PRINCIPE DE L'ASSIMILATION:

Les résultats, c'est-à-dire les champs de vitesse et de pression relatifs à chaque mode, de chaque année de simulation sont stockés tous les 15 jours, c'est-à-dire au premier pas de temps et au pas de temps central de chaque mois. Une assimilation des observations lors d'une simulation consiste simplement à remplacer les résultats du modèle, soit dans notre étude les champs de pression, par les 'observations' (ici, les champs de pression de l'année de référence, soit la 17<sup>ème</sup> année) à l'instant où celles-ci sont disponibles. Les 'observations', situées aux points de grille du modèle, sont utilisées sans aucun traitement préalable.

Le schéma adopté ici pour remplacer, à un instant  $t_0$ , une valeur  $X_m$  du modèle par une donnée  $X_d$  consiste à remplacer progressivement  $X_m$ , à partir du N<sup>ème</sup> pas de temps précédent  $t_0$ , par la variable suivante:

$$(II.1) \quad X^*(t_0 - n.\delta t) = X_m(t_0 - n.\delta t).(1 - \cos\omega(t)) + X_d(t_0).\cos\omega(t)$$

où  $\omega(t) = (n/N).(\pi/2)$ ,  $n$  est l'indice du pas de temps ( $n=1, \dots, N$ ) et  $\delta t$  le pas de temps.

Le choix de  $N$ , nombre de pas de temps sur lequel s'effectue le remplacement progressif des résultats du modèle par les observations, ne repose sur aucun critère purement physique. Nous avons choisi pour ces expériences  $N=10$ . Le pas de temps variant avec l'indice des modes, l'injection des 'observations' commence ainsi respectivement 10h, 20h et 40h avant  $t_0$  pour le premier, second et troisième mode.

Ce schéma simpliste s'inspire du schéma par pondération directe, par laquelle la valeur à modifier est pondérée plus ou moins fortement par la donnée, sous une forme:

$$(II.2) \quad X^*(t_0) = (1-\alpha).X_m(t_0) + \alpha.X_d(t_0)$$

Alors le cas  $\alpha=1$  consiste à remplacer simplement la valeur estimée par le modèle par l'observation. Cependant, dans notre cas, le remplacement s'effectue progressivement, le coefficient de pondération variant de 0 (juste avant le début de l'injection) à 1 (en  $t = t_0$ ). En ce sens, notre schéma s'apparente à la technique de relaxation Newtonienne, couramment utilisée en assimilation (VERRON & HOLLAND, 1988; HOLLAND & VERRON, 1988), avec laquelle le modèle est progressivement conduit vers les observations. Ici, nous conduisons progressivement les valeurs du modèle vers celles des observations, en même temps que le modèle diffuse progressivement autour des observations, au cours de la simulation, l'information partielle ainsi apportée. Ainsi, au début de la phase d'initialisation, et aux points de données, la correction due aux observations est supérieure à celle due à l'évolution propre du modèle. Mais au cours de l'initialisation, cette correction s'atténue jusqu'à ce que la physique du modèle redevienne dominante, alors qu'elle propage l'information vers les points environnants. Ce schéma permet également d'éviter de générer de forts gradients spatio-temporel autour des points de données, susceptibles de se présenter si les valeurs du modèle étaient brutalement remplacées par les observations au seul pas de temps où celles-ci sont disponibles.

Cependant, lorsque les 'observations' considérées couvrent tout le bassin, c'est-à-dire si nous remplaçons les résultats du modèle en tous les points de grille, des expériences ont montré que ce schéma n'apportait rien par rapport à un remplacement brutal des champs au seul pas de temps où les observations sont disponibles. **Nous n'utilisons donc ce schéma uniquement lors des expériences concernant l'impact d'assimilation de données situées dans des régions spécifiques du bassin.**

Dans cette série d'expériences, aucune hypothèse n'est faite sur les erreurs du modèle et des données. Nous ne cherchons pas ici à étudier ou à modifier les paramètres physiques du modèle. Le modèle est considéré comme parfait et les données sans erreur, données et modèle ayant les mêmes degrés de liberté. Nous observons comment se comporte le modèle à la suite

d'une seule puis d'une série d'injections de données, et comment varie la réponse du modèle à ces processus selon la région où les 'observations' sont assimilées.

Les résultats concernant les hauteurs dynamiques sont représentés en fonction du temps par l'écart quadratique moyen (E.Q.M.) entre les champs obtenus lors de la simulation avec assimilation et les 'observations'. Ces écarts s'expriment sous la forme:

$$(II.3) \quad \text{E.Q.M. (t)} = \sqrt{\frac{1}{S} \iint_D (H_{\text{ass}}(x,y,t) - H_{\text{obs}}(x,y,t))^2 dS}$$

$H_{\text{ass}}$ : champ obtenu lors de la simulation avec assimilation

$H_{\text{obs}}$ : champ observé et assimilé

$S$  : surface du bassin sur laquelle sont moyennés les écarts quadratiques

Ces E.Q.M. ont été calculés sur différentes régions du bassin et également par longitudes et latitudes. Nous présentons également des évolutions temporelles en quelques points du bassin et des cartes globales de différences.

#### II.4: PREMIER TEST: EXPERIENCE DE BASE.

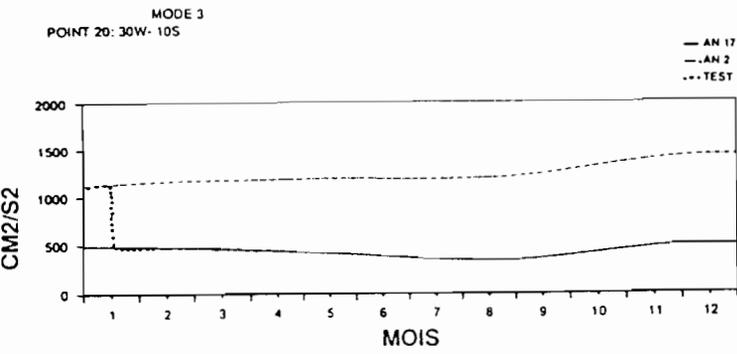
Cette expérience, dite de base, consiste à assimiler une seule fois les 'observations' avec la couverture spatiale optimale. Nous assimilons les trois champs de pseudo-pression de la 17<sup>ème</sup> année, correspondant aux trois modes, sur tout le domaine d'étude. Le but de cette expérience est de vérifier si un modèle peut ainsi 'reconnaître' son état d'équilibre. Autrement dit, des observations, obtenues globalement sur tout un domaine d'étude et satisfaisant une certaine dynamique, peuvent-elles être reconnues par un modèle contenant rigoureusement la même dynamique comme un de ses états possibles et, de ce fait, être considérées comme un nouvel état initial parfait pour ce modèle?

Nous avons donc assimilé les observations en tous les points de grille et au premier pas de temps où elles sont disponibles, soit au 15 janvier, et avons laissé évoluer le modèle pendant une année.

La figure II.5 montre l'évolution du champ de pression du troisième mode barocline en un point situé à  $30^{\circ}\text{W} - 10^{\circ}\text{S}$ , soit en un point où les différences initiales entre les 'observations' considérées et le modèle sont importantes. Nous voyons que, rapidement après la réinitialisation, la différence initiale de  $700 \text{ cm}^2/\text{s}^2$  est oubliée et le modèle suit rigoureusement la même évolution que l'année de référence. De même, les figures II.6 montrent les E.Q.M. calculés sur tout le bassin et sur la bande équatoriale  $3^{\circ}\text{N}-3^{\circ}\text{S}$ . Nous constatons que les E.Q.M. entre les observations et les champs obtenus sont négligeables et convergent rapidement vers zéro. Nous remarquons cependant une croissance des E.Q.M. lors du premier mois suivant l'assimilation, mais ensuite les valeurs obtenues restent très faibles par rapport aux E.Q.M. initiaux entre les 'observations' et la seconde année du modèle sans assimilation. Ainsi par exemple, dans la bande équatoriale les E.Q.M. maximaux observés pendant le mois de février sont de  $0.5 \text{ cm.dyn.}$  au lieu des  $2 \text{ cm.dyn.}$  initiaux. Les valeurs décroissent ensuite rapidement et nous pouvons considérer que le modèle a effectivement oublié ses conditions initiales dès le quatrième mois suivant l'assimilation, pour évoluer alors comme l'année de référence, c'est-à-dire la 17<sup>ème</sup> année.

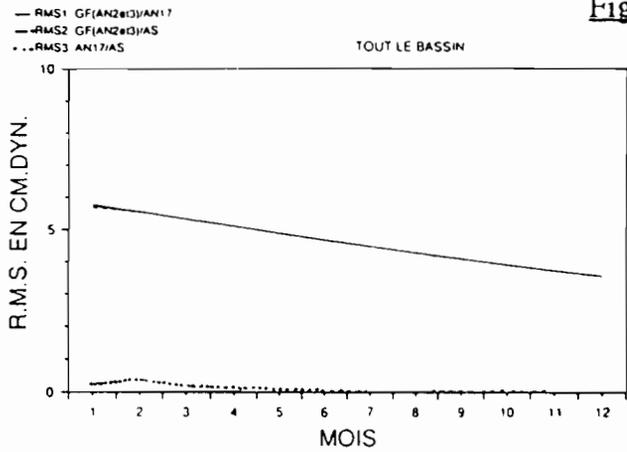
Observons ici les différences entre les observations et le modèle d'un point de vue énergétique. La figure II.7 montre le champ de différence entre les énergies potentielles du champ assimilé (17<sup>ème</sup> année) et du champ simulé la seconde année, au 15 janvier soit à l'instant de l'assimilation; elle illustre le choc énergétique imposé lors de l'assimilation. Nous vérifions qu'entre les deux années considérées l'énergie se répartit d'avantage vers l'Ouest et se concentre vers les hautes latitudes. Cependant, si la distribution spatiale de l'énergie est différente, l'énergie potentielle totale, moyennée sur tout le bassin, est sensiblement la même, comme l'indique le tableau 2 ci-dessous. En ce qui concerne les énergies potentielles des second et troisième modes, nous constatons qu'elles sont sensiblement distinctes entre les deux années. Le processus d'assimilation a donc imposé la distribution spatiale et la balance des énergies cinétique et potentielle qui correspondent à l'état stable de ces modes.

Fig. II.5:



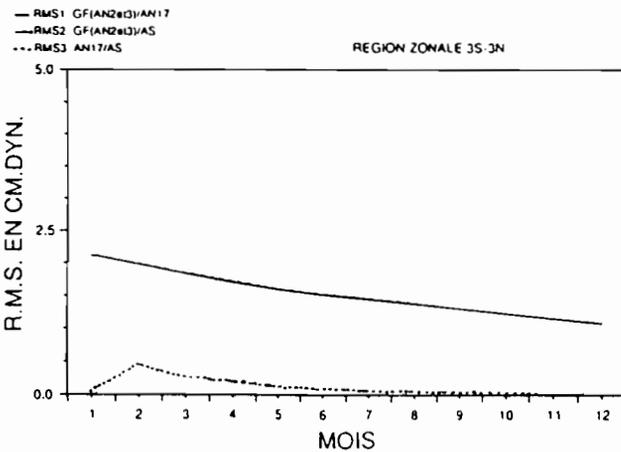
Evolutions du champ de pression relatif au troisième mode barocline, à 30°W-10°S.  
 trait plein: année de référence (an 17)  
 trait hachuré: année sans assimilation (an 2)  
 trait pointillé: année (test-1) avec assimilation du champ de pression an 17 sur tout le bassin.

Fig. II.6:



Evolution des écarts quadratiques moyens (E.Q.M.)  
 trait plein: E.Q.M. an 17 / an 2  
 trait hachuré: E.Q.M. an 2 / test-1  
 trait pointillé: E.Q.M. an 17 / test-1

a: E.Q.M. moyennés sur tout le bassin.



b: E.Q.M. moyennés sur la bande zonale 3°S-3°N

ENERGIE POTENTIELLE

DIFFERENCE 17e - 2e ANNEE  
 UNITE: cm2.s-2. : Contour: 20.

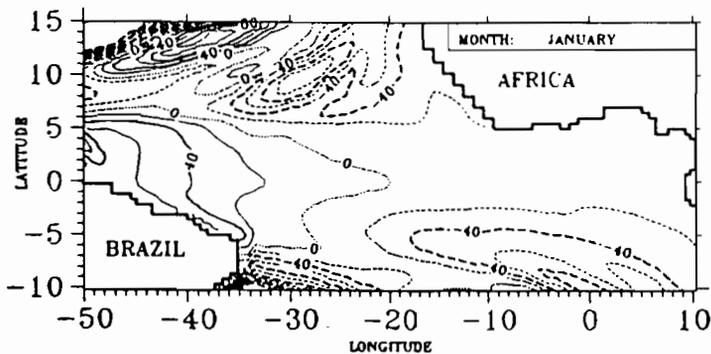


Fig. II.7:

Différence des champs des énergies potentielles du modèle linéaire obtenus pendant les deuxième et dix-septième années de simulation (an 17 - an 2).

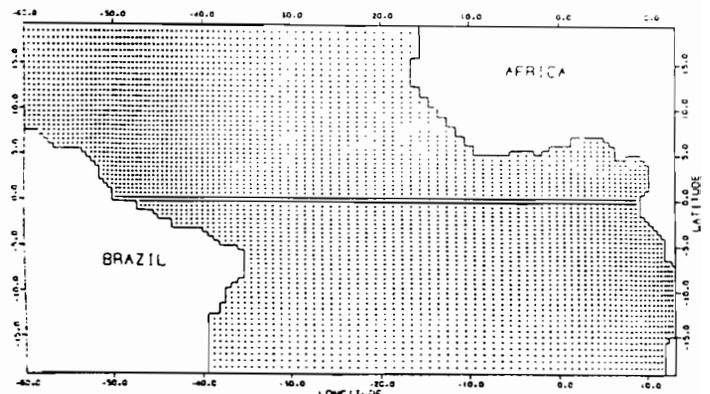
**Tableau 2: Energies potentielles.**

Energie potentielle (cm <sup>2</sup> s <sup>2</sup> ):	année de référence:	2 <sup>ème</sup> année de simulation:
totale:	157,16	160,12
1er mode:	11,17	11,51
2nd mode:	85,47	102,75
3ème mode:	60,51	45,85

Nous constatons donc, au vu des second et troisième mode, que le modèle accepte des chocs énergétiques lorsque l'énergie du champ assimilé est conforme à l'énergie du modèle assimilateur, et qu'alors l'assimilation se révèle efficace.

## II.5: EXPERIENCES EQUATORIALES:

Nous cherchons ici à déterminer l'impact d'une injection de données effectuée le long de l'équateur sur celui-ci et sur l'ensemble du bassin. Pour ce faire, nous réalisons une expérience destinée à déterminer le temps d'ajustement du modèle, soit le temps nécessaire pour aboutir à une nouvelle situation stable, à la suite d'une seule assimilation, ainsi que les caractéristiques des nouveaux champs obtenus. Nous décrivons en détail les résultats, mode par mode, pour conclure sur le comportement de chacun des modes et sur leur contribution respective à la réponse du modèle sur l'ensemble du bassin. Dans une seconde expérience, nous assimilons les données tous les 15 jours pendant un an, afin d'étudier l'impact d'une assimilation répétée à une fréquence constante. L'injection des données est réalisé en chaque point de grille des deux rails équatoriaux, symétriques par rapport à l'équateur (0.23°S et 0.23°N) et correspondant au maillage du modèle (figure II.8).

**Fig. II.8:**

### **A: Une seule assimilation au 15 janvier:**

Nous injectons ici les champs de pression de la 17<sup>ème</sup> année dans la 2<sup>ème</sup> année une seule fois le 15 janvier et laissons évoluer le modèle pendant trois ans. Pour simplifier le texte, nous désignons la x<sup>ème</sup> année de la simulation initiale sans assimilation, 'année x' et les 3 années suivant l'impact années 'test-1, test-2 et test-3'. L'assimilation s'effectue donc le 15 janvier de l'année test-1.

#### **a: 1er mode barocline:**

Les différences entre les années 2 et test-1 (Cf: fig. II.9) montrent que l'impact créé le long de l'équateur au 15 janvier déclenche un signal (d'amplitude inférieure à  $10 \text{ cm}^2/\text{s}^2$ ) qui se propage sur l'ensemble du bassin dès le mois suivant; il devient résiduel dès juillet le long de l'équateur et des côtes africaines pour être totalement absorbé en novembre, 10 mois après sa création. Dès l'année suivante, on constate qu'il n'existe plus aucune différence entre les années 2 et 3 et les années test-2 et test-3. Ceci montre que le processus d'assimilation ne modifie pas l'évolution du premier mode, seulement dûe à sa stabilisation, et qu'aucune amélioration à moyen terme (au-delà du mois) n'est apportée par l'assimilation sur le premier mode. Ce résultat s'explique par la faible amplitude de l'écart initial imposé, ce premier mode ayant déjà presque atteint un état stable au bout de 2 ans de simulation. Cette conclusion sur le premier mode barocline restera valide pour toutes les expériences suivantes.

L'impact de l'assimilation n'agit que comme une perturbation équatoriale vite absorbée par le modèle qui se comporte comme un oscillateur tendant à revenir à une position d'équilibre après en avoir été écarté. Ce phénomène est nettement visible le long de l'équateur (figures IV.10) où, dès février, le champ de pression est rappelé vers sa valeur initiale et se stabilise dès octobre-novembre avec un écart par rapport à l'année de référence de même ordre de grandeur que celui qui prévalait auparavant.

Unite: 100 cm<sup>2</sup>/s<sup>2</sup> ; Contour: 0.1

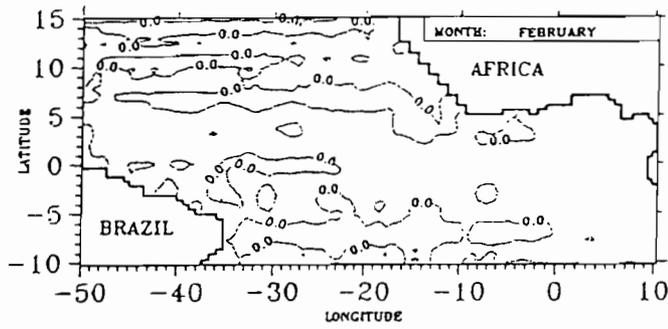
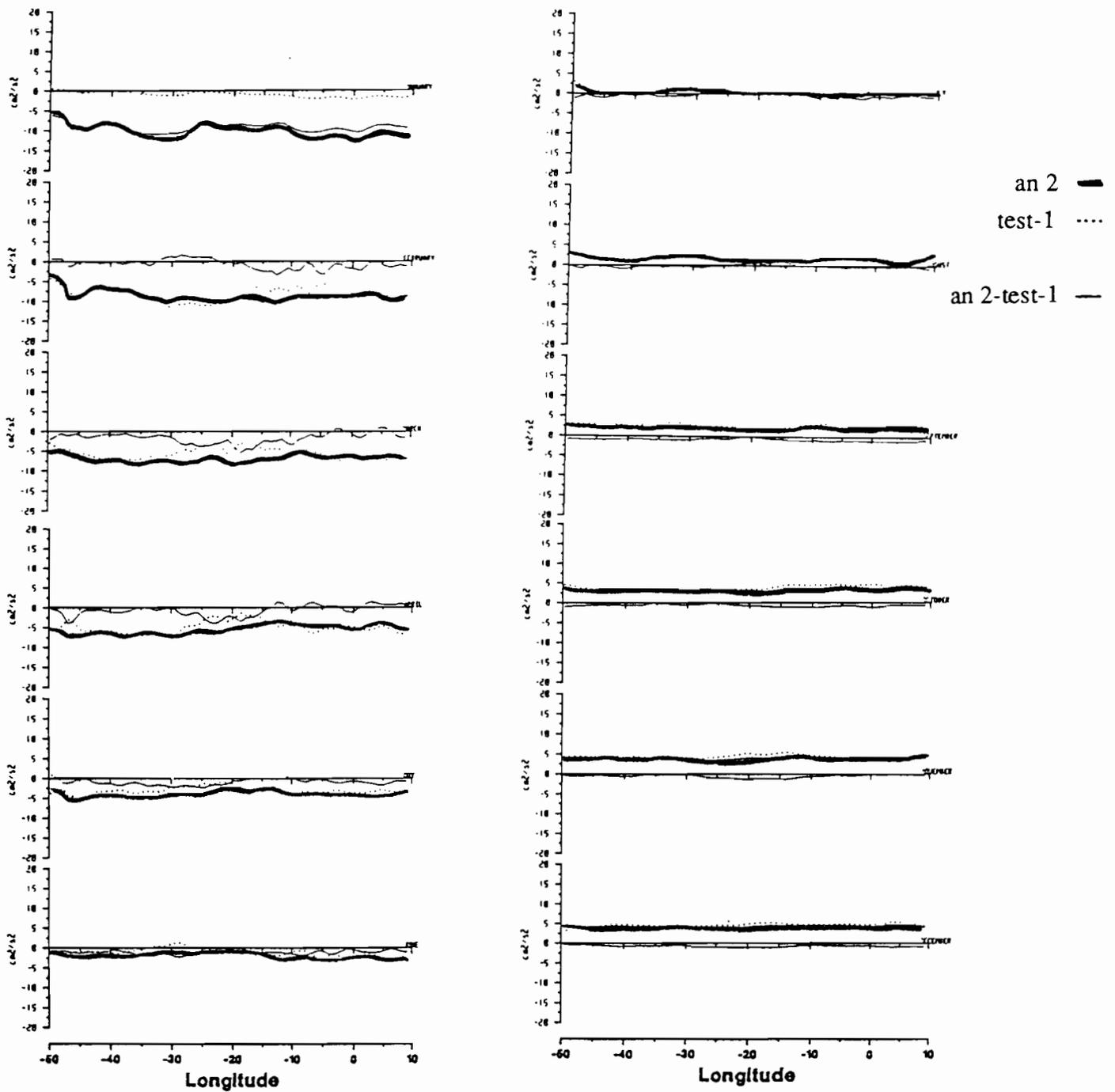
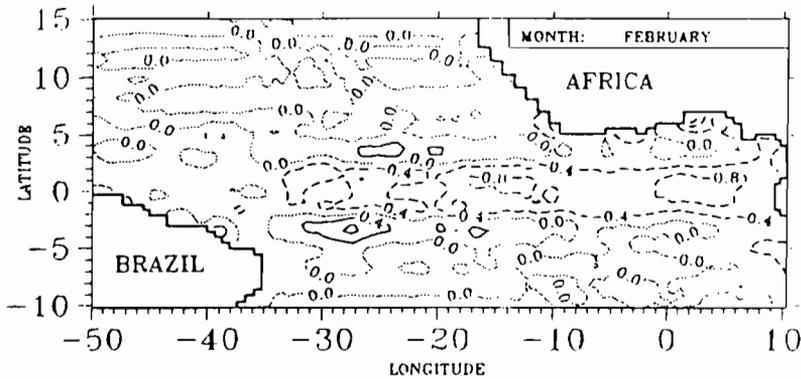


Fig. II.9: différence des champs de pression relatifs au premier mode barocline (an 2 - test-1) un mois après assimilation (le 15 février).

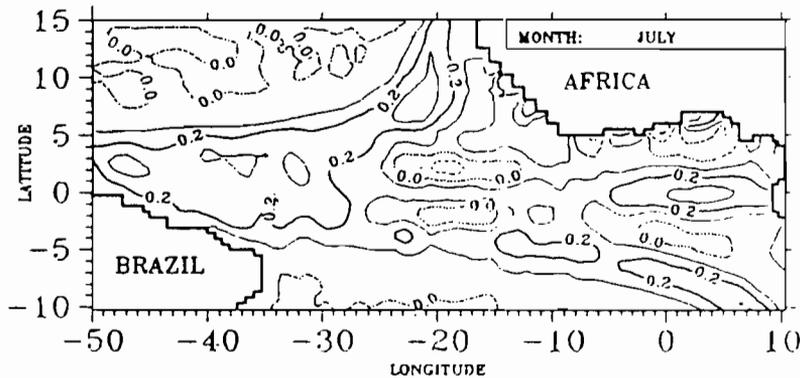
Fig. II.10: évolution de la pression du premier mode barocline le long de l'équateur au cours de l'année test-1. (de janvier -en haut à gauche-, à décembre -en bas à droite-)



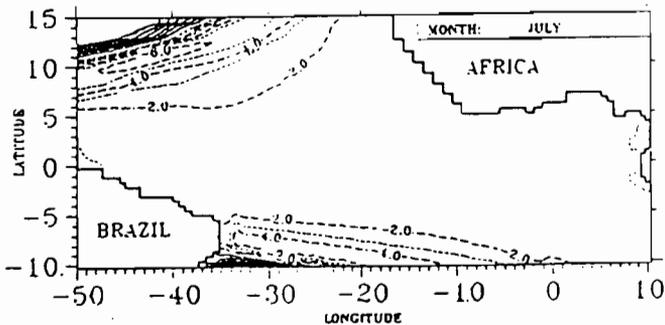
**Fig. II.11:** différence des champs de pression relatifs au second mode barocline (an 2 - test-1) un mois après assimilation (février). (unité: 100 cm<sup>2</sup>/s<sup>2</sup>, contours: 0.1)



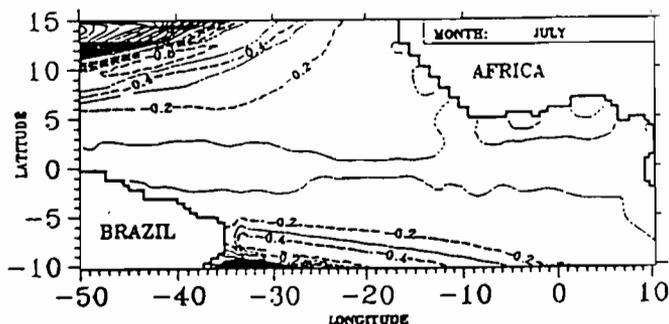
**Fig. II.12:** différence des champs de pression relatifs au second mode barocline (an 2 - test-1) six mois après assimilation (juillet). (unité: 100 cm<sup>2</sup>/s<sup>2</sup>, contours: 0.1)



**Fig. II.13:** différence des champs de pression relatifs au second mode barocline six mois après assimilation (juillet).



-ci contre: an 2-an 17 (unité: 100 cm<sup>2</sup>/s<sup>2</sup>, contours: 1.)  
-en bas: test-1 - an 17 (unité: 1000 cm<sup>2</sup>/s<sup>2</sup>, contours: 0.1)



### **b: 2ème mode barocline:**

L'impact initial créé ici a une amplitude beaucoup plus élevée que pour le premier mode. Ainsi, l'évolution mensuelle de la différence 'test-1 - année 2' permet de visualiser clairement la perturbation et la manière dont elle se propage sur l'ensemble du bassin. Ainsi, dès le mois de février, soit un mois après l'impact (Figure II.11), la perturbation s'est propagée sur tout le bassin selon un processus classique de perturbation équatoriale. L'impact créé le long de l'équateur (de signe négatif sur la figure) génère une onde équatoriale de Kelvin se propageant vers l'Est (les différences montrent des pics d'amplitude croissante d'Ouest en Est) qui, parvenue sur la côte africaine, génère à son tour des ondes de Kelvin côtières se propageant le long de cette côte (d'où la présence de "cellules" surtout concentrées aux angles de la ligne de côte). Des ondes de Rossby se propagent ensuite vers le centre du bassin aux plus hautes latitudes.

La symétrie des structures par rapport à l'équateur est remarquable. Nous distinguons en effet nettement le long des latitudes 3°S et 3°N des différences positives, d'amplitude croissante d'Est en Ouest et d'égales extensions méridiennes (de 10° à 35°W). Ces structures se retrouvent également, avec une amplitude moindre, aux latitudes 6°S et 6°N, ainsi qu'à 10°S et 10°N, situées à une égale distance de la côte africaine. En juillet (fig. II.12), cette symétrie est encore visible à l'Est de 30°W et les cellules le long de la côte africaine sont encore perceptibles.

Il est important de remarquer que les régions du bassin où les différences restent conséquentes correspondent aux régions où le processus de stabilisation est de faible amplitude, autrement dit dans les régions où les écarts initiaux (année 17 - année 2) sont inférieurs ou du même ordre de grandeur que l'amplitude de l'impact provoqué lors de l'injection. Ainsi, celle-ci influe essentiellement, à moyen terme, dans les régions où les écarts initiaux sont relativement faibles (écart relatif inférieur à 10-15%) et si l'assimilation peut accélérer le processus de stabilisation, cela se produira essentiellement dans ces régions. Cette remarque est générale et s'applique à toutes les expériences décrites dans ce chapitre. Par exemple ici, nous voyons que les différences 'année de référence - test-1' et 'année de référence - année 2' (fig.II.13) sont, au mois de juillet, absolument identiques dans les régions N-W et S-W, limitées sur ces figures

par les isolignes  $200 \text{ cm}^2/\text{s}^2$ , où se trouvent les écarts initiaux importants et supérieurs à environ deux fois l'amplitude de l'impact imposé lors de l'assimilation. Par contre, dans le centre du bassin ces différences indiquent une accélération de la stabilisation dans la bande équatoriale, étant passées de valeurs comprises entre 100 et  $200 \text{ cm}^2/\text{s}^2$  à des valeurs inférieures à  $100 \text{ cm}^2/\text{s}^2$  le long de l'équateur. Enfin, en comparant respectivement les années 3 et 4 aux années test-2 et test-3 (non montrées ici), nous nous apercevons que la perturbation est complètement absorbée 2 ans après l'impact initial.

Ainsi, pour le second mode, la simulation redevient stable au bout de 2 années après l'impact. En observant les différences 'année 17 - test-3' et 'année 17 - année 4', nous constatons que le champ obtenu après assimilation est plus proche de l'année 17 sur l'ensemble du bassin où les écarts initiaux sont d'amplitude inférieure ou égale à celle des corrections imposées, donc que le processus d'assimilation a accéléré la stabilisation dans ces régions.

### **c: 3ème mode barocline:**

Le processus consécutif à la perturbation (propagation d'ondes de perturbation dans le bassin et absorption de la perturbation) est identique à celui décrit pour le second mode. Les différences essentielles par rapport au second mode proviennent essentiellement du fait que le troisième mode est le plus long à se stabiliser. De ce fait, les écarts imposés lors de l'assimilation sont plus importants et la perturbation est confinée dans une région du bassin plus restreinte et plus resserrée le long de l'équateur et le long de la côte africaine (soit dans les régions où les différences initiales entre les observations -année 17- et le modèle -année 2- sont du même ordre de grandeur que l'amplitude des écarts imposés le long de l'équateur lors de l'assimilation). Etant donné que les écarts imposés sont plus forts et que la vitesse de propagation de ce mode est plus faible, nous pourrions nous attendre à ce que l'absorption de la perturbation s'obtienne au bout d'un temps plus long que pour le second mode. Cependant, ces caractéristiques sont compensées par le fait que la perturbation est confinée dans les régions où le temps d'ajustement des ondes, croissant avec la latitude, est le plus court; de ce fait la perturbation est absorbée également au bout de 2 années. Par contre, l'amélioration est plus conséquente et le processus de stabilisation visiblement accéléré (fig. II.14) si nous observons

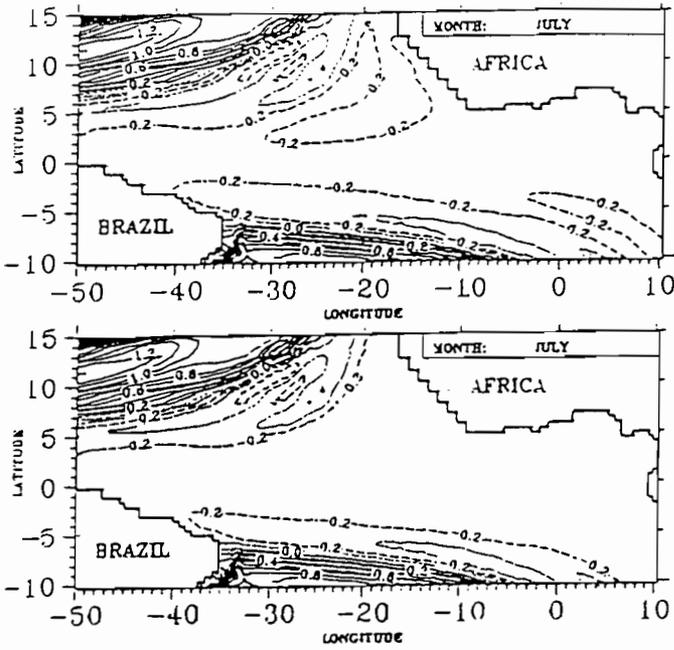
les isolignes ' $-0.2 \text{ cm}^2/\text{s}^2$ ' des différences 'année 17 - test-1' et 'année 17 - année 2' obtenues au mois de juillet, sept mois après la réinitialisation équatoriale. De même les différences 'année 17 - test-3' (non montrées) indiquent un champ après impact nettement plus proche de l'année de référence, notamment sur la bande  $5^\circ\text{S}-5^\circ\text{N}$  et le long de la côte africaine. Nous constatons donc que dans cette première expérience, contrairement à ce que nous évoquions au début de ce chapitre, le troisième mode n'est pas plus perturbé et plus long à absorber un impact que les autres modes, car la stabilisation du modèle conditionne par son amplitude l'importance relative des processus successifs à l'impact initial.

#### **d: Hauteur dynamique et conclusion:**

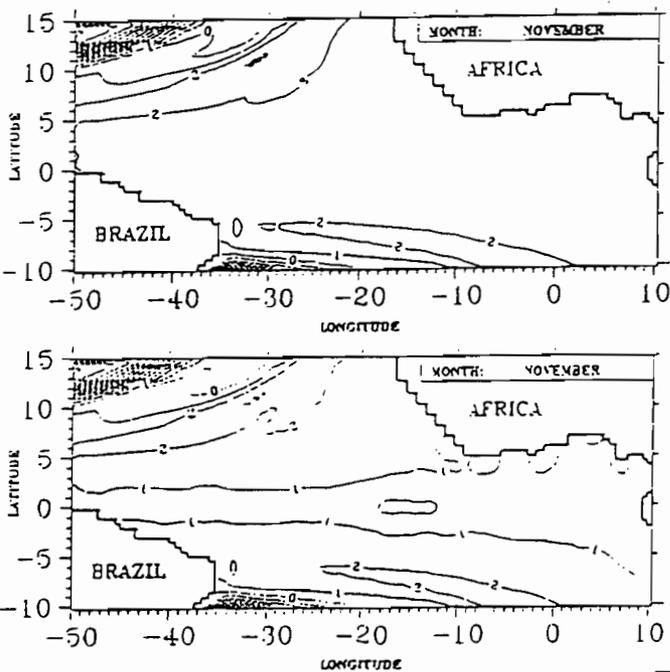
Lorsque l'on reconstitue le champ de hauteur dynamique 5/500db à partir des pressions obtenues après assimilation, on s'aperçoit que le champ est sensiblement corrigé et plus proche du champ de référence dans la région proche-équatoriale. Ainsi, au mois de novembre, les différences initialement comprises entre 1 et 2 cm.dyn. y sont réduites à des valeurs inférieures à 1 cm.dyn.(fig.II.15). L'amélioration apportée par cette expérience d'assimilation équatoriale et sa persistance sont évidentes si nous observons l'évolution temporelle sur deux ans des E.Q.M. dans la bande zonale limitée aux latitudes  $5^\circ\text{N}-5^\circ\text{S}$  (fig. II.16). Nous constatons que les E.Q.M. entre les observations et le champ obtenu après cette expérience sont inférieurs aux E.Q.M. initiaux entre observations et le champ obtenu sans assimilation, ceci d'une quantité constante dans le temps à partir du neuvième mois environ suivant l'impact. La stabilisation est ainsi accélérée de trois mois et, au bout de deux ans, les E.Q.M. sont réduits d'un tiers.

Pour conclure, nous pouvons dire que cette expérience nous a permis de voir que le fait de modifier, en un instant donné, des données situées le long de l'équateur a des conséquences sur une grande partie du bassin. Les ondes générées propagent l'amélioration d'un instant et d'un lieu donné respectivement dans le temps et sur la région du bassin pour laquelle l'amplitude de cette onde est non négligeable comparé au processus de stabilisation. En conséquence, **l'accélération du processus de stabilisation propre au modèle est effective, même si elle est de faible amplitude, sur toute la région où les écarts initiaux entre les champs de référence et modifiés étaient relativement faibles.**

**Fig. II.14:** différence des champs de pression relatifs au troisième mode barocline six mois après assimilation (juillet).

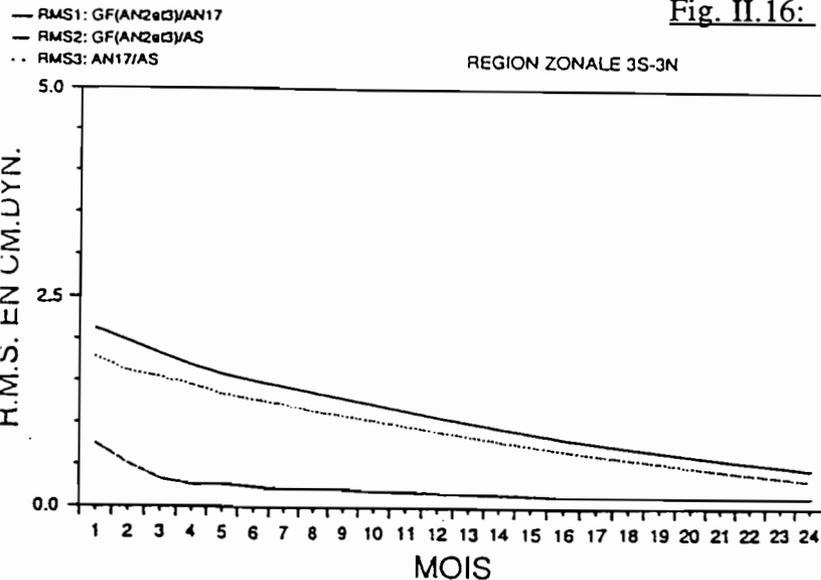


-ci contre: an 2-an 17 (unité: 1000 cm<sup>2</sup>/s<sup>2</sup>, contours: 0.1)  
-en bas: an 2-test-1 (unité: 1000 cm<sup>2</sup>/s<sup>2</sup>, contours: 0.1)



**Fig. II.15:** différence des champs hauteur dynamique dix mois après assimilation (novembre).

-ci contre: an 2-an 17 (unité: cm.dyn., contours: 1.)  
-en bas: an 2-test-1 (unité: cm.dyn., contours: 1.)



**Fig. II.16:** Evolution des écarts quadratiques moyens (E.Q.M.) moyennés sur la bande zonale 3°S-3°N  
trait plein: E.Q.M. an 17 / an 2 + an 3  
trait hachuré: E.Q.M. an 2 + an 3 / test-1 + test-2  
trait pointillé: E.Q.M. an 17 / test-1 + test-2  
(la décroissance des E.Q.M. au cours du temps est due à la convergence du modèle vers sa solution asymptotique -an 17- )

## **B: Assimilation tous les 15 jours:**

Ce test est effectué pour étudier la réponse du modèle à des impacts fréquents et réguliers le long de l'équateur. Pour cela nous injectons, selon le même procédé expliqué au début de ce chapitre, les résultats de la 17<sup>ème</sup> année tous les 15 jours à partir du 1er janvier (soit du premier pas de temps) jusqu'au 31 décembre (soit le dernier pas de temps) de la même année; nous laissons ensuite évoluer le modèle pendant cinq années supplémentaires.

Nous ne ferons plus à partir de maintenant de description systématique des différents modes. Les caractéristiques des réactions de chaque mode sont en effet relativement conformes à celles décrites au cours de l'expérience précédentes. Nous nous attacherons donc essentiellement à observer les champs de hauteur dynamique et leur évolution temporelle et nous ne décrirons l'aspect d'un mode que lorsque cela permet d'expliquer un phénomène particulier.

L'information apportée le long de l'équateur lors des injections se propage très rapidement dans le bassin, par l'intermédiaire des ondes de Kelvin et de Rossby, et l'amélioration commence à apparaître clairement dès le mois de février. Dès les mois de mars-avril l'ensemble du bassin 5°S-5°N et la partie Est -soit à l'Est d'un axe (10°W-10°S)-(30°W-15°N) correspondant grossièrement à la limite des régions où les différences initiales sont inférieures à 2 cm.dyn.- sont stabilisés et améliorés. Les différences entre les années 17 et test-1 apparaissent nettement plus faibles. Ainsi, au mois de juillet de l'année test-1 (fig. II.17), toute la région de faibles écarts relatifs initiaux montre des différences proches de zéro à l'équateur (contre des valeurs supérieures à 1 cm.dyn. initialement) et les isolignes '2cm.dyn.' ont légèrement été repoussées vers les régions les plus instables du N.W. et du S.W.. La comparaison des évolutions temporelles sur trois années des E.Q.M. calculés selon la latitude et obtenus avant et après assimilation illustrent clairement les régions affectées par les assimilations équatoriales (Fig.: II.18 & 19). Comme lors de l'expérience précédente, les régions où les écarts initiaux sont supérieurs à 2 cm.dyn., soit l'amplitude maximale de la correction imposée, ne sont pas modifiées. Ces régions correspondent aux deux dépressions très marquées du N.W. et S.W. dues aux conditions imposées aux frontières. Au contraire, tout le reste du bassin voit son évolution modifiée, les isolignes '1 cm.dyn.' apparaissant sur l'ensemble de la bande 10°S-10°N un an plus tôt qu'au cours de l'évolution normale du

modèle. Cependant, de nombreuses informations nous sont fournies en observant plus en détail les E.Q.M. calculées région par région (Fig.:II.20). Nous nous apercevons alors que, si la convergence vers les 'observations' est très nettement accélérée dans la bande 5°S-5°N pendant toute l'année où sont effectuées les assimilations et les six mois suivants -les E.Q.M. sont réduits de 50% en trois mois entre les latitudes 3°S et 3°N-, l'évolution n'est pas stabilisée et les E.Q.M. se mettent à croître et deviennent supérieurs aux E.Q.M. initiaux 18 mois après la dernière assimilation. La stabilisation est donc perturbée et le modèle se met à diverger avant de reprendre une évolution stable environ 10 mois plus tard. Ceci est vrai sur l'ensemble de la région affectée par l'assimilation, tant à l'Ouest qu'à l'Est (nous pouvons toutefois noter qu'étant donné le cheminement des ondes générées - ondes de Kelvin se propageant vers l'Est puis ondes de Rossby, environ trois fois plus lentes, se propageant vers l'Ouest - la divergence apparaît deux mois plus tôt à l'Est qu'à l'Ouest).

Nous avons mentionné, au chapitre I, que le caractère linéaire de notre modèle implique qu'il n'admet qu'une seule et unique solution asymptotique, jouant le rôle d'un attracteur. Cette solution asymptotique est définie par la 17<sup>ème</sup> année de simulation du modèle, année pendant laquelle il est en équilibre stable, et vers laquelle le modèle sans assimilation évolue exponentiellement (comme l'indiquent sur les figures les courbes des E.Q.M. entre la seconde et la dix-septième année de simulation). En éloignant le modèle de cette évolution, nous pouvons intuitivement supposer qu'il se comporterait alors comme un oscillateur harmonique amorti autour de cette évolution. Nous constatons ici que, si nous cherchons à accélérer l'évolution du modèle vers son attracteur (défini globalement sur le bassin) en assimilant **localement** des champs issus de cet attracteur, le modèle converge bien plus rapidement vers sa solution asymptotique dans un premier temps puis, loin de se comporter comme un oscillateur autour de son évolution propre (tout au moins sur cinq ans d'évolution), s'en écarte notablement avant de reprendre une évolution stable. L'explication de ce comportement, également observable sur les autres régions du bassin et sur son ensemble (avec toutefois une amplitude nettement moindre), pourrait être donnée en effectuant une étude plus approfondie sur le modèle, en calculant par exemple ses vecteurs et valeurs propres. Cette étude, complexe et sortant un peu du cadre de ce travail, n'a pas été entreprise ici.

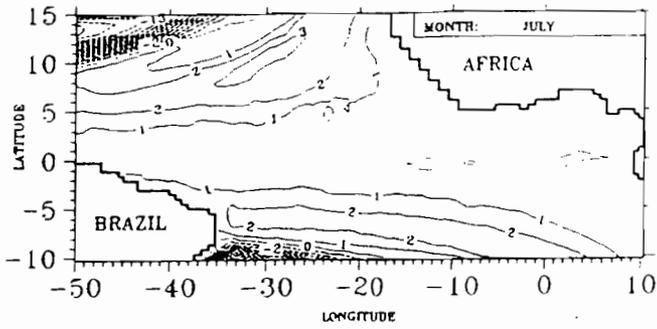


Fig. II.17: différence des champs hauteur dynamique six mois après assimilation (juillet).  
an 17-test-1 (unité: cm.dyn., contours: 1.)

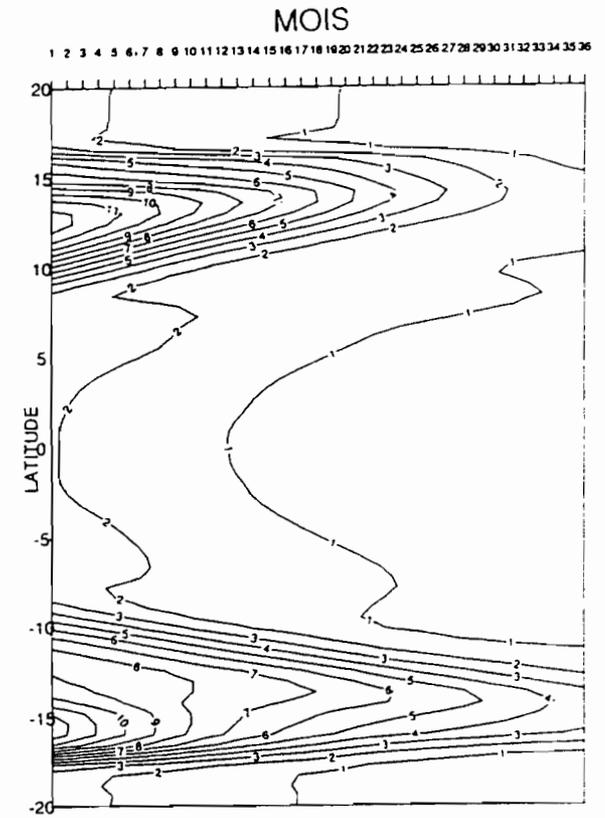


Fig. II.18: Evolution des E.Q.M. calculés pour chaque latitude  
E.Q.M. an 17 / an 2 + an 3 + an 4 (sans assimilations)  
(unités: cm.dyn.)

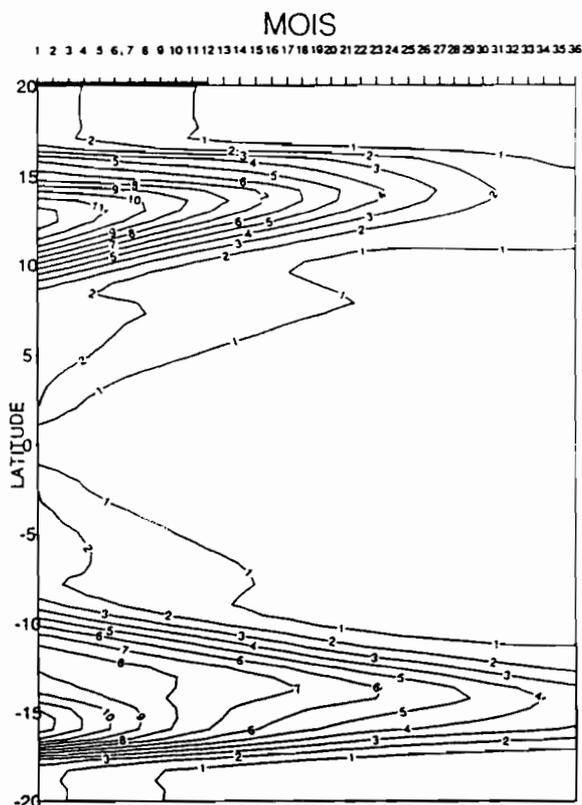
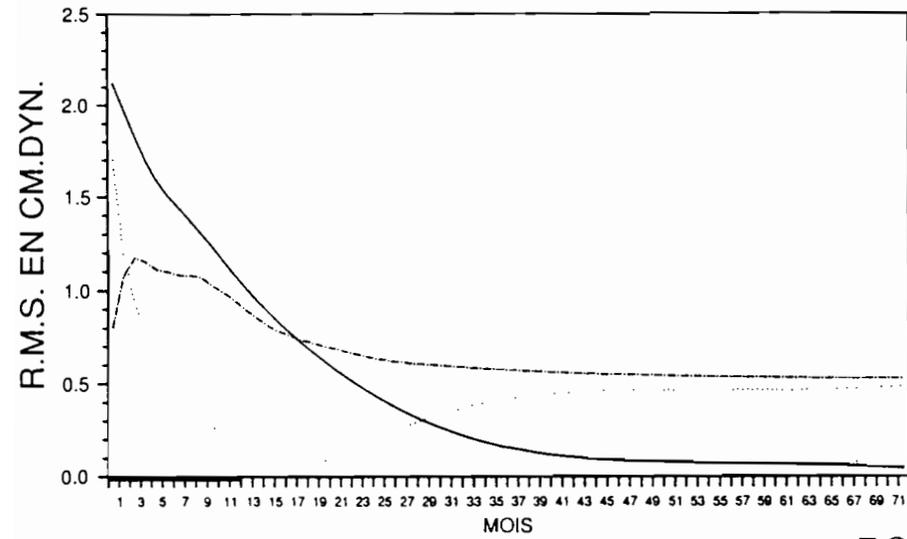


Fig. II.19: Evolution des E.Q.M. calculés pour chaque latitude  
E.Q.M. an 17 / test-1 + test-2 + test-3 (avec assimilatio  
(unités: cm.dyn.)

(la portion de l'axe temporel en trait gras correspond à la période où sont effectuées les assimilations, une fois tous les 15 jours)

**Fig. II.20:** Evolution des écarts quadratiques moyens (E.Q.M.)  
 trait plein: E.Q.M. an 17 / an 2 à an 6  
 trait hachuré: E.Q.M. an 2 + an 3 / test-1 à test-5  
 trait pointillé: E.Q.M. an 17 / test-1 à test-5

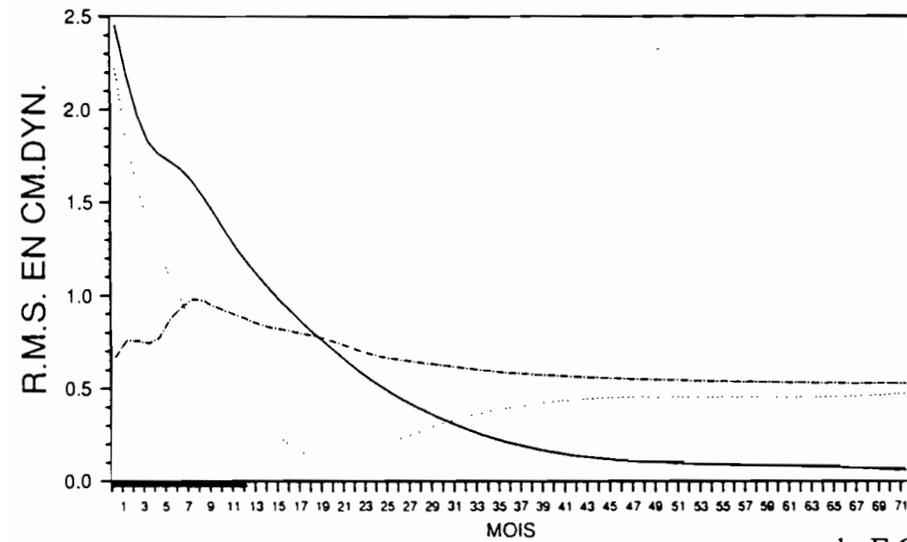
REGION ZONALE 3S-3N



(la portion de l'axe temporel en trait gras correspond à la période où sont effectuées les assimilations, une fois tous les 15 jours)

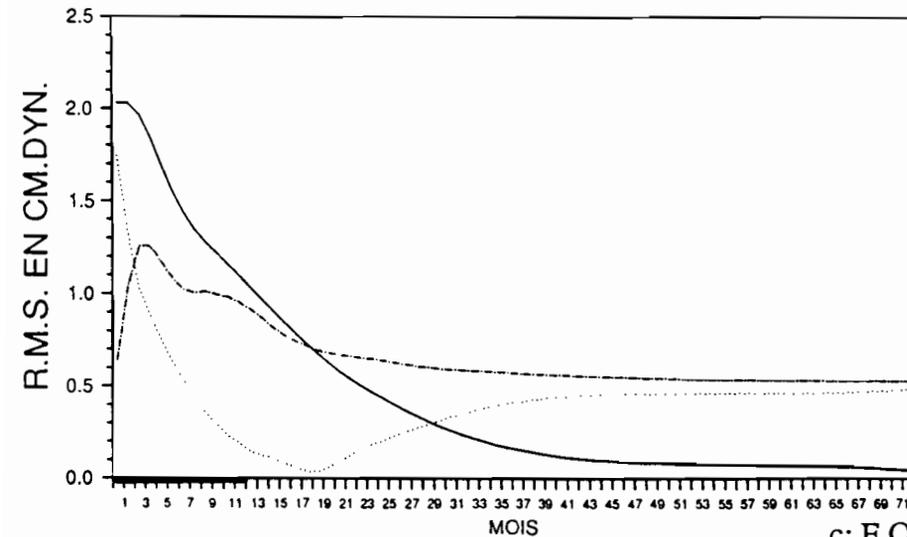
a: E.Q.M. moyennés sur la bande zonale 3°S-3°N

REGION OUEST 5S-5N/50W-20W



b: E.Q.M. moyennés sur la région Ouest (5°S-5°N, 50°W-20°W)

REGION EST 5S-5N/20W-10E



c: E.Q.M. moyennés sur la région Est (5°S-5°N, 20°W-10°E)

Nous déduisons de cette expérience qu'une assimilation le long de l'équateur répétitive et régulière pendant une année avec une période de 15 jours, très inférieure au temps d'ajustement équatorial qui est d'environ quatre mois, permet d'aboutir à une convergence rapide du modèle vers les observations. Cette convergence s'effectue au cours des 12 mois où sont effectuées les assimilations périodiques, et perdure ensuite pendant six mois. C'est-à-dire qu'ici nous obtenons des E.Q.M. quasiment nuls dans la bande 5°S-5°N au bout de 18 mois, soit 6 mois après la dernière assimilation et deux à trois ans avant la stabilisation totale normale, sans assimilations, du modèle dans cette région. Cependant, si le modèle est ensuite laissé sans aucune assimilation, il apparaît une divergence brutale et le modèle s'éloigne de son état d'équilibre avant d'adopter une autre évolution stable.

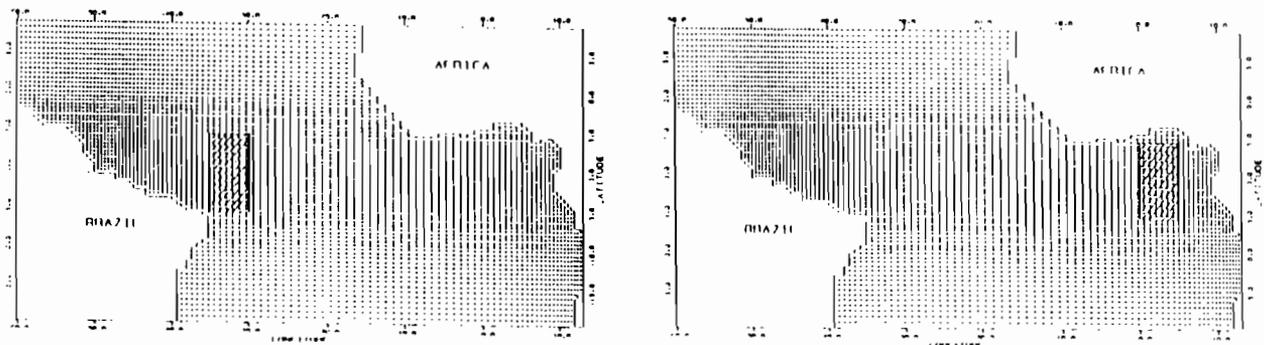
Nous avons ensuite cherché à déterminer l'influence, indépendamment de la période d'assimilation, du nombre de données assimilées le long de l'équateur. Nous avons en effet assimilé les données de la 17<sup>ème</sup> année en tous les points de grille du modèle le long de l'équateur, supprimant ainsi un degré de liberté spatial lors du processus d'assimilation. En refaisant la même expérience que précédemment mais en ne considérant qu'un point de grille sur quatre, soit environ une observation tous les trois degrés de longitude, on observe que la convergence vers les observations est également conséquente mais moins rapide que précédemment : les E.Q.M. sont réduits de 50% en huit mois (non montré). Cependant elle perdure plus longtemps et le modèle converge vers les observations pendant encore un an après la dernière assimilation au bout duquel les écarts entre les observations et le modèle sont négligeables. Puis le modèle reprend une évolution divergente (non montré).

## **II.6: EXPERIENCES OUEST-EST:**

Les régions Est et Ouest des bassins équatoriaux sont très différentes. D'une part les forçages (les vents) sont généralement plus intenses à l'Ouest qu'à l'Est, d'autre part les régions Est sont affectées par des phénomènes dits de 'remote forcing', c'est-à-dire que les variations des structures océaniques à basse fréquence sont corrélées à distance à des variations du forçage à l'Ouest (SERVAIN & al, 1984; COLIN, 1989). Ceci est lié aux ondes équatoriales qui sont susceptibles de propager rapidement un signal d'un bord à l'autre de

l'océan comme cela a été mis en évidence dans le Pacifique au cours des événements El-Nino et dans l'Atlantique pour des événements semblables (HISARD, 1980; MERLE, 1980). Il existe donc une dissymétrie dynamique intrinsèque Est-Ouest des bassins équatoriaux. Il est donc intéressant d'étudier comment l'impact de l'assimilation se manifeste sur l'ensemble du bassin à partir d'assimilations de données situées uniquement dans les régions Est et Ouest. C'est ce que nous cherchons ici à déterminer, en étudiant les différences entre des assimilations effectuées à l'Ouest et à l'Est du bassin. Dans les deux cas, comme précédemment, nous avons dans un premier temps observé le temps nécessaire au modèle pour absorber les informations, puis dans un second temps procédé à des assimilations intensives tous les 15 jours. Pour chacun de ces tests, nous avons injecté les données en chaque point de grille d'un 'pavé' rectangulaire symétrique par rapport à l'équateur (Fig.: II.21), de 10° d'extension en latitude et 5° en longitude, entre 30° et 35°W pour le pavé Ouest et 0° et 5°E pour le pavé Est.

**Fig. II.21:**



#### **A: Une seule assimilation au 15 janvier:**

La figure II.4 montre que les écarts de hauteur dynamique au 15 janvier sont équivalents, de l'ordre de 2 cm.dyn., dans les deux pavés Est et Ouest considérés. Les chocs énergétiques imposés lors de l'assimilation sont donc du même ordre de grandeur dans les deux expériences que nous allons décrire. En considérant chaque mode individuellement, les figures II.1, 2, et 3 indiquent cependant que ces chocs sont légèrement supérieurs à l'Ouest pour les premier et second modes.

Les cartes des différences entre les résultats de l'année de référence et les années tests permettent de suivre l'évolution spatiale des perturbations générées lors de l'assimilation.

Ainsi, suite à une assimilation dans la partie Est du bassin, les ondes de Kelvin équatoriales générées parviennent rapidement à la côte africaine et la propagation de l'information vers le centre du bassin s'effectue par l'intermédiaire des ondes de Rossby et des ondes de Kelvin côtières générées par la réflexion à la côte Est des ondes de Kelvin équatoriales. La vitesse de phase de ces ondes étant plus lente que celle des ondes de Kelvin équatoriales, l'information va parvenir plus lentement au reste du bassin que lors d'une assimilation effectuée dans la partie Ouest. Nous pouvons vérifier ceci sur les figures II.22 et 23 indiquant les E.Q.M. calculés, dans le premier cas, dans le bassin Est ( $5^{\circ}\text{S}-5^{\circ}\text{N}$ ,  $20^{\circ}\text{W}-10^{\circ}\text{E}$ ) suite à l'assimilation à l'Ouest, et dans le second cas, dans le bassin Ouest ( $5^{\circ}\text{S}-5^{\circ}\text{N}$ ,  $50^{\circ}\text{W}-20^{\circ}\text{W}$ ) suite à l'assimilation à l'Est. En effet, nous voyons que les E.Q.M. commencent à décroître presque immédiatement après l'impact dans le premier cas, -le premier, second et troisième mode met respectivement environ 5, 9 et 14 jours pour parcourir la distance située entre le bord Est du pavé Ouest, à  $30^{\circ}\text{W}$ , et la région dans laquelle sont calculés les E.Q.M., à  $20^{\circ}\text{W}$ , soit  $10^{\circ}$  de longitude -, alors qu'ils ne commencent à décroître qu'après environ un mois et demi dans le second cas. Ces figures permettent également de voir que les assimilations ont permis, dans les deux cas, de réduire les E.Q.M. et que l'amélioration est durable et constante dans le temps. Cette réduction des E.Q.M., indicative d'une légère accélération de la convergence vers l'état d'équilibre du modèle, est de 13 à 15% dans le cas d'une assimilation à l'Ouest et de 10% dans celui d'une assimilation à l'Est. Ceci, bien que ces écarts soient faiblement significatifs, semble indiquer qu'une assimilation à l'Ouest est plus bénéfique qu'une assimilation à l'Est. Une autre manière d'illustrer ceci nous est donné en observant les différences entre l'année de référence et les résultats obtenus dans les deux expériences, montrées ici au mois de novembre, 10 mois après l'impact (Fig.:II.24 et 25). Nous pouvons voir que l'isoligne '1 cm.dyn.', apparues dans les deux cas en octobre, soit trois mois avant leur apparition sans assimilation, se situent de part et d'autre de l'équateur dans le cas de l'assimilation à l'Ouest, alors qu'elles ne se rencontrent qu'à l'Ouest de  $30^{\circ}\text{W}$  dans l'autre cas. Ceci indique que l'information s'est propagée plus rapidement encore à la suite d'une assimilation à l'Ouest.

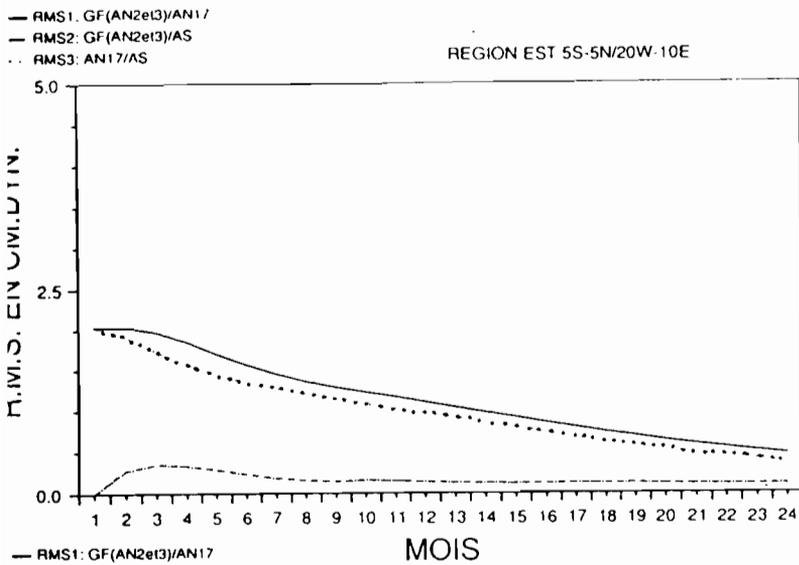


Fig. II.22:

Evolution des écarts quadratiques moyens (E.Q.M.) moyennés sur la région Est (5°S-5°N, 20°W-10°E) après une assimilation à l'Ouest au 15 janvier

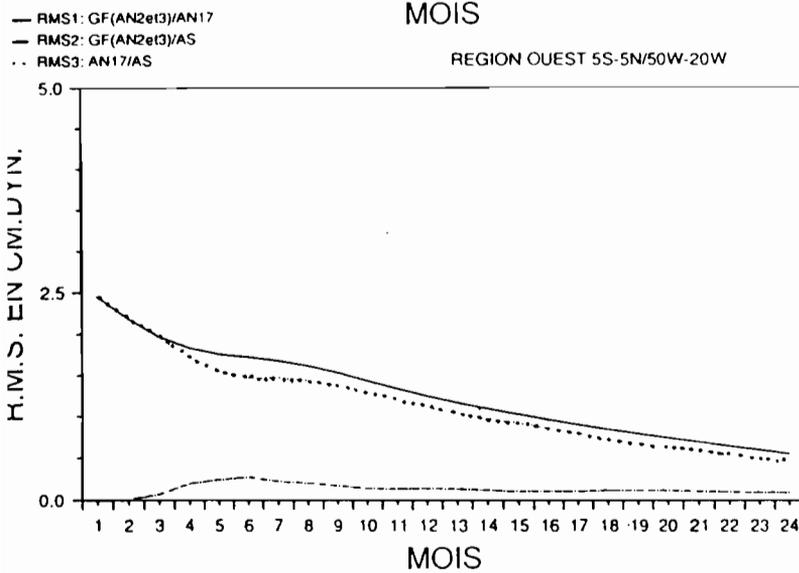


Fig. II.23:

Evolution des écarts quadratiques moyens (E.Q.M.) moyennés sur la région Ouest (5°S-5°N, 50°W-20°W) après une assimilation à l'Est au 15 janvier

trait plein: E.Q.M. an 17 / an 2 + an 3  
 trait hachuré: E.Q.M. an 2 + an 3 / test-1 + test-2  
 trait pointillé: E.Q.M. an 17 / test-1 + test-2

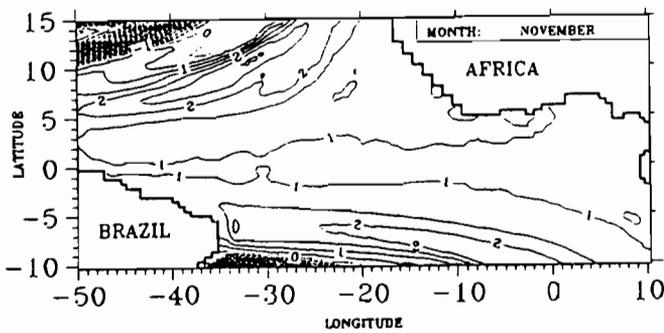


Fig. II.24: différence des champs hauteur dynamique en novembre an 17-an 2 (sans assimilation) (unité: cm.dyn., contours: 1.)

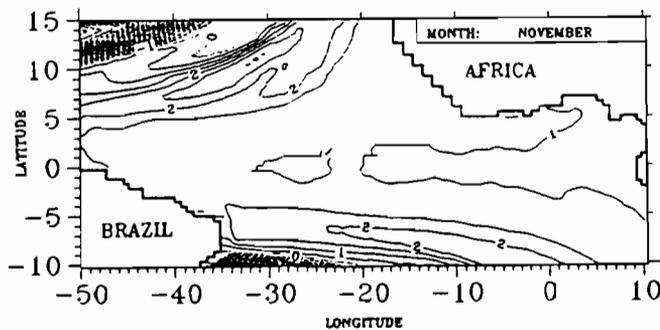


Fig. II.25: différence des champs hauteur dynamique dix mois après assimilation (novembre). an 17-test-1 (unité: cm.dyn., contours: 1.)

### **B: Assimilation tous les 15 jours:**

Si nous effectuons des injections tous les 15 jours pendant un an, les E.Q.M. calculés sur la bande zonale limitée aux latitudes  $3^{\circ}\text{S}$ - $3^{\circ}\text{N}$  (fig.:II.26 et 27) montrent que, comme précédemment, la convergence du modèle vers les observations se produit beaucoup plus rapidement suite à des assimilations à l'Ouest du bassin que suite à des assimilations à l'Est. Par exemple, dans ce cas les E.Q.M. sont réduits de moitié dès le troisième mois alors que ce résultat est obtenu après six mois suite à des assimilations à l'Est. Le minimum des E.Q.M. est ensuite obtenu dès la fin de l'année durant laquelle ont lieu les assimilations à l'Ouest; lorsqu'elles sont effectuées à l'Est, le minimum des E.Q.M. est alors obtenu en février de la seconde année, soit deux mois après la dernière assimilation. Par contre, le minimum des E.Q.M. est plus proche de zéro dans ce dernier cas. Enfin, dans les deux expériences le modèle se met ensuite à diverger et les E.Q.M. deviennent supérieurs aux E.Q.M. initiaux (calculés entre année de référence et année-2 sans assimilation) au bout de 15 mois. Si nous observons maintenant les champs des différences entre les résultats de l'année de référence et ceux obtenus lors de la première année de ces expériences, par exemple en juillet (fig.:II.28 et 29), nous remarquons que les structures obtenues avec des assimilations à l'Est sont nettement plus lisses et symétriques par rapport à l'équateur que celles obtenues avec des assimilations à l'Ouest. Nous pouvons également constater que, étant donnée la dissymétrie de la position des continents par rapport à l'équateur, les assimilations effectuées à l'Est permettent d'influer plus efficacement au Sud de  $5^{\circ}\text{S}$  que celles effectuées à l'Ouest et, au contraire, ces dernières influent plus efficacement au Nord de  $5^{\circ}\text{N}$ .

Nous retiendrons de ces expériences, outre ces dernières constatations, qu'assimiler à l'Ouest permet d'obtenir une convergence plus rapide du modèle vers les observations. De plus nous avons constaté que l'assimilation continue avec une période de 15 jours menait également à une divergence du modèle. Comme nous l'avons vu lors de la description de l'expérience d'assimilation le long de l'équateur, il en sera ainsi dans tous les cas où les assimilations sont effectuées localement, dans une région limitée du bassin considéré.

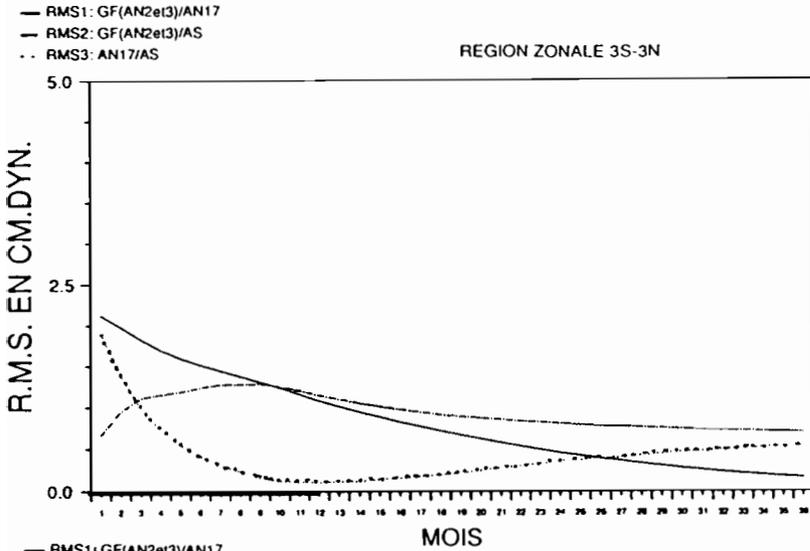


Fig. II.26:

Evolution des écarts quadratiques moyens moyennés sur la région zonale (3°S-3°N) avec des assimilations à l'Ouest tous les 15 jours pendant un an

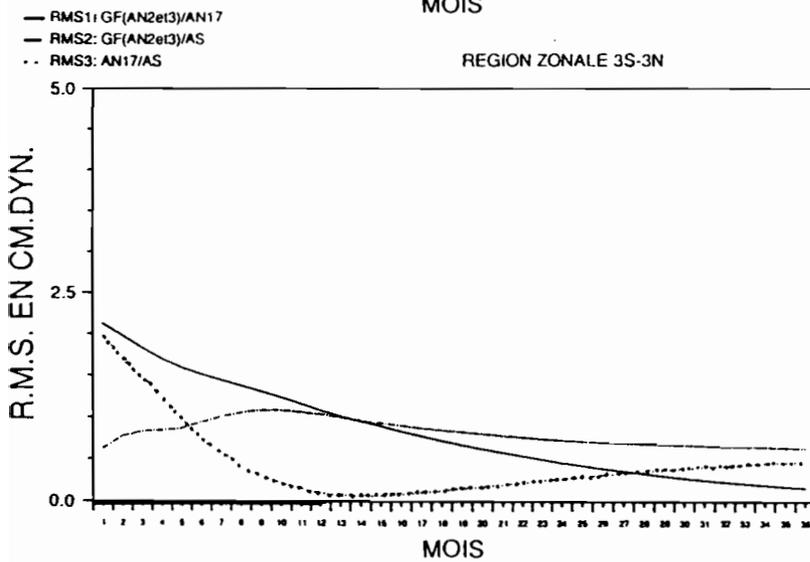


Fig. II.27:

Evolution des écarts quadratiques moyens moyennés sur la région zonale (3°S-3°N) avec des assimilations à l'Est tous les 15 jours pendant un an

trait plein: E.Q.M. an 17 / an 2 + an 3  
 trait hachuré: E.Q.M. an 2 + an 3 / test-1 + test-2  
 trait pointillé: E.Q.M. an 17 / test-1 + test-2

(la portion de l'axe temporel en trait gras correspond à la période où sont effectuées les assimilations, une fois tous les 15 jours)

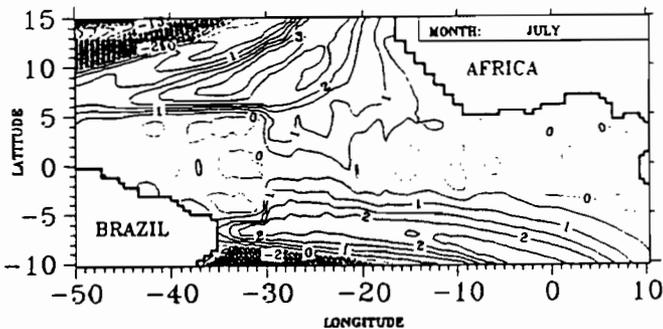


Fig. II.28: différence des champs hauteur dynamique en juillet, avec des assimilations à l'Ouest tous les 15 jours pendant un an an 17 - test-1 (unité: cm.dyn., contours: 1.)

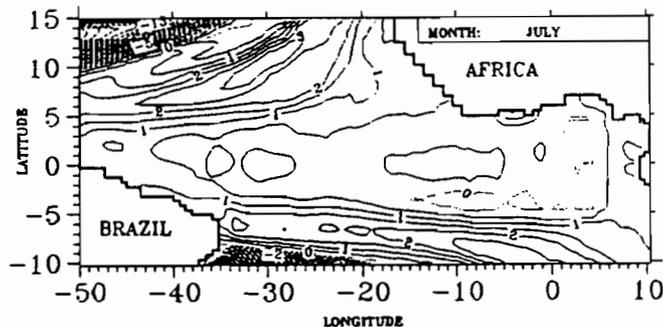


Fig. II.29: différence des champs hauteur dynamique en juillet, avec des assimilations à l'Est tous les 15 jours pendant un an an17 - test-1 (unité: cm.dyn., contours: 1.)

## II.7: EXPERIENCES COMPLEMENTAIRES:

Nous avons voulu ici chercher à déterminer, dans une première expérience, l'impact de l'assimilation de données obtenues avec une faible distribution spatiale et réparties sur l'ensemble du bassin. Pour cela nous avons assimilé, dans les mêmes conditions, les observations en 20 points de grille aléatoirement répartis dans la bande zonale limitée par les latitudes 10°S-10°N (Fig.: II.30).

Nous constatons que, malgré le faible nombre d'observations considérées, la convergence du modèle vers les observations, soit vers son état d'équilibre, est accélérée et ceci sur tout le bassin (non montré). Nous obtenons des différences, sur toute la bande équatoriale, entre les observations et le modèle inférieures à 1 cm.dyn. dès les mois d'août-septembre, soit 5 mois plus tôt que sans assimilations (non montré). Après la dernière assimilation la convergence continue à s'effectuer de façon régulière et les E.Q.M. entre observations et modèle deviennent négligeables au bout d'un an et 2 mois dans la bande zonale 3°S-3°N (Fig.: II.31). Cependant nous pouvons observer qu'ils se mettent ensuite à croître pour redevenir équivalents aux E.Q.M. initiaux à la fin de la troisième année. Les E.Q.M. calculés sur les bassins Est et Ouest (non montrés) montrent que cette divergence a lieu plus rapidement à l'Est qu'à l'Ouest.

Cette expérience montre qu'en assimilant en peu de points aléatoirement répartis permet d'accélérer la convergence de manière significative (les E.Q.M. sont réduits de moitié 2 mois après la dernière assimilation) et d'aboutir à l'état d'équilibre du modèle en deçà de 3° de latitude deux ans avant la stabilisation du modèle sans assimilations. Cependant, nous constatons que, même si elle provient plus tardivement, le modèle montre également une divergence aux basses latitudes.

Dans une dernière expérience, nous observons le comportement du modèle suite à une assimilation le long d'un rail méridien situé à l'Ouest du bassin, à 30°W. Nous avons voulu par cette expérience nous approcher de la situation dans laquelle nous disposerions d'observations le long d'un rail d'X.B.T. ou d'une trace d'un satellite.

Après une seule injection, aucune amélioration n'est notable au cours des mois suivants, quelque soit la région considérée (non montré). L'assimilation n'agit que comme une perturbation totalement absorbée au bout d'environ un an. Si nous injectons les 'données' tous les 15 jours pendant un an, nous constatons que l'accélération de la convergence est effective durant l'année où ont lieu les assimilations, et qu'ensuite le modèle a tendance à reprendre son évolution normale, celle observée sans assimilations. Ainsi, après la dernière assimilation les E.Q.M. (Fig.:II.32) calculés sur la région  $3^{\circ}\text{S}$ - $3^{\circ}\text{N}$  se stabilisent pendant plusieurs mois avant de recommencer à décroître avec des valeurs comparables, toutefois légèrement inférieures, à celles obtenues sans assimilations. Plus tard, une fois le minimum des E.Q.M. atteint, le modèle s'éloigne de nouveau de son évolution propre. Si nous observons les E.Q.M. calculés cette fois sur une bande méridienne large de  $8^{\circ}$  en longitude et centrée sur le rail  $30^{\circ}\text{W}$ , nous voyons nettement qu'ils augmentent après la dernière assimilation pour reprendre les mêmes valeurs que celles obtenues sans assimilations (non montré). Ceci est imputable aux régions N.W. et S.W. où les écarts initiaux entre le modèle et les observations sont les plus élevés. En effet, le fait d'assimiler dans ces deux régions provoque un creusement des dépressions de part et d'autre du rail  $30^{\circ}\text{W}$ , donc un accroissement local des E.Q.M., notamment vers l'Ouest de  $30^{\circ}\text{W}$  dans la région N.W. et à l'Est dans la région S.W. comme nous pouvons le voir sur la figure II.33, représentant les différences des champs au mois de décembre. Nous voyons également que, au N.W., les forts écarts se sont étendus vers le S.W.. Les assimilations ont donc perturbé le processus de stabilisation dans les régions N.W. et S.W.. De ce fait, les E.Q.M. calculés entre les résultats du modèle après assimilation et les observations sur tout le bassin (fig.:II.34) deviennent supérieurs aux E.Q.M. initiaux à partir de 9 mois après la dernière assimilation, ce qui indique une divergence du modèle aux hautes latitudes. D'autre part, nous remarquons que les champs obtenus offrent des structures fortement inhomogènes. Parmi toutes les expériences effectuées, cette dernière est la seule pour laquelle les évolutions des E.Q.M. sur l'ensemble du bassin augmentent notablement après la dernière assimilation.

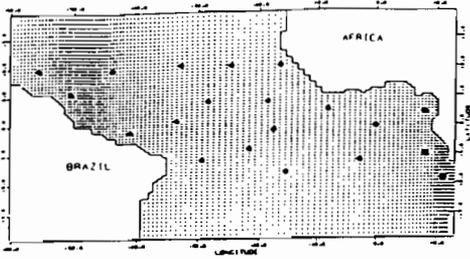


Fig. II.30:

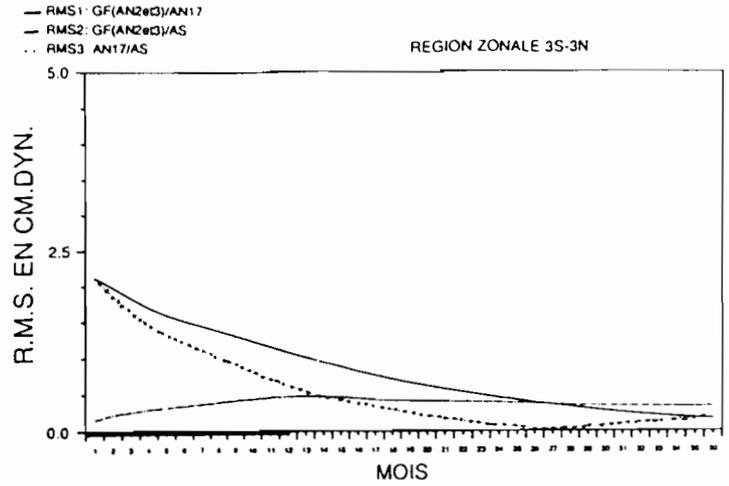


Fig. II.31: Evolution des écarts quadratiques moyens moyennés sur la région zonale (3°S-3°N) avec des assimilations en des points aléatoirement répartis

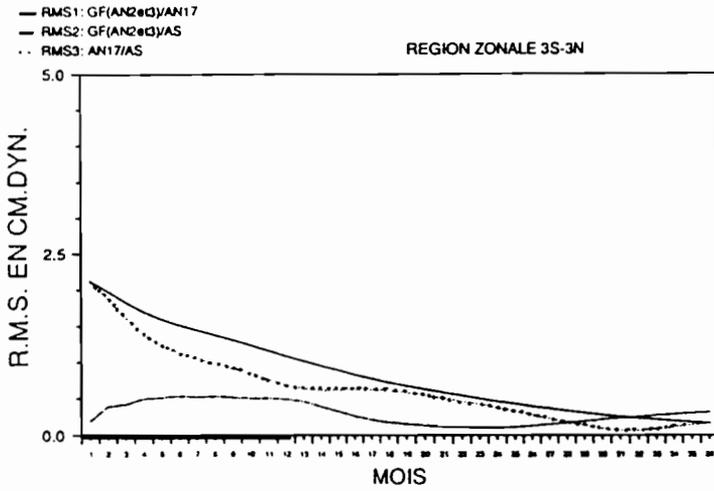


Fig. II.32: Evolution des écarts quadratiques moyens moyennés sur la région zonale (3°S-3°N) avec des assimilations le long du méridien 30°W

(la portion de l'axe temporel en trait gras correspond à la période où sont effectuées les assimilations, une fois tous les 15 jour

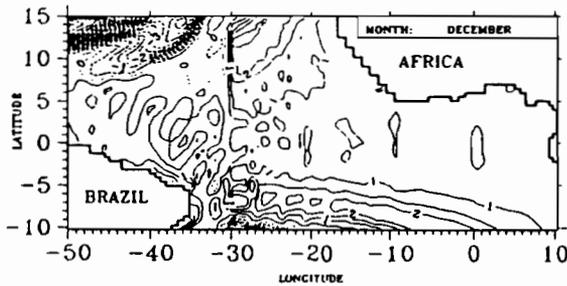


Fig. II.33: différence des champs hauteur dynamique en décembre, avec des assimilations le long du méridien 30°W an 17 - test-1 (unité: cm.dyn., contours: 1)

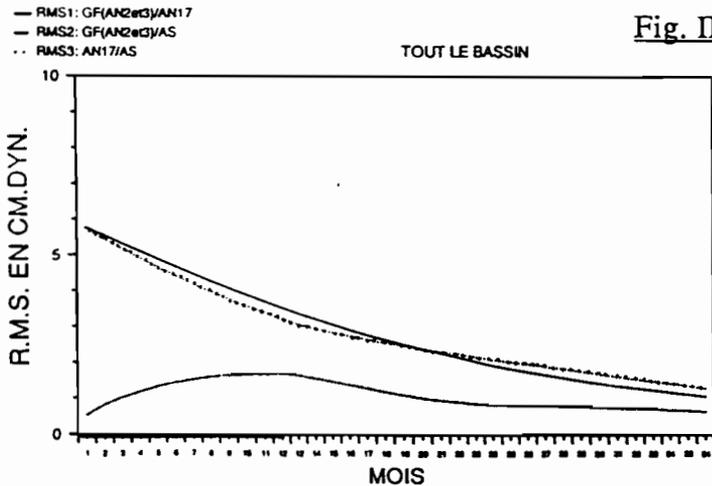


Fig. II.34: Evolution des écarts quadratiques moyens moyennés sur tout le bassin avec des assimilations le long du méridien 30°W  
 trait plein: E.Q.M. an 17 / an 2 + an 3  
 trait hachuré: E.Q.M. an 2 + an 3 / test-1 + test-2  
 trait pointillé: E.Q.M. an 17 / test-1 + test-2

## II.8: CONCLUSIONS:

Les tests effectués dans ce chapitre utilisent comme observations les propres résultats du modèle, obtenus lors d'une année où il est équilibré sur tout le bassin. Ces données ont été assimilées dans une année instable pour étudier certains aspects de l'impact spatio-temporel des assimilations. **Toutes les expériences effectuées ont montré que les processus d'assimilation permettaient d'accélérer la convergence.**

**Lorsque les champs de pression sont modifiés sur l'ensemble du bassin, le modèle converge très rapidement (en 5 mois) et évolue ensuite comme lors de l'année de référence.** Le fait d'imposer des champs de pression en équilibre et globalement sur le bassin impose aux champs de vitesse un nouvel équilibre dynamique rapidement obtenu et **le modèle 'reconnait' son état d'équilibre.**

Il s'est avéré que **dans tous les cas où les données ne fournissent pas d'information sur tous les degrés de liberté spatiaux** des champs assimilés, le modèle, suite à des assimilations séquentielles et fréquentes (tous les 15 jours), **voit ses régions situées aux basses latitudes** (où les temps d'ajustement sont les plus rapides) **s'éloigner de leur état d'équilibre après l'avoir atteint.** Ces régions sont en effet perturbées par les autres régions non stabilisées, ceci en raison du caractère linéaire du modèle, après des assimilations effectuées uniquement sur une partie du bassin. Nous pouvons cependant classer les différentes expériences selon leur efficacité. Ainsi, **la convergence la plus rapide est obtenue à la suite d'assimilations effectuées à l'Ouest du bassin.** Les champs obtenus sont cependant moins homogènes que ceux obtenus après des assimilations effectuées à l'Est, avec lesquelles la convergence est sensiblement moins rapide. Des assimilations effectuées le long de l'équateur conduisent également à une accélération de la convergence, cette accélération étant toutefois moins forte qu'avec des assimilations effectuées à l'Ouest ou à l'Est, mais les champs sont corrigés de façon homogène et symétrique par rapport à l'équateur. Ensuite, l'assimilation d'observations irrégulièrement réparties sur l'ensemble du bassin permettent d'améliorer sensiblement la convergence, mais cette amélioration est plus faible que pour les assimilations à l'Ouest, à l'Est ou le long de l'équateur. Les assimilations le long d'un méridien, au contraire, apportent peu d'améliorations

et perturbent les champs aux plus hautes latitudes. Les critères de classification utilisés ici reposent uniquement sur la vitesse de convergence et la qualité de la propagation de l'information. Toutefois, si nous nous plaçons dans un but de prévisions à l'échelle saisonnière avec ce type de modèle linéaire, le meilleur choix est alors celui qui conduit à une divergence la plus tardive. Effectuer des assimilations en des points irrégulièrement répartis semble dans ce cas le meilleur choix.

### **CHAPITRE III: PRESENTATION DES 'DONNEES' - COMPARAISONS AVEC LES RESULTATS DU MODELE LINEAIRE.**

Les données disponibles sont les résultats d'un run (d'une simulation) du modèle numérique tridimensionnel du G.F.D.L. (Geophysical Fluid Dynamics Laboratory) conçu par G.PHILANDER et C.PACANOWSKI (1984, 1986a). Ce modèle est décrit en annexe B. Nous disposons des champs de température, de salinité et des trois composantes de la vitesse, résultant d'une simulation climatologique au cours de laquelle le modèle a été forcé par les vents climatologiques moyens de HELLERMAN-ROSENSTEIN (1983), également utilisés pour forcer notre modèle.

Ce type de modèle aux équations primitives a été conçu dans le but de fournir une description dynamique et thermodynamique globale et réaliste de l'océan et de son évolution en réponse à un forçage atmosphérique donné. C'est ce type de modèle qui, lorsqu'il sera jugé suffisamment réaliste, sera utilisé dans un but de prévision opérationnelle de l'état de l'océan.

Les données synthétiques issues d'un modèle peuvent être utilisées comme observations mais elles véhiculent cependant les erreurs propres à ce modèle. Les différences constatées entre les résultats d'une simulation et les observations proviennent des approximations faites dans la formulation numérique du modèle et aussi des imperfections dans la paramétrisation des processus physiques pris en compte. En effet, l'évolution spatiale et temporelle des champs implique leur discrétisation, source d'erreurs, dans l'espace et le temps; de plus, les processus dynamiques et thermodynamiques, intervenant aux échelles temporelles et spatiales non résolues par le modèle, sont mal connus et donc mal paramétrisés. Ces différences ne sont pas uniquement dûes aux imperfections du modèle: les vents, les flux de chaleur et d'eau douce en surface qui constituent le forçage atmosphérique du modèle, donc la source d'énergie, sont encore très imprécis et induisent des erreurs systématiques sur les simulations (ce problème de la méconnaissance des flux de surface est général et fondamental; il est toujours mal résolu à ce jour).

En dépit de ces difficultés, nous verrons que ce modèle reproduit l'évolution de la température de surface et celle du champ de masse (topographie dynamique) avec un réalisme remarquable. De plus, l'avantage énorme d'utiliser les résultats d'un tel modèle par opposition à des données in-situ réside dans la couverture du bassin et la répartition régulière des données dans l'espace et dans le temps, primordiales pour notre étude. Ainsi nous pouvons choisir le lieu et la fréquence d'assimilation de ces 'données' pour étudier au mieux l'impact de ces paramètres dans les processus d'assimilation.

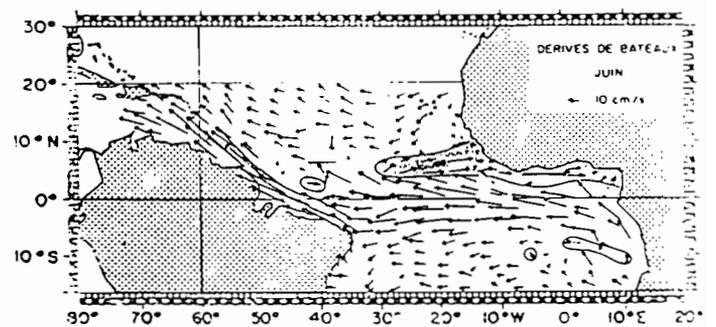
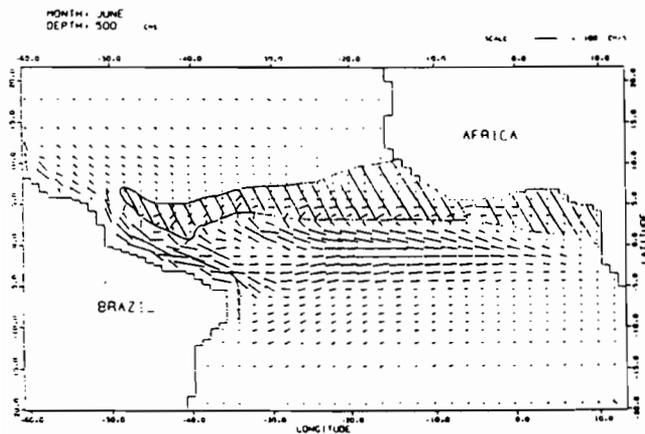
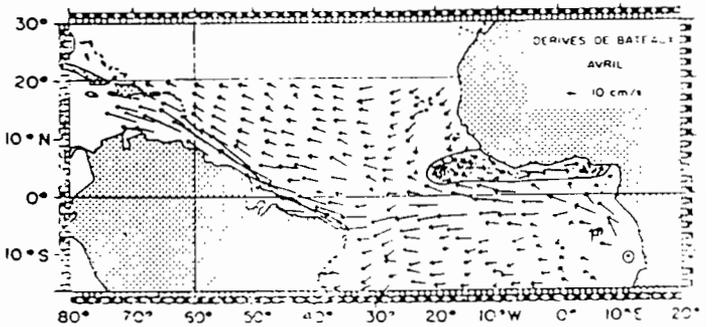
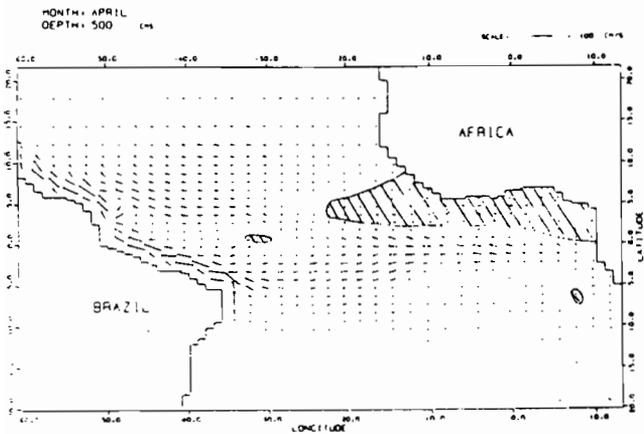
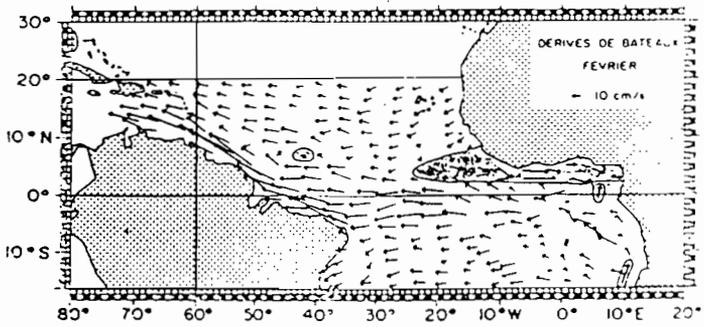
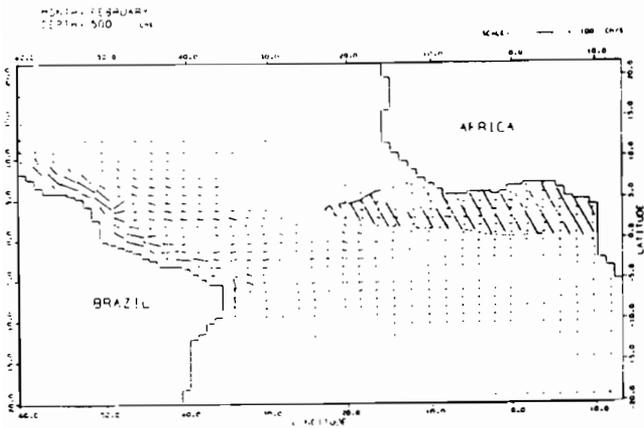
Dans ce chapitre, nous allons présenter les résultats du modèle tridimensionnel. Nous comparerons ensuite les champs de hauteur dynamique calculés à partir des résultats de ce modèle avec ceux du modèle linéaire utilisé pour les tests d'assimilation.

#### **A: DESCRIPTION DES RESULTATS DU MODELE 3D DU GFDL:**

Les résultats dont nous disposons sont ceux de la troisième année de simulation, à raison d'un champ instantané au 15 de chaque mois. Les résultats concernant les 300 premiers mètres de l'océan ont fait l'objet d'un atlas (BOURLES; 1987). Cet atlas montre les évolutions mensuelles de la température, de la salinité et des différentes composantes de la vitesse à travers des sections horizontales à différentes profondeurs et des sections verticales méridiennes et zonales .

La correspondance entre le cycle saisonnier obtenu avec ce modèle et la climatologie obtenue à partir d'observations est notable. La comparaison des courants de surface (à 5m) obtenus par le modèle à ceux calculés par ARNAULT (1984, 1987) à partir de dérives de bateaux montre que le modèle simule bien les principales structures caractéristiques de la circulation de l'Atlantique tropical et leurs évolutions temporelles et spatiales (Cf: figures III.A.1). Ainsi, on retrouve les Courants Equatorial Nord (C.E.N.), au Nord de 10°N, et Equatorial Sud (C.E.S.), au Sud de 4°N, orientés vers l'Ouest (dans le sens des vents dominants, les alizés) et, entre les deux le Contre-Courant Equatorial Nord (C.C.E.N.) orienté

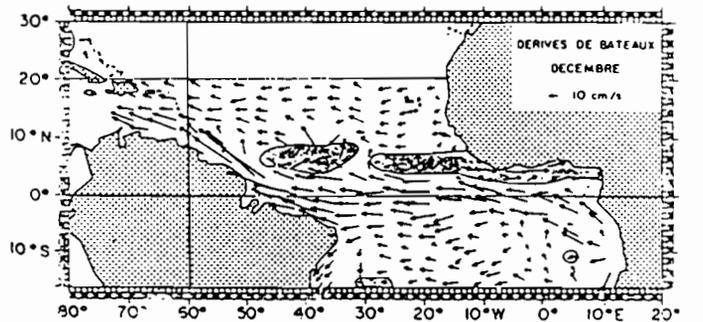
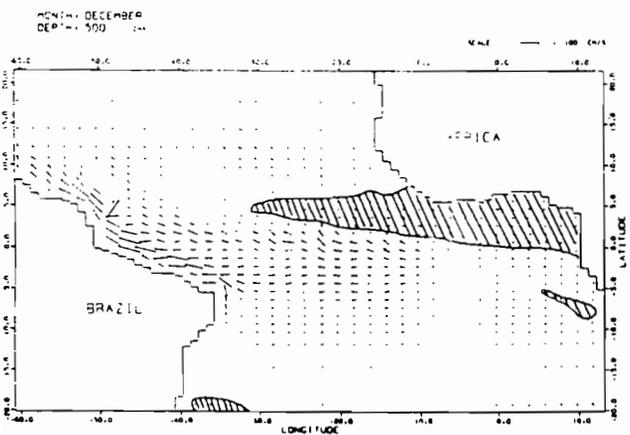
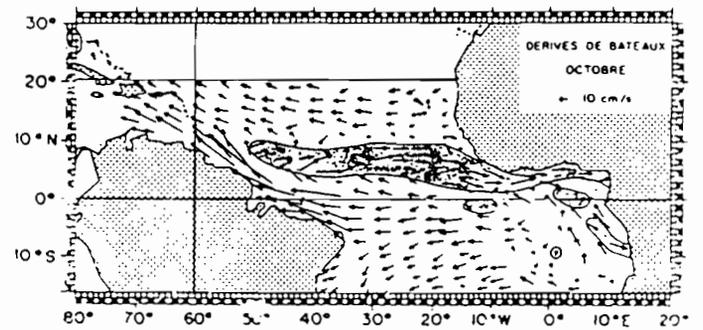
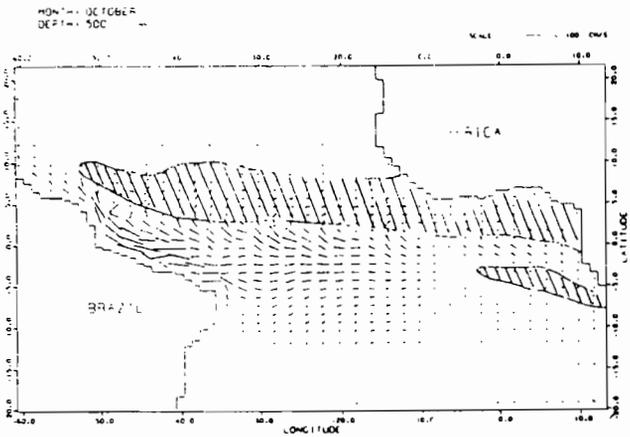
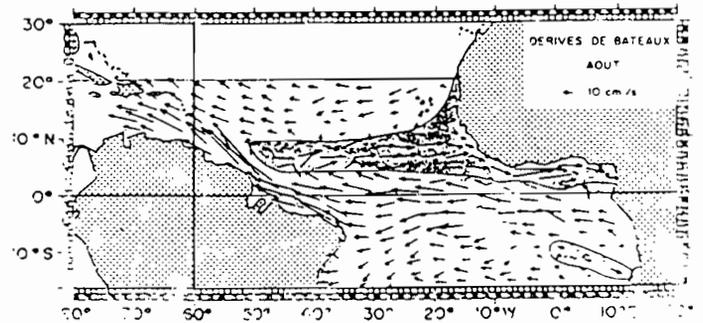
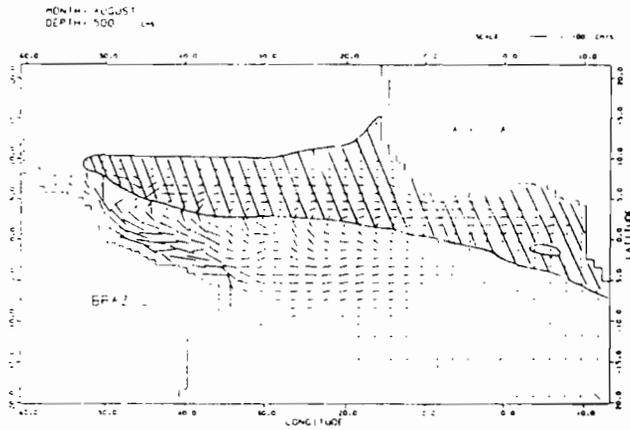
vers l'Est. De même, le C.E.S. se divise dans les deux cas en deux branches, à partir de  $10^{\circ}\text{W}$  environ, une au Nord de l'équateur et l'autre au Sud; le modèle représente donc bien la divergence des courants le long de l'équateur. La branche Sud se sépare à son tour, vers  $30^{\circ}\text{W}$ , en un courant s'orientant vers le Nord pour aller former le fort courant côtier de Guyane, et en un courant vers le Sud longeant la côte Sud du Brésil, d'intensité beaucoup plus faible. Bien que son maximum d'extension et d'intensité semble apparaître plus tôt dans le modèle, la variation saisonnière du C.C.E.N. est fidèlement représentée. Ainsi, en août, il s'étend vers l'Ouest jusqu'à  $50^{\circ}\text{W}$  et vers le Nord jusqu'à  $10^{\circ}\text{N}$ , comme le montre la climatologie. Pendant ce mois, des vitesses de 45 à 50 cm/s sont atteintes au large d'Abidjan avec le modèle, contre 40 cm/s observées avec les dérives de bateau, lesquelles sont fournies avec une précision de 5 cm/s en moyenne (ARNAULT, 1984). Par contre, on peut noter que le modèle ne reproduit pas la séparation en deux cellules de ce courant en décembre. Le minimum du C.C.E.N. survient en avril, où ne subsiste que le courant de Guinée. Le C.E.S. montre également une variation saisonnière très marquée dans les deux cas; il est maximum en été avec des vitesses de l'ordre de 50 cm/s (contre 40 cm/s pour les observations) le long de l'équateur et minimum vers décembre où les vitesses sont alors de l'ordre de 30 à 35 cm/s (voir également les sections verticales de l'atlas pour les valeurs du courant); la climatologie, elle, indique un minimum de ce courant en octobre avec des vitesses de 20 cm/s. La tendance du modèle à surestimer sensiblement les courants de surface est probablement due aux tensions du vent climatologique imposées. Au cours de précédentes études où elles ont été comparées à celles des vents FOCAL-SEQUAL, il a en effet été montré que ces tensions apparaissent surestimées, notamment la composante méridienne qui est en moyenne supérieure d'un facteur 1,5 aux tensions méridiennes observées (COLIN & GARZOLI, 1987; COLIN, 1989). RICHARDSON et PHILANDER expliquent que la surestimation des courants de surface est également due en grande partie à une trop faible paramétrisation des processus de mélanges verticaux. Ce problème prend de l'importance surtout lorsque les vents sont faibles et dans les régions où la thermocline est profonde, dans la partie Ouest du bassin (RICHARDSON & PHILANDER, 1987).



**Fig. III.A.1:** Champs de vitesse horizontale en surface obtenus par: le modèle tridimensionnel du GFDL (à gauche) et par dérives de bateaux (ARNAULT, 1984)

mois de février, avril et juin

(zones hachurées: vitesses vers l'Est)



**Fig. III.A.1:** Champs de vitesse horizontale en surface obtenus par:  
le modèle tridimensionnel du GFDL (à gauche) et par  
dérives de bateaux (ARNAULT, 1984)

mois d'août, octobre et décembre

(zones hachurées: vitesses vers l'Est)

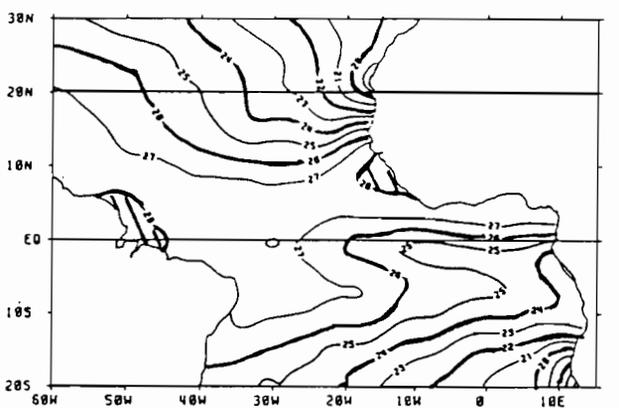
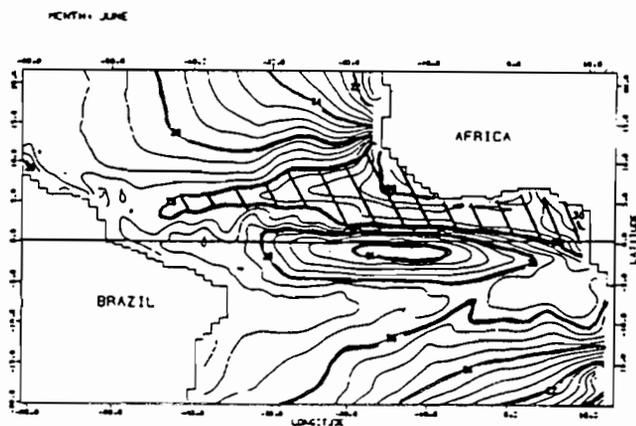
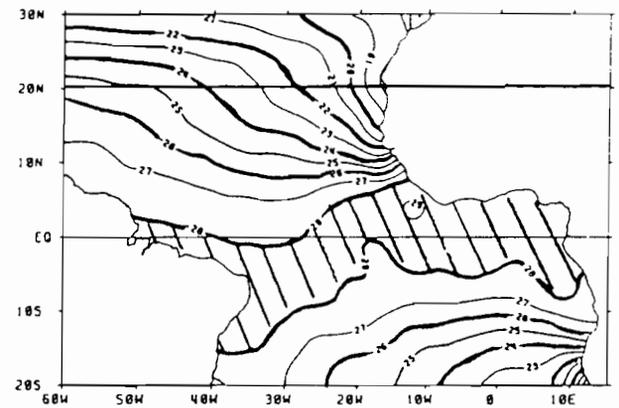
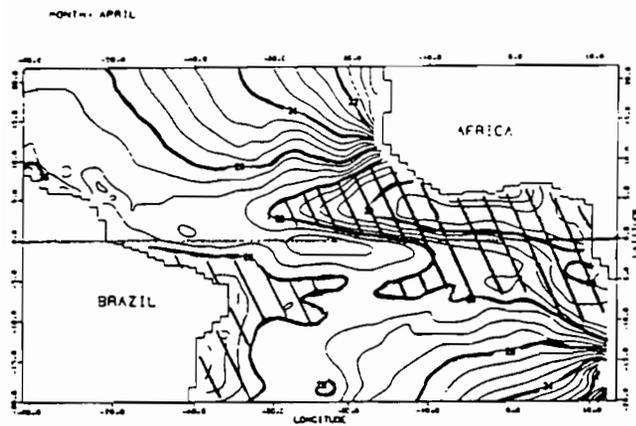
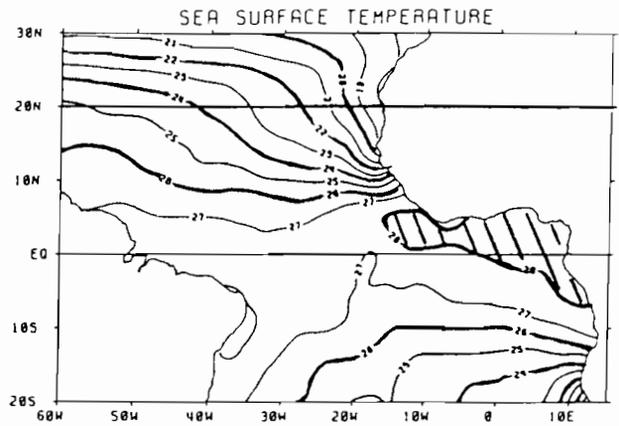
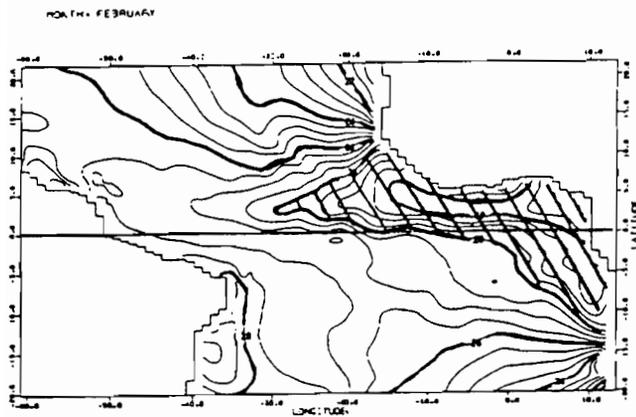
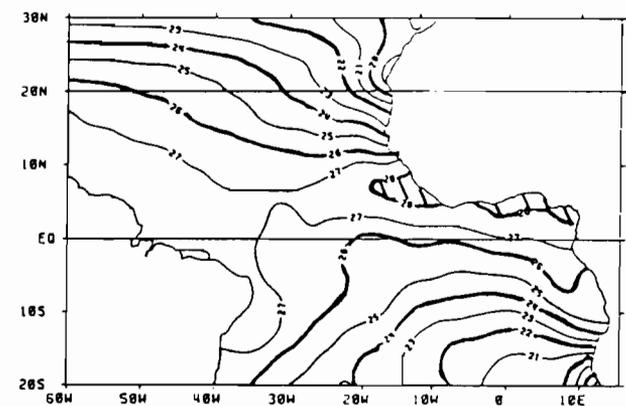
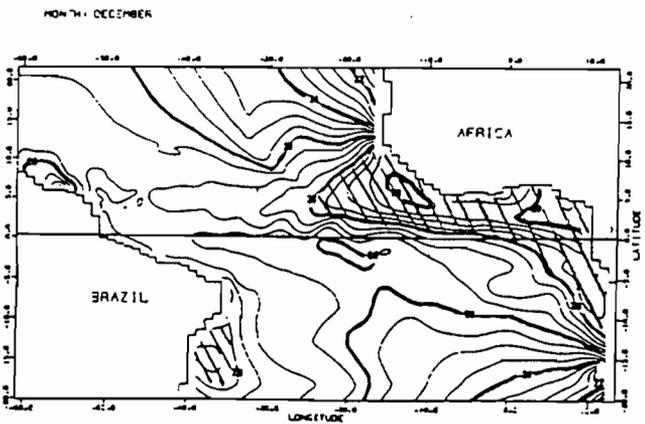
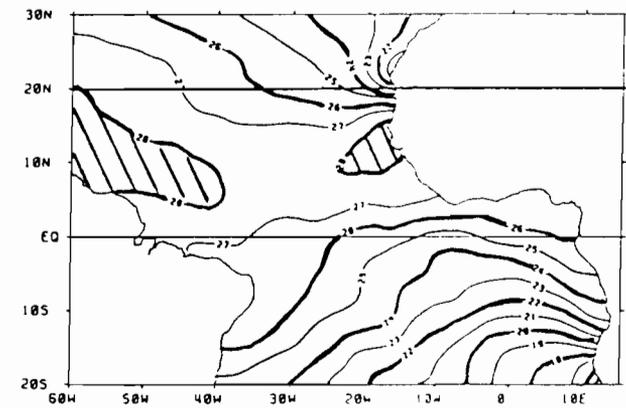
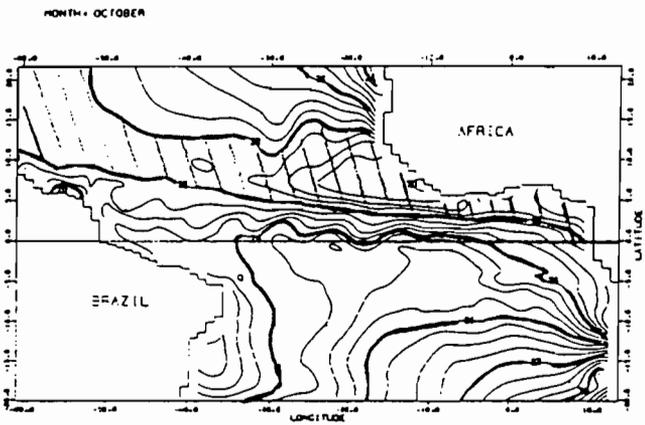
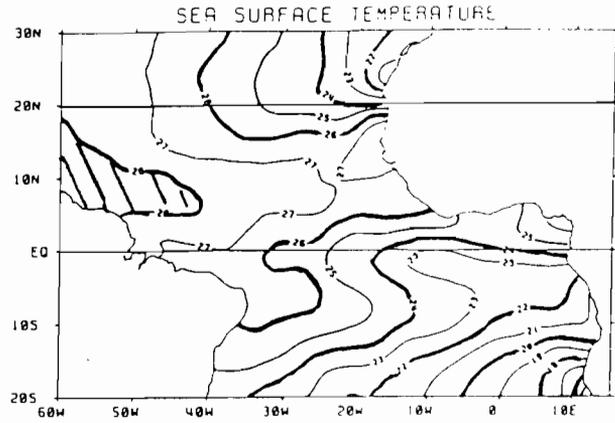
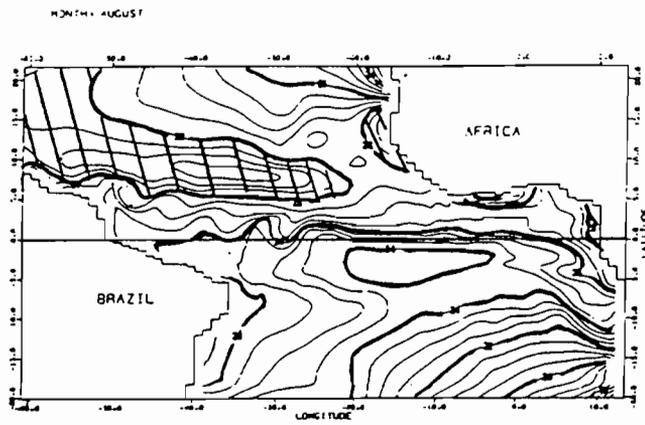


Fig. III.A.2: Champs de température de surface obtenus par:  
le modèle tridimensionnel du GFDL (à gauche) et par  
la climatologie de PICAUT & al (1985)

mois de février, avril et juin

(zones hachurées: températures supérieures à 28

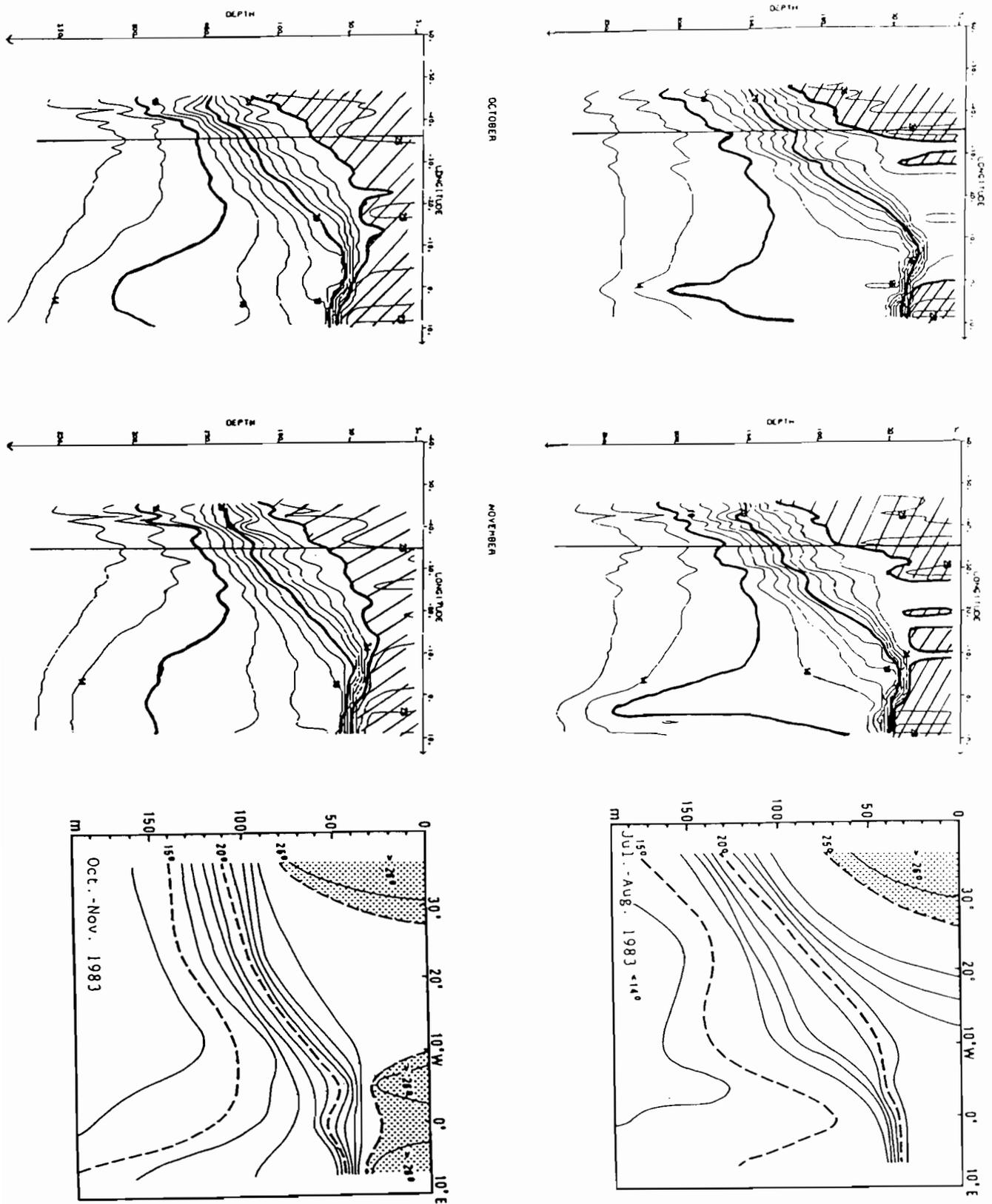


**Fig. III.A.2:** Champs de température de surface obtenus par le modèle tridimensionnel du GFDL (à gauche) et par la climatologie de PICAUT & al (1985)

mois d'août, octobre et décembre (zones hachurées: températures supérieures à 28°C)

Si l'on compare maintenant l'évolution de la température de surface obtenue par le modèle avec la climatologie réalisée par PICAUT & al (1985) (Cf: figures III.A.2), nous remarquons que la position du front thermique équatorial, très prononcé par le modèle, et son évolution saisonnière sont relativement conformes aux observations. L'"upwelling" équatorial consécutif à l'intensification des vents zonaux au printemps boréal est bien simulé par le modèle. Il se caractérise par des températures inférieures à 25°C entre juin et septembre. Toutefois le modèle surestime nettement la température de surface dans la partie extrême Est du bassin équatorial, où le refroidissement des eaux le long de la côte est très estompé (la température simulée est alors de 3 à 4°C supérieure à celle observée). Les raisons mentionnées précédemment pour expliquer la surestimation des courants de surface sont encore en partie responsables de ces désaccords thermiques. Cependant les processus dynamiques et thermodynamiques qui interviennent dans le golf de Guinée sont nombreux et complexes; de plus, leur interdépendance rend leur paramétrisation particulièrement délicate. WACONGNE (1988) a par exemple montré qu'il était possible de diminuer la température de surface à l'Est en augmentant le coefficient de frottement de la tension du vent le long de l'équateur; mais ceci a également pour effet d'y approfondir la thermocline (au lieu de la rapprocher de la surface) et d'atténuer l'extension et l'intensité du C.E.S. vers l'Est. Une meilleure simulation de cette région nécessiterait en particulier une meilleure définition des paramètres liés aux processus de mélange et de frottements, horizontaux et verticaux, et également des flux imposés à l'interface air-mer.

La distribution verticale de la température pour les mois de juillet-août et octobre-novembre est montrée sur les figures III.A.3., et comparée avec celle obtenue en 1983 pendant les campagnes FOCAL-SEQUAL (HISARD & HENIN, 1987). Nous voyons que le modèle reproduit bien la pente Est-Ouest caractéristique de la thermocline équatoriale. Ainsi, si nous considérons l'isotherme 20°C représentative de la profondeur de la thermocline, elle se situe en été entre 30 et 50m à 5°E et vers 120-130m à 35°W d'après le modèle, alors que les observations fournissent respectivement les profondeurs 40 et 120m. Nous observons de même dans les deux cas une poche d'eau plus chaude à l'Ouest du bassin (à l'Ouest de 27°W), de température supérieure à 25°C et confinée dans les 50 premiers mètres. Nous retrouvons ici



**Fig. III.A.3:** Distribution verticale de la température le long de l'équateur obtenue par le modèle tridimensionnel du GFDL en juillet (en haut) et en août (au milieu), comparée à une distribution observée en été 1983 pendant les campagne FOCAL-SEQUAL (HISARD & HENIN, 1987)

les différences déjà observées précédemment concernant les températures de surface. Alors que le modèle simule une inversion de la pente de la thermocline à l'Est de 5°W et des températures supérieures à 25°C, les observations indiquent bien la présence d'un "upwelling" dans le golfe de Guinée avec des températures de surface comprises entre 21 et 22°C. De même en profondeur, sous la thermocline, le modèle ne simule pas la remontée des isothermes 14° et 15°C au niveau du méridien de Greenwich, cette remontée étant collée à la côte africaine. Par contre, entre 10° et 35°W, la profondeur de l'isotherme 15°C est conforme aux observations et se situe aux environs de 150m. Aux mois d'automne (octobre et novembre), le modèle simule bien les eaux plus chaudes à l'Est et à l'Ouest du bassin au dessus de la thermocline, de même que la profondeur de celle-ci (l'isotherme 20°C se situe à 125m à 35°W et 60m à 10°E, les observations donnant respectivement les valeurs 110m et 50m). Sous la thermocline, bien que le dôme des isothermes se décale plus rapidement vers l'Ouest avec la profondeur dans le cas du modèle, le comportement des isothermes entre 100 et 150m est en bonne correspondance. On pourra se reporter aux études de GARZOLI & PHILANDER (1985), RICHARDSON & PHILANDER (1987), WACONGNE (1988), COLIN (1989) pour de plus amples descriptions de ce modèle et comparaisons de ses résultats avec des observations.

Nous avons calculé, à partir des champs de température et de salinité issus de ce modèle, les champs de hauteur dynamique (Cf. annexe A) que nous considérons ensuite comme observations dans nos études d'assimilation. Nous allons maintenant comparer ces champs de hauteur dynamique avec ceux obtenus à partir de données historiques (MERLE & ARNAULT, 1985) et avec ceux obtenus avec le modèle linéaire à modes verticaux.

## B: COMPARAISONS DES CHAMPS DE HAUTEUR DYNAMIQUE:

### 1: Comparaison données historiques et modèle tridimensionnel:

Les hauteurs dynamiques fournies par la climatologie de MERLE et ARNAULT (1985) représentent la topographie dynamique de la surface par rapport à 500db. Cette valeur de référence se justifie par le fait que la contribution des couches d'eau plus profondes jouent un rôle négligeable sur le signal obtenu en surface. Leurs valeurs sont données avec une précision inférieure à 2cm.dyn., en raison des incertitudes sur les mesures et de celles inhérentes à la méthode de calcul utilisée (ARNAULT, 1984). Les différences observées lors des comparaisons seront donc considérées comme non significative en deçà de cette valeur. Le niveau 500db ne correspondant pas à une profondeur du modèle du GFDL, nous avons dû interpoler linéairement ses résultats en ce niveau. De plus, le premier niveau du modèle du G.F.D.L. est à 5m; nous avons donc calculé un champ de hauteur dynamique de 5 par rapport à 500db, noté  $H(5/500db)$ . Afin d'obtenir une estimation de l'écart systématique qu'induisent les 5 premiers mètres, nous avons calculé les hauteurs dynamiques  $H(0/500db)$  et  $H(5/500db)$  à partir d'un profil de densité situé à  $24^{\circ}W-0^{\circ}N$  (celui qui a été utilisé dans le modèle linéaire). Celles-ci indiquent une différence de 2,1 cm.dyn.; nous en tiendrons compte lors de la comparaison en ajoutant aux valeurs obtenues à partir du modèle environ 2 cm.dyn..

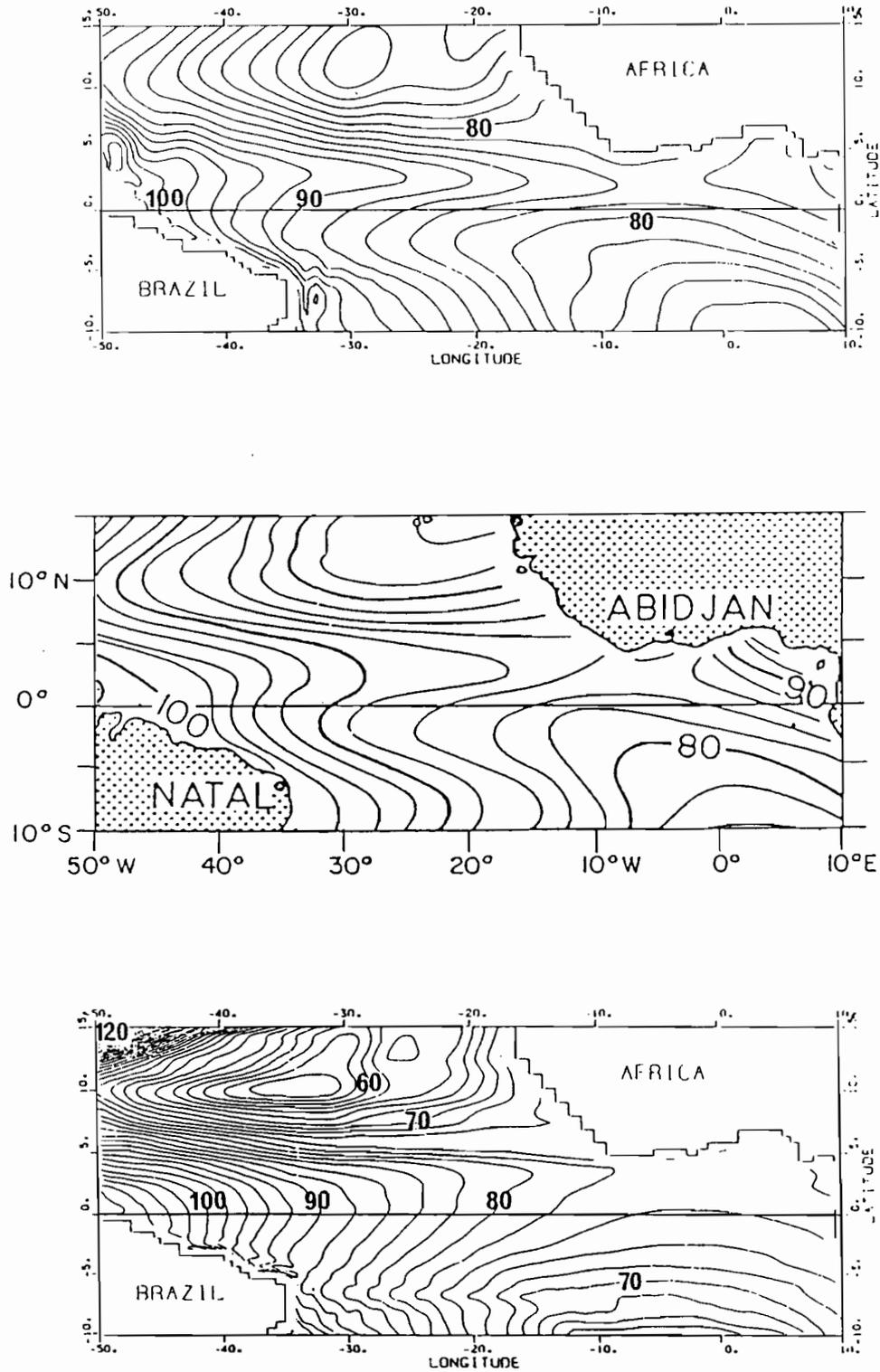
On observe sur les figures III.B.1, qui montrent les moyennes annuelles du champ de hauteur dynamique, une correspondance générale remarquable entre les champs de hauteur dynamiques issus des données historiques et des résultats du modèle tridimensionnel. La série de crêtes et de creux typique de la topographie dynamique de l'Atlantique équatorial et tropical nord est bien représentée par le modèle et leurs positions sont tout-à-fait en accord, à savoir: le creux à  $10^{\circ}N$  et la crête à  $2-3^{\circ}N$  qui encadrent le C.C.E.N. et le creux situé légèrement au sud de l'équateur. Au Sud, par contre, la crête située à  $8^{\circ}S$  n'est pas représentée par le modèle.

BUSALACCHI et PICAUT remarquent que cette crête est très faiblement définie du fait de la faible distribution spatio-temporelle des données dans l'hémisphère sud (BUSALACCHI &

PICAUT, 1983). Cependant, les nombreuses données récentes accumulées par les programmes Focal -Sequal confirment nettement la présence de cette crête qui formerait la frontière nord du contre courant équatorial sud (C.C.E.S.) (REVERDIN, communication personnelle).

Si l'on considère uniquement les écarts supérieurs à 4 cm.dyn. (vu ce qui a été dit précédemment) le gradient le long de l'équateur coïncide parfaitement (de 100 cm.dyn. à l'ouest du bassin, les valeurs passent à 86 cm.dyn. pour le modèle au lieu de 88 cm.dyn. dans le cas des observations; dans les deux cas, le minimum se trouve vers 10°W).

L'inversion de pente est bien représentée par le modèle, bien que le maximum dans l'extrême Est du golfe de Guinée soit inférieur d'environ 8 cm.dyn., conséquence de la faible représentation du phénomène "downwelling-upwelling" par le modèle. De plus, certains phénomènes locaux peuvent expliquer le fort maximum du golfe de Guinée apparaissant dans les observations, tels que le déversement des eaux fluviales (le Niger et le Congo notamment) ou les fortes précipitations qui affectent cette région (DU PENHOAT & TREGUIER, 1985). Des différences sont à noter également au Sud-Est et au Nord-Ouest où les amplitudes sont plus fortes dans le cas du modèle, les minima y étant plus marqués de 6 cm.dyn.. Hormis ces trois régions, ce modèle reproduit correctement les structures moyennes du champ de hauteur dynamique. Nous allons voir qu'il en est de même pour les variations temporelles de ce champ. En effet, nous pouvons vérifier sur les figures III.B.2 que l'évolution temporelle de la hauteur dynamique le long de l'équateur est conforme aux observations, issues de la même climatologie (ARNAULT, 1984). Les évolutions sont rigoureusement en phase; nous retrouvons bien un signal annuel à l'Ouest (maximum en été boréal, en août-septembre, et minimum au début du printemps, de mars à mai), et un signal biannuel à l'Est (minimum principal en juin-juillet et secondaire en décembre, maxima en février-mars et en octobre-novembre). Les amplitudes et le gradient équatorial sont également bien simulées, ainsi en juillet, les hauteurs dynamiques évoluent de 78 à 102 cm.dyn. d'Est en Ouest dans le cas du modèle, et de 78 à 98 cm.dyn. dans le cas des observations, avec un minimum dû à l'"upwelling" équatorial situé entre 0° et 10°W de 74 cm.dyn dans les deux cas. En janvier, ces valeurs deviennent respectivement de 98 à 84 cm.dyn. et de 98 à 90 cm.dyn.. Les différences ne sont pas significatives en été d'après les critères cités précédemment. Elles ne le sont pas non plus à l'Est où les amplitudes fournies



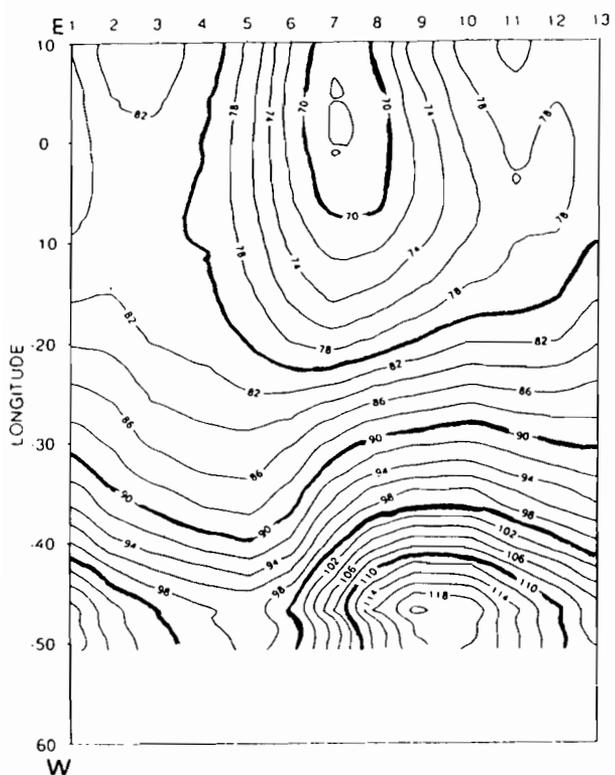
**Fig. III.B.1:** Moyenne annuelle de la hauteur dynamique 5/500db:  
 -issue du modèle tridimensionnel du GFDL (en haut)  
 -issue des données historiques (MERLE & ARNAULT, 1985) (au milieu)  
 -issue du modèle linéaire à modes verticaux (en bas)  
 (unités: cm.dyn., contours: 2.)

par le modèle, qui atténue les maxima en février et en octobre, sont plus faibles; ceci est une conséquence de la sous-estimation par le modèle du phénomène "downwelling-upwelling", comme nous l'avons vu lors de la comparaison des températures. Cette caractéristique du modèle apparaît dans la variabilité annuelle (figures III.B.3), pour laquelle on remarque que l'amplitude du signal annuel atteint des valeurs supérieures à 6 cm.dyn. selon la climatologie entre 7°W et la côte africaine le long de l'équateur, alors qu'elle est inférieure à 4 cm.dyn. avec le modèle (soit une différence supérieure aux 2 cm.dyn. d'incertitude). Au Nord de la côte américaine, les amplitudes sont semblables avec des valeurs dépassant 6 cm.dyn., tandis que sur le reste du bassin le modèle atténue légèrement la variabilité du signal.

Ces diverses descriptions nous montrent que le modèle aux équations primitives du G.F.D.L. reproduit de façon remarquable la hauteur dynamique et ses variations saisonnières, en conformité avec les observations réelles. Les différences observées sont dues à la paramétrisation des processus de mélange, aux flux de chaleur, mal connus, et aux caractéristiques des tensions du vent climatologique imposées en surface. Mais elles sont dues également à la qualité parfois douteuse de la climatologie observée à cause de la faible distribution spatio-temporelle dans certaines régions, notamment dans l'hémisphère Sud, des observations disponibles et utilisées pour élaborer cette climatologie.

Cette correspondance entre les champs de hauteur dynamique obtenus par le modèle et ceux obtenus à partir d'observations conforte également notre choix d'utiliser ces champs simulés pour les assimiler dans notre modèle linéaire. Ainsi, au-delà de leur distribution spatio-temporelle idéale pour des tests d'assimilation, ces champs de données à assimiler sont relativement réalistes et conformes à ce que nous fournirait une climatologie observée.

MODELE LINEAIRE



MODELE 3D DU GFDL

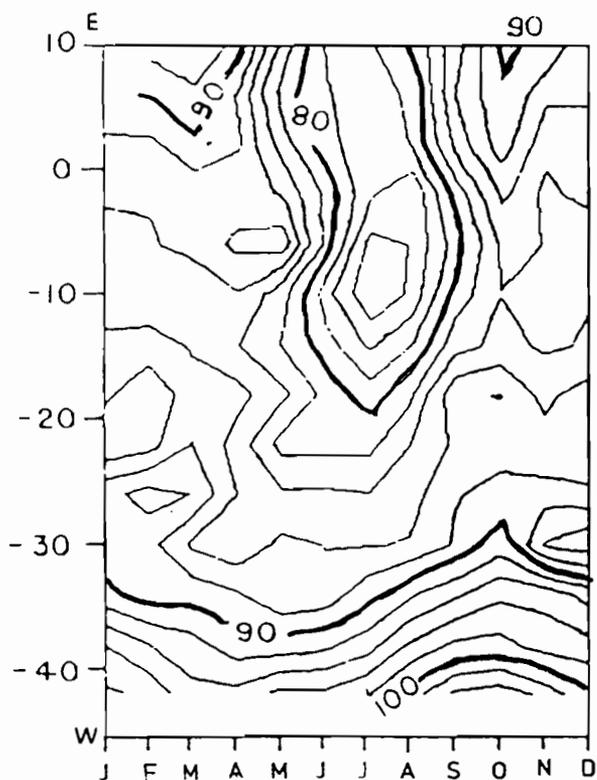
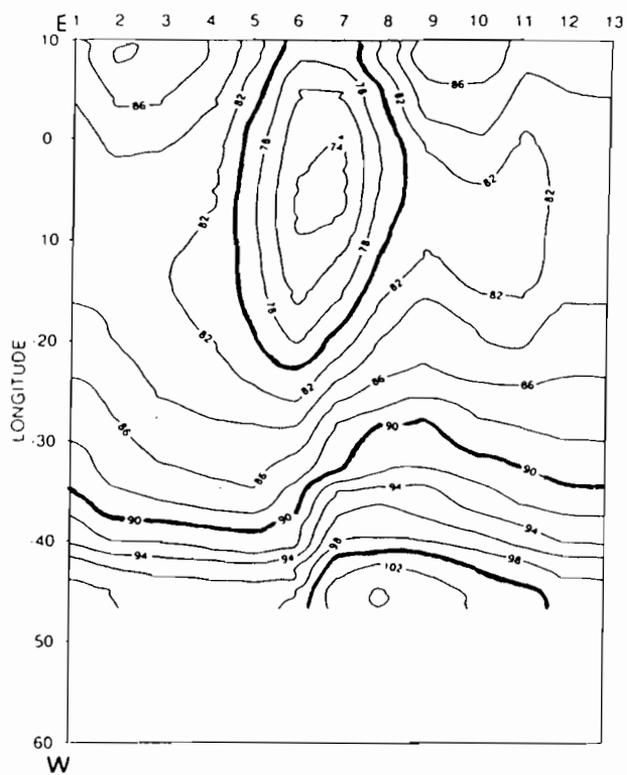
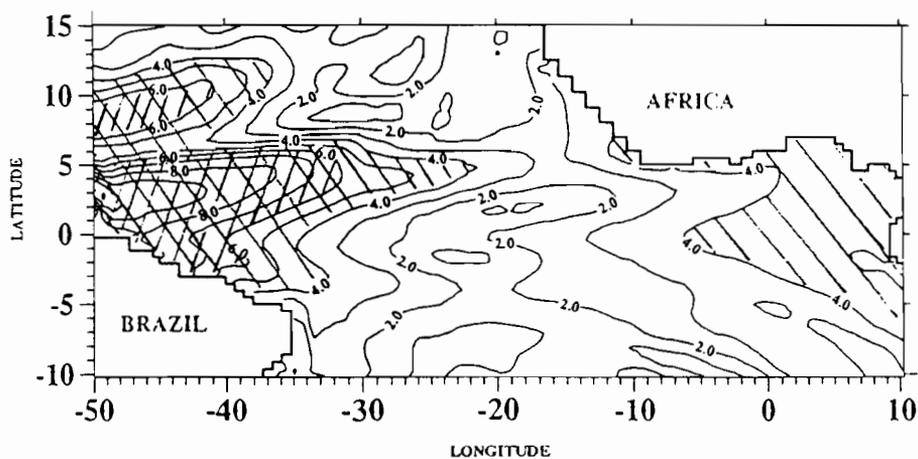
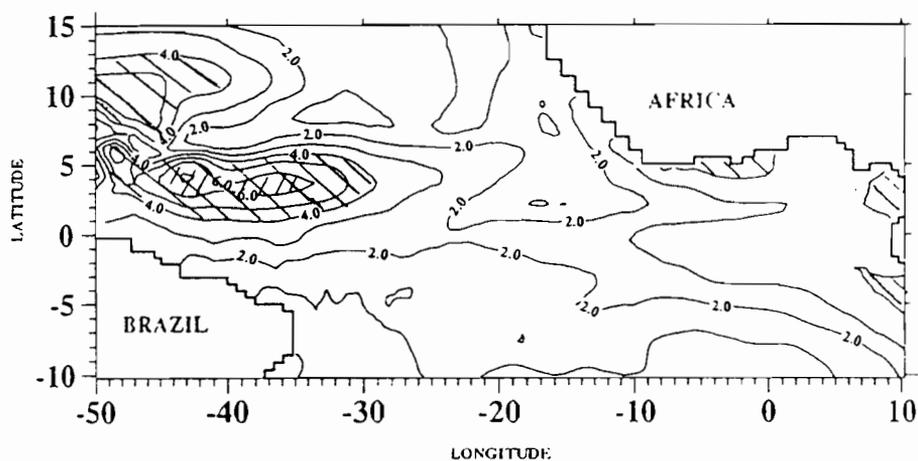
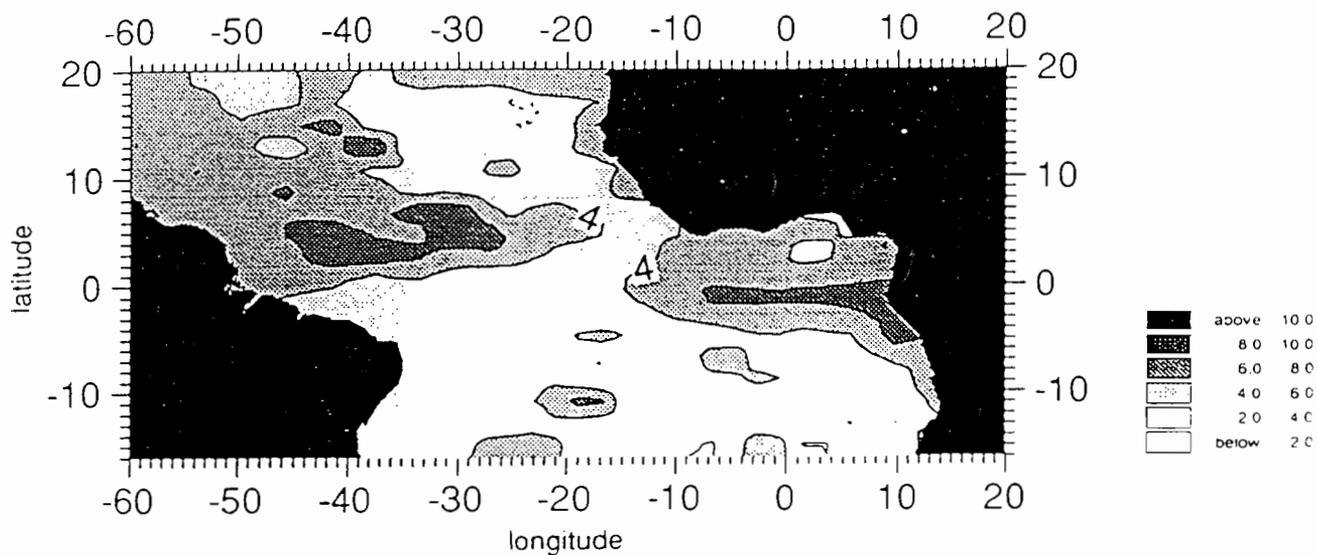


Fig. III.B.2: Evolution temporelle de la hauteur dynamique 5/500db à l'équateur  
 - issue du modèle tridimensionnel du GFDL (en haut à droite)  
 - issue du modèle linéaire à modes verticaux (en haut à gauche)  
 - issue des données historiques (MERLE & ARNAULT, 1985) (en bas)  
 (unités: cm.dyn., contours: 2.)



**Fig. III.B.3:** Variabilité de la hauteur dynamique 5/500db:  
 -issue des données historiques (MERLE & ARNAULT, 1984) (en haut)  
 -issue du modèle tridimensionnel du GFDL (au milieu)  
 -issue du modèle linéaire à modes verticaux (en bas)  
 (unités: cm.dyn., contours: 1.)

## 2: Comparaison modèle tridimensionnel et modèle linéaire à modes verticaux:

Ce chapitre va permettre de visualiser qualitativement les différences entre les champs fournis par le modèle linéaire et les 'observations' fournies par le modèle tridimensionnel, différences que nous voulons atténuer ultérieurement par des processus d'assimilation. Nous ferons apparaître les aspects spatio-temporels de ces différences, afin de montrer les régions et les mois où les processus d'assimilation auront un impact *a priori* significatif (nous reviendrons sur le sens à donner à ce mot). Auparavant, rappelons les différences essentielles qui existent entre les deux modèles. Par rapport au modèle tridimensionnel, le modèle linéaire se caractérise par:

- une absence de la couche de mélange. En effet, même si nous avons une couche de 30m d'épaisseur en surface pour laquelle  $N^2(z)=0$  (Cf: fig.I.A.3), où  $N$  est la fréquence de Brünt-Väisälä, celle-ci ne modifie pas les propriétés de l'équation I.10 (Mc CREARY; 1980) et le modèle linéaire ne fait intervenir aucune dynamique de couche de mélange (ANDRICH et al 1987).

- une absence de non-linéarité, impliquant des instabilités, notamment le long des côtes du Brésil, et une mauvaise représentation des courants, surtout le long de l'équateur et lorsque les vents sont relativement faibles (voir Chapitre I.B).

- une absence de thermodynamique, préjudiciable essentiellement à l'est du bassin, dans le golfe de Guinée.

- une faible résolution verticale: 3 modes baroclines contre 27 couches pour le modèle tridimensionnel. Nous reviendrons sur ces différents points dans ce chapitre.

### ***Choix de la profondeur de référence:***

Nous avons la possibilité de calculer des champs de hauteur dynamique à partir de n'importe quelle profondeur de référence. Nous disposons en effet des résultats du modèle tridimensionnel sur les 27 niveaux verticaux, et la dépendance avec la verticale des résultats du modèle linéaire ne provient que des profils des modes verticaux. Nous devons en fait choisir ici

le champ des "observations" que nous considérerons lors des expériences d'assimilation. Ce choix se résume en une question: souhaitons-nous disposer d'observations contenant le maximum d'information intégrée sur la verticale? Autrement dit, pouvons-nous considérer des champs de hauteur dynamique  $H(5/100)$  ou  $H(5/200)$  par exemple?

Nous souhaitons placer cette étude dans la perspective d'assimiler ultérieurement des données in-situ et altimétriques. Les données in-situ fournies par des X.B.T. (eXpendable Bathy-Thermograph) permettent d'obtenir des profils thermiques jusqu'à des profondeurs de 500 à 700m, à partir desquels des grandeurs intégrées telles que des hauteurs dynamiques sont aisément calculables. Les climatologies disponibles à partir de ces données constituent des outils de référence indispensables. D'autre part, les données altimétriques fournissent un signal intégré sur toute la hauteur d'eau, à partir duquel peut être déduit la topographie dynamique. Cependant, le géoïde n'étant pas connu avec précision, nous ne pouvons disposer que de la variabilité du signal à partir d'un niveau de référence calculé en moyennant toutes les observations disponibles sur une même trace du satellite. Ce niveau de référence constitue en quelque sorte le signal moyen sur toute la hauteur d'eau. Pour ces raisons, la profondeur de référence doit être choisie la plus profonde possible tout en étant accessible par des données in-situ. Notre choix s'est donc porté sur la profondeur 500m, et **nous considérerons comme "observations" les hauteurs dynamiques  $H(5/500)$  calculées à partir des résultats du modèle tridimensionnel**, décrites auparavant.

Cependant, afin de mettre en évidence les différences de résolution verticale des deux modèles, il est intéressant de comparer des champs de hauteur dynamique calculés à partir de différentes profondeurs de référence. Les figures III.B.4 montrent les évolutions annuelles le long de l'équateur des champs de hauteur dynamique  $H(5/100)$ ,  $H(5/200)$ ,  $H(5/300)$  obtenus à partir des deux modèles; celles de  $H(5/500)$  sont représentées sur les figures III.B.2. Les remarques essentielles portent sur les différences entre les hauteurs dynamiques  $H(5/100)$  et les autres. Dans les champs du modèle tridimensionnel, les évolutions à l'Est de  $25^\circ\text{W}$  sont semblables et indiquent toutes un signal bi-annuel dans le golfe de Guinée. A l'Ouest par contre,  $H(5/100)$  montre un gradient zonal et temporel très faible, l'évolution à l'Ouest de  $40^\circ\text{W}$  étant de plus en opposition de phase par rapport à celles des champs  $H(5/200)$  et  $H(5/300)$ . Ces différences

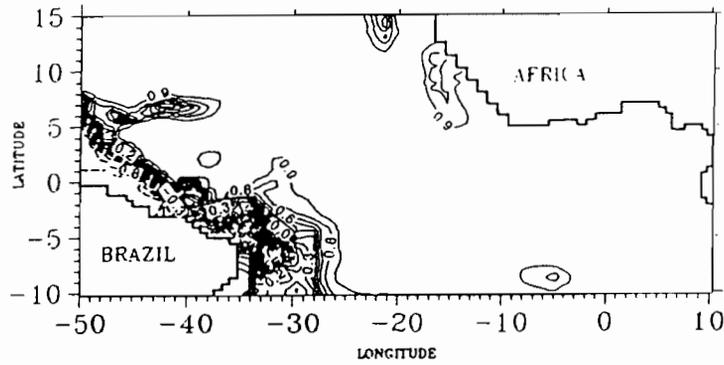
sont dues au fait que l'épaisseur de la couche de mélange, dont les processus sont pris en compte par ce modèle, est dans cette région supérieure à 100m. Ainsi le gradient équatorial n'atteint en été que 10 cm.dyn. au lieu de 18 cm.dyn. pour les champs H(5/200) et H(5/300), et en hiver 6 cm.dyn. au lieu de 12 cm.dyn.. Concernant maintenant le modèle linéaire, nous constatons que les évolutions et les structures sont dans les quatre champs de hauteur dynamique rigoureusement conformes. Nous notons seulement une moindre valeur des gradients dans le cas de H(5/100), ce qui est cette fois dû à l'importance relative du troisième mode dans le calcul de la hauteur dynamique. En effet, comme nous l'avons vu précédemment, le troisième mode a un profil représentatif de la densité dans la partie Est du bassin, c'est-à-dire que ses variations verticales sont concentrées dans les 100 premiers mètres. Comme les coefficients  $Y_n$  relatifs à chaque mode dépendent du gradient vertical des modes (Cf: annexe A.2), le troisième mode est dominant dans le calcul de la hauteur dynamique H(5/100), comme nous pouvons le voir dans le tableau 2 ci-dessous.

**Tableau 2: contribution des modes dans le calcul de la hauteur dynamique.**

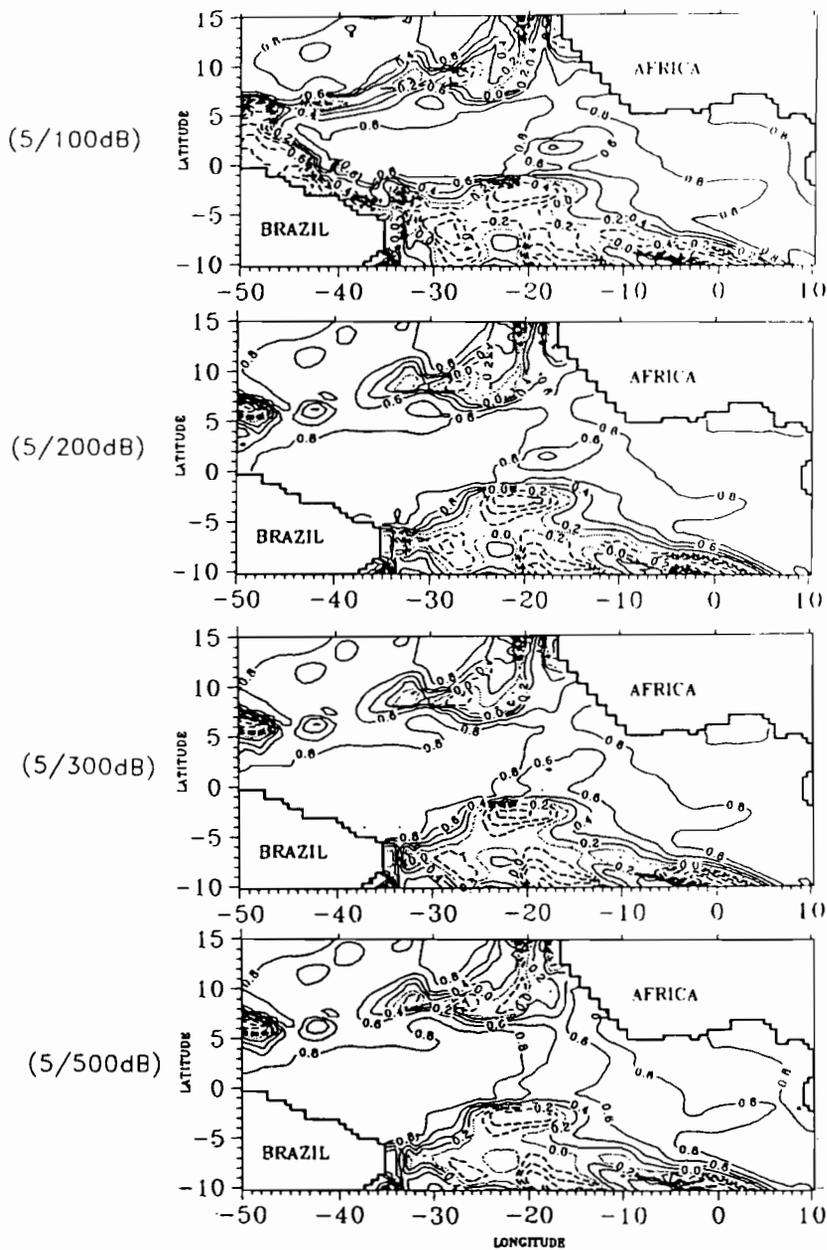
	Y1( x 0.01)	Y2( x 0.01)	Y3( x 0.01)
H(5/100)	1.08008	4.81342	4.92768
H(5/200)	1.42859	6.02839	5.55441
H(5/300)	1.62478	6.43344	5.21958
H(5/500)	2.06304	6.96561	3.91522

Cette domination du troisième mode a pour effet d'amoinrir la contribution du second mode dans la partie Ouest du bassin, où il est dominant, d'où la moindre valeur du gradient équatorial pour le champ H(5/100). Cependant, l'important est que le modèle linéaire n'indique pas de différences de phase, les modes ne variant pas avec le temps, et peu de différences de structures (dues aux profils des modes) selon les profondeurs de référence choisies. Ainsi, des calculs de coefficients de corrélation entre les champs de hauteur dynamique H(5/100) et H(5/500) fournissent des valeurs toujours supérieures à 0.90, excepté un minimum de 0.75 localisé à 20°Ouest-10°Nord, au large de la côte africaine. Dans le cas du modèle tridimensionnel, ces





**Fig. III.B.5:** Champ des coefficients de corrélation entre les hauteurs dynamiques  $H(5/100 \text{ db})$  et  $H(5/500 \text{ db})$  issues du modèle tridimensionnel



**Fig. III.B.6:** Champ des coefficients de corrélation entre les hauteurs dynamiques issues du modèle tridimensionnel du GFDL et du modèle linéaire.  
-de haut en bas:  
corrélation des hauteurs dynamiques  $H(5/100 \text{ db})$ ,  $H(5/200 \text{ db})$ ,  
 $H(5/300 \text{ db})$ ,  $H(5/500 \text{ db})$

coefficients de corrélation indiquent des régions fortement anti-corrélées à l'Ouest, avec des valeurs atteignant -0.8 au Nord de la côte brésilienne (Cf: figure III.B.5), ce qui illustre l'importance et l'intensité des processus de mélange verticaux qui ont lieu le long de cette côte. Nous pouvons d'ailleurs remarquer que les régions de faible corrélation correspondent toujours à des régions de faible variabilité de la hauteur dynamique  $H(5/500)$  (figure III.B.3).

Si nous observons les corrélations entre les hauteurs dynamiques obtenues par les deux modèles et calculées par rapport aux mêmes profondeurs de références (Figures III.B.6), nous vérifions que les corrélations s'améliorent globalement quand la profondeur de référence augmente, ceci étant très net à l'Ouest. Les améliorations se remarquent surtout lorsque la profondeur de référence passe de 100m à 200m. Les valeurs du coefficient de corrélation indiquent que les champs peu corrélés voire anti-corrélés le long de la côte sud-américaine deviennent fortement corrélés avec des valeurs supérieures à 0.8. Si la profondeur de référence augmente encore, les différences sont peu sensibles; nous pouvons toutefois observer de meilleures corrélations au centre du bassin le long de l'équateur et au large de la côte brésilienne. De ces constatations, nous pouvons dire que le modèle linéaire fournit principalement une réponse représentative du signal intégré sur une grande profondeur. Ceci est dû au faible nombre de modes verticaux pris en compte dans ce modèle. La considération de modes d'indices supérieurs est essentielle pour mieux représenter la réponse des couches plus proches de la surface, comme nous l'avons vu lors de la description énergétique. Le fait que le troisième mode soit dominant dans le calcul de la hauteur dynamique calculée par rapport à 100m permet de penser que la contribution de modes d'indices supérieurs serait non négligeable dans ce calcul. A titre indicatif, nous pouvons rappeler ici que lorsque DU PENHOAT et TREGUIER (1985) ont montré que les trois premiers modes expliquaient 95% du signal des neuf premiers modes, ils se sont fondés sur un signal fourni par une hauteur dynamique calculée par rapport à 500db. Il serait donc inadapté de choisir pour "observations" des champs de hauteur dynamique calculée par rapport à une faible profondeur de référence, car nous serions dans la situation où la part du signal due à des modes de fort indice serait maximale; autrement dit, la part du signal non interprétable par les trois modes de notre modèle serait maximale (nous reviendrons sur ce point essentiel dans le chapitre IV).

***Comparaisons des champs  $H(5/500)$ :***

L'évolution temporelle de la hauteur dynamique le long de l'équateur (figure III.B.2) montre que la théorie linéaire reproduit relativement bien la hauteur dynamique observée. Nous vérifions ainsi qu'à l'échelle saisonnière, la variation temporelle de la topographie dynamique est essentiellement une réponse linéaire au "forcing" de surface dû au vent. Cependant, des différences essentielles apparaissent, concernant surtout les amplitudes obtenues. De manière générale, les valeurs sont surestimées à l'Ouest et sous-estimées à l'Est. Mais nous remarquons ici que ces caractéristiques sont surtout prononcées en été boréal, où nous observons des valeurs atteignant 118 cm.dyn. en septembre à l'Ouest (au lieu de 102) et 68 cm.dyn. en juillet à l'Est (au lieu de 76). De telles différences sont essentiellement dues au choix, dans ce type de modèle, d'un profil de densité constant dans le temps et dans l'espace relativement peu représentatif des régions Est et Ouest. Cette non représentativité s'accroît lors des périodes de vent fort, lorsque les contrastes entre les bassins Est et Ouest sont les plus développés, ce qui implique des anomalies de densité importantes durant ces périodes. Nous pouvons d'ailleurs remarquer que les structures et les valeurs obtenues dans la région comprise entre 20° et 30°W, où est situé le profil initial (à 24°W), sont elles tout-à-fait conformes à celles fournies par le modèle tridimensionnel et les observations. Nous pouvons voir également que le modèle linéaire simule un "upwelling" équatorial en juillet nettement décalé vers l'Est, ce qui explique l'absence d'une inversion de pente pendant cette période dans l'extrême Est du golfe de Guinée.

Ces premières descriptions préliminaires permettent déjà de noter certaines améliorations que nous devons apporter aux résultats du modèle, dans la région proche de l'équateur, à l'aide du processus d'assimilations. Ces améliorations devront porter sur les valeurs des champs dans les parties Ouest et Est du bassin, sur la représentation de l'"upwelling" équatorial et sur l'inversion de pente dans le golfe de Guinée. Nous devons ainsi forcer les valeurs à devenir plus faibles à l'Ouest, durant tout le cycle annuel mais surtout pendant les mois d'été et, à l'Est, à devenir plus fortes en été et légèrement plus importantes en hiver, ceci sans nuire aux résultats obtenus au centre du bassin et à la variabilité. Voyons maintenant les différences qui existent sur l'ensemble du bassin.

Si l'on revient à la figure III.B.1, on voit que le champ annuel moyen issu du modèle à modes reproduit bien, au nord de l'équateur, les positions du creux à  $10^{\circ}\text{N}$  et de la crête à  $3^{\circ}\text{N}$  (celle-ci tendant vers une légère orientation SW-NE). Cependant, les valeurs et les maxima d'amplitude diffèrent sensiblement. En effet, un minimum très marqué de 60 cm.dyn. apparaît à  $12^{\circ}\text{N}-32^{\circ}\text{W}$  et un maximum de 104 cm.dyn. au Nord-Ouest, créant un très fort gradient, à comparer avec 72 et 92 cm.dyn. obtenus avec le modèle 3D. Cette structure est essentiellement due aux conditions imposées aux frontières du modèle, les frontières fermées ayant tendance à accentuer le gyre cyclonique. Comme nous l'avons vu, le gradient est surestimé le long de l'équateur. De manière générale, les valeurs à l'Est du bassin sont nettement sous-estimées. En particulier, même si l'on y observe bien une légère inversion de pente, due à la composante Est du vent dans cette région, le maximum du golfe de Guinée est très faiblement représenté par le modèle linéaire. Ceci s'explique non seulement par le profil de densité constant utilisé pour initialiser le modèle, mais aussi par le fait que la thermodynamique et les termes non linéaires ne sont pas pris en compte par ce modèle; le gradient zonal de la topographie dynamique y est uniquement imposé par la composante zonale de la tension du vent. Or il a été montré que ces termes jouent un rôle non négligeable à l'Est des bassins équatoriaux (R.LUKAS, 1986), comme nous l'avons vu au paragraphe précédent. Le resserrement des isolignes le long de la côte brésilienne s'explique par une accumulation d'énergie, provenant des ondes de Rossby. Les ondes courtes, filtrées dans le modèle, générées à cette frontière ne peuvent propager cette énergie vers l'Est. Nous observons alors une couche limite, de plus en plus étroite et piégée le long de la côte. Les processus non-linéaires n'étant pas pris en compte dans les équations du modèle, l'introduction de termes de friction et d'inertie supplémentaires serait nécessaire pour décrire de façon plus réaliste cette région côtière. Dans leur modèle linéaire, comparable au nôtre, DU PENHOAT et TREGUIER (1985) ont imposé une condition aux limites sur la côte Ouest, introduite auparavant par CANE et SARACHIK (1981), consistant à annuler l'intégrale méridienne de la composante zonale de la vitesse. De telles conditions aux limites nécessitent un traitement particulier et complexe, facilité dans leur cas par leur schéma particulièrement simplifié de la géométrie des continents. En ce qui concerne la région sud du bassin, on observe que le creux est représenté beaucoup plus au sud (à  $5^{\circ}\text{S}$ ) par le modèle que par les

observations (à 2°S). Ce décalage du creux équatorial se retrouve dans le modèle linéaire de BUSALACCHI-PICAUT (1983), qui ne résoud que le second mode barocline. Nous retrouvons vers 10°S une surestimation du gradient zonal comparable à celle qui prévaut dans l'hémisphère Nord. Elle se caractérise au Sud-Est par des valeurs de 64 cm.dyn., au lieu des 72 cm.dyn. obtenus avec le modèle 3D, qui s'expliquent également par le schéma de frontières fermées imposé.

Observons maintenant les évolutions temporelles, sur l'ensemble du bassin, des champs fournis par les deux modèles. Nous nous limiterons ici à une description succincte et globale, illustrée par les figures situées en fin de ce chapitre. Ces figures (III.B.7, 8, 9, 10 et 11) représentent respectivement les champs instantanés de hauteur dynamique  $H(5/500)$ , au milieu de chaque mois, du modèle linéaire et tridimensionnel, les différences entre ces champs et les anomalies par rapport à la moyenne annuelle. Ces figures serviront de référence tout au long de notre étude.

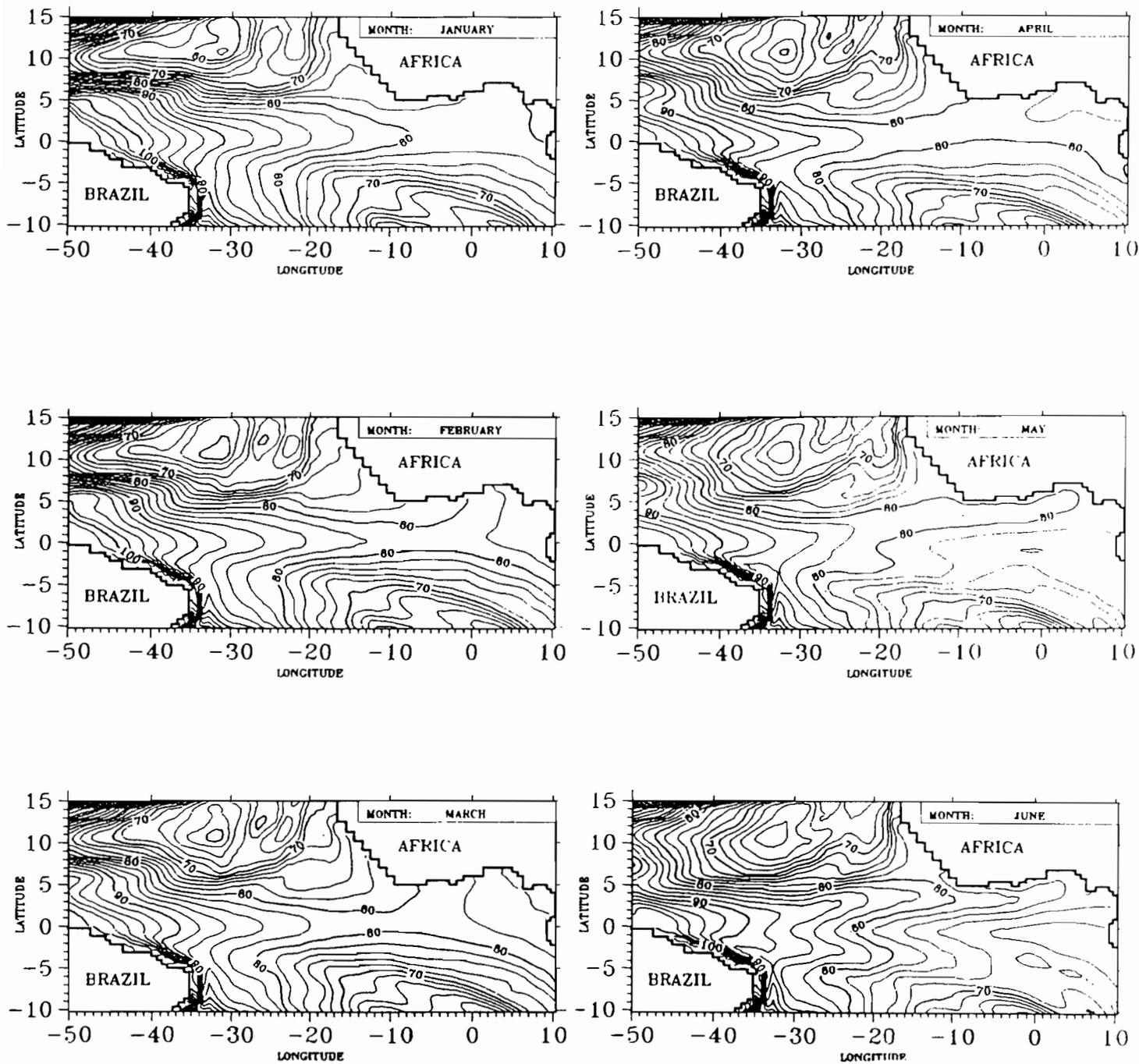
Au vu des champs instantanés, les principales caractéristiques visibles avec les moyennes annuelles se retrouvent durant toute l'année. Ainsi, la forte accentuation des creux Nord-Ouest et Sud-Est et la concentration des isolignes le long de la côte brésilienne, ajoutées à la surestimation de la pente équatoriale, sont des caractéristiques permanentes du modèle linéaire. Dans l'hémisphère Nord, on voit que la crête située vers 3°N est nettement décalée vers le Sud par le modèle linéaire durant les mois d'hiver. Dans la partie Ouest, l'affaiblissement de cette crête durant le printemps n'est pas simulée par ce modèle. Celui-ci simule en permanence un gradient méridien très prononcé au nord du Brésil, contrairement au modèle 3D qui indique que ce gradient s'atténue considérablement de mars à juin. Dans l'hémisphère Sud, les différences se rencontrent essentiellement de juin à septembre, mois pendant lesquels les crêtes et les creux sont en décalage permanent selon la latitude. Ainsi, en juin par exemple, le modèle 3D indique un creux de l'équateur à 5°S alors que le modèle linéaire simule une crête centrée sur 3°S. Schématiquement, nous pouvons remarquer que des mois de juin à août, les structures issues du modèle 3D montrent une assymétrie par rapport à l'équateur, contrairement au modèle linéaire pour lequel les structures ont nettement tendance à être distribuées de manière symétrique. Ces différences se retrouvent sur les anomalies (fig. III.B.10 et 11) qui sont de

signes opposés durant l'été, ce qui explique les mauvaises corrélations observées sur la figure III.B.6 dans l'hémisphère Sud. La mauvaise représentation des champs dans l'hémisphère Sud est essentiellement la conséquence de l'absence de termes non-linéaires et du faible nombre de modes verticaux pris en compte.

Les cartes d'anomalies expliquent de même les faibles corrélations au large du Sénégal et à 5°N au nord du Brésil. Dans cette dernière région, nous observons que les anomalies sont de signes opposés durant le mois de juillet; au large du Sénégal, cette inversion de signe a lieu durant les mois d'hiver, de novembre à janvier. Ces cartes montrent également que les amplitudes des variations saisonnières fournies par le modèle linéaire sont de façon générale beaucoup plus importantes que celles du modèle 3D. Ainsi, paradoxalement, la variabilité (figure III.B.3) obtenue par le modèle linéaire paraît relativement plus conforme à la variabilité observée que celle fournie par le modèle tridimensionnel. Cependant, comme nous allons le voir maintenant, il est essentiel de remarquer que ces variabilités sont obtenues à partir de valeur moyenne très distinctes. En effet, les figures III.B.9. indiquent que le modèle sous-estime sur la majeure partie du bassin les valeurs du champ de hauteur dynamique. Ainsi, on observe par exemple des écarts atteignant plus de 20 cm.dyn. au Nord-Ouest, 10 à 15 cm.dyn. au Sud entre 10°et 20°W. Les seules régions où les valeurs du modèle linéaire sont supérieures à celles du modèle 3D sont situées le long de la côte brésilienne et à l'Ouest le long de l'équateur, ce qui a pour conséquence de surestimer considérablement le gradient équatorial, notamment en été et en automne boréaux; par exemple, ce gradient est supérieur de 20 cm.dyn. en août et de 25 cm.dyn. en octobre.

Ces descriptions montrent les principales différences que nous devons atténuer avec des processus de réinitialisations du modèle, réinitialisations effectuées à l'aide des "observations" aux instants où elles sont disponibles. Nous devons donc chercher à améliorer la représentativité des champs dans l'hémisphère Sud où existent d'importants décalages en latitude des structures, dans les régions Nord-Ouest et Sud-Est où les creux sont trop fortement prononcés par le modèle linéaire, le long de la côte brésilienne où les gradients sont trop collés à la côte et le long de l'équateur où le gradient zonal est trop fort. Ces améliorations devront surtout être importantes en été et en automne, lorsque les différences entre modèle et

"observations" sont les plus marquées, donc lorsque les assimilations auront un impact *a priori* conséquent. Cependant, nous devons tenir compte de la confiance à accorder aux "données", en effectuant une étude des erreurs à attribuer à ces "observations". Ceci sera examiné en détail dans le chapitre V.



**Fig. III.B.7:** Champs de hauteur dynamique  $H(5/500 \text{ db})$  issus du modèle linéaire obtenus de janvier à juin (de haut en bas et de gauche à droite) (unités:  $\text{cm.dyn.}$ , contours: 2.)

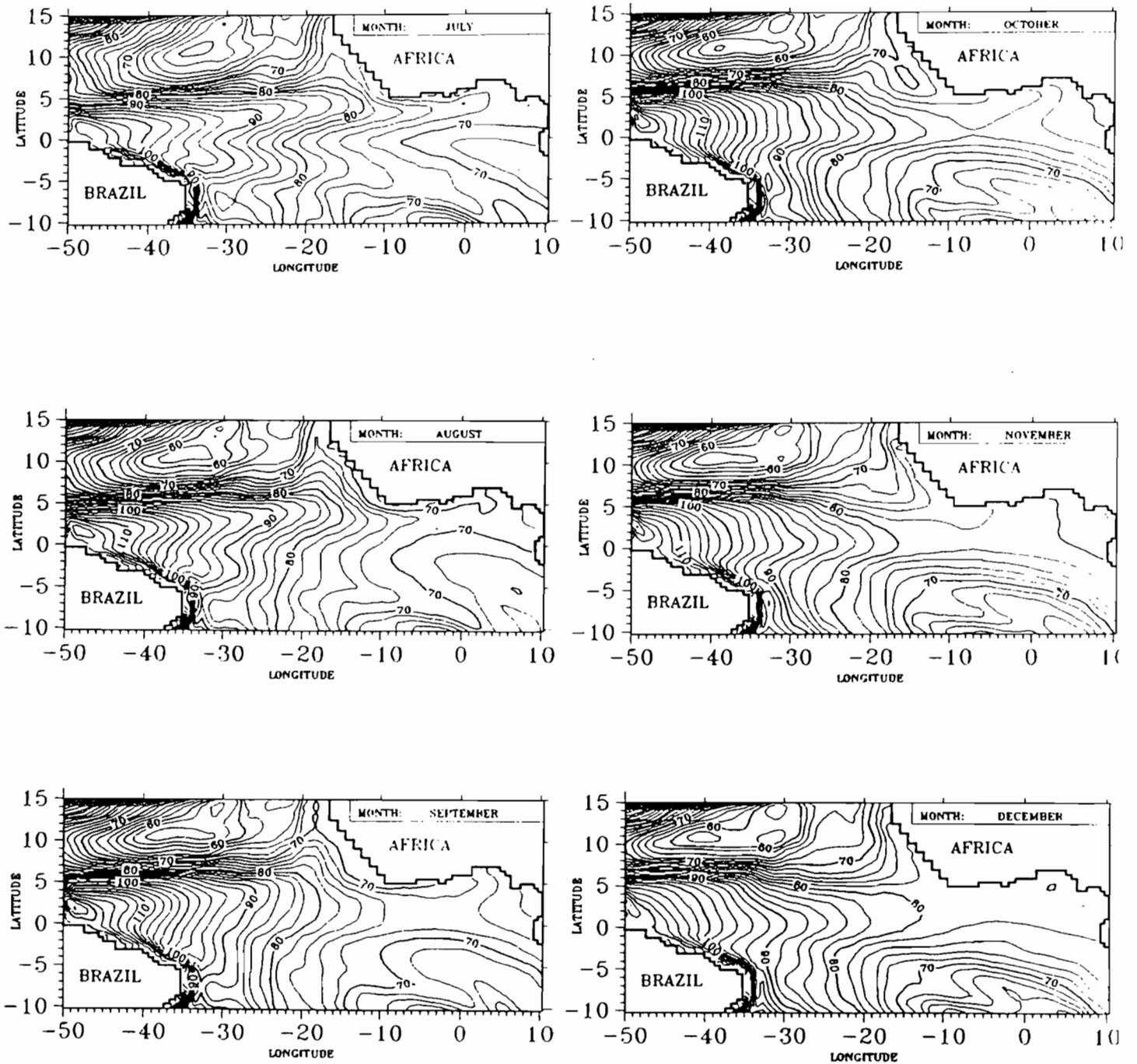
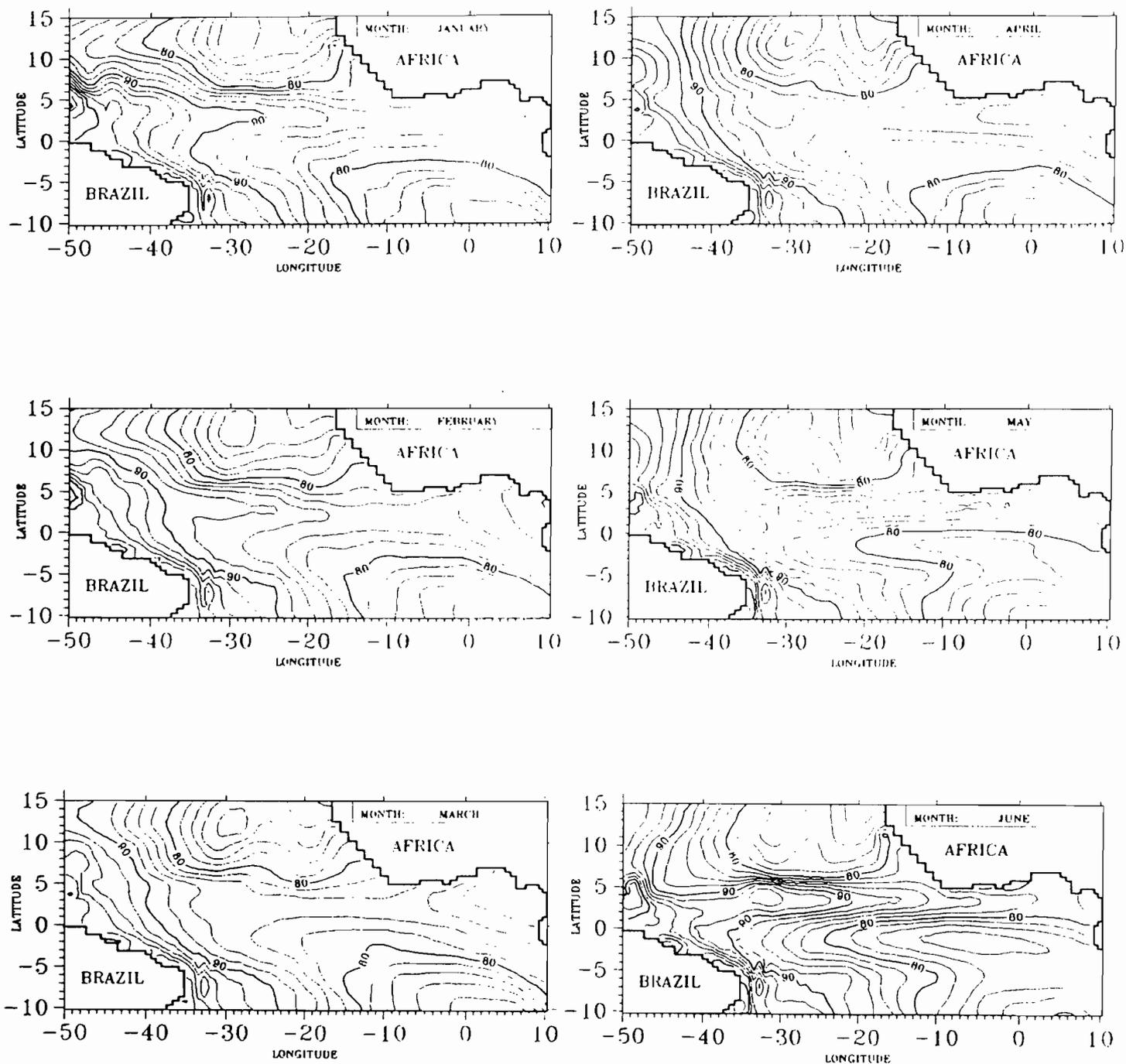
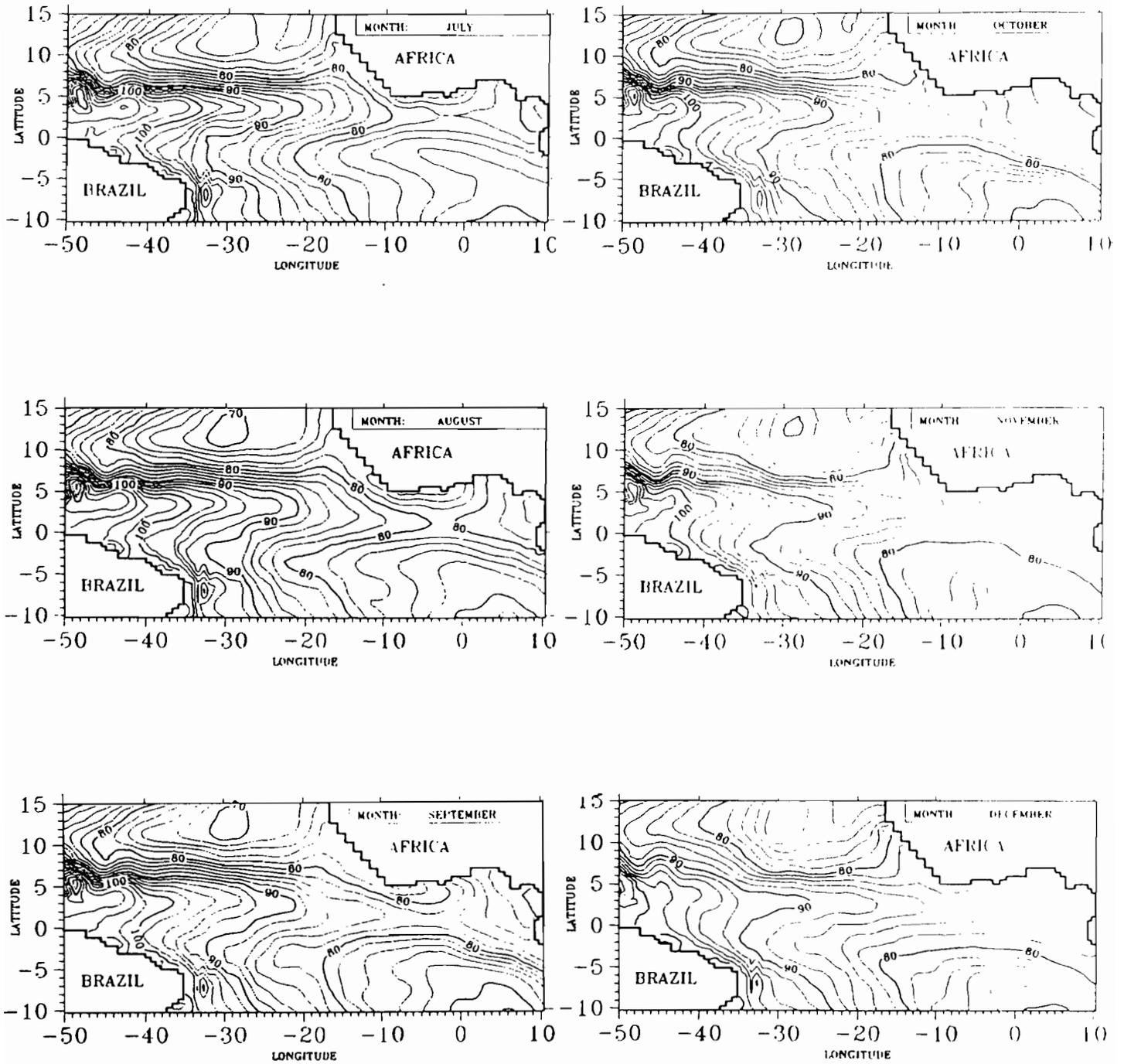


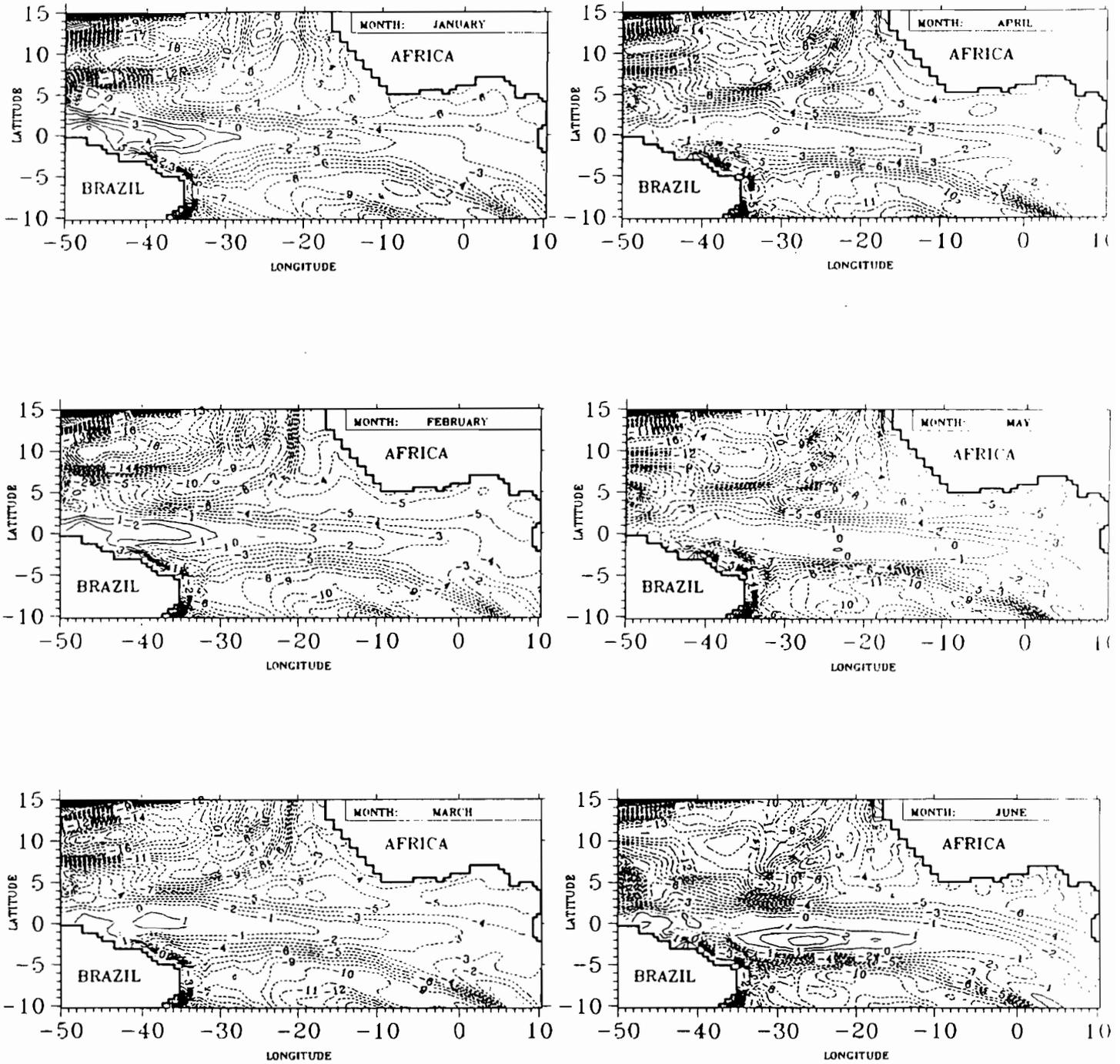
Fig. III.B.7: Champs de hauteur dynamique  $H(5/500 \text{ db})$  issus du modèle linéaire obtenus de juillet à décembre (de haut en bas et de gauche à droite) (unités:  $\text{cm.dyn.}$ , contours: 2.)



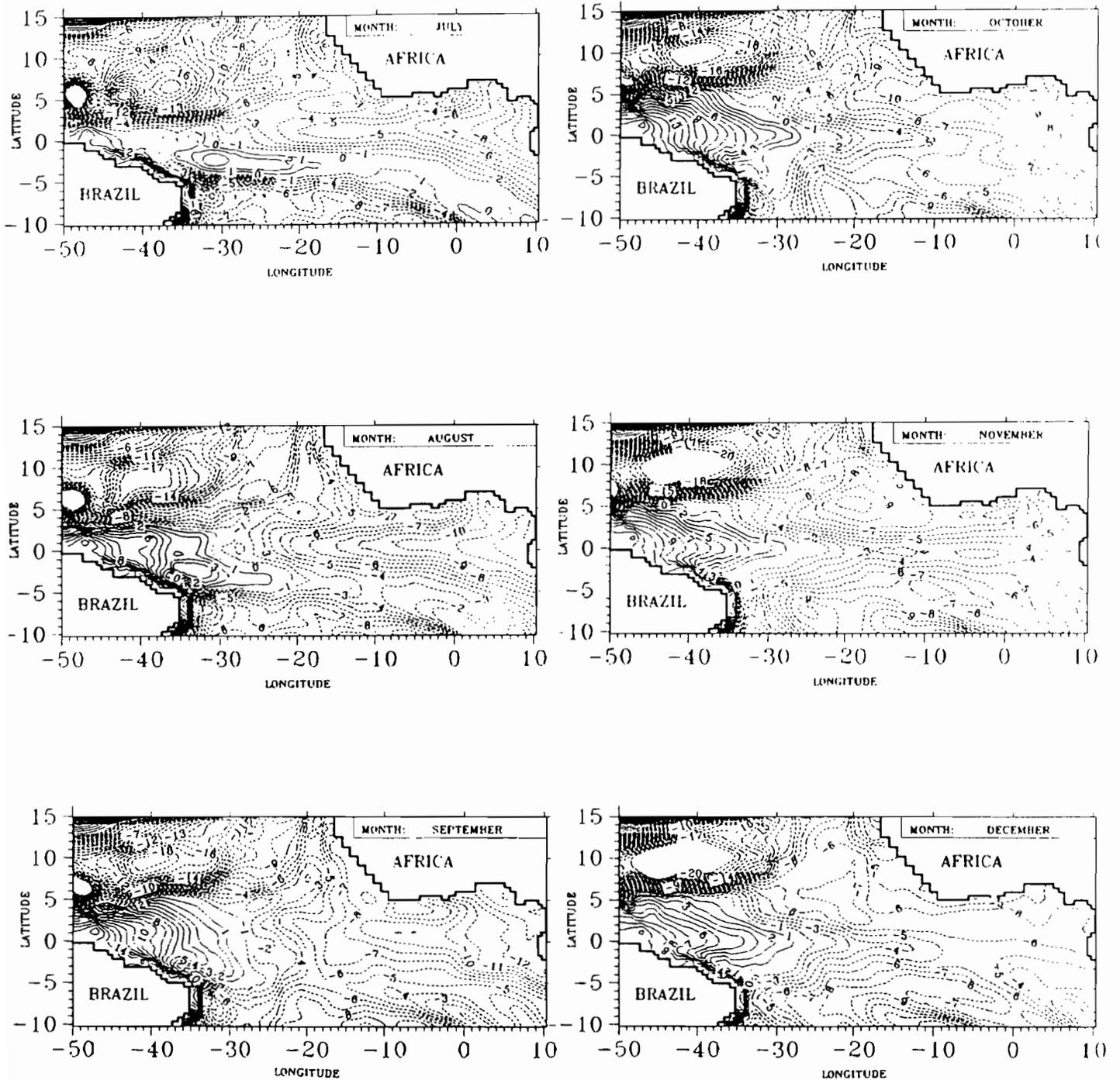
**Fig. III.B.8:** Champs de hauteur dynamique  $H(5/500 \text{ db})$  issus du modèle tridimensionnel obtenus de janvier à juin (de haut en bas et de gauche à droite) (unités:  $\text{cm.dyn.}$ , contours: 2.)



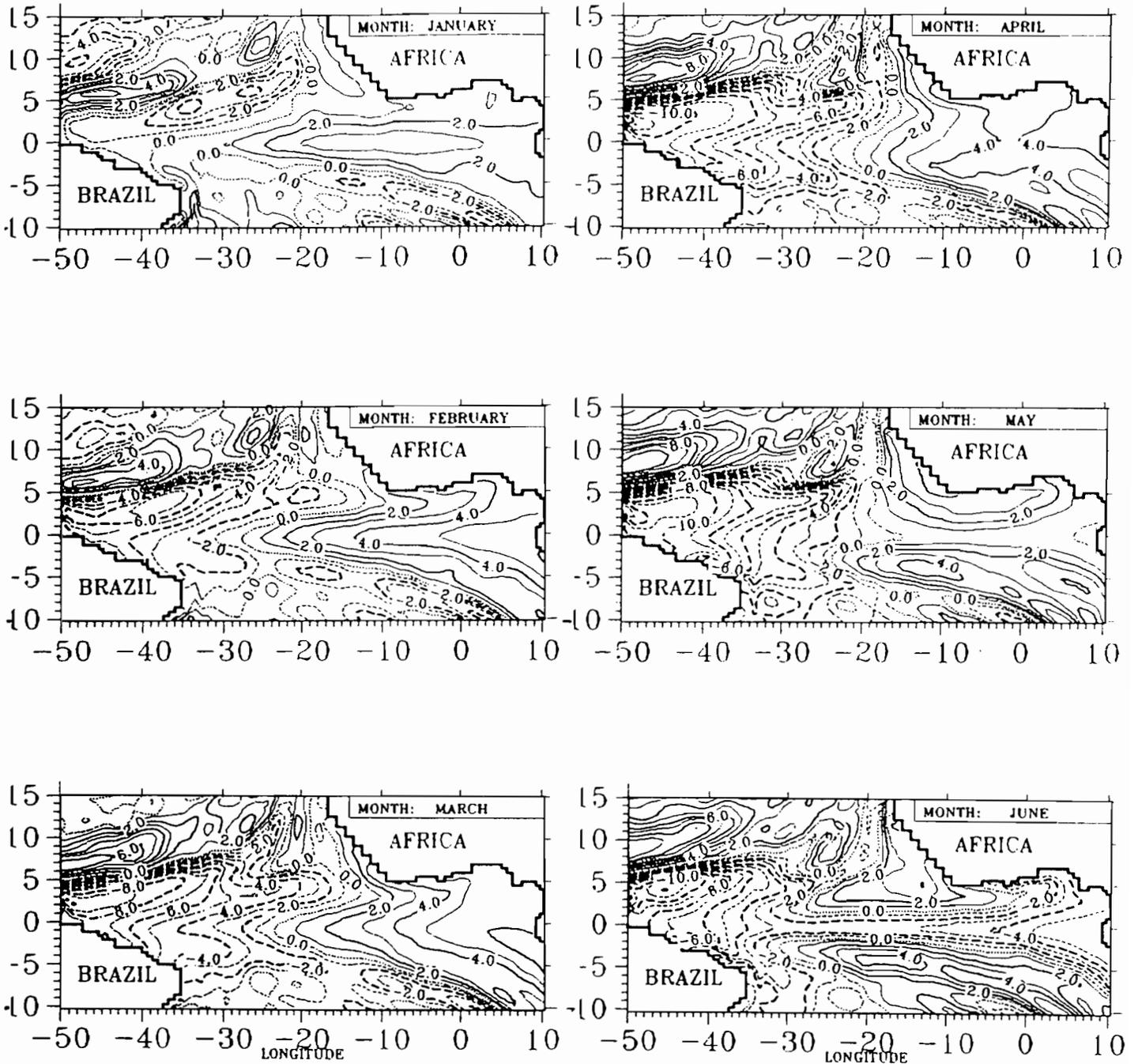
**Fig. III.B.8:** Champs de hauteur dynamique  $H(5/500 \text{ db})$  issus du modèle tridimensionnel obtenus de juillet à décembre (de haut en bas et de gauche à droite) (unités:  $\text{cm dyn.}$ , contours: 2.)



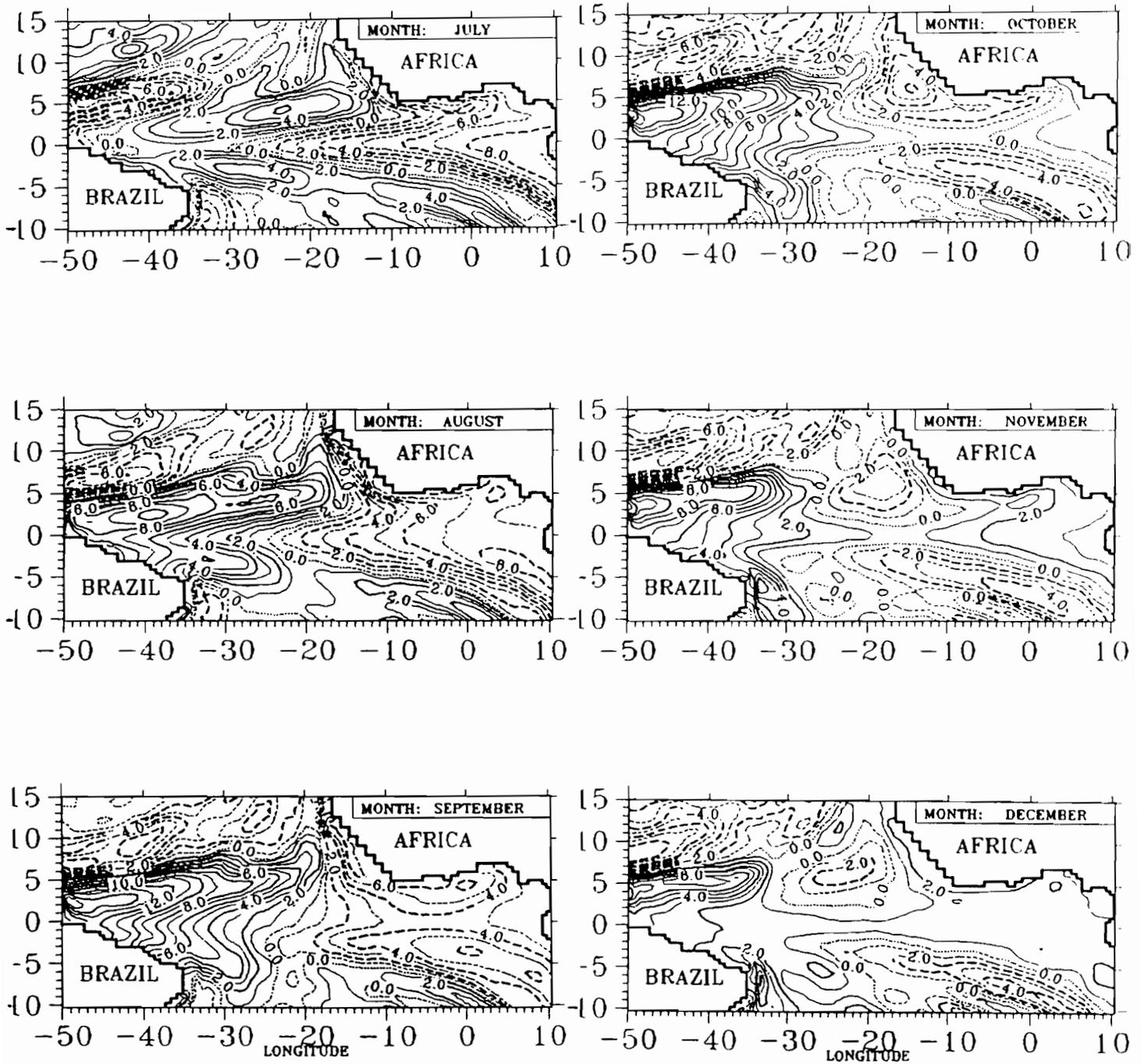
**Fig. III.B.9:** Champs des différences entre les hauteurs dynamiques  $H(5/500 \text{ db})$  issues du modèle linéaire et du modèle tridimensionnel obtenus de janvier à juin (de haut en bas et de gauche à droite) (unités: cm.dyn., contours: 2.)



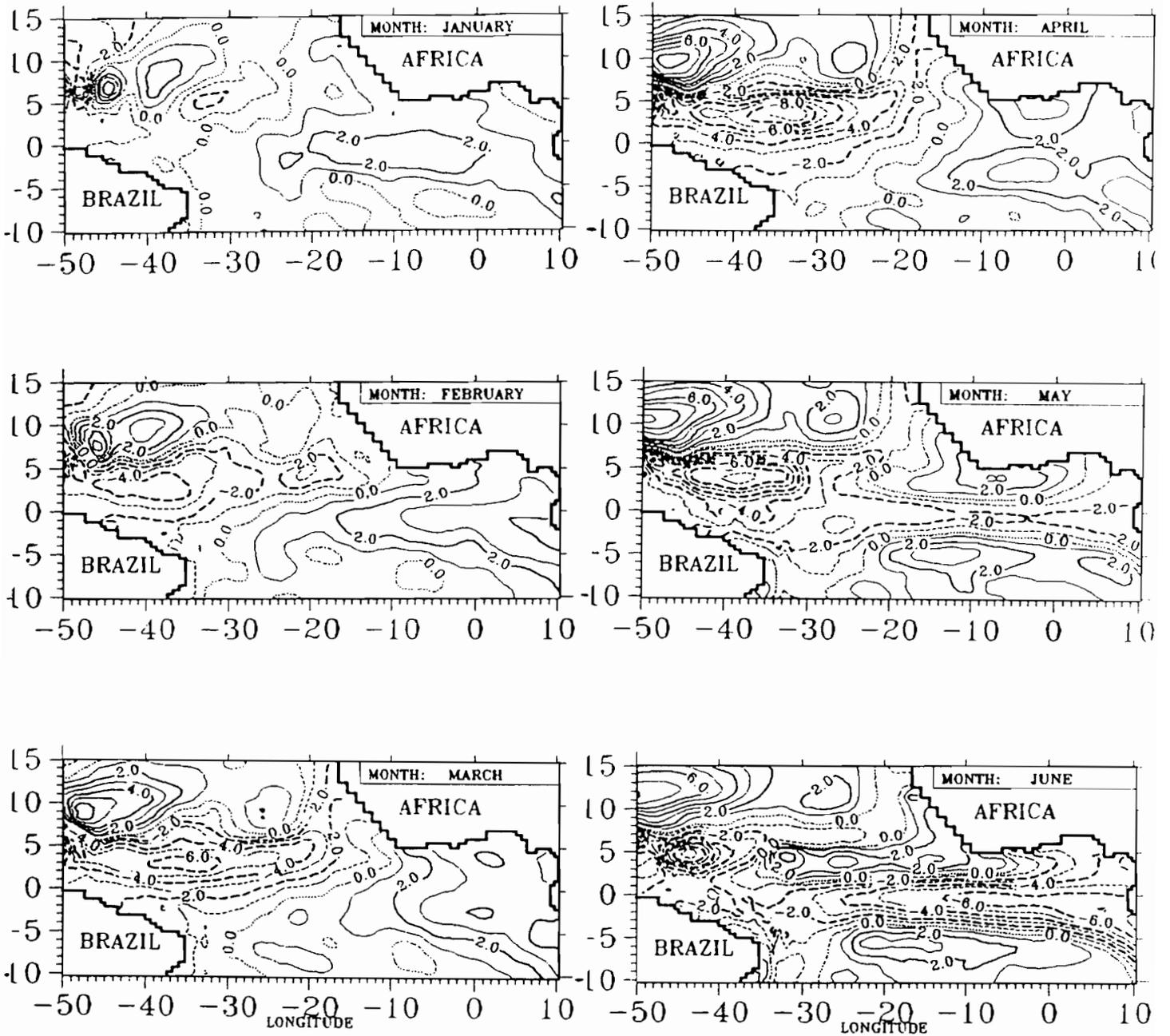
**Fig. III.B.9:** Champs des différences entre les hauteurs dynamiques  $H(5/500 \text{ db})$  issues du modèle linéaire et du modèle tridimensionnel obtenus de juillet à décembre (de haut en bas et de gauche à droite) (unités: cm.dyn., contours: 2.)



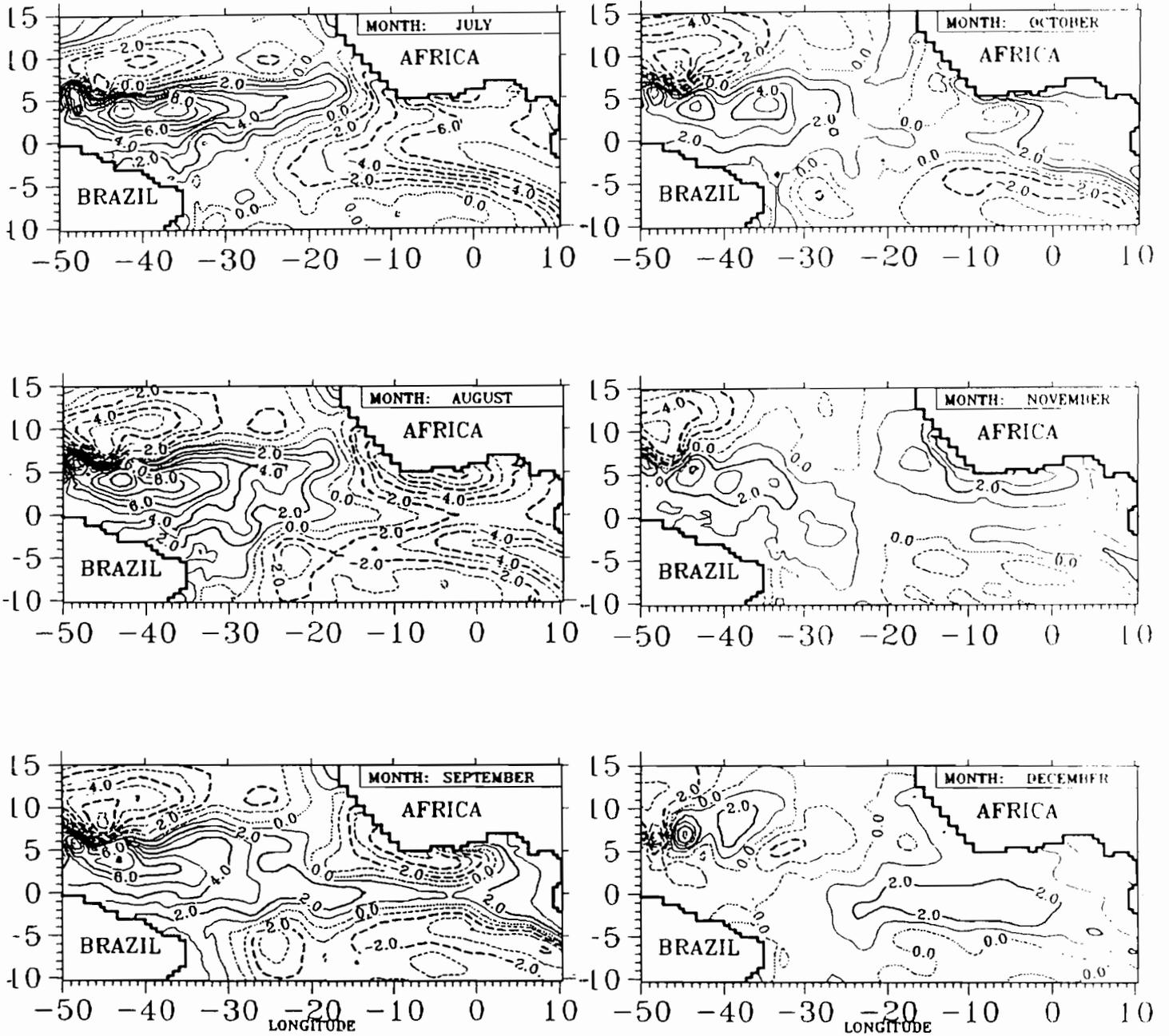
**Fig. III.B.10:** Champs des anomalies de hauteur dynamique  $H(5/500 \text{ db})$   
 issues du modèle linéaire  
 obtenus de janvier à juin (de haut en bas et de gauche à droite)  
 (unités: cm.dyn., contours: 2.)



**Fig. III.B.10:** Champs des anomalies de hauteur dynamique  $H(5/500 \text{ db})$   
 issues du modèle linéaire  
 obtenus de juillet à décembre (de haut en bas et de gauche à droite)  
 (unités:  $\text{cm.dyn.}$ , contours: 2.)



**Fig. III.B.11:** Champs des anomalies de hauteur dynamique  $H(5/500 \text{ db})$   
 issues du modèle tridimensionnel  
 obtenus de janvier à juin (de haut en bas et de gauche à droite)  
 (unités: cm.dyn., contours: 2.)



**Fig. III.B.11:** Champs des anomalies de hauteur dynamique  $H(5/500 \text{ db})$   
 issues du modèle tridimensionnel  
 obtenus de juillet à décembre (de haut en bas et de gauche à droite)  
 (unités: cm.dyn., contours: 2.)

## CHAPITRE IV: PROJECTION SUR DES MODES VERTICAUX. LA METHODE D'ANALYSE UTILISEE.

### A: EXPOSE DU PROBLEME:

Le problème consiste à déterminer les paramètres que l'on va considérer comme "observations assimilables" dans le modèle à modes verticaux. Autrement dit comment trouver, à partir de données de hauteurs dynamiques, trois champs de pseudo-pressions correspondants aux trois modes baroclines résolus par notre modèle? Ce problème de la détermination des champs à assimiler est fondamental, et inhérent au type de modèle utilisé. Ainsi nous devons calculer ici, les trois modes étant résolus de façon rigoureusement indépendante, trois valeurs à partir d'une seule au point où une observation est disponible. Un tel problème ne se pose pas de manière aussi cruciale dans le cas de l'assimilation dans un modèle quasi-géostrophique ou tridimensionnel. Dans le cas d'un modèle quasi-géostrophique, les variables assimilées sont des fonctions de courant directement calculables à partir des observations; en effet, si les mouvements sont considérés quasi-géostrophiques, la pression de surface est directement proportionnelle à la fonction de courant de la couche supérieure par la relation  $h = (f/g)\psi$ . Ainsi, une observation de la topographie océanique peut être assimilée directement en surface et l'information se propager dans les couches inférieures (HOLLAND et VERRON, 1988; VERRON, 1989; DE MEY et ROBINSON, 1988). Dans le cas d'un modèle tridimensionnel, les observations de température, de salinité et de vitesses correspondent aux variables résolues par le modèle, mais le problème de la détermination du champ à assimiler se pose dans le cas de l'utilisation de données de hauteur dynamique. De manière générale, ce problème se pose quelque soit le modèle utilisé, lorsque l'on cherche à assimiler des données qui ne sont pas des variables du modèle.

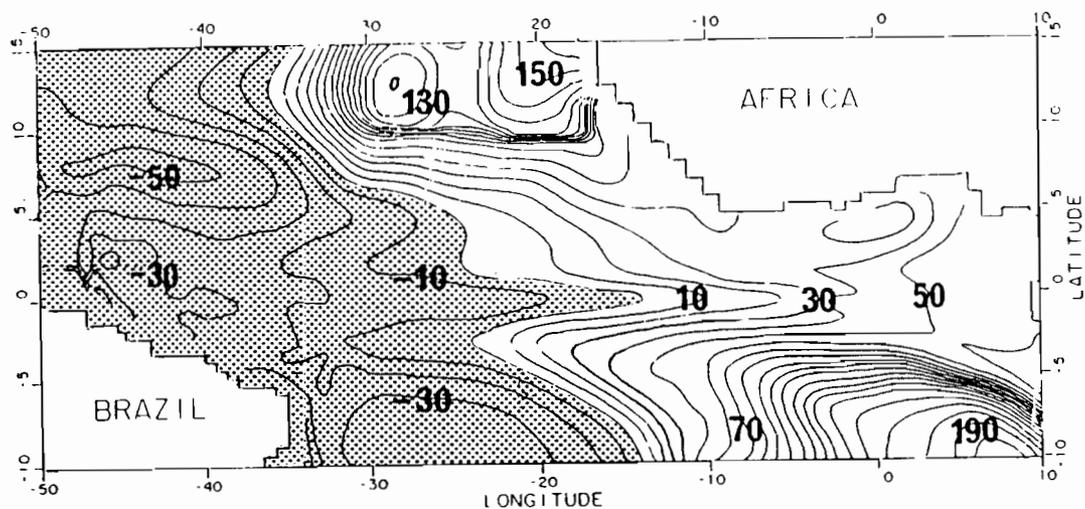
Le but de notre démarche est de pouvoir conserver le maximum d'information contenue dans les observations lors de la détermination des trois champs de pression à assimiler, information en partie liée aux processus dynamiques et thermodynamiques non résolus par le modèle

linéaire. Le problème posé de la projection sur des modes verticaux n'est pas trivial. Dans un premier temps, nous nous sommes placés dans un cas plus général. Nous avons supposé qu'au lieu d'une seule mesure, nous disposions de plusieurs mesures sur la verticale (comme si nous disposions de mesures obtenues par des profils d'X.B.T.). Pour déterminer trois valeurs de pression en un point, il suffit en effet de disposer de trois mesures sur la verticale en ce point et de résoudre un système de trois équations à trois inconnues. Nous exposons brièvement les problèmes posés par cette approche et pourquoi, outre le fait qu'on suppose plusieurs mesures disponibles et qu'on ne résoud donc pas le problème de projection d'une donnée unique posé par les mesures altimétriques, elle ne peut pas être retenue. Il peut paraître dénué d'intérêt de décrire des méthodes qui n'ont pas donné les résultats escomptés. Cependant le fait d'exposer des méthodes différentes et a priori cohérentes qui donnent des résultats aberrants peut permettre de cerner les problèmes qui peuvent surgir lors de projections sur des modes et de mettre en évidence la démarche à suivre. Nous exposons donc ensuite la méthode de projection utilisée, qui est une méthode de type variationnel permettant d'obtenir trois champs de pression satisfaisants.

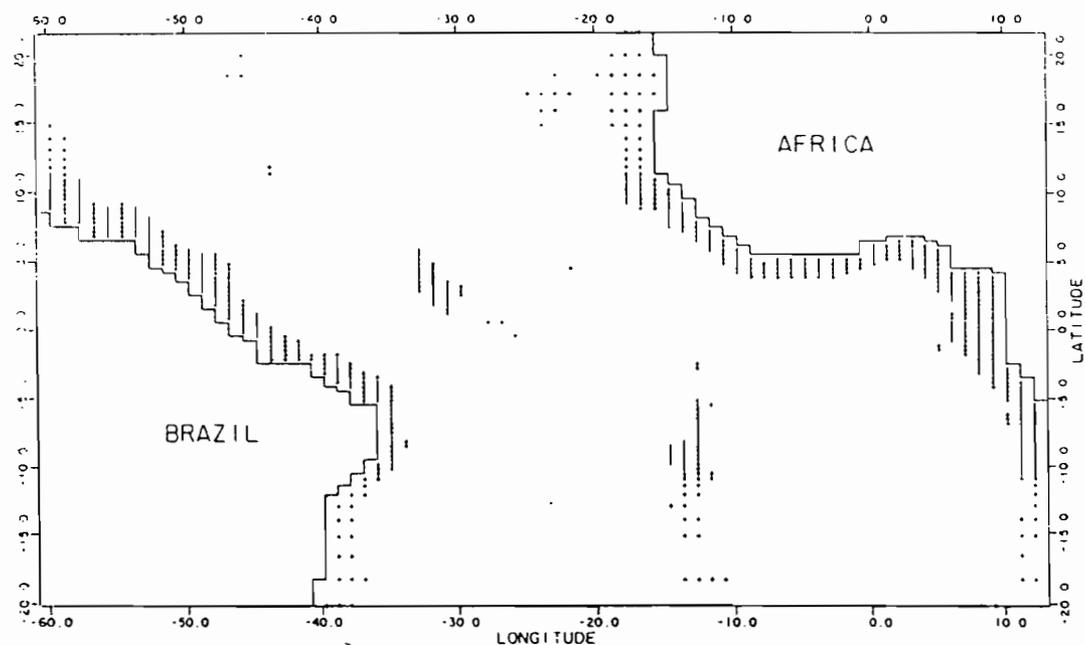
## **B: PREMIERES DEMARCHES.**

### **B.1: Première méthode:**

Nous disposons de données sur la verticale, c'est-à-dire aux différents niveaux du modèle tridimensionnel. Nous pouvons donc trouver trois champs de pression, notés  $P_n(x,y)$ , à partir de trois champs de hauteur dynamique différents calculés relativement à des niveaux de références distincts (Cf.: annexe A.1). Nous disposons ainsi de trois observations et non plus d'une seule, c'est-à-dire d'autant de données que d'inconnues aux points d'observations. Les hauteurs dynamiques s'expriment linéairement en fonction des pseudo-pression  $P_n(x,y)$  (Cf.: annexe A.2); il suffit alors de résoudre un système de trois équations à trois inconnues, nous permettant d'obtenir les champs  $P_n(x,y)$ .



**Fig. IV.1:** Exemple d'un champ de pression relatif au second mode barocline obtenu par la première méthode de projection (unité:  $1000 \text{ cm}^2/\text{s}^2$ , contours: 10.)



**Fig. IV.2:** Points de la grille du modèle tridimensionnel pour lesquels la profondeur est inférieure à 4000m.

Le premier problème qui se pose porte sur le choix des profondeurs prises comme bornes d'intégration pour le calcul des hauteurs dynamiques. Selon quel critère objectif devons-nous choisir telles ou telles profondeurs de référence pour le calcul des hauteurs dynamiques? En effet, différents tests ont montré que les valeurs des champs de  $P_n$  obtenus par cette méthode variaient énormément selon les profondeurs d'intégration considérées. Ainsi cette démarche ne permet pas d'obtenir de solution unique selon des critères dynamiques précis. De plus, et surtout, les tests effectués donnent tous des résultats inacceptables, dans le sens où les ordres de grandeur des  $P_n$  sont très supérieurs à ceux des  $P_n$  obtenus par le modèle à modes. Nous pouvons le vérifier sur la figure IV.1 représentant le champ de pseudo-pression du second mode ( $P_2$ ), sur laquelle ressortent bien des structures cohérentes mais où les valeurs sont de l'ordre de  $10^4$  à  $10^5$   $\text{cm}^2.\text{s}^2$ , à comparer à celles obtenues par le modèle linéaire qui sont de l'ordre de  $10^2$  à  $10^3$   $\text{cm}^2.\text{s}^2$  (Cf: fig. II.11); nous pouvons également remarquer que les signes des valeurs sont opposés, c'est-à-dire que la pente obtenue est inversée et orientée Ouest-Est. Ces résultats s'expliquent par le fait que le système de trois équations à trois inconnues à résoudre est mal conditionné. En effet, les coefficients de ce système, notés  $Y_n$  en annexe, ne sont pas indépendants car ils sont relatifs à des intégrales selon la verticale des modes. Au vu des profils des modes (Fig.:I.A.3), nous avons également considéré les profondeurs qui permettraient de différencier au mieux les coefficients  $Y_n$  - en remarquant que le premier mode se démarque des autres entre 30 et 150 m, et que les second et troisième modes se distinguent entre 250 et 500 m - sans obtenir d'amélioration notable.

Le problème de non unicité de la solution auquel s'ajoute l'extrême sensibilité numérique du système à résoudre montre qu'il est impossible d'obtenir des  $P_n$  satisfaisants par cette méthode.

## **B.2: Seconde méthode:**

Cette seconde méthode consiste en une **projection directe** d'une quantité physique sur des modes verticaux. Nous avons représenté les résultats du modèle tridimensionnel du GFDL comme des perturbations à un profil vertical moyen, comme le sont les variables résolues par notre modèle linéaire. Comme nous disposons des résultats de température et de salinité de ce modèle, nous en déduisons la densité, ou la pression, en chacun de ses niveaux,

que nous exprimons alors en fonction des champs  $P_n$  cherchés. En effet, on a vu dans la description du modèle à modes que la pression s'exprimait par l'égalité:

$$(IV.1) \quad p'(x,y,z,t) = \sum_n P_n(x,y,t) \cdot F_n(z)$$

où  $p'$  est la perturbation par rapport au profil moyen  $P^o(z)$  tel que:

$$(IV.2) \quad P(x,y,z,t) = P^o(z) + p'(x,y,z,t) \quad \text{et:}$$

$$(IV.3) \quad \partial_z P(x,y,z,t) = \rho^o(z) \cdot g + \rho'(x,y,z,t) \cdot g$$

et où les  $F_i(z)$  sont les fonctions d'amplitude des modes verticaux.

Si l'on considère les pressions issues du modèle 3D, on peut les écrire:

$$(IV.4) \quad P_{3D}(x,y,z,t) = P^{o*}(z) + p^*(x,y,z,t), \quad \text{où } P^{o*}(z) \text{ est un profil moyen,}$$

et  $p^*(x,y,z,t) = \sum_n P_n^*(x,y,t) \cdot F_n(z)$  où les  $P_n^*$  sont les pseudo-pressions cherchées.

Nous savons que:

$$(IV.5) \quad \partial p' / \partial z = (\rho - \rho^o)g; \quad \text{de même, } \partial p^* / \partial z = (\rho_{3D} - \rho^{o*})g.$$

$$\text{Or, } \int_0^z \left( \frac{\partial p^*}{\partial z} \right) dz' = p^*(z) - p^*(0) \quad \text{avec } p^*(0) = P_1^* \cdot F_1(0) + P_2^* \cdot F_2(0) + P_3^* \cdot F_3(0).$$

On effectue la projection en multipliant  $p^*(x,y,z,t)$  par les  $F_n$  et en intégrant sur la verticale.

Sachant que les modes  $F_n$  constituent une base orthonormée, on a:

$$(IV.6) \quad \int_0^H P_i^*(x,y,t) \cdot F_i(z) \cdot F_j(z) \cdot dz = \delta_{ij} \cdot H \cdot P_i^* \quad (H=4000 \text{ m})$$

On obtient un système de trois inconnues à trois équations:

$$(IV.7) \quad A_1 + P_1^*(F_1(0)B_1-H) + P_2^*(F_2(0)B_1) + P_3^*(F_3(0)B_1) = 0$$

$$A_2 + P_1^*(F_1(0)B_2) + P_2^*(F_2(0)B_2-H) + P_3^*(F_3(0)B_2) = 0$$

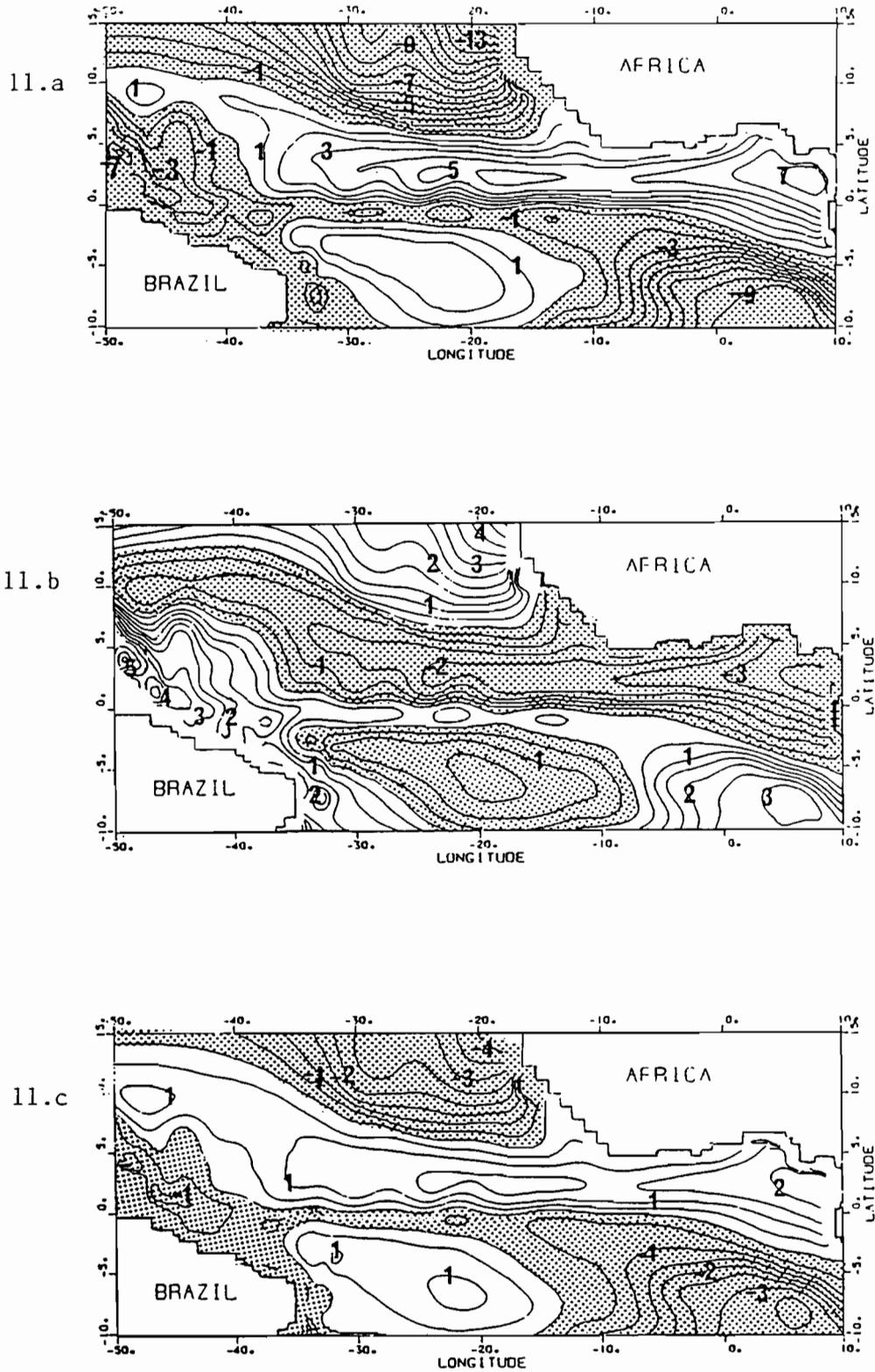
$$A_3 + P_1^*(F_1(0)B_3) + P_2^*(F_2(0)B_3) + P_3^*(F_3(0)B_3-H) = 0$$

$$\text{en notant } A_i = \int_0^H \left( \int_0^z (\rho_{3D} - \rho^{o*}) \cdot g \cdot dz' \right) \cdot F_i(z) \cdot dz \quad \text{et} \quad B_i = \int_0^H F_i(z) \cdot dz$$

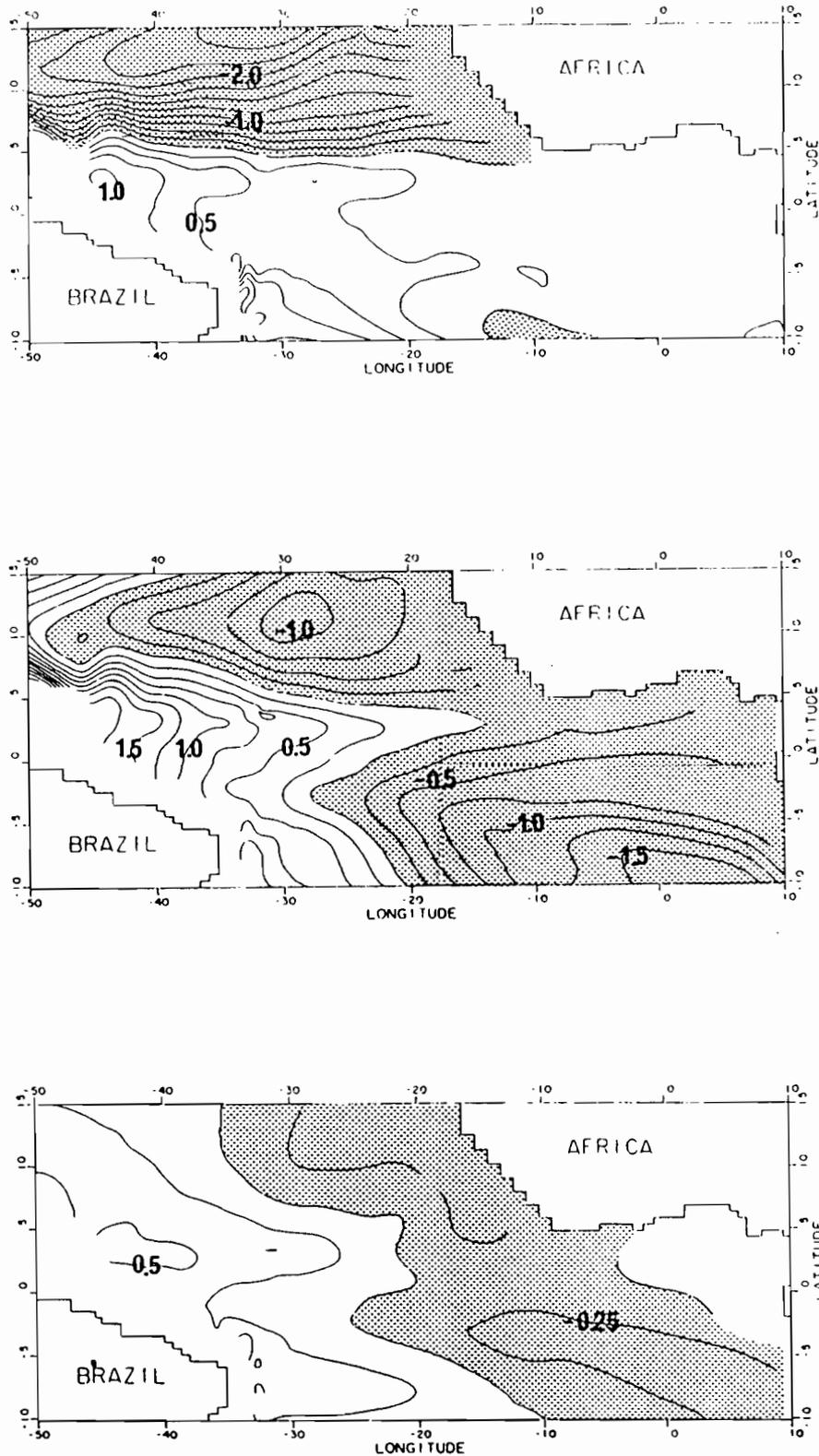
Ce système admet alors une **solution unique**. Le résultat ne sera plus celui d'un choix subjectif quant aux bornes d'intégration, car ici nous devons intégrer de la surface à 4000m. Par contre, les  $P_n^*$  ne pourront être calculés en certains points (notamment le long des côtes et au-dessus de la dorsale, Cf: figure IV.2), car le modèle 3D tient compte de la topographie du fond océanique. Ceci indique que cette démarche n'est pas généralisable à un problème concret car nécessite des observations jusqu'à la profondeur du bassin considérée par le modèle linéaire. D'autre part, il se révèle que le choix du profil de densité initial  $P^*(z)$  est essentiel. Tout d'abord, pour 'adapter' les observations au modèle linéaire, il apparaît logique de considérer le profil initial de ce modèle, qui a servi à calculer les modes verticaux sur lesquels sont projetées les observations. Les résultats alors obtenus donnent des structures plausibles, mais la hiérarchie entre les modes n'est plus respectée et certaines valeurs aberrantes (fig.: IV.3). Ainsi, le deuxième mode n'est plus dominant et surtout les structures du second mode sont inversées par rapport à celles des deux autres (signes opposés) ce qui est incohérent si l'on compare avec les pressions  $P_n$  obtenues par le modèle linéaire (voir Chap. II.1).

Nous avons donc créé un profil moyen compatible avec le modèle 3D, en moyennant les densités (calculées à partir des données de température et de salinité) situées aux points les plus proches de 24°W sur l'équateur, où était défini le profil de densité du modèle à modes. Nous avons alors calculé les perturbations  $p^*(x,y,z,t)$  autour de ce profil et défini les trois fonctions de structure verticale des trois premiers modes baroclines associées à ce profil. Les résultats alors obtenus donnent des valeurs cohérentes et des structures pour les champs  $P_n^*$  satisfaisantes. Comme pour les champs issus du modèle linéaire, les valeurs sont relativement centrées sur 0, le deuxième mode est bien le mode dominant et reflète bien la structure de la hauteur dynamique du modèle tridimensionnel (Cf: figures IV.4 & 5). Ces résultats, obtenus de façon unique et respectant la hiérarchie entre les trois modes entraînent plusieurs commentaires essentiels. Les figures IV.4 & 5, concernant le mois de novembre (qui se rapproche le plus par ses structures de la moyenne annuelle), appellent les remarques suivantes:

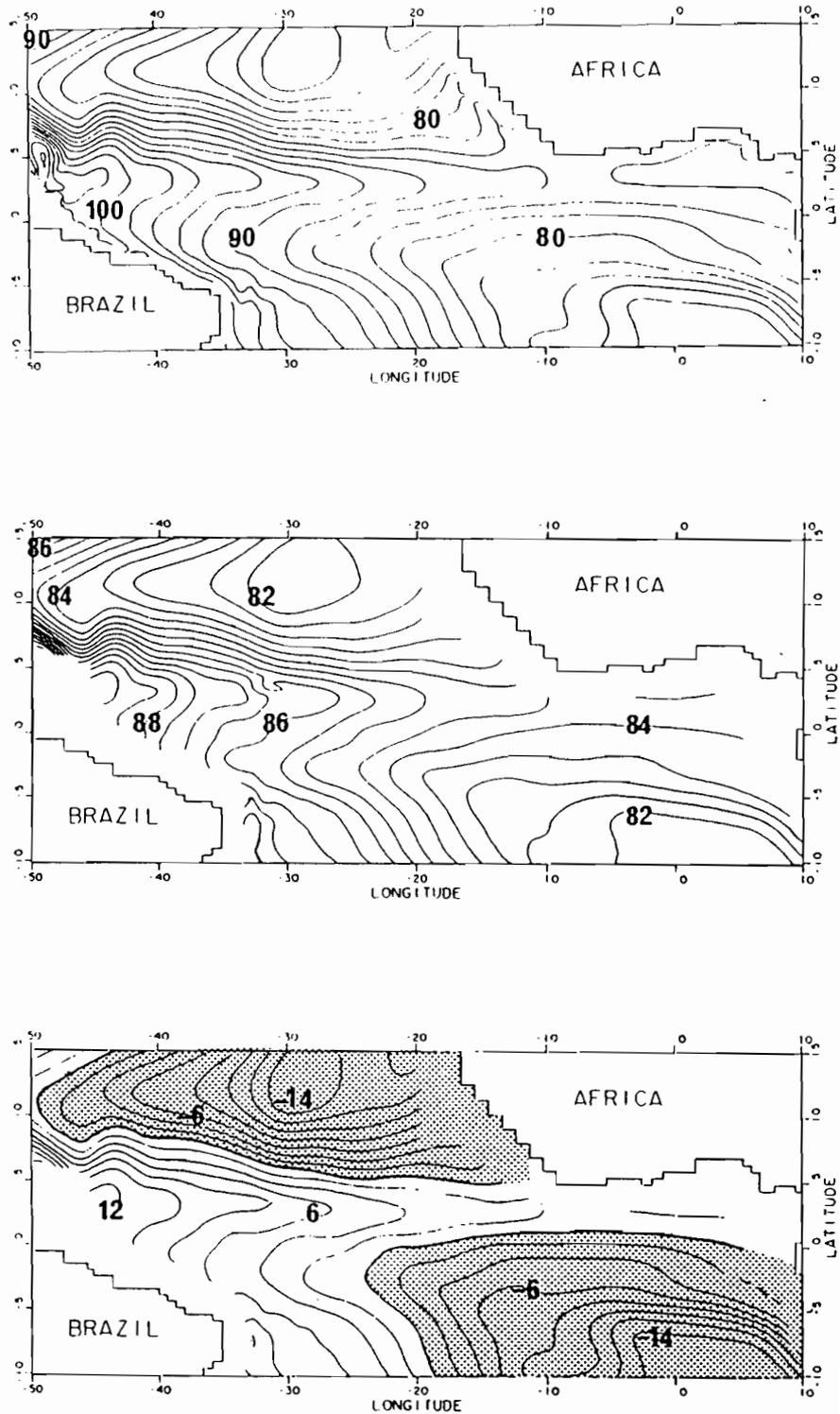
- Tout d'abord, les premier et troisième modes sont très distincts du second et même entre eux. Contrairement au modèle linéaire, les modes n'offrent pas les mêmes structures: le premier nous donne un très faible signal zonal et un fort signal méridien au-delà de 5°N.



**Fig. IV.3:** Exemple de pressions relatives aux premier (en haut), second (au milieu) et troisième (en bas) modes baroclines du modèle, obtenues par la seconde méthode de projection, avec le profil initial de densité du modèle linéaire. (unité:  $1000 \text{ cm}^2/\text{s}^2$ , contours: 1.)



**Fig. IV.4:** Pressions relatives aux premier (en haut), second (au milieu) et troisième (en bas) modes baroclines du modèle, obtenues par la seconde méthode de projection, avec un profil initial de densité du modèle tridimensionnel, pour le mois de novembre. (unité:  $1000 \text{ cm}^2/\text{s}^2$ , contours: 0.25)



**Fig. IV.5:** Champ de hauteur dynamique obtenu au mois de novembre:  
 - en haut: issu du modèle tridimensionnel  
 (unité: cm.dyn., contour: 2.)  
 - au milieu: issu de la seconde méthode de projection  
 avec un profil initial de densité du modèle tridimensionnel  
 (unité: cm.dyn., contour: 0.5)  
 - en bas: différences relatives entre les deux (en %)

Le troisième montre des structures proches de celles de la hauteur dynamique mais avec des amplitudes extrêmement faibles. Seul le second mode indique un signal zonal équatorial significatif et possède la même configuration que le champ de hauteur dynamique. Ainsi, contrairement aux résultats du modèle linéaire (figure II.11), les modes n'ont plus les mêmes structures.

- D'autre part, lorsque l'on reconstitue le champ de hauteur dynamique (5/500dB), on observe que, si l'on retrouve bien les structures de ce champ, les valeurs sont beaucoup plus lisses, c'est-à-dire que **le signal est beaucoup plus faible**. En effet, le long de l'équateur, si les valeurs coïncident correctement à l'Est de 20°W environ, à l'Ouest les valeurs du champ reconstitué sont inférieures de 12.5 cm.dyn. (88.5 au lieu de 100.) soit une erreur relative de 13%. (A titre indicatif, on trouve 2 à 10% d'erreur à l'Est et jusqu'à 12-13% à l'Ouest du bassin au mois de juillet, mois pour lequel le signal est fort). Par conséquent, l'écart entre l'Est et l'Ouest le long de l'équateur est de 4.5 cm.dyn. au lieu de 16 cm.dyn. **soit une perte de près de 75% du signal équatorial!** Aux plus hautes latitudes, les minima et les maxima sont nettement moins marqués pour le champ reconstitué. Quant au signal du golf de Guinée il a quasiment disparu.

Nous observons donc que la projection sur trois modes conduit à une perte d'information considérable. Cette perte s'explique de la façon suivante: les observations sont issues d'un modèle réaliste possédant un grand nombre de degrés de liberté; or nous cherchons à concentrer cette information sur seulement trois modes. Lors de la projection, nous ne retenons que l'information relative à ces trois premiers modes baroclines. **Nous constatons ainsi que les modes d'indices supérieurs se révèlent très énergétiques.** Ils contiennent toute l'information relative à la dynamique non résolue par la théorie linéaire limitée à trois modes.

L'exposé de ces deux démarches nous a permis de vérifier deux choses:

-avec la première méthode, nous avons vu que **des données sur la verticale ne permettaient pas d'obtenir de solution unique lors de la projection**, et que les résultats obtenus n'étaient pas réalistes, en raison notamment du mauvais conditionnement du système à résoudre.

-avec la seconde méthode, nous avons pu mettre en évidence l'importance des modes baroclines d'indices élevés dans un océan supposé réaliste, c'est-à-dire ici simulé par un modèle aux équations primitives.

Nous revenons maintenant au problème que nous nous posons. Nous voulons utiliser des observations de hauteur dynamique, obtenues en surface telles que celles obtenues par les altimètres des satellites, afin de les assimiler dans notre modèle linéaire. Nous cherchons donc une méthode de projection qui permette, à partir d'un seul champ observé, d'obtenir trois champs de pression relatifs aux trois modes verticaux de notre modèle et qui garantisse la conservation toute l'information disponible dans ces observations.

La méthode retenue est une méthode inspirée des méthodes variationnelles que nous allons maintenant décrire.

## **C: LA METHODE D'ANALYSE UTILISEE:**

### **C.1: Présentation:**

Cette méthode a été choisie pour sa relative souplesse d'utilisation. Son principe repose sur une minimisation quadratique de la différence entre les observations et les champs recherchés, ceux-ci devant être en même temps lisses selon des critères à définir. Ce type de formalisme est donc analogue aux méthodes variationnelles de SASAKI (1970) et de PROVOST et SALMON (PROVOST, 1983; PROVOST & SALMON, 1986) dont cette méthode est inspirée. Elle permet de corriger, de façon globale sur l'ensemble du bassin, les résultats du modèle en fonction des observations disponibles. Dans notre cas, elle permet surtout de projeter sur les trois modes verticaux la totalité de l'information contenue dans les observations. Un avantage par rapport aux méthodes classiques d'analyse optimale est qu'elle ne requiert pas la connaissance préalable des moments statistiques des deux premiers ordres, ni, théoriquement, la connaissance d'un champ initial de base, ou 'Guess-Field'. Par contre, elle ne donne pas implicitement accès aux erreurs d'analyse.

Nous insistons ici sur le fait que le schéma d'assimilation utilisé ici procède par réinitialisations successives du modèle, aux instants où des observations sont disponibles, et que la variable 'temps' n'est pas considérée. Cette méthode est donc développée dans le but d'une analyse diagnostique et simultanée de trois champs de pseudo-pression, ces champs étant utilisés pour réinitialiser le modèle.

Cette analyse consiste à minimiser une fonctionnelle ou "fonction-coût", notée  $J$ , qui s'exprime comme une combinaison linéaire de termes quadratiques, correspondant aux contraintes imposées, intégrée sur tout le domaine d'étude. La première contrainte, notée  $D$ , correspond à la contrainte sur les données et à la projection sur les modes; la seconde, notée  $L$ , correspond au lissage des champs. Nous minimisons donc une expression du type:

(IV.8)

$$J(p_1^*, p_2^*, p_3^*) = \iint \left( \lambda_D \sum_{nd=1}^{ND} D^2(p_1^*, p_2^*, p_3^*) \delta(x - x_{nd}, y - y_{nd}) + \lambda_L L^2(p_1^*, p_2^*, p_3^*) \right) dx \cdot dy$$

où:

$p_1^*, p_2^*, p_3^*$  : champs de pression recherchés et issus de l'analyse.

$ND$  : nombre d'observations

$\lambda_D$  : poids sur les données

$\lambda_L$  : poids sur le lissage

$\delta$  : fonction de Dirac

L'intérêt de cette méthode est que nous pouvons ajouter autant de contraintes que nous le souhaitons et que nous pouvons relativiser l'importance des contraintes par les poids qui leur sont attribués. Ainsi, les poids sont en quelque sorte une mesure de l'importance que l'on accorde à chaque contrainte. Ici, plus le poids associé à la contrainte sur les observations et la projection est important, plus le désaccord, souvent appelé "misfit", entre les hauteurs dynamiques observées et les hauteurs dynamiques reconstituées à partir des trois champs de pseudo-pressions obtenus sera faible. Nous verrons ultérieurement comment nous utiliserons cette méthode comme une analyse objective, en remplaçant les poids relatifs à chaque contrainte par les informations statistiques disponibles sur les observations et le modèle.

### C.1: Expression de la contrainte sur les données;

#### projections sur les modes verticaux.

Nous minimisons la différence, aux points où se situent les observations, entre les hauteurs dynamiques observées et celles exprimées en fonction des variables du modèle.

*Notations:*  $H^*$  : hauteur dynamique issue de l'analyse, aux points de grille du modèle.

$H^{obs}$  : hauteur dynamique observée.

La hauteur dynamique s'exprime sous la forme :

$$(IV.9) \quad H^*(x,y) = H_{ref} - H_0 + \sum_{n=1}^3 p_n^*(x,y) Y_n$$

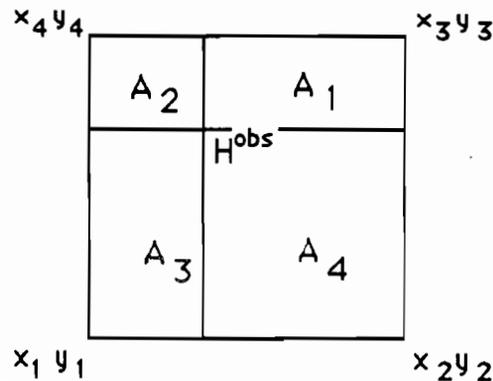
où  $H_{ref}$  et  $H_0$  sont des hauteurs dynamique de référence, constantes dans le temps et dans le plan (Cf.: annexe A2). Dans l'équation (IV.8), la minimisation de la contrainte sur les données:

$D^2(p_1^*, p_2^*, p_3^*) \delta(x - x_{nd}, y - y_{nd})$  revient à minimiser en chaque point d'observation  $(H^{obs}(x^{obs}, y^{obs}) - H^*(x^{obs}, y^{obs}))^2$ , où  $H^*(x^{obs}, y^{obs})$  est l'interpolation au point d'observation des hauteurs dynamiques  $H^*(x,y)$ . L'interpolation est effectuée par la formule des aires;

on écrit:

$$(IV.10) \quad H^*(x^{obs}, y^{obs}) = \sum_{i=1}^4 A_i' \cdot H^*(x_i, y_i) \quad \text{où} \quad A_i' = A_i/A \quad \text{et} \quad A = \sum_{i=1}^4 A_i$$

$A$  et  $A_i$  étant respectivement l'aire de la maille et les aires des rectangles définis par la position du point d'observation à l'intérieur de la maille et les points de grille du modèle définissant la maille, suivant le schéma ci-dessous:



Les  $H^*$  sont alors exprimées selon l'équation (IV.9), et le terme D correspondant aux observations et à la projection dans l'équation (IV.8) devient:

$$(IV.11) \quad D(p_1^*, p_2^*, p_3^*) = H^{OBS}(x^{obs}, y^{obs}) - H_{ref} + H_0 - \sum_{n=1}^3 \sum_{i=1}^4 K_n^i \cdot p_n^*(x_i, y_i)$$

avec:  $i$ : indice des points de grille entourant l'observation

$n$ : indice du mode

$K_n^i$ : coefficient dépendant des coordonnées d'aire  $A_i$  et des termes  $Y_n$  intervenant dans le calcul des hauteurs dynamiques à partir des pressions (Cf.: annexe A.2).

Nous obtenons donc 12 équations à partir d'une seule observation. Le système obtenu en minimisant ces 12 équations en fonction des  $p_n^*$  n'est naturellement pas soluble considéré seul, car à déterminant nul. C'est le lissage des champs et la prise en compte éventuelle d'autres contraintes qui permettent d'effectuer la projection.

### C.3: Expression du lissage.

Le champ analysé doit être conforme au champ observé et également lisse. Le critère d'un bon lissage consiste en sa capacité à reproduire la valeur du champ aux points où des observations ont été supprimées. WHABA & WENDELBERGER (1980) ont montré que, pour qu'il existe une solution physique, continue et de dérivée première continue en tous points, l'ordre de la dérivée la plus élevée dans la contrainte sur le lissage doit être supérieur d'au moins deux unités à celui de la dérivée la plus élevée dans la contrainte sur les observations. Ici, la contrainte sur les observations ne contient aucune dérivée. La fonction de lissage choisie ici est un Laplacien horizontal et tient compte de la nature anisotrope des champs dans les régions équatoriales. Le terme correspondant au lissage s'exprime de la façon suivante:

$$(IV.12) \quad L(p_n^*) = L_{x_n} (\partial^2 p_n^* / \partial x^2) + L_{y_n} (\partial^2 p_n^* / \partial y^2)$$

Les longueurs  $L_{x_n}$  et  $L_{y_n}$  sont les échelles caractéristiques zonale et méridienne des champs  $p_n^*$  ( $n$ : indice du mode), et correspondent aux longueurs d'influence des observations dans chaque direction. Ainsi, l'influence de chaque observation décroît de manière Gaussienne avec la distance et la région de son influence constitue une ellipse dont les longueurs  $L_{x_n}$  et  $L_{y_n}$  sont les demi-axes. Plus les échelles caractéristiques des champs à reproduire sont

faibles, moins les structures correspondant à ces échelles seront lissées. Nous verrons lors des applications comment ces échelles sont déterminées.

Ce lissage nous permet tout d'abord d'étendre l'analyse sur l'ensemble du domaine étudié et d'obtenir des champs analysés ayant des échelles spatiales régulières et conformes aux champs que nous voulons assimiler.

### C.3: Principe de la méthode:

Nous cherchons à déterminer trois champs qui satisfassent l'équation (IV.8). Pour cela, nous minimisons la fonctionnelle  $J(p_1^*, p_2^*, p_3^*)$  en fonction de chaque  $p_n^*$ . Ces champs correspondent à un minimum de  $J$ ; nous obtenons donc un système de  $NM \times NPT$  équations linéaires du type  $L(p_1^*, p_2^*, p_3^*) = 0$  ( $NM=3$ : nombre de modes,  $NPT=4659$ : nombre de points de grille du modèle), que nous disposons sous forme matricielle:  $A.X = B$ , où  $A$  est une matrice positive, symétrique et creuse. Ce système est alors résolu par une technique de gradients conjugués accélérée par sur-relaxation (PROVOST, 1983).

La matrice  $A$  peut s'écrire comme une somme de matrices associées à chaque contrainte, affectées de leur poids; nous résolvons donc le système:

$$(IV:13) \quad A.X = \lambda_D A_D + \lambda_L A_L = B$$

Le problème essentiel consiste à déterminer les coefficients  $\lambda$  qui fournissent une solution acceptable. Il existe en effet une infinité de solutions possibles, définies à partir de ces coefficients. Dans les diverses utilisations habituelles de la méthode variationnelle (PROVOST, 1983; PROVOST & SALMON, 1986; SUK, 1985), les désaccords, ou "misfits", entre les solutions et les observations sont spécifiés *a priori*, en fonction des erreurs sur les observations ou de critères propres aux solutions souhaitées (échelles spatiales, approximation des équations dynamiques considérées...); autrement dit les désaccords sont spécifiés en fonction de connaissances préalables sur les champs que nous souhaitons reproduire. Dans notre cas, nous n'avons aucune connaissance initiale de champs de pseudo-pressions 'observés' qui nous permette de déterminer de manière objective et *a priori* des "misfits"! Nous ne pouvons en effet déterminer que des écarts acceptables entre les champs de hauteur

dynamique observés et calculés à partir des champs de pseudo-pression obtenus. Nous verrons lors des applications comment ont été déterminés les coefficients  $\lambda$ .

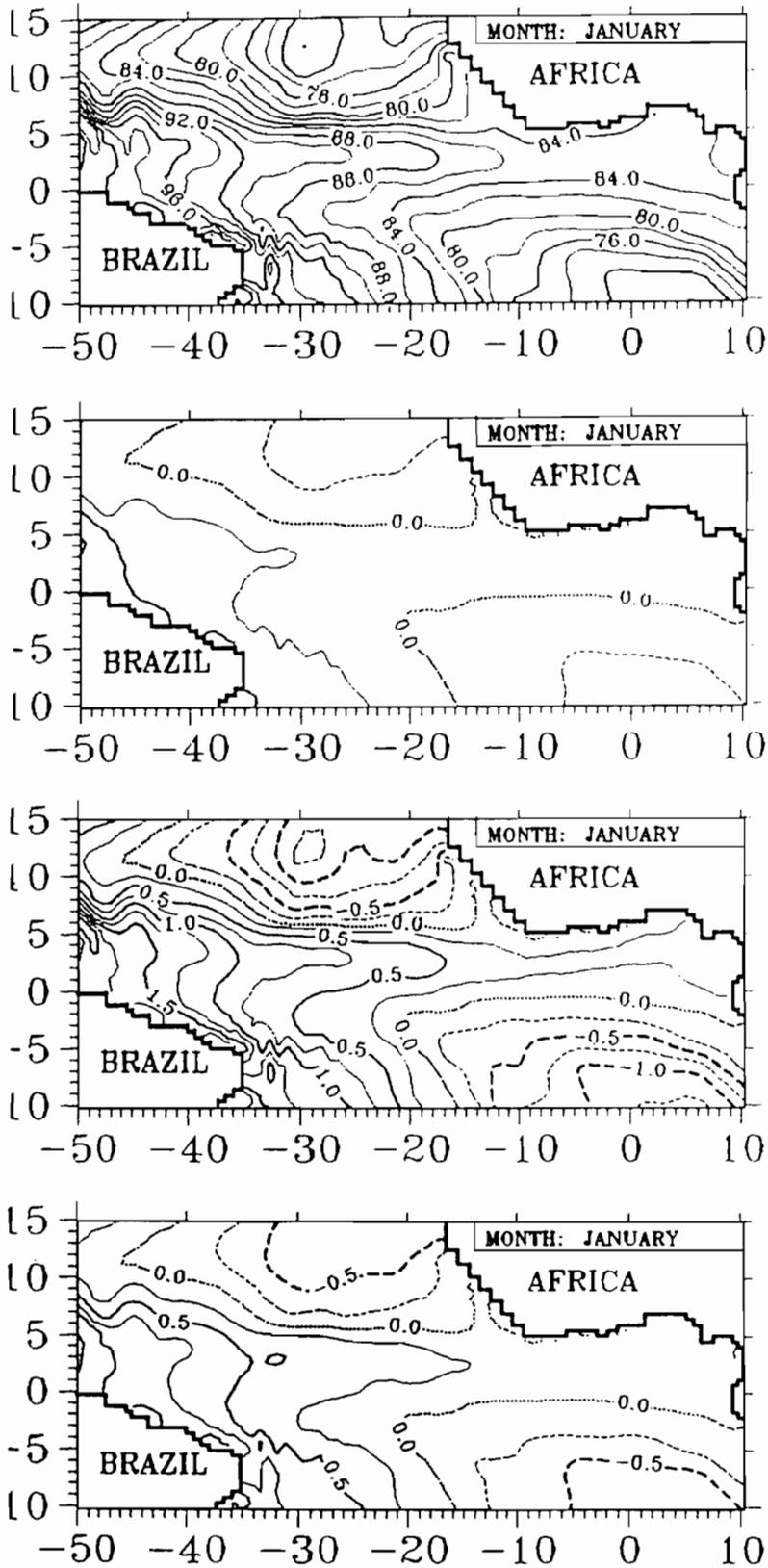
Dans un premier temps, nous avons procédé de la manière la plus simple pour chercher à valider la méthode.

## **D: PREMIERE DEMARCHE.**

### **D:1. validation.**

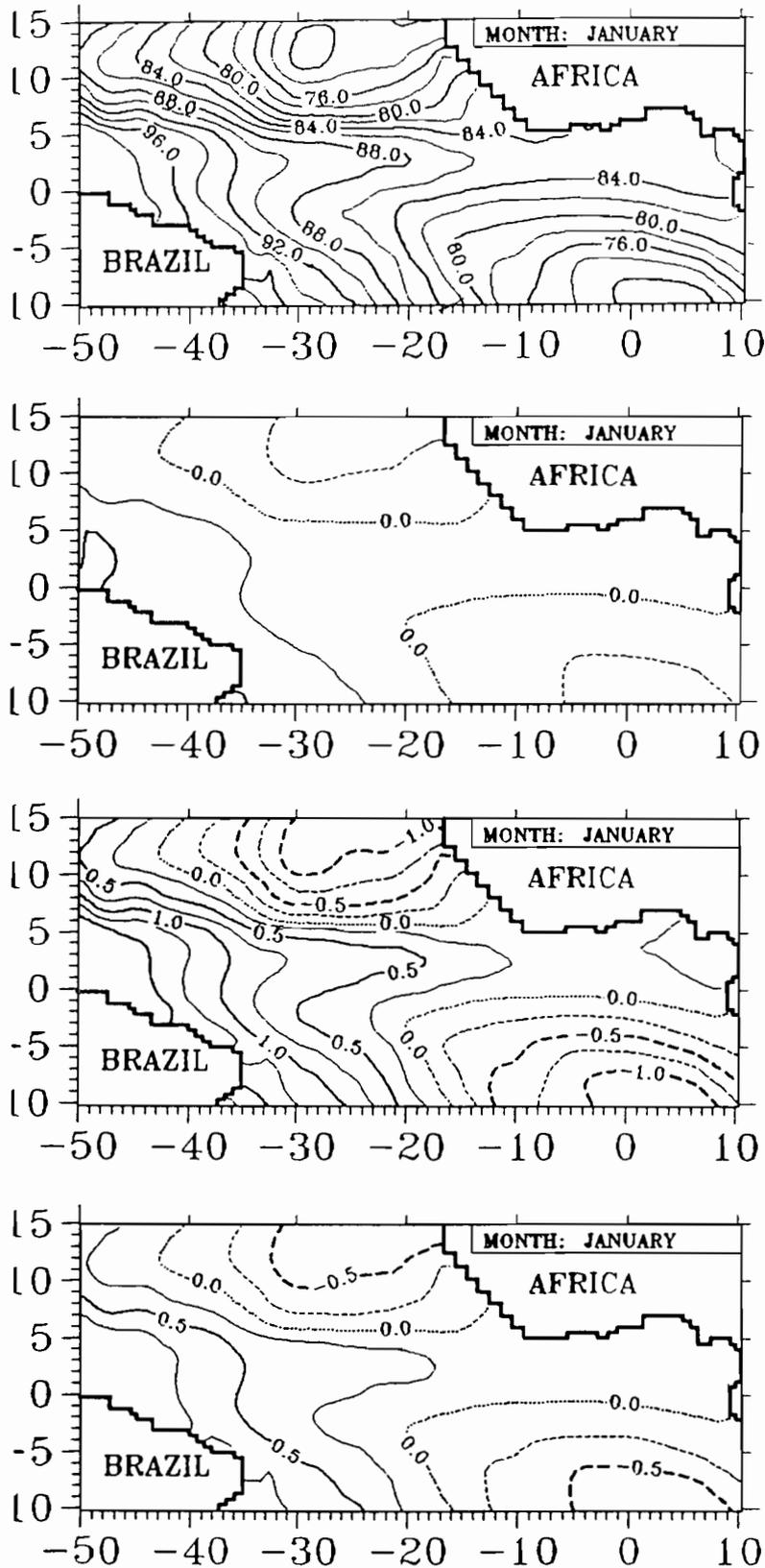
Notre première démarche a consisté à chercher trois champs de pseudo-pression en considérant les champs isotropes (les échelles  $L_x$  et  $L_y$  sont prises égales à 500kms) et avec des coefficients  $\lambda_D$  et  $\lambda_L$  constants dans le plan. Nous avons également considéré toutes les observations disponibles, c'est-à-dire les données de hauteur dynamique en tous les points de grille du modèle 3D (soit les 4035 points de grille situés dans la région considérée par notre modèle). En ce sens, nous nous plaçons dans la situation la plus proche de la précédente méthode de projection, du fait que celle-ci procède point d'observation par point d'observation sans considérer leur représentativité, et qu'en considérant toutes les observations nous atténuons l'importance du lissage. Une fois les matrices relatives à chaque contrainte normalisées, nous avons fixé le poids sur le lissage  $\lambda_L$  à 1 et fait varier, par approches successives, celui de la contrainte sur les données  $\lambda_D$ . Ces tests ont été effectués à partir des 'observations' du mois de janvier. Cette démarche nous a permis de constater que:

- lorsque les poids  $\lambda_D$  et  $\lambda_L$  sont du même ordre de grandeur (par ex.:  $\lambda_L = \lambda_D = 1$ ), **nous n'observons aucune perte de signal lors de la projection**; c'est-à-dire que les hauteurs dynamiques reconstituées (à l'aide de la relation IV.9) à partir des champs  $p_n^*$  obtenus sont rigoureusement identiques à celles observées et projetées. Ceci est illustré par la figure IV.6.a, à comparer avec la figure III.B.8 correspondante. Nous parvenons donc à concentrer toute l'information contenue dans les observations sur les seuls trois premiers modes verticaux.



**Fig. IV.6:** Champs obtenus après projection sur les modes verticaux, pour le mois de janvier.

- a: hauteur dynamique  
(unité: cm.dyn., contour: 2.)
- b: premier mode barocline  
(unité: 1000 cm<sup>2</sup>/s<sup>2</sup>, contours: 0.25)
- c: deuxième mode barocline  
(unité: 1000 cm<sup>2</sup>/s<sup>2</sup>, contours: 0.25)
- d: troisième mode barocline  
(unité: 1000 cm<sup>2</sup>/s<sup>2</sup>, contours: 0.25)



**Fig. IV.7:** Champs obtenus après projection sur les modes verticaux, pour le mois de janvier, avec un poids élevé sur la contrainte de lissage.

- a: hauteur dynamique  
(unité: cm.dyn., contour: 2.)
- b: premier mode barocline  
(unité: 1000 cm<sup>2</sup>/s<sup>2</sup>, contours: 0.25)
- c: deuxième mode barocline  
(unité: 1000 cm<sup>2</sup>/s<sup>2</sup>, contours: 0.25)
- d: troisième mode barocline  
(unité: 1000 cm<sup>2</sup>/s<sup>2</sup>, contours: 0.25)

- les champs  $p_n^*$  ainsi obtenus offrent les mêmes structures que le champ de hauteur dynamique observé; seules les amplitudes varient selon les modes. Les amplitudes de chaque mode sont déterminées par les termes  $Y_n$  intervenant dans l'équation IV.9 et lors de la projection. Ainsi, nous retrouvons les rapports entre ces termes (Cf.: tableau 2, chap. II) dans ceux des amplitudes des modes, et la hiérarchie entre les modes est respectée.

- le lissage, malgré la densité du réseau d'observations, est efficace et permet si nécessaire, en diminuant le poids sur les données, d'obtenir des champs de hauteur dynamique plus lisses que ceux observés (Cf.:fig.IV.7.a).

Avant de détailler et de commenter les champs obtenus, ouvrons ici une parenthèse afin d'illustrer plus clairement l'utilité de la contrainte de lissage. Un bon lissage doit permettre de reconstituer le champ observé en des points où des données ont été soustraites lors de l'analyse; nous avons donc effectué diverses projections avec un nombre moindre de données, réparties de façon aléatoire sur l'ensemble du bassin. La figure IV.8.a montre le champ de hauteur dynamique reconstitué après une analyse faite à partir de 248 observations (au lieu de 4035 disponibles) et en prenant des poids sur les deux contraintes identiques. Nous voyons que le champ est relativement bien reconstitué sur l'ensemble du bassin et offre les mêmes structures de grande échelle. Un poids sur le lissage plus important permet de supprimer les petites structures apparues lors de l'analyse et d'obtenir un champ plus conforme au champ observé. Cependant, la reconstitution est peu conforme dans la région ouest-équatoriale où le nombre d'observations est plus restreint. Si nous prenons en compte les échelles caractéristiques des champs lors de l'analyse (l'obtention de ces échelles sera détaillée lors des applications), le champ observé est beaucoup mieux reproduit dans les régions où peu de données sont disponibles (figure IV.8.b).

- **les champs obtenus contiennent toute l'information contenue dans les observations.** Nous remarquons cependant que les champs obtenus ont des structures beaucoup moins marquées que ceux du modèle linéaire. Nous retrouvons, pour chaque mode (fig.: 6 et 7.b, c, d), rigoureusement les mêmes caractéristiques et différences que nous avons observées lors de la description des hauteurs dynamiques du modèle 3D, considérées ici comme observations, et du modèle linéaire (Cf.: chap. III). Nous constatons en effet que les

différences, pour chaque mode, se situent le long de l'équateur où le gradient zonal est moindre, le long de la côte du Brésil où les gradients sont moins prononcés et surtout, dans les régions Nord-Ouest et Sud-Est.

## D:2. Ajout d'une contrainte supplémentaire.

L'addition, dans la fonctionnelle  $J$  à minimiser, d'une contrainte de rappel sur le champ issu du modèle à l'instant de l'analyse, ou 'Guess-Field', est essentielle pour deux raisons: la première repose sur un critère énergétique, la seconde, qui peut paraître évidente, vient de la nécessité de disposer d'information dans les régions où aucune observation n'est disponible.

En effet, le problème qui se pose est de savoir si nous pouvons imposer les fortes différences entre les champs du modèle et les champs analysés lors d'une réinitialisation. Ces différences se traduisent par des chocs énergétiques importants lors de la réinitialisation, illustrés par le tableau ci-dessous. Nous avons reporté sur ce tableau les valeurs des énergies potentielles moyennées sur l'ensemble du bassin, pour les champs analysés et ceux du modèle.

**Tableau 3: Energies potentielles.**

Energie potentielle (cm <sup>2</sup> s <sup>2</sup> ):	Modèle linéaire:	Champs analysés:
totale:	157,16	43,67
1er mode:	11,17	0,81
2nd mode:	85,47	25,28
3ème mode:	60,51	17,57

Nous voyons que les énergies obtenues après analyse sont environ quatre fois moindres que les énergies initiales du modèle, voire plus de dix fois moindres pour le premier mode. La distribution spatiale des énergies potentielles totales (figure IV.9) illustre bien ces forts contrastes et montre que les régions où les différences sont les plus marquées correspondent aux régions où le modèle linéaire fournit les résultats les moins réalistes.

Pour atténuer de tels chocs énergétiques lors de la réinitialisation, la prise en compte des champs du modèle obtenus lors de l'analyse, ou 'Guess-Field', est nécessaire. La contrainte supplémentaire consiste à minimiser la différence entre les énergies potentielles du modèle et celles des champs analysés. Ces énergies dépendent des seuls  $p_n$  (cf.:annexe C); cette contrainte s'exprime donc simplement en minimisant les écarts entre les  $p_n$  du modèle et les  $p_n^*$  analysés. La fonctionnelle  $J$  à minimiser devient donc:

(IV.14)

$$J(p_1^*, p_2^*, p_3^*) = \iint \left( \lambda_D \sum_{nd=1}^{ND} D^2(p_1^*, p_2^*, p_3^*) \delta(x - x_{nd}, y - y_{nd}) + \lambda_L L^2(p_1^*, p_2^*, p_3^*) + \lambda_{GF} \sum_{n=1}^3 GF^2(p_n^*) \right) dx \cdot dy$$

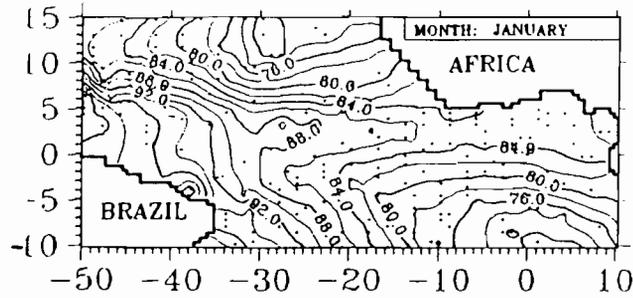
où  $GF$  est l'expression de la contrainte de minimisation de l'écart entre les champs du modèle (ou 'Guess-Field') et les champs analysés, telle que:

$$GF^2(p_n^*) = (p_n - p_n^*)^2$$

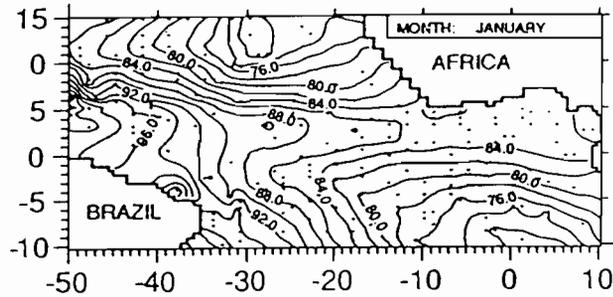
et  $\lambda_{GF}$  le poids associé à cette containte.

Cette contrainte permet également de fournir des informations sur les régions où aucune donnée n'est observée. Ceci est le cas lorsque les observations sont peu nombreuses et (ou) confinées dans une seule région. Pour illustrer cela, la figure IV.10 représente le champ obtenu dans un cas extrême, lorsque toutes les observations sont aléatoirement réparties uniquement au Sud de 5°N. Aucune structure n'existe au Nord de cette latitude et le champ est établi par la seule contrainte de lissage. Or, lors de processus de réinitialisation, le champ est modifié globalement, sur tout le bassin, par le champ analysé. Nous devons donc pouvoir reconstituer le champ initial dans les régions où aucune observation n'est disponible.

Cette contrainte supplémentaire, qui apparente cette méthode avec les méthodes d'interpolation optimale, se révèle indispensable pour pouvoir aborder des études d'impact régional.

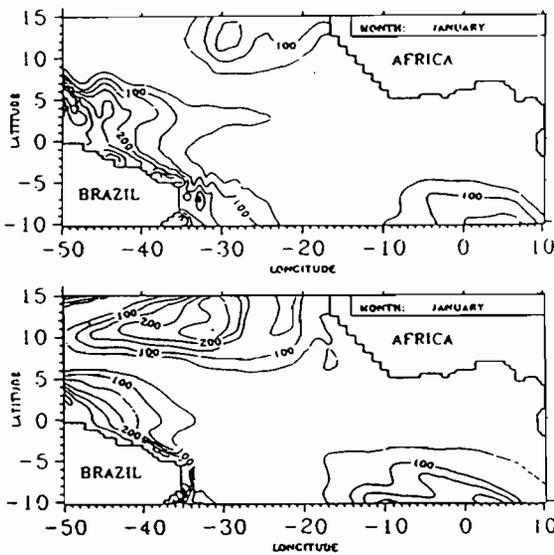


**Fig. IV.8.a:** Champs obtenus après projection sur les modes verticaux, pour le mois de janvier, à partir de 248 observations aléatoirement réparties (indiquées par des points). (unité: cm.dyn., contour: 2.)

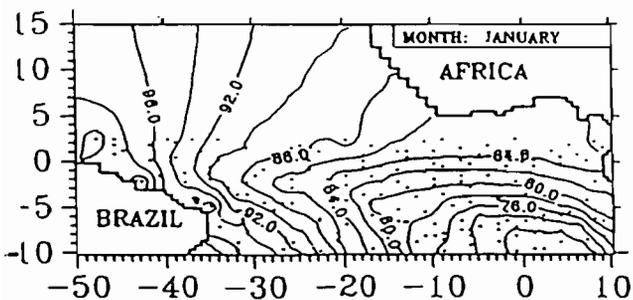


**Fig. IV.8.b:** idem en considérant des échelles réalistes dans l'analyse. (unité: cm.dyn., contour: 2.)

**Fig. IV.9:** Champs des énergies potentielles, au mois de janvier:  
 - ci-contre: des champs analysés  
 - en dessous: des champs du modèle  
 (unité: cm<sup>2</sup>/s<sup>2</sup>, contours: 50.)



**Fig. IV.10:** Champs obtenus après projection sur les modes verticaux, pour le mois de janvier, à partir de 248 observations aléatoirement réparties dans la partie Sud du bassin (indiquées par des points).



## CHAPITRE V: EXPERIENCES D'ASSIMILATION. APPLICATIONS

### INTRODUCTION:

La méthode exposée dans le chapitre précédent permet de trouver, à partir des observations, trois champs de pseudo-pressions qui serviront à réinitialiser le modèle linéaire. Avant de décrire les expériences d'assimilation effectuées, nous allons rappeler les buts que nous nous sommes fixés et situer la démarche d'assimilation choisie, ses possibilités et ses limites, dans le contexte général du problème de l'assimilation.

Le modèle linéaire utilisé reproduit relativement bien la variabilité du champ de hauteur dynamique. Cependant, les dynamiques qui y sont prises en compte sont simplifiées et nous avons vu notamment que les conditions imposées aux frontières génèrent des régions fortement énergétiques peu représentatives de la réalité. **Nous avons donc voulu voir, en assimilant des données observées dans le modèle linéaire, si ces résultats pouvaient être améliorés et reproduire de façon réaliste l'état de l'océan équatorial, c'est-à-dire l'état obtenu compte tenu de tous les processus physiques (dynamique, thermodynamique, mélange...) qui influent sur cet état. Cependant, notre modèle est linéaire et, par conséquent, n'admet qu'une solution asymptotique pour un forçage donné à un instant donné. Cette solution joue le rôle d'un attracteur unique, défini par l'évolution obtenue lors de la 17<sup>ème</sup> année de simulation, vers lequel le modèle tendra à revenir après chaque assimilation.** Nous cherchons donc à savoir, si les améliorations se révèlent possibles, sur quelles échelles de temps elles sont représentatives, autrement dit quelle est la 'mémoire' du modèle, quelle est la sensibilité de l'évolution du modèle aux conditions initiales et quelles sont les influences de la position des observations et de la fréquence d'assimilation sur ces améliorations.

Rappelons que l'assimilation consiste à faire converger l'évolution d'un modèle vers des observations. Pour que les processus d'assimilations séquentielles soient effectués de **manière optimale**, il faut que les champs assimilés, servant de nouvelles conditions initiales au modèle, soient les plus précis possible. THACKER (1987) précise que les conditions pour obtenir de tels champs se résument essentiellement en trois points. Tout d'abord, ces champs doivent pouvoir fournir des informations sur tous les degrés de liberté du modèle. Ensuite, le modèle utilisé doit évoluer, entre deux assimilations, de la manière la plus exacte que possible. Enfin, le schéma utilisé pour définir à partir des observations l'état vers lequel doit converger le modèle doit être optimal, dans le sens où le maximum d'information disponible dans les observations, compte tenu des erreurs qu'elles contiennent, doit être extrait sans dégrader l'estimation fournie par l'analyse et le modèle -autrement dit, une donnée peu fiable ne doit pas nuire à l'analyse-.

Nous allons voir dans quelles mesures nous pouvons dans cette étude répondre à ces trois conditions et donc quelles sont les limites de notre démarche.

- Notre modèle résoud, pour chaque mode barocline, trois paramètres qui sont la pression et les deux composantes de la vitesse, ceci en tous les points de grille. Nous avons vu (Chap. I) qu'aux faibles latitudes le choix des seuls champs de vitesse n'était pas adapté pour réinitialiser un modèle tel que celui utilisé ici, ceci d'après les critères énergétiques énoncés par MOORE et ANDERSON, et que des champs de masse étaient préférables pour initialiser les ondes de Kelvin et de Rossby. En ce sens, nous avons conclu que nous étions dans les bonnes conditions pour assimiler des données de hauteur dynamique. Cependant, l'initialisation la plus complète de ces ondes serait naturellement obtenue en utilisant les champs de masse et les champs de vitesse. De plus, afin d'éviter la génération d'ondes perturbatrices lors des assimilations, il est préférable d'utiliser lors des assimilations des champs qui soient en équilibre et en accord avec les équations dynamiques du modèle. Dans cette étude, notre méthode d'analyse ne prend pas en compte les équations dynamiques du modèle. Par conséquent, elle ne fournit pas d'information sur toutes les variables, soit sur tous les degrés de liberté du modèle. Par contre, la méthode effectuée une analyse globale sur le domaine et l'information obtenue en un point d'observation influence tous les points situés autour selon

des échelles caractéristiques prédéfinies. Ceci permet ainsi aux observations d'influer sur tous les degrés spatiaux de liberté des champs de pression. Nous verrons cependant comment nous influons également sur les champs de vitesse à partir des équations d'évolution du modèle.

- Dans un but opérationnel, l'intérêt de la seconde condition énoncée précédemment est évident. C'est en effet l'adéquation à la réalité des dynamiques prises en compte par le modèle qui permettent d'obtenir les prévisions les plus proches possible des observations. Ces prévisions fournissent également le 'Guess-Field' utilisé pour l'analyse, qui contient une partie de l'information issue des précédentes assimilations. Si le modèle diverge, le 'Guess-Field' sera moins représentatif et la qualité de l'analyse moins bonne. Nous nous plaçons sur ce point dans une autre perspective que THACKER (1987). En effet, le problème que nous nous posons est de savoir **si notre modèle linéaire peut, après des assimilations, être conditionné par les informations et ainsi fournir de meilleures estimations ou au contraire diverger et s'éloigner de façon dramatique de l'évolution propre des observations?** C'est ce que nous chercherons à voir dans les expériences suivantes.

- En ce qui concerne le troisième point, la méthode est optimale dans le sens où chaque information utilisée est relativisée par une erreur qui lui est associée, mesure de sa représentativité. Ainsi, les observations 'erronées' ne nuisent pas à l'analyse. Cependant, les erreurs affectées aux estimateurs, c'est-à-dire le 'Guess-Field' et les observations, sont indépendantes. Or, comme les 'Guess-Field' sont des estimations issues de la dynamique du modèle et du forcing mais également des observations assimilées précédemment, les erreurs devraient être corrélées. Il faudrait pour cela définir les matrices de covariances d'erreur et le suivi de leur évolution temporelle, ce qui nécessite un investissement lourd et fastidieux, développé avec des filtres de Kalman et des méthodes adjointes, peu justifié dans le cadre de notre étude.

## **A: DESCRIPTION DU SCHEMA D'ASSIMILATION:**

### **A.1: Schéma temporel:**

Le schéma temporel décrit au troisième paragraphe du chapitre II, c'est-à-dire le remplacement progressif des champs du modèle par les champs issus de l'analyse selon un schéma de type Newtonien, est justifié lorsque l'assimilation a lieu en certains points du bassin. En effet, ce schéma permet de diffuser progressivement l'information autour des points de données sans imposer de 'chocs', qui seraient dûs à de forts gradients spatio-temporels si les données étaient imposées brutalement à l'instant d'analyse. Ici, les champs assimilés sont obtenus sur l'ensemble du bassin, en tous les points de grille du modèle, c'est-à-dire qu'ils fournissent des informations sur tous les degrés de liberté du modèle. Des tests ont montré que le schéma de type Newtonien est dans ce cas sans conséquence sur la qualité des assimilations et sur la simulation, comparé à un remplacement brutal des champs du modèle par les champs analysés aux instants où les observations sont disponibles. Nous procédons donc simplement à des remplacements uniques aux instants d'analyse.

### **A.2: Les champs assimilés:**

Une analyse nous fournit les champs de pression relatifs à chaque mode. Le schéma temporel utilisé dans le modèle est un schéma de type Leapfrog; la détermination d'un champ à l'instant  $t$  se fait à partir des mêmes champs obtenus aux instants  $t-1$  et  $t+1$ . Ainsi, compte tenu des équations d'évolution du modèle, les variables  $(p,u,v)$  résolues par le modèle peuvent s'exprimer au pas de temps  $t+1$  en fonction des variables obtenues aux deux pas de temps précédents, de la façon suivante:

$$(V.2) \quad p(t+1) = X(p(t-1), u(t), v(t))$$

$$(V.3) \quad u(t+1) = Y(u(t-1), v(t-1), v(t), p(t))$$

$$(V.4) \quad v(t+1) = Z(u(t-1), v(t-1), u(t), p(t))$$

où les fonctions  $X$ ,  $Y$  et  $Z$  sont des expressions établies à partir des équations d'évolution et du schéma Leapfrog. Nous constatons qu'au pas de temps  $t+1$ , les champs de pression ne sont pas

corrigés en fonction des champs analysés au pas de temps  $t$ , et seules les vitesses sont modifiées. Afin d'effectuer une correction globale de toutes les variables du modèle, nous effectuons deux analyses en deux pas de temps successifs, entre lesquelles sont intercalés les étapes physiques et le mélange Leapfrog du modèle. Les champs retenus pour être assimilés sont obtenus suite à l'étape physique et le mélange Leapfrog successifs à la seconde analyse. Ceci permet d'assimiler des champs obtenus à partir des observations et vérifiant les équations du modèle sur deux pas de temps successifs.

## B: PREMIERES EXPERIENCES PRELIMINAIRES:

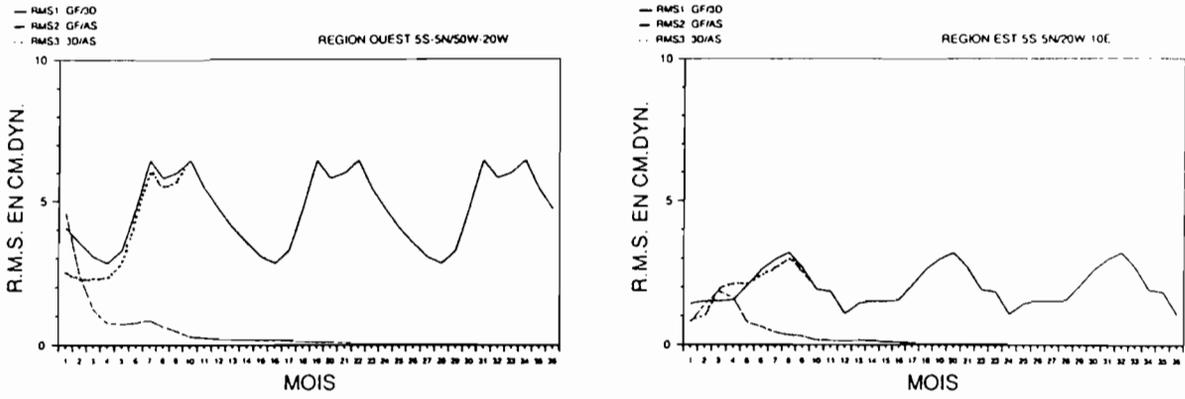
Dans cette partie nous assimilons des champs obtenus avec la méthode d'analyse décrite à la fin du chapitre précédent, en ne tenant pas compte de l'anisotropie des champs et en associant à chaque contrainte des poids constants dans le plan. **Nous avons voulu observer les réactions du modèle à des chocs énergétiques plus ou moins brutaux**, c'est-à-dire en y assimilant des champs obtenus avec plus ou moins de rappel sur le 'Guess-Field'. Par conséquent, les champs analysés fournissent un champ de hauteur dynamique intermédiaire entre celui issu du modèle et les observations. Cette démarche consiste en quelque sorte à jouer sur la **quantité d'information injectée** dans le modèle, quantité que nous pouvons estimer sous la forme d'un rapport  $P$  tel que:

$$(V.1) \quad P = \frac{\iint_D (H^*(x,y) - H^{GF}(x,y))^2}{\iint_D (H^{obs}(x,y) - H^{GF}(x,y))^2}$$

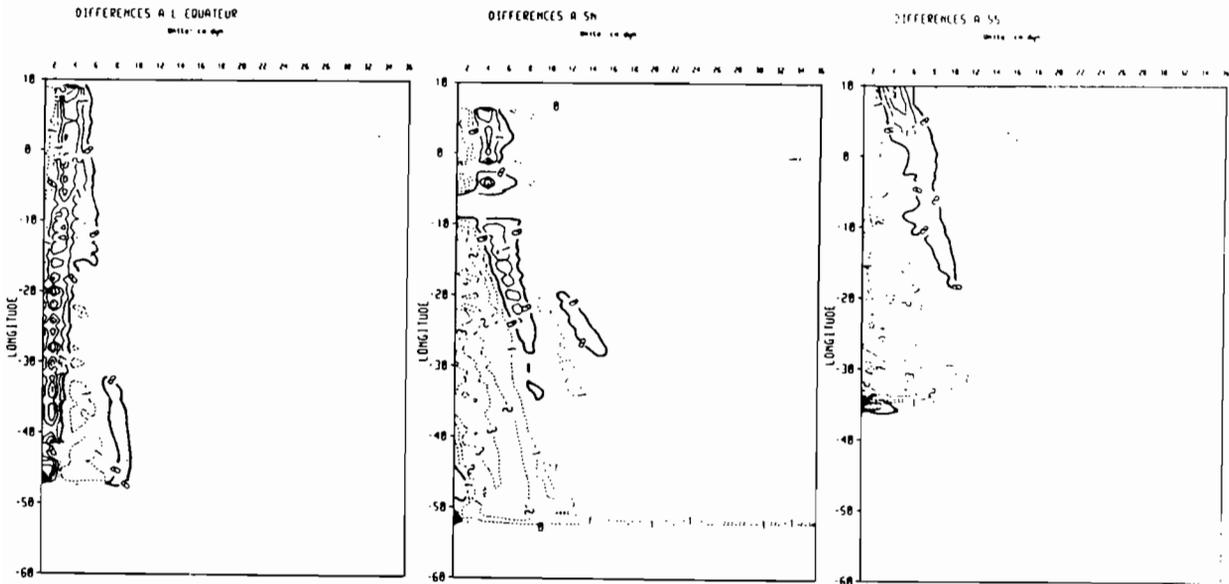
où  $H^{GF}$  est le champ issu du modèle à l'instant de l'analyse ('Guess-Field')

$H^{OBS}$  est le champ observé et

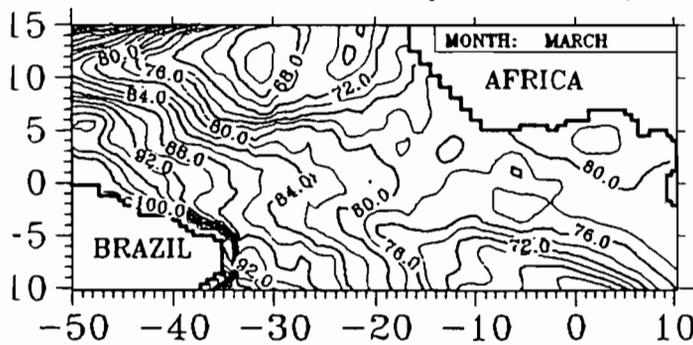
$H^*$  est le champ analysé puis assimilé.



**Fig. V.1:** Evolution des écarts quadratiques moyens (E.Q.M.)  
 -à gauche: E.Q.M. moyennés sur la région Ouest (5°S-5°N, 50°W-20°W)  
 -à droite: E.Q.M. moyennés sur la région Est (5°S-5°N, 20°W-10°E)  
 trait plein : E.Q.M. OBS/ REF  
 trait hachuré: E.Q.M. ASS / REF  
 trait pointillé: E.Q.M. OBS/ ASS



**Fig. V.2:** Evolution de la différence des champs de hauteur dynamique du modèle sans assimilation (REF) et avec assimilation (ASS)  
 -à gauche: évolution le long de l'équateur  
 -au centre: évolution à 5°N  
 -à droite: évolution à 5°S  
 (unité: cm.dyn., contour: 1.)



**Fig. V.3:** Champ de hauteur dynamique obtenu deux mois après l'assimilation  
 (unité: cm.dyn., contour: 2.)

Cette expression n'est autre que le rapport des E.Q.M. entre le champ de hauteur dynamique obtenu par le modèle à l'instant de l'analyse (appelé par la suite 'Guess-Field') et le champ analysé et entre le 'Guess-Field' et les observations.

Les deux expériences décrites dans ce paragraphe ont été effectuées pour observer la réaction du modèle région par région, son évolution et sa mémoire à des processus d'initialisation. La première expérience a été effectuée en assimilant un champ analysé avec un fort rappel sur le 'Guess-Field'. Ce champ, selon l'estimation précédente, contient environ **45%** de l'information contenue dans les observations. Cette expérience a permis **d'étudier la propagation des ondes générées à la suite d'une réinitialisation, leur effet sur différentes régions du bassin et la 'mémoire' du modèle.** Dans une seconde expérience, le rappel sur le 'Guess-Field' est très faible et l'information apportée est estimée à **90%**. Elle a montré que le **modèle accepte des chocs énergétiques importants** et que la **'mémoire' du modèle varie fortement selon les régions et l'amplitude des chocs imposés lors des réinitialisations.**

### **B.1: Première expérience:**

Nous avons ici effectué **une assimilation uniquement le 15 janvier** (rappelons ici que les assimilations consistent à remplacer, sur tout le bassin, les champs du modèle par les champs issus de l'analyse) et laissé évoluer le modèle durant trois années. L'évolution de l'énergie sur l'ensemble du bassin (non montrée) permet de voir que, à la suite d'une diminution de plus d'un tiers de l'énergie, le modèle retrouve son état d'équilibre au bout de 28 mois environ après l'initialisation. Comme nous l'avons vu, cet état correspond à l'équilibre propre du modèle avec le forçage du vent, soit à sa solution asymptotique, vers lequel le modèle tendra toujours à revenir. L'évolution des E.Q.M. calculés, dans les régions Est et Ouest de la bande 5°N-5°S, entre les observations (OBS) et l'état du modèle après assimilation (ASS) montre que le modèle évolue très différemment selon les régions. Ainsi, à l'Ouest, les E.Q.M. (OBS-ASS) restent inférieurs aux E.Q.M. initiaux entre les observations et la simulation de référence du modèle sans assimilation (17<sup>ème</sup> année ou REF) durant 10 mois, au bout desquels les E.Q.M. se confondent. A l'Est au contraire, les E.Q.M. (OBS-ASS) deviennent supérieurs du mois de mars au mois de

juin au E.Q.M. (OBS-REF) (Fig.: V.1). Ceci indique que des ondes sont générées suite à l'initialisation et dégradent à l'Est la qualité de la simulation. Ces ondes sont dues au fait que les champs assimilés ne sont plus en équilibre avec le forçage du vent. Nous avons vu par exemple que le long de l'équateur, le gradient zonal observé est plus faible que celui du modèle. Ce gradient est corrigé lors de l'assimilation. Juste après l'initialisation, le forçage du vent impose une relaxation de la pente équatoriale, ce qui génère des ondes de Kelvin et planétaires, comme nous pouvons l'observer sur les figures V.2. Ainsi, l'évolution des différences entre les hauteurs dynamiques (REF-ASS) le long de l'équateur montre nettement une onde de Kelvin d'"upwelling" se propager d'Ouest en Est et parvenir à la côte africaine dès le mois de mars, soit deux mois après l'assimilation. Cette onde génère une onde de Rossby qui parvient à la côte sud-américaine au bout de 8 mois, temps de l'ajustement équatorial. Ainsi, nous pouvons dire que la mémoire du modèle à une assimilation est de huit mois à l'équateur (**La mémoire est donc définie comme étant le temps d'ajustement du bassin à une latitude donnée, c'est-à-dire le temps mis par les ondes générées par les assimilations pour traverser le bassin, d'Ouest en Est pour les ondes de Kelvin puis d'Est en Ouest pour les ondes de Rossby**). Nous pouvons également distinguer une onde de Rossby de 'downwelling' générée à l'Est dès l'assimilation, qui apparaît à l'Ouest du bassin dès le mois de mars. La génération d'ondes planétaires est également mise en évidence en observant les différences de hauteur dynamique (REF-OBS) aux latitudes 5°S et 5°N (fig.V.2), qui indiquent une mémoire du modèle d'environ 15 mois à ces latitudes. Par conséquent, la correction n'est effective que durant les deux premiers mois dans la partie Est-équatoriale, avant que l'onde de Kelvin provoque un fort upwelling d'amplitude supérieure à la correction fournie par l'assimilation, ceci durant les trois mois suivants. Au contraire, dans les régions Ouest-équatoriales, la correction est effective durant les trois premiers mois, puis la pente équatoriale est accentuée le long de la côte brésilienne sous l'effet de l'arrivée de l'onde planétaire. Ces conséquences sont clairement visibles sur la figure V.3, montrant les champs obtenus au mois de mars, soit deux mois après l'assimilation.

Cette expérience montre qu'une assimilation, avec un choc énergétique relativement faible, permet d'améliorer les champs pendant environ 2 mois dans la région

**Est-équatoriale et 4 mois dans la région Ouest.** Dans la région Est, les champs sont ensuite fortement perturbés et les résultats obtenus sont plus éloignés à la fois des observations et des champs obtenus sans assimilation. Ces constatations sont analogues à celles faites par MOORE et ANDERSON (1989), qui ont assimilé des données X.B.T. dans un modèle non-linéaire à gravité réduite de l'océan Pacifique Tropical, à raison d'une fois par mois. Ils ont montré que la courte mémoire du modèle dans la partie Est-équatoriale était due à la génération d'ondes planétaires dans cette région, et que ce phénomène n'apparaît qu'après la dernière assimilation, les ondes générées étant anihilées lors des assimilations successives. Ils n'ont cependant pas observé d'onde de Kelvin, leur modèle et les observations montrant peu de différences à l'Ouest et dans le centre du bassin lors de la dernière assimilation (MOORE et ANDERSON, 1989). Dans une autre étude, MOORE (1989) observe également la propagation d'ondes de Kelvin en effectuant des assimilations uniquement à l'Ouest du bassin. Ces ondes ont pour effet de dégrader fortement la simulation dans le bassin Est-équatorial et d'y augmenter les E.Q.M. (OBS-ASS).

## **B.2: Seconde expérience:**

Dans cette deuxième expérience préliminaire, nous avons pris en compte dans les champs analysés la **quasi-intégralité de l'information contenue dans les observations**. Les chocs énergétiques sont alors nettement supérieurs à celui imposé lors de l'expérience précédente. Nous avons d'autre part assimilé **tous les mois**, afin de vérifier si cela permettait dans notre cas d'empêcher la propagation d'ondes planétaires générées à l'Est du bassin, chaque assimilation étant susceptible de stopper la propagation des ondes générées à la suite de l'assimilation précédente, et pour voir si l'évolution du modèle pouvait s'approcher de l'évolution observée. Nous avons ensuite, après une année d'assimilations successives, laissé le modèle évoluer durant trois années.

Les évolutions des énergies totale, potentielle et cinétique (fig.:V.4) calculées sur l'ensemble du bassin montrent que les énergies des champs analysés imposés lors des réinitialisations sont inférieures aux deux tiers des énergies du modèle et que l'énergie cinétique reste très faible par rapport à l'énergie potentielle, dans un rapport équivalent à celui obtenu lors des simulations sans

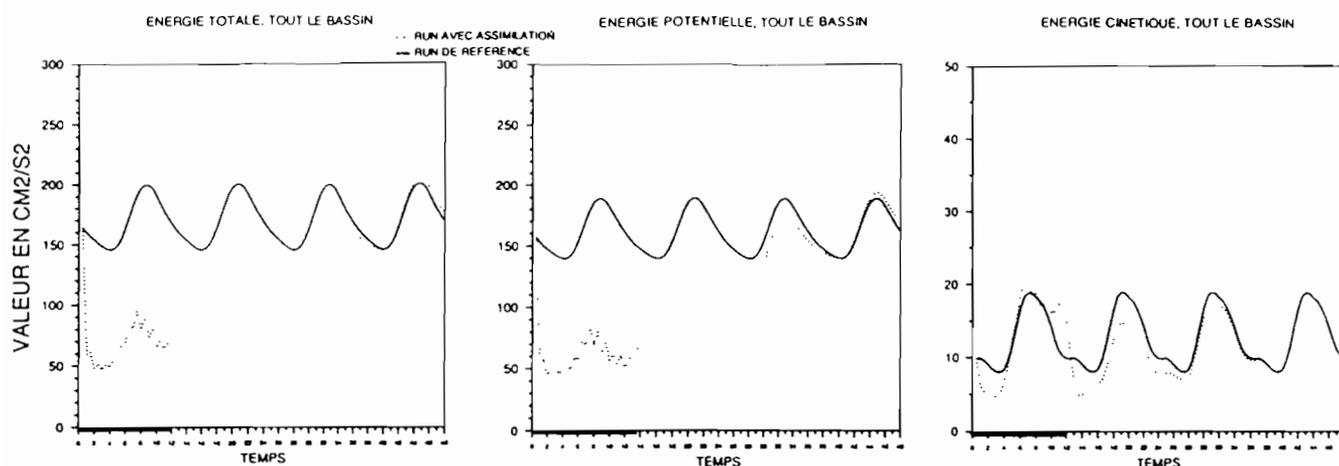


Fig. V.4: Evolution des énergies moyennées sur tout le bassin (unité:  $\text{cm}^2/\text{s}^2$ )

- à gauche: énergie totale (potentielle + cinétique)
- au centre: énergie potentielle
- à droite: énergie cinétique.

(la portion de l'axe temporel en trait gras correspond à la période où sont effectuées les assimilations, une fois par mois)

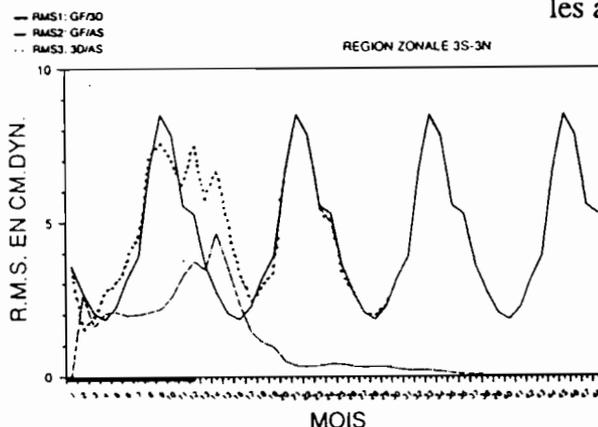


Fig. V.5: Evolution des écarts quadratiques moyens (E.Q.M.) moyennés sur la région zonale ( $3^{\circ}\text{S}-3^{\circ}\text{N}$ )

- trait plein : E.Q.M. OBS/ REF
- trait hachuré: E.Q.M. ASS / REF
- trait pointillé: E.Q.M. OBS/ ASS

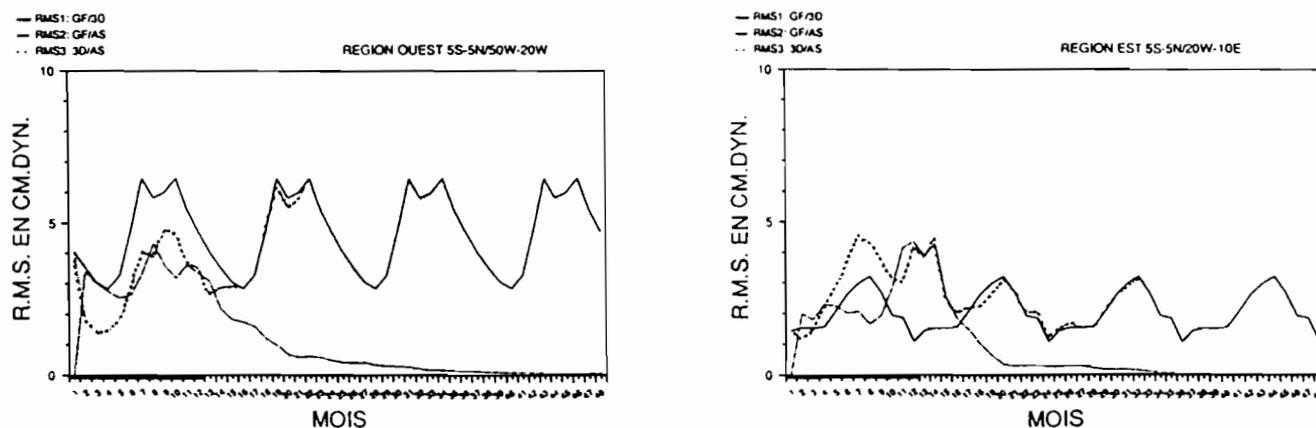
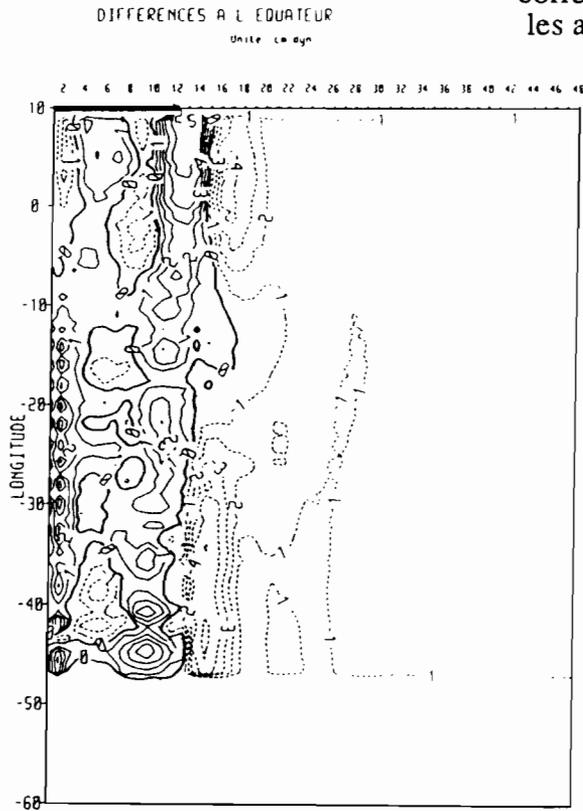


Fig. V.6: Evolution des écarts quadratiques moyens (E.Q.M.)  
 -à gauche: E.Q.M. moyennés sur la région Ouest ( $5^{\circ}\text{S}-5^{\circ}\text{N}$ ,  $50^{\circ}\text{W}-20^{\circ}\text{W}$ )  
 -à droite: E.Q.M. moyennés sur la région Est ( $5^{\circ}\text{S}-5^{\circ}\text{N}$ ,  $20^{\circ}\text{W}-10^{\circ}\text{E}$ )

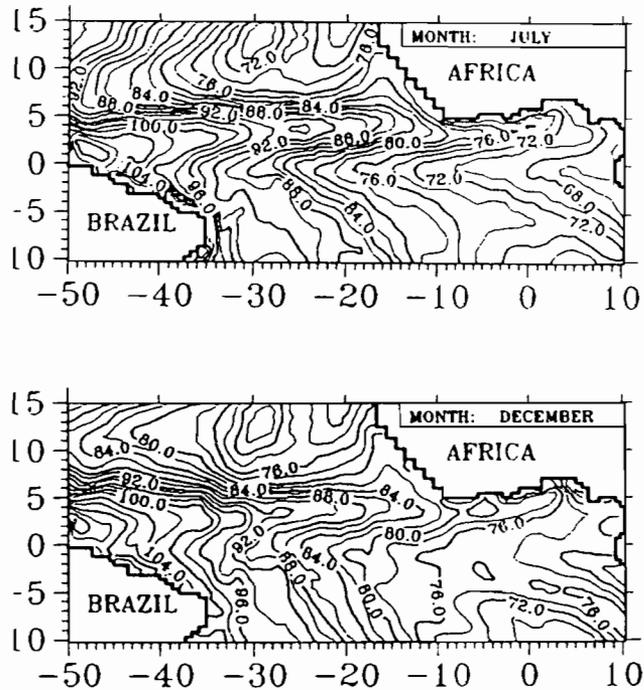
assimilations (voir également chap.I). Nous remarquons que l'évolution saisonnière, durant la première année, est marquée par des pics entre deux assimilations correspondant à la relaxation du modèle qui, après la dernière assimilation, retourne vers sa solution asymptotique. Les énergies calculées sur différentes régions du bassin montrent que les chocs énergétiques sont très supérieurs à l'Ouest qu'à l'Est, et que l'énergie cinétique devient supérieure à celle obtenue sans assimilations dans la région Est équatoriale à partir du mois d'avril (soit après la quatrième assimilation) jusqu'en février (soit un mois après la dernière assimilation). Nous verrons que cette croissance de l'énergie cinétique est due à une forte augmentation des vitesses dans le golfe de Guinée, augmentation provoquée par le développement d'un 'upwelling' dans cette région.

Les E.Q.M. calculés dans la bande équatoriale  $3^{\circ}\text{S}$ - $3^{\circ}\text{N}$  montrent que les erreurs (OBS-ASS) restent du même ordre de grandeur que les erreurs (OBS-REF), et leur sont supérieures durant les six mois suivant la dernière assimilation (fig.V.5). Cependant, les figures V.6 montrent que les E.Q.M. sont très différemment modifiés entre les bassins Est et Ouest. Ainsi, alors que dans la région Ouest les E.Q.M. (OBS-ASS) sont nettement inférieurs aux E.Q.M. (OBS-REF) durant toute l'année où ont lieu les assimilations (écarts atténués de moitié en mars, et d'un tiers en novembre) et que cette amélioration perdure durant les 4 mois suivants, ils sont au contraire accentués à partir de la troisième assimilation jusqu'au cinquième mois après la dernière dans la partie Est du bassin. L'évolution temporelle des différences de hauteur dynamique (REF-ASS) le long de l'équateur (fig.:V.7) indique que des ondes de Kelvin sont générées à l'Ouest du bassin qui, au lieu de transporter une information bénéfique vers l'Est y ont des conséquences dramatiques. Ce phénomène est fortement accentué à partir des mois de novembre-décembre, lorsque une onde de Kelvin d'upwelling' de forte amplitude, générée à l'Ouest en septembre lorsque les différences entre les observations et le 'Guess-Field' sont les plus intenses, parvient dans la région Est. Ainsi, l'observation des champs de hauteur dynamique obtenus la première année, pendant laquelle sont effectuées les assimilations, montre qu'ils offrent les mêmes structures, dans les régions centrales et hors équatoriales du bassin, que les observations au mois de juillet (fig.:V.8 à comparer avec les fig. correspondantes III.7&8). Les mêmes champs obtenus en décembre montrent la nette dégradation de la simulation, avec une pente équatoriale très nettement accentuée (36 cm.dyn. au lieu des 16 cm.dyn. observés et de 30 cm.dyn. obtenus

(la portion de l'axe temporel en trait gras correspond à la période où sont effectuées les assimilations, une fois par mois)



**Fig. V.7:** Evolution de la différence des champs de hauteur dynamique du modèle sans assimilation (REF) et avec assimilation (ASS) le long de l'équateur (unité: cm.dyn., contour: 1.)



**Fig. V.8:** Champ de hauteur dynamique obtenus:  
 - en haut: au mois de juillet de l'année avec assimilations  
 - en bas : au mois de décembre de l'année avec assimilations  
 (unité: cm.dyn., contour: 2.)

par le modèle sans assimilations) (fig.:V.8). On constate ainsi que **seules les régions situées au delà de 5° de latitude restent corrigées de manière significative**. L'évolution des hauteurs dynamiques en deux points situés le long de l'équateur, l'un étant situé à 0°E et l'autre à 35°W (fig.: V.9) indique que si les processus d'assimilation ont des effets négatifs à l'Est durant les 16 premiers mois, la correction est cependant effective les mois suivants et ceci de manière durable et constante, contrairement à l'Ouest où le modèle s'est éloigné des observations.

Un dernier point concerne les vitesses obtenues lors de la première année. Nous avons vu que le modèle linéaire ne pouvait pas fournir de vitesses réalistes et qu'elles étaient une grande partie de l'année inversées par rapport aux observations (Cf.: chap. I). **Nous pouvons observer que les vitesses obtenues ont été corrigées et sont devenues, en direction, conformes aux observations**. Ainsi, les vitesses en surface obtenues aux mois de mars et de novembre (fig.:V.10 à comparer avec les fig. I.B.1 et 2 correspondantes) sont orientées vers l'Ouest; elles atteignent 20 à 40 cm/s le long de l'équateur en mars et 50 à 60 cm/s en novembre, soit du même ordre de grandeur que les vitesses observées (issues du modèle 3D). Cependant, cette amélioration notable du champ des vitesses est paradoxalement la conséquence de la dégradation observée sur le champ de hauteur dynamique. En effet, la génération d'ondes de Kelvin équatoriales d'upwelling' lors des assimilations provoque une 'évacuation' vers l'Ouest des masses d'eau dans la couche de surface, ce qui explique cette apparente amélioration des vitesses. Ainsi, on constate qu'elles sont nettement surestimées en novembre dans le golfe de Guinée en raison du fort upwelling qui s'y est développé.

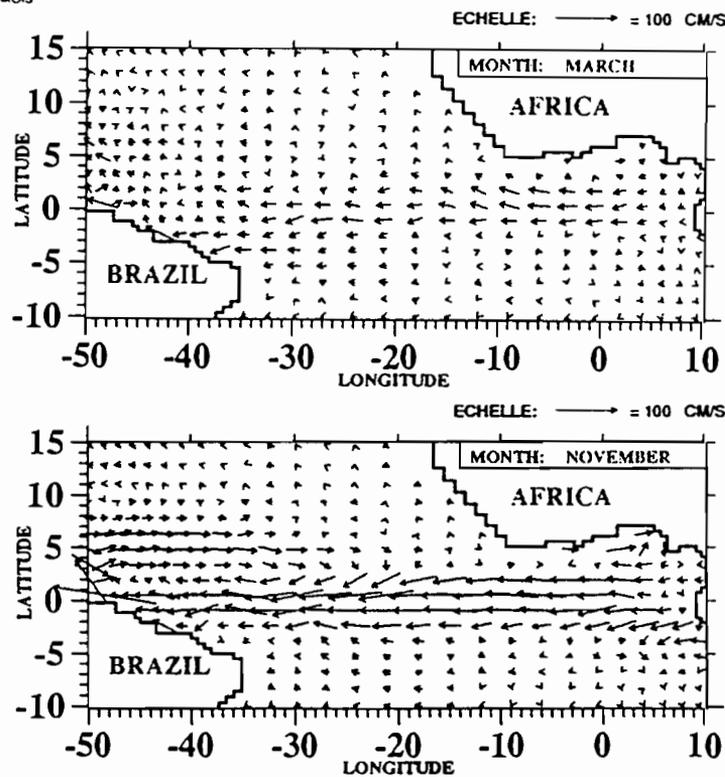
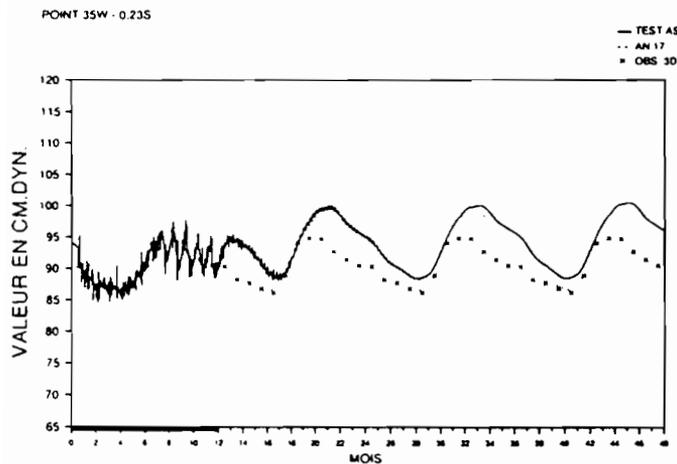
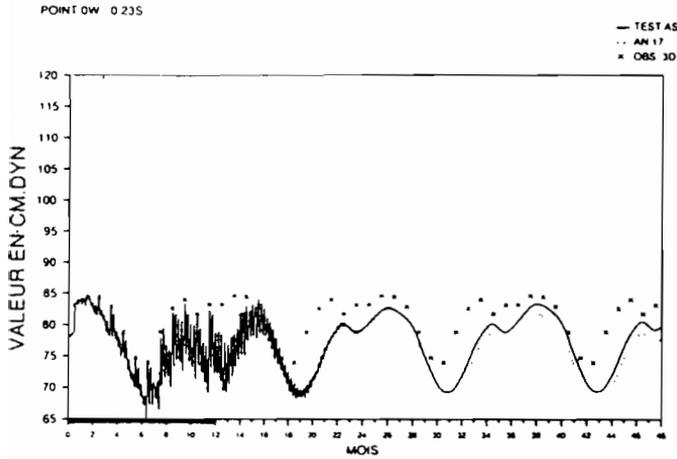
Cette expérience nous a permis de constater que, **lorsque les différences entre les observations et le modèle sont importantes à l'Ouest, les assimilations génèrent des ondes de Kelvin qui nuisent à la simulation dans une grande partie du bassin Est**. Lorsque les assimilations sont répétées, les ondes de Rossby équatoriales ne sont plus perceptibles, sauf après la dernière assimilation. La figure V.7 montre que la mémoire du modèle est d'environ 15 mois à l'équateur, c'est-à-dire sept mois de plus que lors de l'expérience précédente, au cours de laquelle l'assimilation impose une correction plus faible; **la mémoire du modèle dépend donc de l'amplitude des corrections apportées lors des assimilations**.

**Fig. V.9:** Evolution du champ de hauteur dynamique en deux points situés le long de l'équateur.

- ci-contre: en 0°W
- en dessous: à 35°W

trait plein : simulation avec assimilations  
 trait pointillé: simulation sans assimilations  
 croix: observations (modèle 3D du GFDL)

(la portion de l'axe temporel en trait gras correspond à la période où sont effectuées les assimilations, une fois par mois)



**Fig. V.10:** Champs de vitesse horizontale à 5m obtenus avec assimilations aux mois de mars et de novembre.

La mauvaise qualité des champs obtenus peut être en partie due au fait que les erreurs du modèle et la représentativité des observations ne sont pas prises en compte. La prise en compte de la représentativité des observations permet d'espérer que les chocs énergétiques seront alors moins importants et les ondes de Kelvin perturbatrices atténuées. Cependant les conclusions précédentes n'en sont pas moins valides et nous en tiendrons compte dans les expériences suivantes.

### C: DETERMINATION DES ECHELLES DE LISSAGE

#### ET DES VARIANCES D'ERREUR:

Nous allons maintenant utiliser la méthode d'analyse sous une autre forme qui s'apparente aux méthodes classiques d'analyse objective. Pour cela, nous remplaçons les poids associés à chaque contrainte, constants dans le plan, par des variances d'erreur estimées à partir des champs disponibles. D'autre part, nous introduisons dans la contrainte de lissage des échelles caractéristiques des champs à estimer, prenant ainsi en compte la nature anisotrope des structures des océans tropicaux.

L'expression complète de la fonction-coût à minimiser devient:

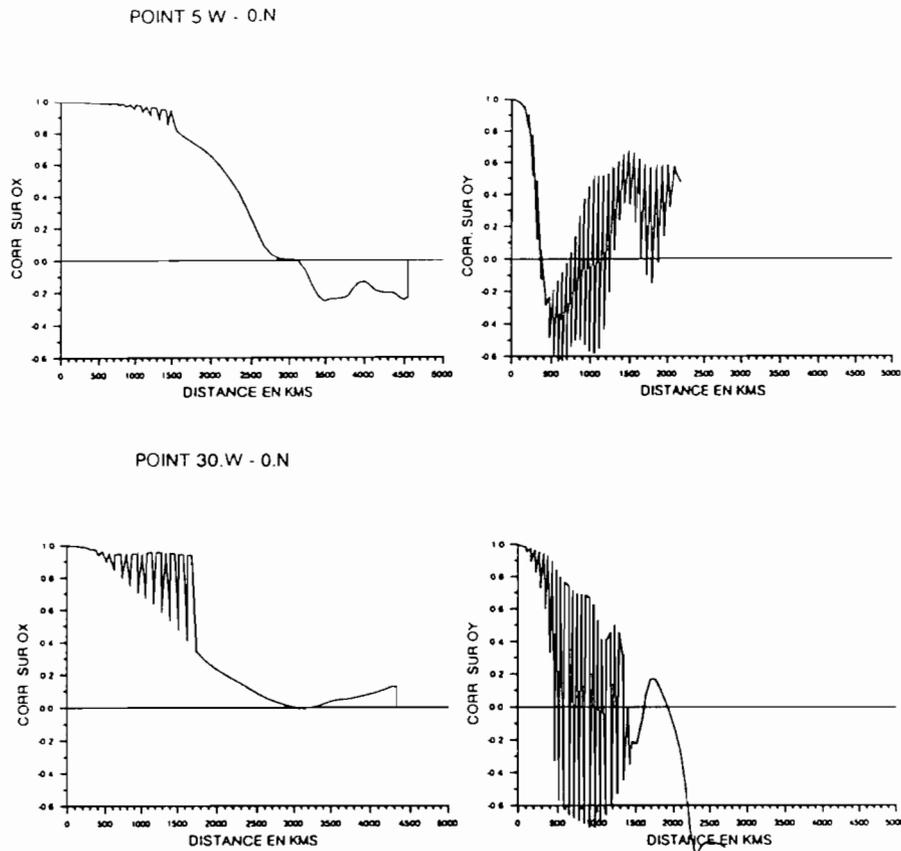
$$(V.6) \quad J(p_1^*, p_2^*, p_3^*) = \iint \left( \frac{\sum_{nd=1}^{ND} D^2(p_1^*, p_2^*, p_3^*)}{\sigma_{nd}^2} \delta(x - x_{nd}, y - y_{nd}) + \sum_{n=1}^3 (L_{x_n} (\partial^2 p_n^* / \partial x^2) + L_{y_n} (\partial^2 p_n^* / \partial y^2))^2 + \sum_{n=1}^3 \frac{(p_n - p_n^*)^2}{\sigma_{p_n}^2} \right) dx \cdot dy$$

Nous allons ici déterminer les coefficients associés à chaque contrainte, c'est-à-dire les échelles de lissage, les variances d'erreur associées aux observations et celles associées au rappel sur le 'Guess-Field'.

### C.1: Les échelles de lissage:

Les mouvements de grande échelle dans les océans tropicaux sont caractérisés, en raison de l'annulation du paramètre de Coriolis à l'équateur, par des structures anisotropiques; ces structures sont essentiellement zonales. Les échelles caractéristiques zonales sont généralement estimées être de l'ordre de grandeur de la largeur du bassin dans les régions centrales de la bande équatoriale (soit entre 1000 et 5000 kms), et décroissantes avec la latitude et en s'approchant des côtes. Au contraire, les échelles méridiennes n'excèdent pas  $5^\circ$  de latitude (environ 500 kms) dans les régions équatoriales et croissent avec la latitude. En pratique il est illusoire d'espérer pouvoir déterminer les échelles caractéristiques des mouvements à partir d'observations obtenues en un instant donné, vu le faible nombre et la grande dispersion de celles-ci. Les études effectuées reposent en effet sur des données obtenues sur une longue période, à l'échelle climatologique (WHITE & al, 1982), ou sur des données obtenues en grand nombre durant une courte période (KATZ, 1987), et déterminent les échelles à partir d'analyses statistiques des données. Dans diverses études d'assimilation, les échelles utilisées pour l'analyse des champs sont souvent estimées empiriquement par une fonction Gaussienne dépendante de la latitude et de la longitude, pour respecter le caractère anisotrope des structures (MOORE & al, 1987; DERBER et ROSATI, 1988). Dans leurs expériences d'assimilation dans le Pacifique tropical, MOORE et ANDERSON (1989) ont utilisé des échelles linéairement variables avec la latitude et la longitude, cohérentes avec les échelles analysées à partir d'observations climatologiques (WHITE & al; 1982).

Les échelles que nous voulons déterminer vont définir les longueurs d'influence de chaque observation dans chaque direction. Deux points de vue sont envisageables pour estimer ces échelles. Nous pouvons considérer soit les échelles caractéristiques des observations que nous voulons assimiler, soit celles définies par le modèle assimilateur. Dans le premier cas, nous partons du principe que nous adaptons le modèle aux observations et que, par conséquent, les champs analysés doivent reproduire les structures ayant les mêmes échelles spatiales que les données. Dans le second cas, nous souhaitons adapter les données au modèle assimilateur et tenir compte de l'information contenue dans les observations en respectant les échelles propres du modèle.

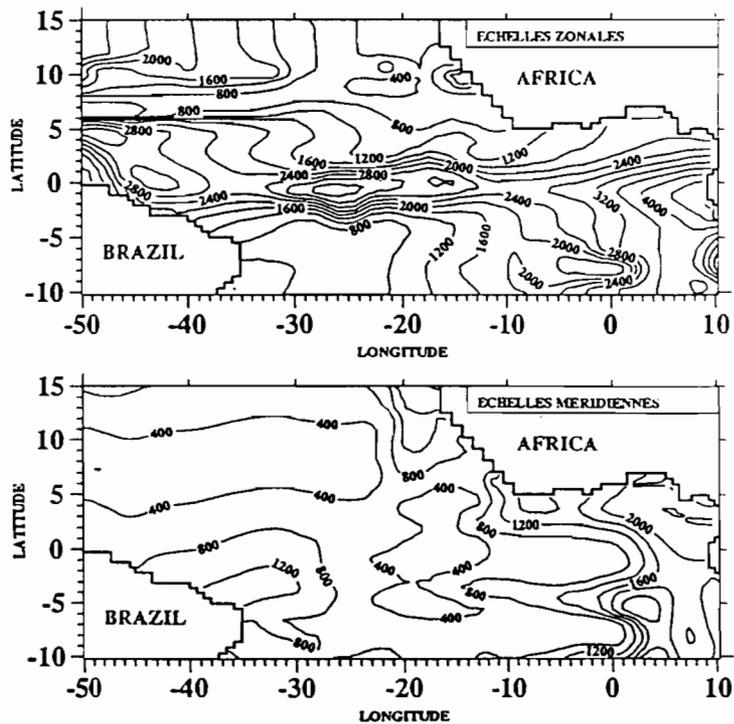


**Fig. V.11:** Fonctions d'autocorrélation obtenues en deux points situés à l'équateur à partir des hauteurs dynamiques du modèle tridimensionnel.

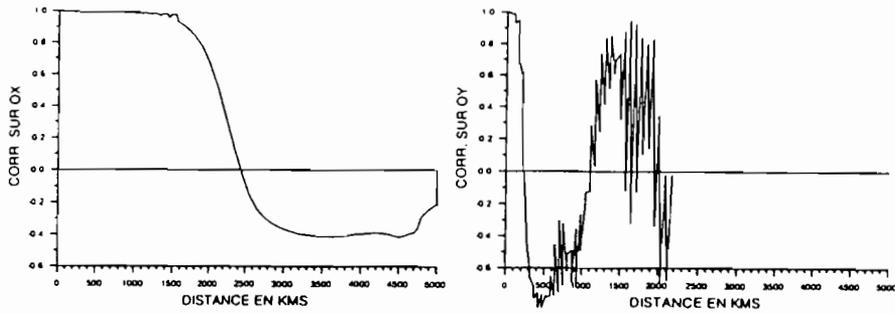
- en haut: à 5°W
- en bas: à 30°W
- à gauche: dans la direction zonale
- à droite: dans la direction méridienne

**Fig.: V.12: MODELE TRIDIMENSIONNEL DU GFDL :**  
ECHELLES ZONALE ET MERIDIENNE

UNITE: kms ; Contour: 400.



MODELE SW: POINT 5.W - 0.N



MODELE SW: POINT 30.W - 0.N

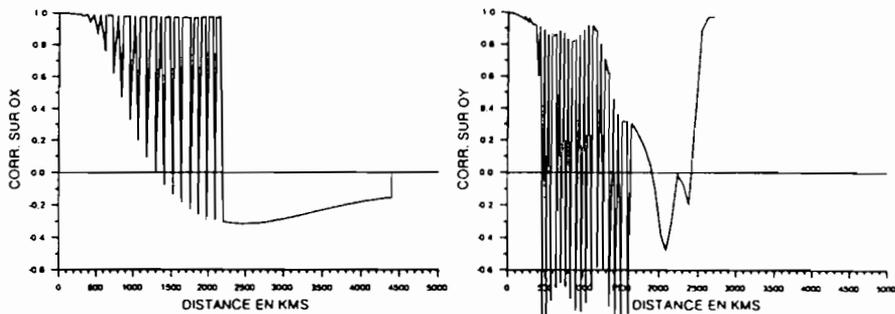
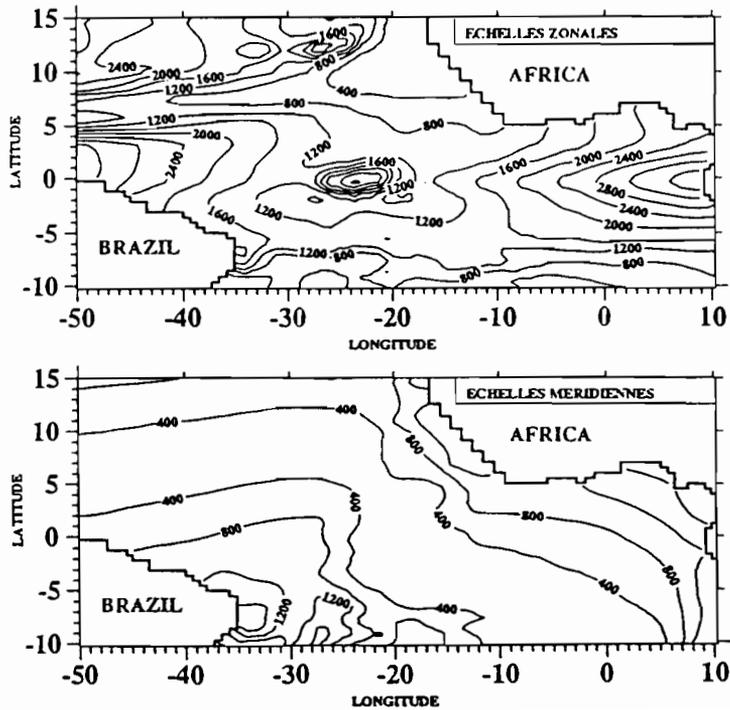


Fig. V.13: Fonctions d'autocorrélation obtenues en deux points situés à l'équateur à partir des hauteurs dynamiques du modèle linéaire.  
 - en haut: à 5°W      - à gauche: dans la direction zonale  
 - en bas: à 30°W      - à droite: dans la direction méridienne

Fig. V.14: MODELE LINEAIRE 17e ANNEE :  
 ECHELLES ZONALE ET MERIDIENNE

UNITE: kms ; Contour: 400.



Nous disposons d'observations 'synthétiques' réparties sur la grille horizontale d'un modèle, ce qui nous offre la possibilité de calculer les échelles méridienne et zonale de nos observations et des champs simulés par notre modèle linéaire. Pour calculer les échelles méridienne et zonale, nous avons calculé en chacun des points de grille des modèles les fonctions d'autocorrélation spatiale dans chaque direction. Les valeurs considérées comme étant les échelles caractéristiques des champs climatologiques correspondent aux 'zéro-crossing' de ces fonctions, c'est-à-dire les distances pour lesquelles les fonctions d'autocorrélation s'annulent. Pour les points où la fonction d'autocorrélation reste toujours positive, nous avons alors considéré comme échelle la distance maximale dans la direction donnée, soit la distance à la côte.

Pour le modèle tridimensionnel du GFDL, les fonctions d'autocorrélation obtenues le long de l'équateur à 5°W et 30°W (fig.: V.11) fournissent respectivement des échelles zonales de 2900 et 3000 kms et des échelles méridiennes de 350 et 450 kms. L'aspect irrégulier de ces courbes reflète les différences de corrélation entre des points situés dans des directions opposées par rapport au point considéré. Ceci montre que les champs ont non seulement des structures anisotropiques mais également inhomogènes, et indique que les échelles de lissage devraient rigoureusement être considérées dépendantes de la direction. Les figures V.12 montrent les échelles méridiennes et zonales du modèle tridimensionnel obtenues après un lissage des valeurs issues des fonctions d'autocorrélation. Les échelles zonales sont bien décroissantes avec la latitude mais cette décroissance est variable selon les régions. Ainsi les valeurs obtenues dans l'hémisphère Nord sont supérieures à l'Ouest (2000 kms au lieu de 400 kms à l'Est, à 10°N) et au contraire, elles sont supérieures à l'Est dans l'hémisphère Sud (3600 kms au lieu de 400 à l'Ouest, à 10°S). De même, les échelles sont particulièrement élevées à l'Est le long de la côte africaine. Cette particularité se retrouve de manière marquante avec les échelles méridiennes, très élevées au large de la côte africaine (elles atteignent 2000 kms) par rapport au reste du bassin où elles sont comprises entre 400 et 1200 kms.

Faisons ici deux remarques. D'une part, les fonctions d'autocorrélation ont été calculées avec un nombre relativement restreint de données (nous disposons de 12 réalisations mensuelles et considérons trois points de grille approximativement équidistants du point considéré dans une

direction donnée) et ne fournissent ici qu'une estimation des ordres de grandeur des échelles. Cette estimation est suffisante car seules les échelles relatives entre les différents points nous intéressent pour l'analyse. D'autre part, les données considérées sont issues d'un modèle et ne contiennent ni les structures d'échelle moyenne ni le bruit inhérent aux erreurs de mesure des données in-situ. En ce sens, les échelles obtenues sont surestimées, notamment près des côtes et, de manière évidente, au Sud-Est. Nous avons effectué différentes analyses en utilisant ces échelles. Ces analyses ont montré que la nette surestimation des échelles dans cette dernière région nuisait à l'analyse, les champs obtenus y étant excessivement lissés et peu représentatifs.

Pour le modèle linéaire utilisé, les figures V.13 montrent les fonctions d'autocorrélation obtenues aux mêmes points qu'aux figures V.11. Les échelles zonales sont de 2400 et 1300 kms à 5°W et 30°W respectivement, et les échelles méridiennes de 250 et 450 kms; si ces dernières sont du même ordre que celles du modèle tridimensionnel, les échelles zonales sont nettement inférieures. Ainsi, si nous observons ces échelles sur tout le domaine (fig.:V.14), nous constatons que si les distributions spatiales des iso-échelles sont remarquablement comparables sur la majeure partie du bassin, les valeurs sont nettement inférieures et surtout les échelles zonales paraissent beaucoup moins surestimées dans le Sud-Est au large des côtes africaines (elles y sont inférieures de moitié à celles issues du modèle tridimensionnel). Ainsi, des analyses effectuées avec ces échelles permettent de reproduire les champs de manière plus conforme aux observations et aux champs issus du modèle. **Nous avons donc choisi d'utiliser les échelles du modèle linéaire à modes verticaux pour les analyses effectuées dans cette étude.** Les structures de chaque mode étant relativement conformes à celles de la hauteur dynamique, nous avons considéré les mêmes échelles pour les trois modes.

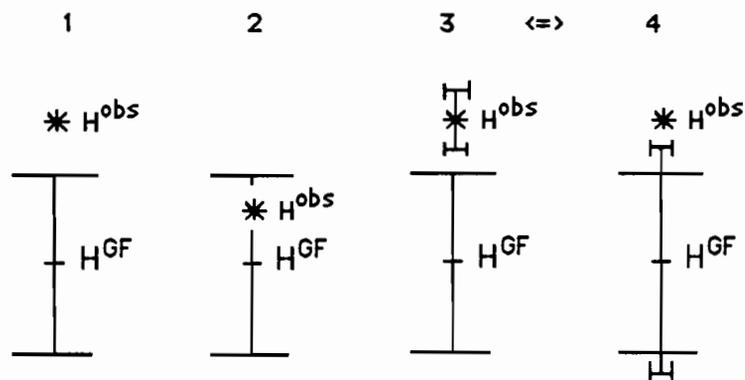
## **C.2: Les erreurs associées aux observations:**

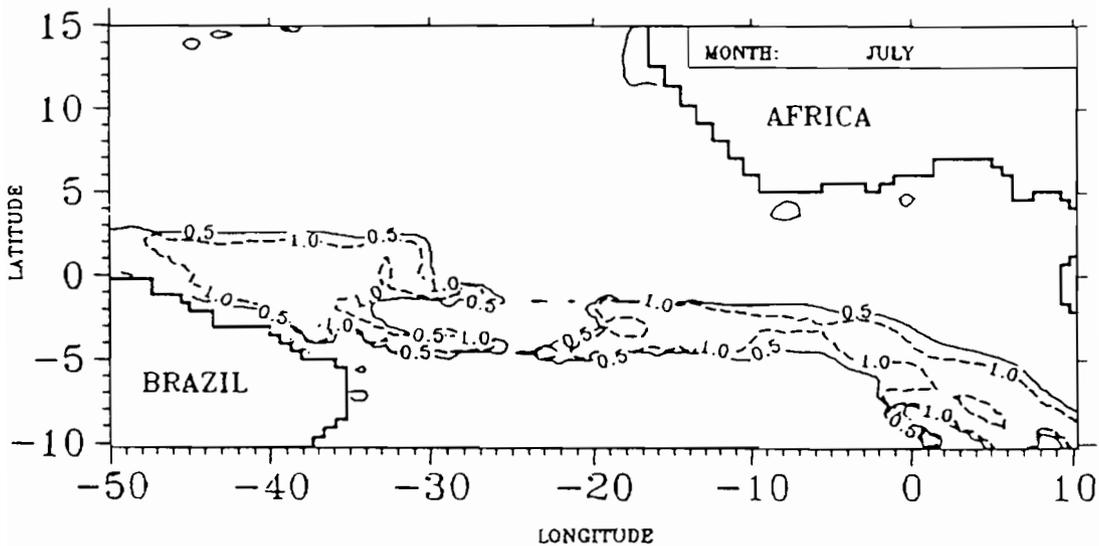
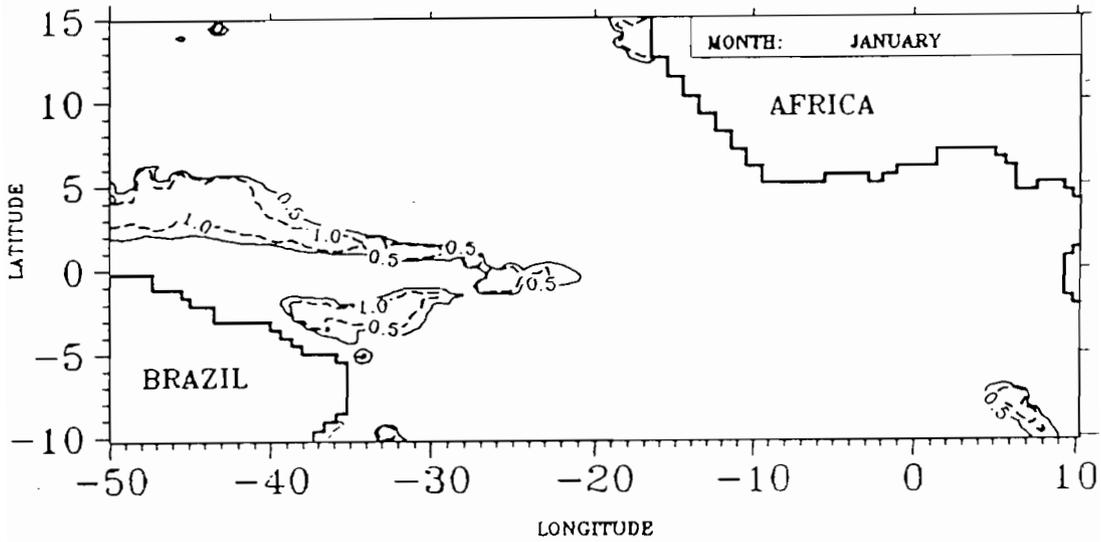
La détermination des erreurs d'observations in-situ relève de la conjugaison des erreurs systématiques des instruments et de la précision des mesures. Ici, les observations considérées sont des résultats d'un modèle, disponibles à raison d'une fois par mois. Nous avons vu dans le chapitre III que le modèle aux équations primitives reproduit les caractéristiques de la climatologie en conformité remarquable avec la climatologie observée. Il nous a donc paru

légitime de considérer ses résultats réalistes et, dans un premier temps, sans erreur. Nous avons cependant choisi d'affecter les observations d'un coefficient quantifiant en quelque sorte leur représentativité. Pour cela, nous avons fait le raisonnement, discutable (nous y reviendrons ultérieurement lors d'une étude sur la sensibilité à l'initialisation), suivant: les observations étant sans erreur, si les observations sont distantes des champs issus du modèle alors le coefficient affecté à l'observation, compte tenu de l'erreur du modèle, doit être important et, au contraire, si la valeur de l'observation est incluse dans la gamme d'erreur du modèle à l'endroit et à l'instant où elle est disponible, outre le fait qu'elle confirme la prévision du modèle, elle n'apportera que peu d'information supplémentaire sur le champ à estimer. Il importe donc de tenir compte des erreurs du modèle assimilateur et des écarts entre les observations et les résultats du modèle. Nous avons ainsi considéré comme variance d'erreur la quantité:

$$(V.8) \quad \sigma = \frac{\sigma_m(x^{obs}, x^{obs}, t)}{|H^{obs}(x^{obs}, x^{obs}, t) - H^{GF}(x^{obs}, x^{obs}, t)|}$$

où  $H^{GF}$  est la valeur du champ issu du modèle à l'instant d'analyse et  $\sigma_m$  l'erreur relative au modèle, interpolées au point d'observation. Ainsi, ce coefficient peut varier théoriquement entre zéro et l'infini, respectivement si l'observation est fortement 'significative' ou non. Les variances d'erreur des hauteurs dynamiques du modèle linéaire  $\sigma_m$  ont été calculées pour chaque mois à partir de 4 réalisations par jour. Les figures ci-dessous illustrent la signification de la représentativité associée aux observations ainsi calculée. Le schéma 1 correspond à un cas où l'observation sera 'significative', le 2 au cas contraire. Si des variances d'erreur des observations sont considérées, nous pouvons alors ajouter cette variance à celle du modèle au numérateur de l'expression V.6. Les schémas 3 et 4 illustrent ce cas.



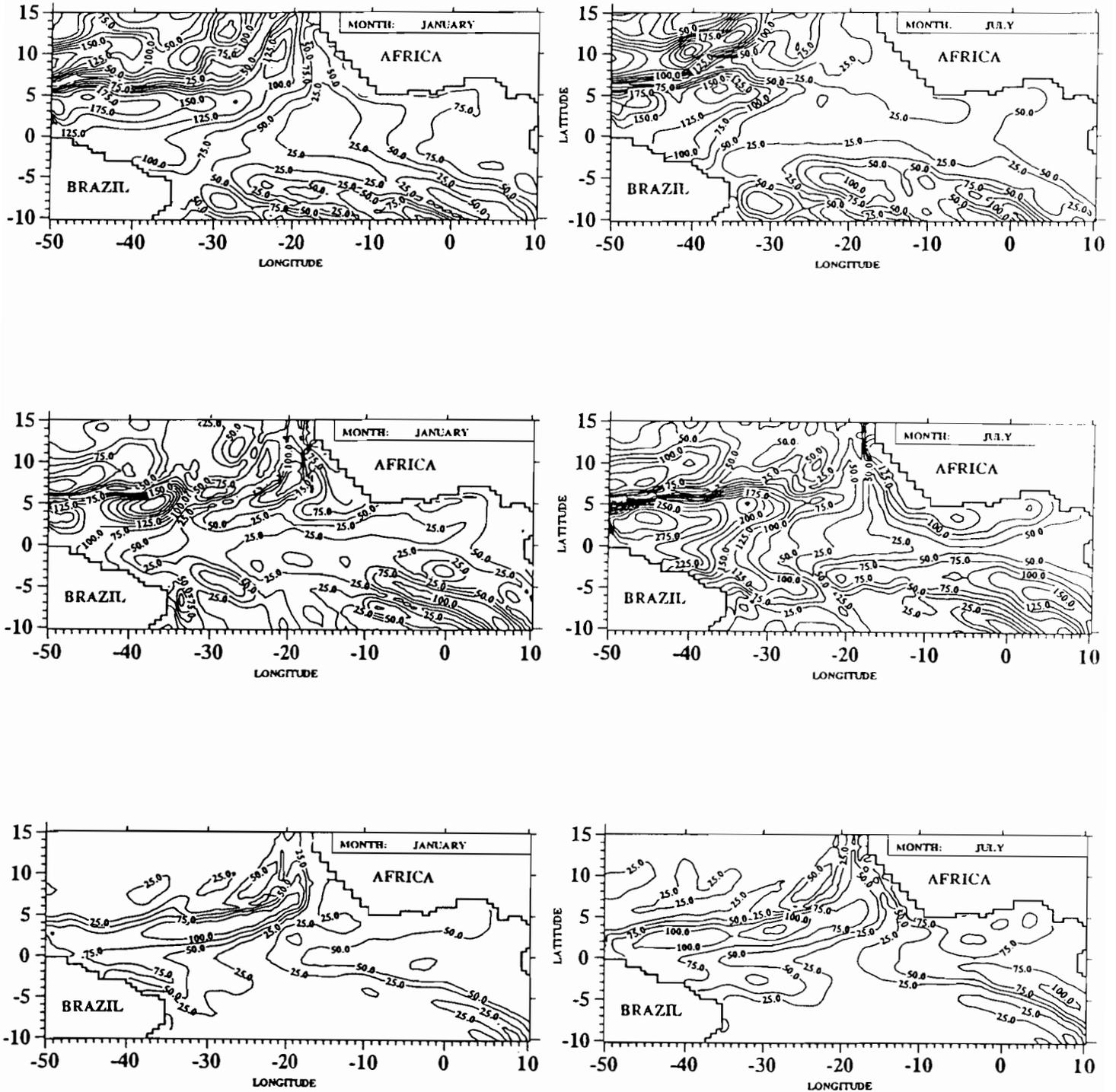


**Fig. V.15:** Représentativité des observations aux mois de janvier et juillet:  $\sigma$   
 (les observations sont considérées non représentatives dans les régions où les valeurs sont supérieures à 1.)

Les figures V.15 montrent les coefficients associés aux observations ainsi calculés en considérant pour Guess-Field les champs du modèle linéaire aux mois de janvier et de juillet. Nous voyons que les régions où l'assimilation n'apporterait que peu d'information utile au modèle, si nous commençons les réinitialisations lors d'un de ces deux mois, se situent essentiellement au Nord du continent Sud-Américain en janvier, et s'étendent pour traverser l'ensemble du bassin vers le Sud-Est pendant les mois d'été (régions pour lesquelles les valeurs sont supérieures à 1). Ces cartes sont directement comparables avec les figures III.B.9 qui montrent les différences entre les champs de hauteur dynamique obtenus par les deux modèles (Cf. Chapitre III).

### C.3: Les erreurs associées au 'Guess-Field':

Le rappel sur le Guess-Field s'effectue en minimisant les champs de pression analysés de ceux obtenus par le modèle lors de l'analyse. Ce rappel s'effectue en fonction de la confiance accordée, en chaque point, à chacun des trois champs de pression du modèle linéaire, correspondant aux trois modes baroclines. Nous avons donc estimé de manière très schématique des erreurs relatives à chacun de ces champs en calculant leur variances ( $\sigma_{p_1}, \sigma_{p_2}, \sigma_{p_3}$ ), ceci pour chaque mois à partir de quatre réalisations quotidiennes et en chaque point de grille. Nous pouvons remarquer que ces erreurs sont très distinctes selon le mode barocline concerné, et que leur importance relative ne correspond pas à l'importance relative de chaque mode. Autrement dit, nous avons vu que le mode le plus énergétique était le second, suivi du troisième puis du premier. Il s'avère que si les erreurs associées au second mode ont bien les amplitudes les plus fortes, celles du premier mode sont supérieures à celles du troisième. Nous pouvons le constater sur les figures V.16 où elles sont représentées pour les mois de janvier et juillet. Ainsi les erreurs du premier mode atteignent des valeurs maximales de  $200 \text{ cm}^2\text{s}^{-2}$ , localisées au Nord-Ouest, celles du second  $325 \text{ cm}^2\text{s}^{-2}$  en juillet au Nord du Brésil et celles du troisième ne dépassent pas  $125 \text{ cm}^2\text{s}^{-2}$ . La distribution spatiale de ces erreurs est également variable; par exemple le troisième mode est affecté d'erreurs très faibles dans l'hémisphère Sud et au Nord-Ouest, alors que les plus fortes erreurs du premier mode se rencontrent dans ces régions. Elles varient également selon les mois, leurs amplitudes étant

UNITE: cm<sup>2</sup>/s<sup>2</sup> ; Contour: 25.

**Fig. V.16:** 'Erreurs' estimées pour les pressions relatives au:  
 - en haut: premier mode barocline  
 - au centre: second mode barocline  
 - en bas: troisième mode barocline  
 pour les mois de janvier et de juillet (unité: cm<sup>2</sup>/s<sup>2</sup>, contour: 25.)

supérieures pendant les mois d'été, lorsque le forçage du vent est maximum ainsi que, en conséquence, les amplitudes des modes.

(Les erreurs équivalentes associées aux hauteurs dynamiques, calculées à partir des erreurs sur les champs de pression, sont représentées sur la figure V.35.a, pour le mois de janvier.)

#### **D: SENSIBILITE A LA FREQUENCE TEMPORELLE D'ASSIMILATION.**

Nous présentons dans ce chapitre quatre expériences qui diffèrent par la fréquence temporelle des assimilations au cours d'une année, le modèle étant ensuite laissé à sa propre évolution pendant deux ans. Toutes les observations disponibles, c'est-à-dire les résultats du modèle 3D en chaque point de grille de ce modèle, ont été utilisées lors des analyses. Ces expériences sont notées E1 (une seule assimilation effectuée le 15 janvier), E2 (deux assimilations effectuées les 15 janvier et juillet), E3 (trois assimilations effectuées les 15 janvier, mai et septembre) et E4 (six assimilations effectuées les 15 janvier, mars, mai, juillet, septembre et novembre). La sensibilité à la fréquence d'assimilation est quantifiée par les écarts quadratiques moyens (E.Q.M.) calculés entre les simulations et les observations et par la vitesse de convergence du modèle vers sa solution asymptotique unique, jouant le rôle d'un attracteur, après les assimilations. **Ces expériences ont pour but de voir dans quelle mesure la qualité de la prévision et la mémoire du modèle à des assimilations dépendent du nombre d'assimilations effectuées. Elles ont ainsi montré d'une part que la mémoire du modèle augmente avec le nombre d'assimilations et, d'autre part, que la qualité de prévision est nettement améliorée, sauf dans la région Est équatoriale, lorsque l'on augmente le nombre d'assimilations.** Avant de comparer les différentes expériences, nous allons analyser deux d'entre elles, les expériences E1 et E4.

### D.1: Expérience E1 (une seule assimilation le 15/01).

Le champ de hauteur dynamique reconstitué à partir des champs de pression issus de l'analyse (fig.:V.17, à comparer avec les fig.:III.B.7,8 et V.15 correspondantes) met en évidence les régions où les observations sont peu 'représentatives', dans le sens défini auparavant, situées notamment au nord du Brésil. Le calcul de l'énergie potentielle moyennée sur l'ensemble du bassin indique que celle-ci est inférieure de moitié à celle du champ du modèle sans assimilation. Ainsi, si nous comparons avec la seconde expérience préliminaire (cf.: chap. V.B.2), nous constatons que **la prise en compte de coefficients de représentativité associés aux observations atténue les chocs imposés lors des réinitialisations**. Le calcul des énergies effectué sur différentes régions situées dans les parties Est et Ouest du bassin montre que le choc énergétique imposé lors de l'assimilation est légèrement supérieur dans la partie Ouest que dans la partie Est, comme l'illustrent les figures V.18. Les évolutions temporelles des différences (REF - E1) le long de l'équateur, à 5°N et 5°S (fig.:V.19) sont comparables à celles obtenues lors du premier test préliminaire (chap. V.B, fig.:V.2). Ainsi, nous observons nettement la propagation d'ondes de Kelvin le long de l'équateur, ondes qui parviennent au bord des côtes d'Afrique un mois et demi à deux mois après la réinitialisation, et d'ondes de Rossby se propageant vers l'Ouest. La mémoire du modèle est ainsi estimée à 10 mois à l'équateur, 14 mois à 5°N et 16 mois à 5°S. La présence de ces ondes produit les mêmes effets dans la partie Est équatoriale que lors des expériences préliminaires. Ainsi, les E.Q.M. (fig.: V.20) calculés sur la bande zonale 3°S-3°N et sur les régions Ouest et Est équatoriales indiquent bien un retour régulier vers la solution asymptotique du modèle avec des erreurs inférieures aux erreurs initiales dans la région Ouest, alors qu'à l'Est le modèle diverge entre les troisième et cinquième mois suivant l'assimilation. Ensuite, au cours des deux années suivantes, les E.Q.M. montrent que le modèle évolue avec des amplitudes supérieures dans la région Ouest: les E.Q.M. y sont légèrement inférieurs à ceux obtenus sans assimilations lors des mois d'hiver et de printemps, alors qu'ils sont légèrement supérieurs lors des mois d'été et d'automne. A l'Est, par contre, le modèle évolue avec des écarts aux observations toujours inférieurs aux écarts initiaux, ce qui indique une amélioration durable dans cette région.

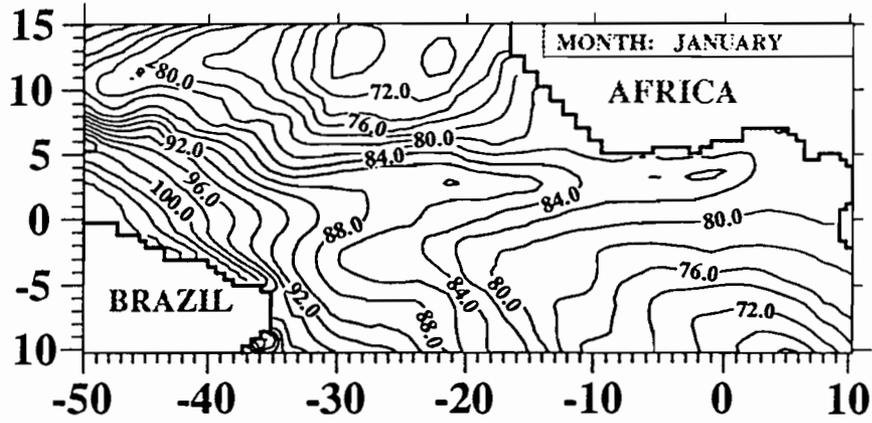


Fig. V.17: Champ de hauteur dynamique issu de l'analyse pour le mois de janvier.

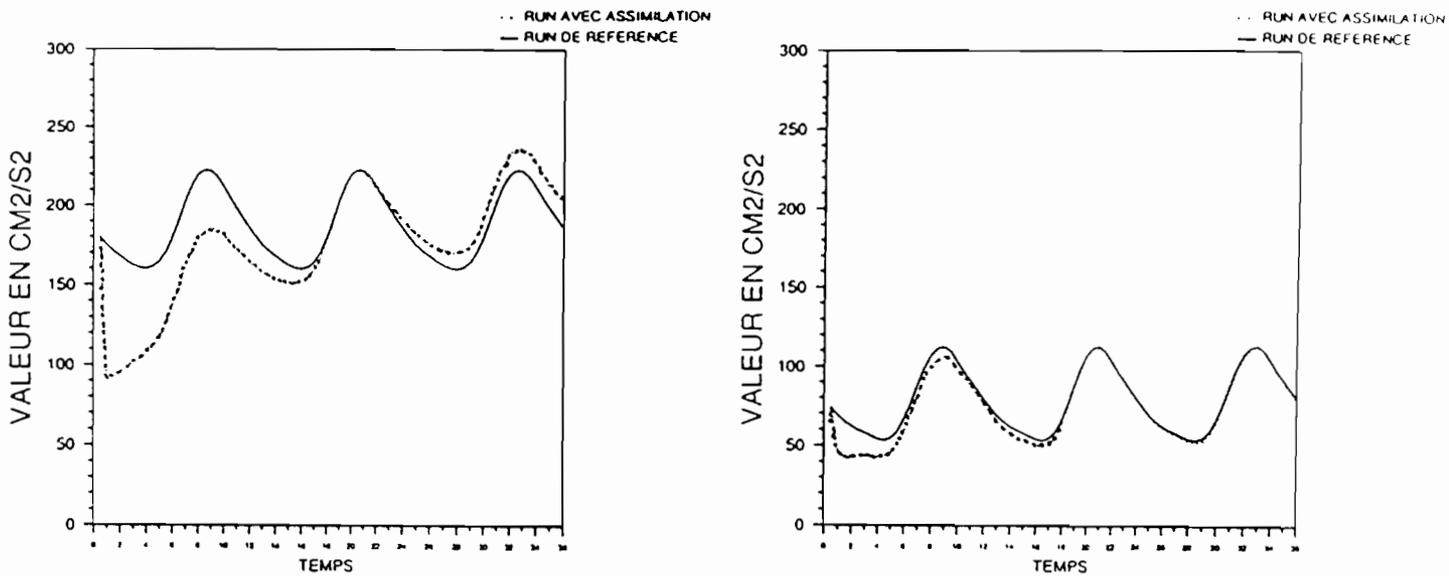
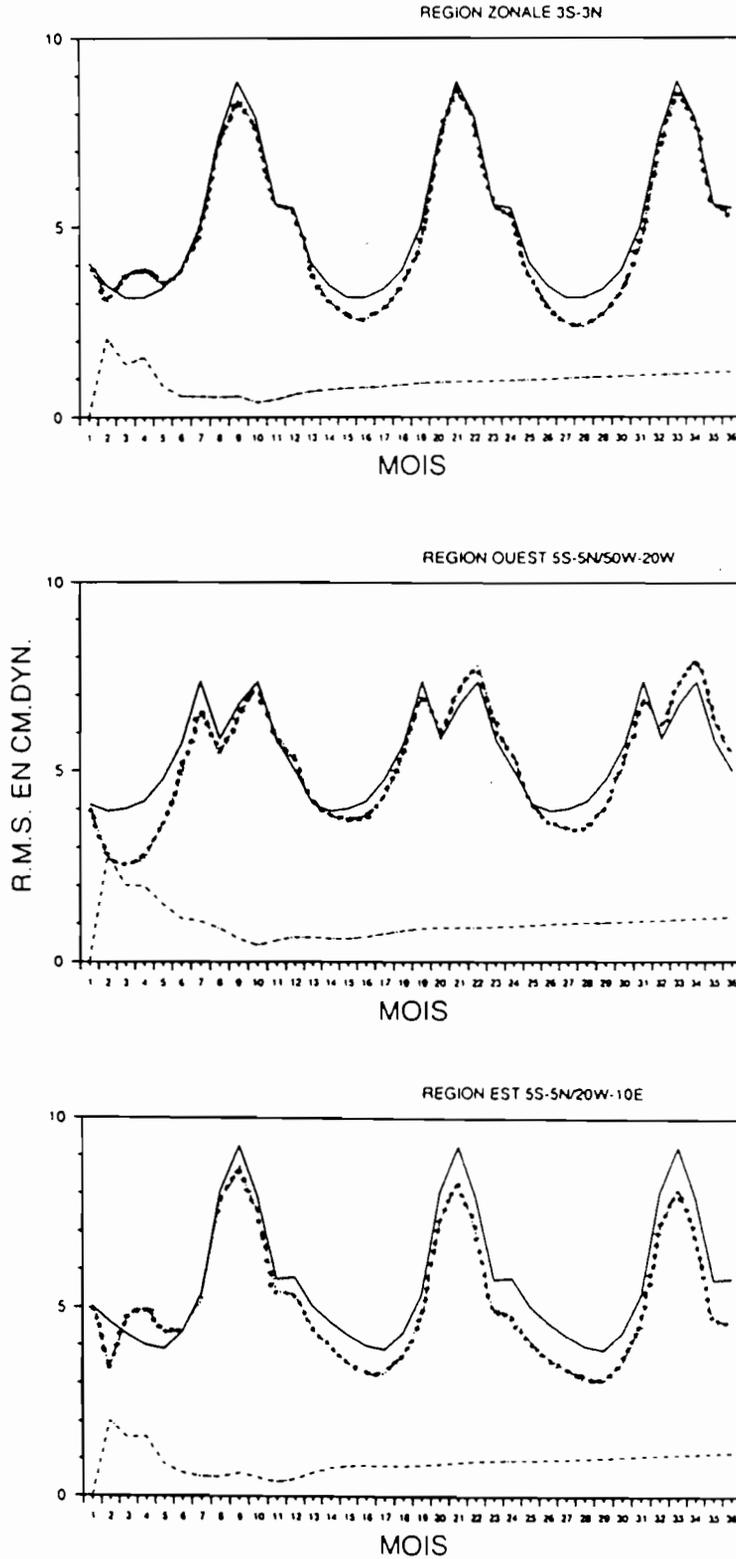


Fig. V.18: Evolution des énergies potentielles moyennées sur la bande 5°S-5°N dans les régions Ouest (à gauche) et Est (à droite)

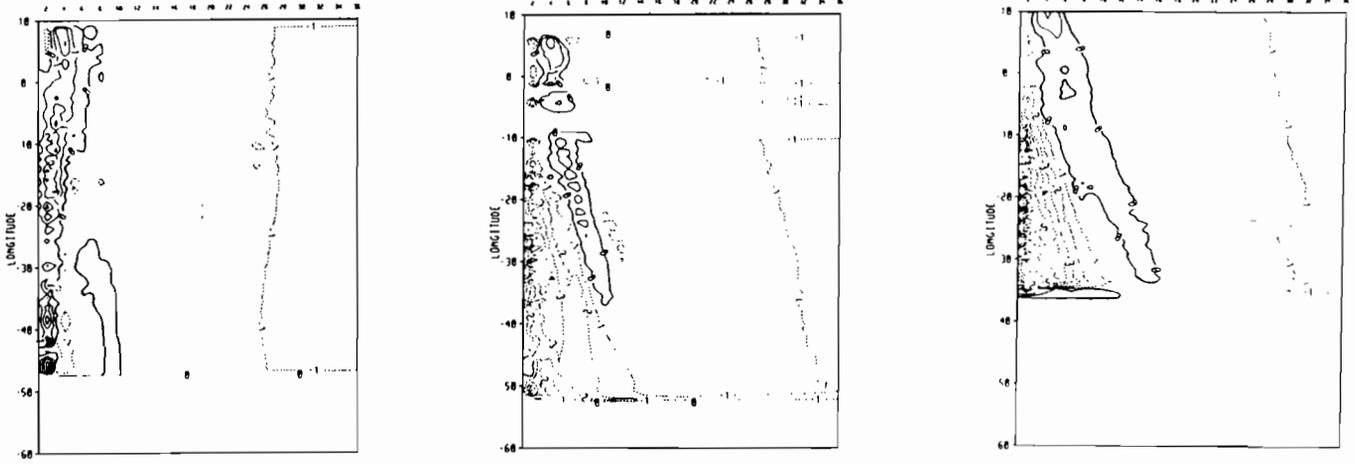


**Fig. V.20:** Evolution des écarts quadratiques moyens (E.Q.M.)  
 - en haut : moyennés sur la région zonale (3°S-3°N)  
 - au milieu : moyennés sur la région Ouest (5°S-5°N, 50°W-20°W)  
 - en bas : moyennés sur la région Est (5°S-5°N, 20°W-10°E)  
 trait plein : E.Q.M. OBS/REF  
 trait hachuré : E.Q.M. E1/REF  
 trait pointillé : E.Q.M. OBS/E1

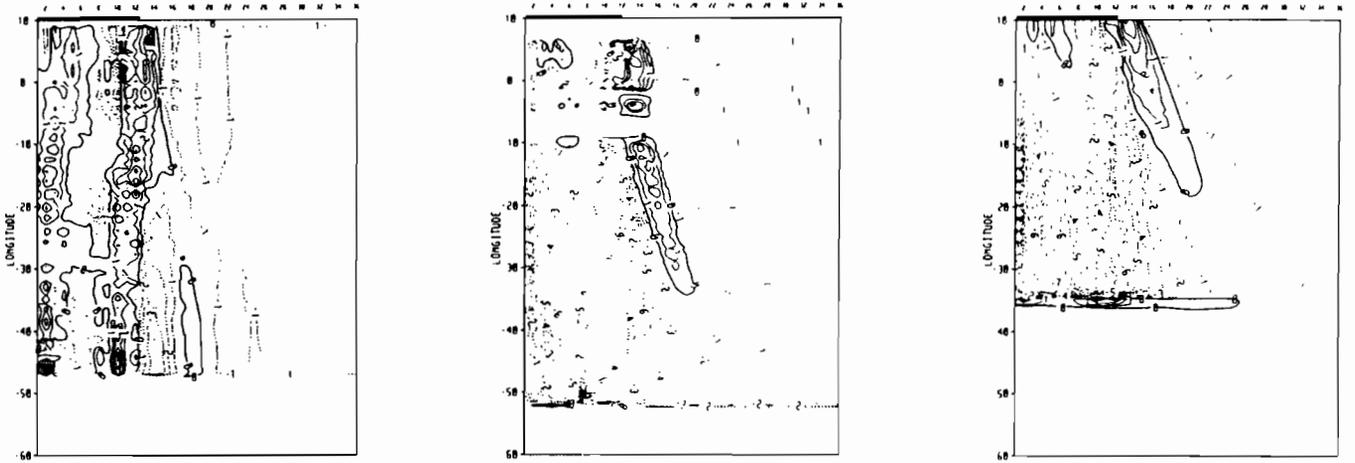
Cette expérience montre que, suite à une assimilation, la prévision est améliorée dans la région Ouest équatoriale dans les six premiers mois suivant l'assimilation. Dans la région Est, une divergence apparaît entre les troisième et cinquième mois après l'assimilation, mais la prévision est ensuite améliorée de manière durable à partir du huitième mois après l'assimilation.

#### **D.2: Expérience E4 (six assimilations les 15/01, 03, 05, 07, 09 et 11).**

La comparaison des différences des champs REF et E4 à l'équateur, à 5°N et à 5°S (fig.:V.21) avec celles obtenues lors de l'expérience E1 indique que **la mémoire dépend du nombre d'assimilations effectuées**. Ainsi, la mémoire est de 14 mois à l'équateur, 18 mois à 5°N et de 20 mois à 5°S. Ceci est dû au fait que **l'amplitude de la correction imposée lors de la dernière réinitialisation, en novembre, est supérieure à celle imposée en janvier**. En effet, d'une part, les différences entre les champs issus du modèle et les observations sont supérieures en novembre qu'en janvier (voir fig.:III.9 correspondantes) et, d'autre part, l'analyse tient compte du 'Guess-Field' qui est de plus en plus proche des observations au cours de la première année où sont effectuées les assimilations (nous verrons l'influence de l'analyse sur les simulations ultérieurement, au paragraphe F). Nous constatons également que les assimilations effectuées aux mois de mars, avril et juillet ne génèrent pas à l'Ouest d'ondes de Kelvin équatoriales car, durant toute cette période, les différences entre le modèle et les observations sont faibles en amplitude (voir fig.: III.B.9); les amplitudes imposées dans la bande équatoriale lors des réinitialisations sont donc inférieures aux amplitudes minimales pour générer ces ondes. Toutefois, **les structures des champs sont nettement corrigées**. Ainsi, le champ de hauteur dynamique obtenu au mois de juin (fig.:V.22 à comparer avec les fig.:III.B.7&8 correspondantes) n'indique plus la crête située entre 3 et 5°S et, excepté dans la partie Est, offre des champs nettement plus conformes aux observations sur l'ensemble du bassin. L'amélioration de la prévision est mise en évidence sur la figure V.23.a représentant l'évolution des E.Q.M. calculés sur l'ensemble du bassin, où nous voyons que les

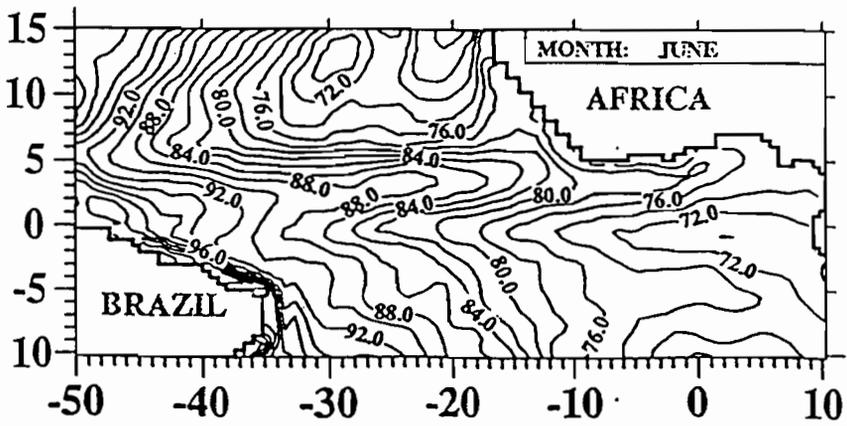


**Fig. V.19:** Evolution de la différence des champs de hauteur dynamique du modèle sans assimilation (REF) et avec assimilation (E1)  
 - à gauche: le long de l'équateur  
 - au centre: à 5°N  
 - a droite: à 5°S  
 (unités: cm.dyn., contour: 1.)

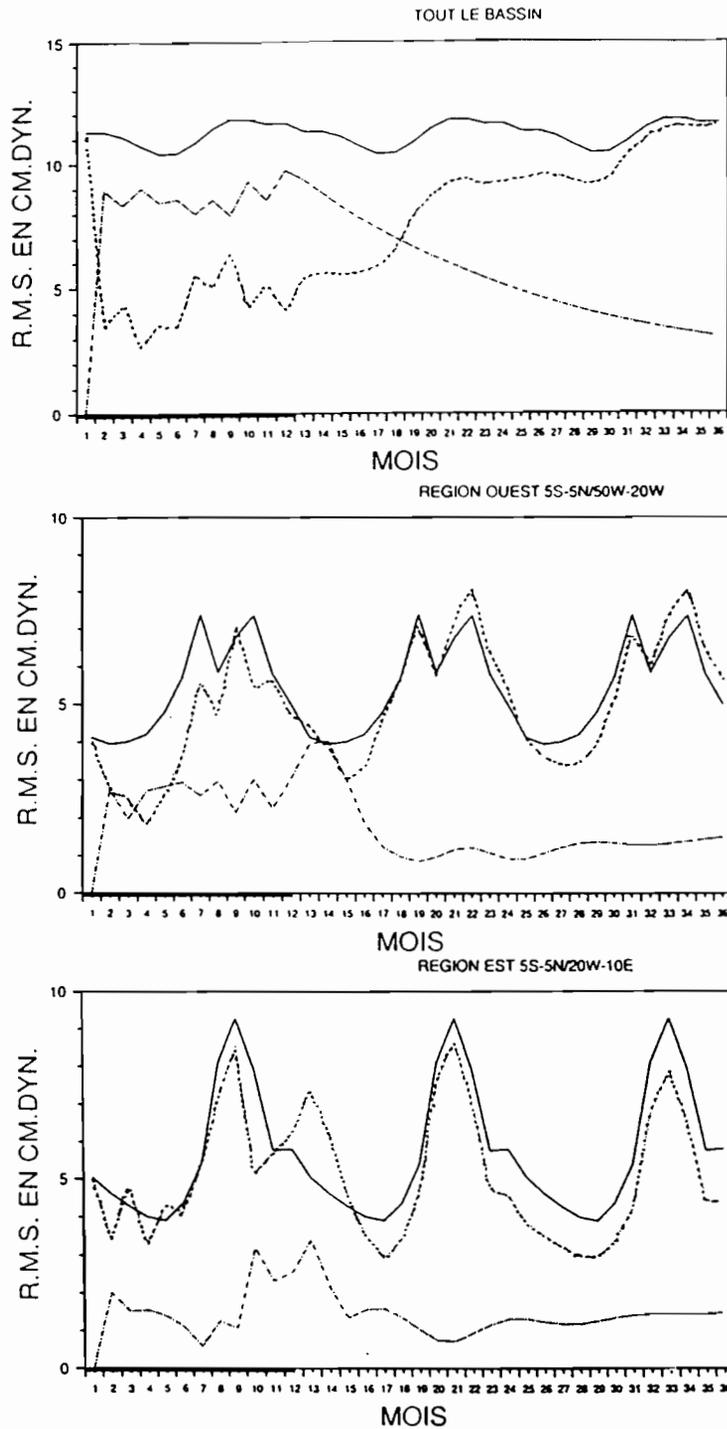


**Fig. V.21:** Evolution de la différence des champs de hauteur dynamique du modèle sans assimilation (REF) et avec assimilation (E4)  
 - à gauche: le long de l'équateur  
 - au centre: à 5°N  
 - a droite: à 5°S  
 (unités: cm.dyn., contour: 1.)

(en trait gras sur l'axe temporel: période d'assimilation, une fois tous les 2 mois)



**Fig. V.22:** Champ de hauteur dynamique obtenu au mois de juin avec E4  
 (unité: cm.dyn., contour: 2.)



**Fig. V.23:** Evolution des écarts quadratiques moyens (E.Q.M.)  
 - a (en haut): moyennés sur tout le bassin  
 - b (au centre): moyennés sur la région Ouest (5°S-5°N, 50°W-20°W)  
 - c (en bas): moyennés sur la région Est (5°S-5°N, 20°W-10°E)  
 trait plein : E.Q.M. OBS/REF  
 trait hachuré: E.Q.M. E4/REF  
 trait pointillé: E.Q.M. OBS/E4

(la portion de l'axe temporel en trait gras correspond à la période où sont effectuées les assimilations, une fois tous les deux mois)

erreurs sont encore réduites de 2 cm.dyn. un an après la dernière assimilation. Dans la région Ouest équatoriale (fig.:V.23.b), les E.Q.M. indiquent que les résultats du modèle sont nettement corrigés pendant les huit premiers mois, de même que pendant les troisième et quatrième mois après la dernière assimilation. Entre ces deux périodes, le fait que le modèle donne des résultats relativement conformes aux observations (Cf.: fig.:III.B.9) explique les faibles différences entre les E.Q.M. obtenus avant et après assimilations. A l'Est (fig.:V.23.c), les améliorations ne sont pas significatives jusqu'en juillet, et deviennent alors sensibles jusqu'en novembre. **La divergence entre les mois de mars et mai notée lors de l'expérience E1 n'est plus observée, les perturbations étant stoppées par les assimilations successives.** Suite aux assimilations effectuées aux mois de septembre et de novembre, qui génèrent des ondes qui vont fortement perturber les régions Est équatoriales, la divergence est importante (écarts supérieurs de 2 cm.dyn. aux écarts obtenus sans assimilations en janvier), et dure pendant trois mois, durée nécessaire aux ondes de Kelvin et de Rossby pour être dissipées et évacuées de cette région. Un an après la dernière assimilation, les E.Q.M. sont inférieurs d'environ 1 cm. dyn., ceci pendant huit mois jusqu'à l'été suivant.

**Nous avons vu que la mémoire du modèle augmente avec l'amplitude des corrections imposées lors des assimilations. Cette expérience montre que la mémoire du modèle augmente, vue l'analyse utilisée, également avec le nombre d'assimilations. De plus, cette expérience a montré que des assimilations successives permettent de stopper la propagation des ondes de Kelvin équatoriales générées à l'Ouest et allant dégrader la prévision dans le bassin Est équatorial.**

### **D.3: Intercomparaison des expériences E1 à E4:**

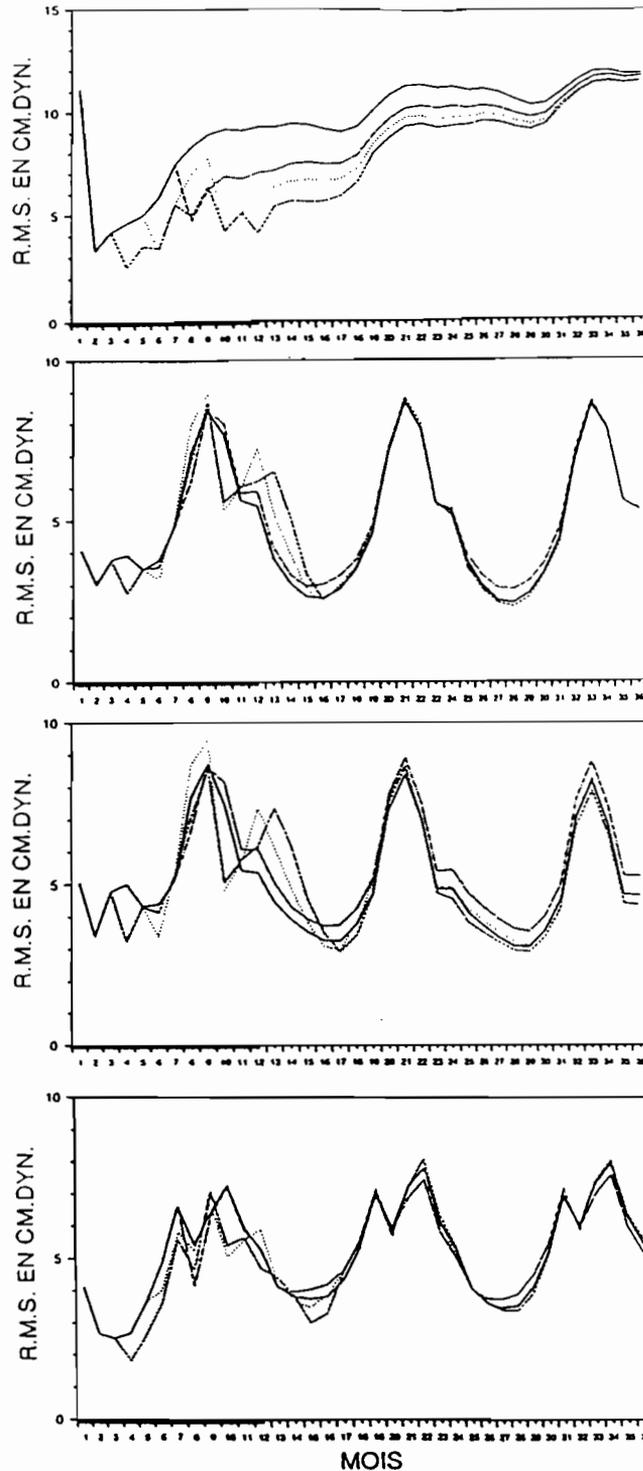
Nous comparons ici quatre expériences qui diffèrent par la fréquence d'assimilation. E1 et E4 ont été précédemment décrites; au cours des expériences E2 et E3 nous avons respectivement assimilé deux fois à six mois d'intervalle (les 15 janvier et juillet) et trois fois à quatre mois

d'intervalle (les 15 janvier, mai, septembre). Les figures V.24 représentent, simultanément pour les quatre expériences, les E.Q.M. calculés sur l'ensemble du bassin, sur la bande équatoriale et sur les régions Est et Ouest. Elles permettent d'évaluer directement et rapidement les quatre expériences les unes par rapport aux autres.

Sur l'ensemble du bassin (fig.:V.24.a), il apparaît que la convergence la plus lente vers la solution asymptotique du modèle est obtenue pour l'expérience E4, soit pour laquelle la dernière assimilation est la plus tardive et lorsque le plus d'assimilations ont été effectuées. Durant la première année, quand sont effectuées les assimilations, on constate nettement que c'est également l'expérience E4 qui fournit une simulation la plus proche des observations dans la régions Ouest (fig. V.24.d). Sur la région zonale 3°S-3°N (fig.:V.24.b), les différences apparaissent moins clairement; cependant nous pouvons constater que E3 fournit des E.Q.M. légèrement plus faibles que E4 entre les mois de mai et juillet. Ceci s'explique par le fait que la correction effectuée par E3 est de plus grande amplitude lors de l'assimilation du mois de mai que celle de E4, étant donné que l'analyse tient compte du 'Guess-Field' (soit le champ obtenu à l'instant de la réinitialisation par le modèle), plus proche des observations dans le cas de E4 que dans le cas de E3. Ceci est également dû au coefficient associé aux observations qui prend d'autant plus en compte une observation que celle-ci est distincte du 'Guess-Field'.

Le comportement des E.Q.M. au début de la seconde année montre clairement que **plus nous effectuons de réinitialisations, plus nous perturbons le bassin équatorial**, les E.Q.M. maximales étant obtenues pour E3 et E4. Ceci s'explique par les perturbations visibles dans la région Est (fig.:V.24.c), conséquences de la génération des ondes de Kelvin qui apparaissent lorsque les différences entre le modèle et les observations sont grandes. Par contre, comme la description des expériences précédentes l'a montré, ceci n'est pas vrai ni dans les autres régions ni dans la partie Ouest du bassin équatorial (fig.:V.24.d) où, au contraire, les écarts par rapport aux observations sont d'autant plus faibles que la fréquence des assimilations est grande.

**En conclusion, nous pouvons dire que la qualité de la prévision du modèle sur l'ensemble du bassin, exceptée la région Est équatoriale, augmente avec le nombre d'assimilations.**



(en trait gras sur  
l'axe temporel:  
période d'assimilation)

**Fig. V.24:** Evolutions comparées des E.Q.M. obtenus avec les expériences E1, E2, E3, E4.

- a: moyennés sur tout le bassin
  - b: moyennés sur la région zonale (3°S-3°N)
  - c: moyennés sur la région Est (5°S-5°N, 20W-10E)
  - d: moyennés sur la région Ouest (5°S-5°N, 50°W-20°W)
- trait plein: E.Q.M. OBS/E1 (une assimilation au 15/01)  
 alternance point-trait: E.Q.M. OBS/E2 (2 ass. les 15/01 et 15/07)  
 pointillés: E.Q.M. OBS/E3 (3 ass. les 15/01, 15/05 et 15/09)  
 trait tireté: E.Q.M. OBS/E4 (une assimilation tous les 2 mois)

## E: ASSIMILATION D'ANOMALIES DE HAUTEUR DYNAMIQUE:

### E.1: Introduction.

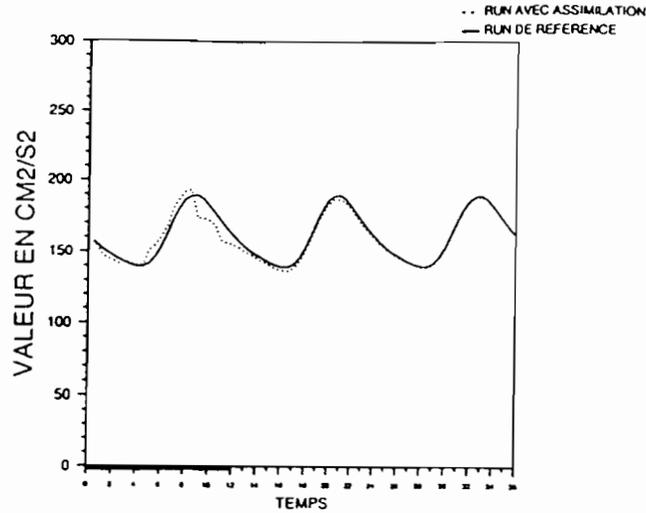
Dans ce chapitre, nous avons étudié la réaction du modèle à des assimilations d'anomalies de hauteur dynamique, celles-ci étant définies comme étant les écarts par rapport aux moyennes annuelles de hauteur dynamique en chaque point. Cette étude se justifie par le fait que les données disponibles et exploitables, à l'heure actuelle et dans les années à venir, fournies par les altimètres des satellites (notamment GEOSAT, ERS-1, TOPEX-POSEIDON) sont des données de ce type; nous y reviendrons dans le chapitre VI.

Nous avons donc calculé, en chaque point de grille du modèle tridimensionnel, les anomalies mensuelles de hauteur dynamique qui nous servent ici d'observations. Lors des analyses effectuées pour déterminer les champs à assimiler, nous avons minimisé la différence entre ces anomalies 'observées' et les anomalies du modèle linéaire. Les anomalies sont calculées par rapport au champ annuel moyen du modèle aux équations primitives du GFDL pour les 'observations' et par rapport à celui du modèle linéaire pour le 'Guess-Field'. Les écarts imposés (Cf.: fig.III.B.10&11) lors des assimilations sont de ce fait nettement inférieurs à ceux imposés lors des assimilations de hauteurs dynamiques décrites dans les chapitres précédents.

### E.2: Expérience d'assimilation.

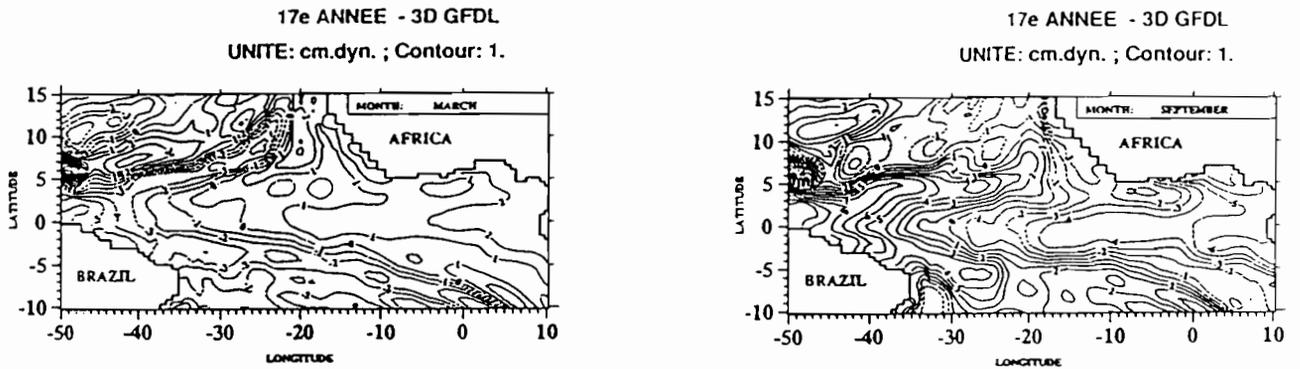
Au cours de l'expérience décrite ici, nous avons assimilé une fois tous les deux mois et laissé évoluer le modèle ensuite pendant deux ans, comme pour l'expérience E4.

L'évolution de l'énergie potentielle calculée sur tout le bassin (figure V.25), montre que **l'énergie du modèle linéaire est respectée lors des assimilations et donc que celles-ci ne créent pas de chocs énergétiques.** Seules des différences sensibles apparaissent aux mois de septembre et de novembre, lorsque les différences entre le modèle linéaire et les observations sont les plus importantes. Ainsi, **le fait de respecter les champs moyens du modèle et de ne considérer que les anomalies implique que les énergies du modèle et des observations sont compatibles et de même**

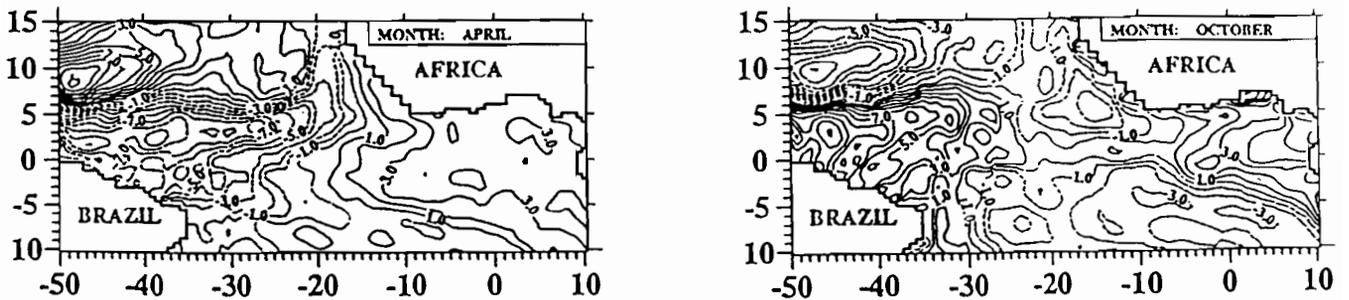


**Fig. V.25:** Evolution des énergies potentielles moyennées sur tout le bassin.

(la portion de l'axe temporel en trait gras correspond à la période où sont effectuées les assimilations, une fois tous les deux mois)



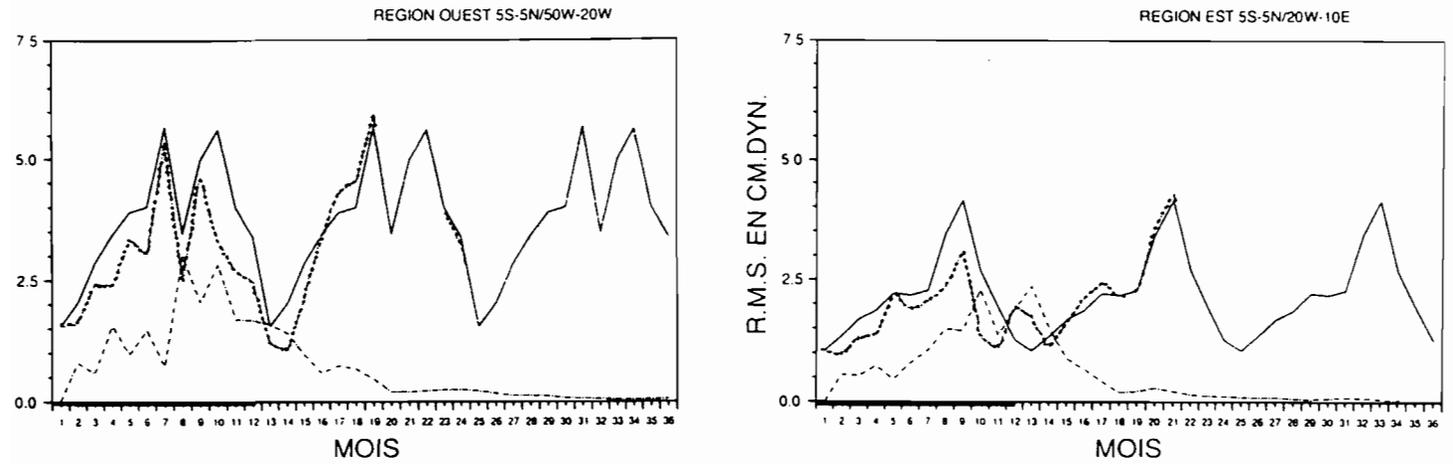
**Fig. V.26:** Différences entre les anomalies de hauteur dynamique du modèle linéaire et du modèle tridimensionnel.  
 - a (à gauche): mois de mars  
 - b (à droite) : mois de septembre



**Fig. V.27:** Champs des anomalies de hauteur dynamique obtenus avec assimilations.  
 - a (à gauche): mois d'avril  
 - b (à droite) : mois d'octobre  
 (Unités: cm.dyn., contour: 1.)

**amplitude.** Par conséquent, le modèle linéaire, moins écarté de sa solution asymptotique, met moins de temps à y retourner; ainsi la mémoire du modèle à des assimilations d'anomalies de hauteur dynamique est fortement réduite par rapport à celle obtenus lors d'assimilation de hauteur dynamique. Les évolutions des différences entre les champs de hauteur dynamique du modèle obtenus sans assimilations (REF) et avec assimilations (ANO) indiquent que la mémoire du modèle est de trois mois le long de l'équateur, cinq mois à 5°S et de six mois à 5°N (non montrées).

Les figures V.26.a&b représentent les différences, imposées lors des assimilations, entre les anomalies de hauteur dynamique du modèle et 'observées' pour les mois de mars et de septembre. Nous voyons que ces différences sont, en mars, maximales dans la région Ouest où elles atteignent -6 cm.dyn. au nord du Brésil et 4 cm.dyn. vers 7°N, et sont relativement faibles dans la bande équatoriale à l'Est de 35°W (entre 1 cm.dyn. et 2 cm.dyn.). En septembre, ces différences sont nettement plus contrastées (entre -6 cm.dyn. à l'Est et 10 cm.dyn. à l'Ouest le long de l'équateur), ce qui est dû au fait que le modèle linéaire accentue fortement la pente équatoriale. Les champs d'anomalies obtenus avec assimilation aux mois d'avril et d'octobre (fig.:V.27.a&b à comparer avec les figures III.B.10&11 correspondantes), montrent que les structures sont sensiblement modifiées. Pour le mois d'avril, au Nord de la côte du Brésil les amplitudes sont réduites de 2 à 3 cm.dyn., conformément à la tendance fournie par le champ observé, et **au Nord et au Sud des latitudes 5°N/S les structures sont nettement plus conformes aux observations.** Cependant, la crête Sud (entre 0 et 5°S et entre 20° et 30°W), simulée par le modèle linéaire sans assimilations et non 'observée', s'est légèrement reconstituée. Au mois d'octobre, les constatations précédentes sont toujours vérifiées sur la majeure partie du bassin, notamment au Nord du Brésil. Par contre, dans la partie Est du golfe de Guinée, nous constatons une nette dégradation de la simulation, les valeurs obtenues étant supérieures de 2 cm.dyn. à celles observées, elles-mêmes étant supérieures de 2 cm.dyn. à celles du modèle linéaire sans assimilations. Ceci indique que des ondes de Kelvin équatoriales ont été générées en septembre, provoquant une divergence à l'Est du bassin. Les E.Q.M. calculés sur la région Est équatoriale (fig.:V.28) indiquent qu'une divergence plus nette apparaît après la dernière assimilation du mois de novembre. Une conséquence des ondes de



**Fig. V.28:** Evolution des écarts quadratiques moyens (E.Q.M.) d'anomalies de h.dyn.

- a (à gauche): moyennés sur la région Ouest ( $5^{\circ}\text{S}-5^{\circ}\text{N}$ ,  $50^{\circ}\text{W}-20^{\circ}\text{W}$ )

- b (à droite) : moyennés sur la région Est ( $5^{\circ}\text{S}-5^{\circ}\text{N}$ ,  $20^{\circ}\text{W}-10^{\circ}\text{E}$ )

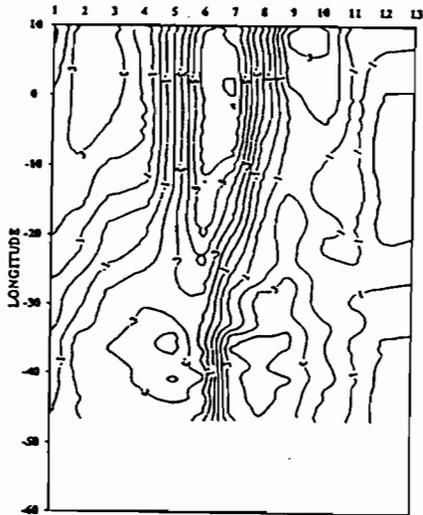
trait plein : E.Q.M. OBS/REF

trait hachuré: E.Q.M. ANO/REF

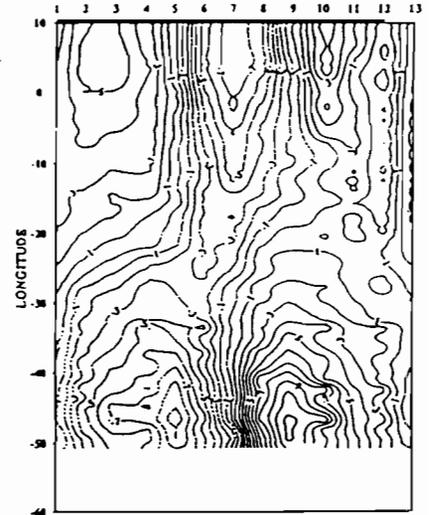
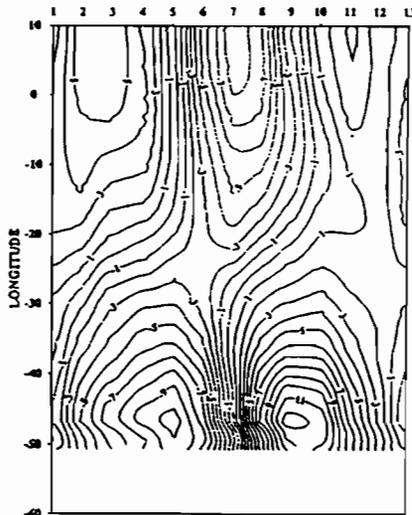
trait pointillé: E.Q.M. OBS/ANO

(la portion de l'axe temporel en trait gras correspond à la période où sont effectuées les assimilations, une fois tous les deux mois)

**MODELE 3D DU GFDL A L'EQUATEUR**



**MODELE LINEAIRE A L'EQUATEUR**



**Fig. V.29:** Evolution temporelle des anomalies de hauteur dynamique le long de l'équateur

- à gauche : du modèle tridimensionnel

- au centre: du modèle linéaire

- à droite : de la simulation avec assimilations

Kelvin générées en septembre et novembre est notable dans la région Est, en observant les évolutions temporelles des anomalies de hauteur dynamique le long de l'équateur (fig.:V.29). Si les différences sont faibles entre la simulation de référence (sans assimilations) et celle obtenue avec assimilations, nous constatons que l'anomalie positive observée entre 5°E et 10°E survient en octobre avec assimilations, conformément aux observations, au lieu de novembre sans assimilations .

### **E.3: Conclusions.**

D'un point de vue quantitatif, les conséquences des assimilations paraissent difficilement interprétables dans les régions où le signal est faible, comme dans la partie centrale de la bande équatoriale et dans celle du bassin située dans l'hémisphère Sud. Ainsi, les faibles amplitudes des corrections qui y sont imposées peuvent être assimilées à du bruit ou aux erreurs associées au modèle.

Cependant, cette expérience a montré que **des assimilations d'anomalies de hauteur dynamique permettent d'obtenir des prévisions sur les champs d'anomalies beaucoup plus conformes aux observations sur une grande partie du bassin, hors de la bande équatoriale. Dans cette dernière région, nous avons vu que les structures simulées par le modèle sans assimilations sont reconstituées en environ un mois; il semble donc que des assimilations doivent y être effectuées à une fréquence supérieure que lors de cette expérience.**

### **F: SENSIBILITE A L'INITIALISATION.**

Le problème soulevé ici concerne la sensibilité des simulations à l'initialisation, c'est-à-dire aux champs analysés puis imposés lors des assimilations. En effet, **les résultats des assimilations sont indissociables de la méthode d'analyse utilisée pour définir les champs à assimiler à partir des observations et des résultats du modèle. Il est donc**

**nécessaire de voir comment varient la qualité des champs analysés et des prévisions lorsque la méthode d'analyse est modifiée.**

### **F.1: Introduction.**

Nous avons vu au paragraphe V.C comment étaient déterminés les différents coefficients associés à chaque contrainte, à savoir les échelles de lissage, les variances d'erreur associées au 'Guess-Field' et le coefficient de représentativité associé aux observations dans la contrainte 'observations-projection'. Le choix de ce dernier coefficient peut paraître discutable. Ce coefficient est important lorsque l'observation est distante du champ simulé par le modèle (ou 'Guess-Field') et faible lorsqu'elle en est proche. Or, dans ce dernier cas, la donnée devrait être considérée avec importance dans la mesure où elle renforce et confirme la prévision du modèle. Nous avons donc changé ce coefficient, dit de 'représentativité', et l'avons remplacé par une estimation des variances d'erreur des observations considérées.

**Nous observons dans ce chapitre quelles sont les conséquences sur l'analyse, et par suite sur la prévision, d'une modification de ce coefficient associé aux observations.**

### **F.2: Modification des coefficients associés aux observations.**

Dans l'expression de la fonction-coût à minimiser (éq.V.6), nous remplaçons l'expression des termes  $\sigma_{nd}$  (donnée par l'éq.V.8) par la valeur estimée des variances d'erreur attribuées aux résultats du modèle tridimensionnel du GFDL, qui sont nos observations. L'estimation de ces variances d'erreur ne peut se faire que d'une façon relativement arbitraire (de même que celles associées aux champs du modèle linéaire). Nous avons ici calculé la variance spatio-temporelle des champs de hauteur dynamique, qui vaut 2,1 cm.dyn., à laquelle nous avons ajouté 1/10 de la variabilité temporelle en chaque point, l'erreur étant supposée plus importante dans les régions de forte variabilité. Nous obtenons ainsi une valeur estimée de l'erreur associée aux observations en chaque point où elles sont disponibles, constante dans le temps (fig.: V.30.a). Nous pouvons remarquer que les erreurs ainsi calculées coïncident avec

les erreurs généralement admises pour des hauteurs dynamiques calculées à partir d'observations in-situ de température et de salinité (Cf.: chap. III et ARNAULT, 1985).

Nous avons également calculé, dans un souci de cohérence, de la même façon des estimations de variances d'erreur sur les champs de pression du modèle (utilisées dans la contrainte de rappel sur le 'Guess-Field'), la variance spatio-temporelle équivalente sur la hauteur dynamique étant alors d'environ 3,5 cm.dyn. (fig. V.30.b).

### **F.3: Assimilation de hauteur dynamique; comparaison avec l'expérience E4.**

Nous décrivons ici une expérience au cours de laquelle, comme pour l'expérience E4 précédente avec laquelle nous la comparons, nous avons effectué des assimilations tous les deux mois pendant un an, en utilisant ces nouveaux coefficients dans l'analyse.

Il est intéressant de comparer auparavant les champs obtenus par les deux analyses, illustrés par les figures V.17 et V.31 pour le mois de janvier. Le nouveau champ obtenu est pratiquement identique au champ 'observé' (fig. III.B.8) et n'en diffère sensiblement qu'au nord du Brésil où la contrainte de rappel sur le 'Guess-Field' devient prédominante en raison de l'absence d'observations dans cette région, étant donné le profil de côtes du modèle 3D. Cette constatation s'explique par le fait que les variances d'erreur affectées aux observations et au 'Guess-Field' sont, contrairement aux coefficients utilisés lors des expériences précédentes, quasiment constants dans l'espace. Ainsi, la distribution des observations étant particulièrement dense, l'analyse privilégie en chaque point les observations, affectées d'une erreur moindre que le 'Guess-Field'. Par conséquent, le rappel sur les observations lors des assimilations effectuées avec cette analyse est plus fort que lors des assimilations précédentes.

Les chocs énergétiques imposés lors des assimilations sont donc légèrement supérieurs à ceux observés lors de l'expérience E4 (non montré). Par exemple l'énergie potentielle disponible calculée en moyenne sur l'ensemble du bassin passe de 160 à 70  $\text{cm}^2\text{s}^{-2}$  lors de la première assimilation, au lieu de 80  $\text{cm}^2\text{s}^{-2}$  lors de l'expérience E4. Ceci provoque une sensible augmentation de la mémoire du modèle aux assimilations, de deux mois aux latitudes 5°S et 5°N et d'un mois à l'équateur (non montré); la mémoire est donc de 15 mois à l'équateur, 20 mois à 5°N et 22 mois à 5°S. Les figures V.32 représentent les E.Q.M. moyennés sur tout le

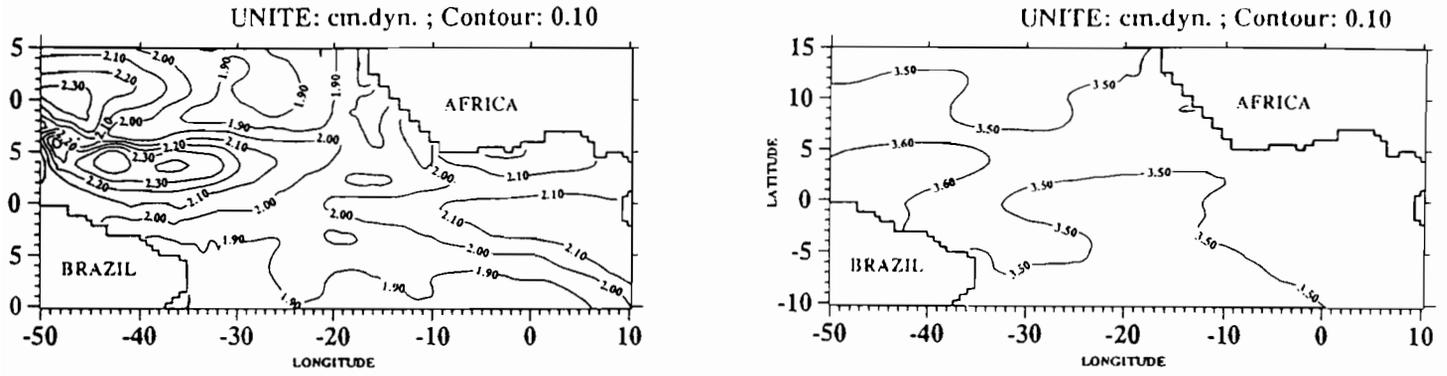


Fig. V.30: -a (à gauche): erreurs estimées pour les champs du modèle tridimensionnel  
 -b (à droite) : erreurs estimées pour les champs du modèle linéaire

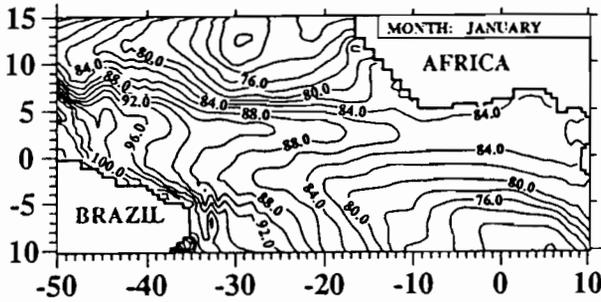


Fig. V.31: Champ de hauteur dynamique analysé pour le mois de janvier  
 (Unités: cm.dyn., contour: 2.)

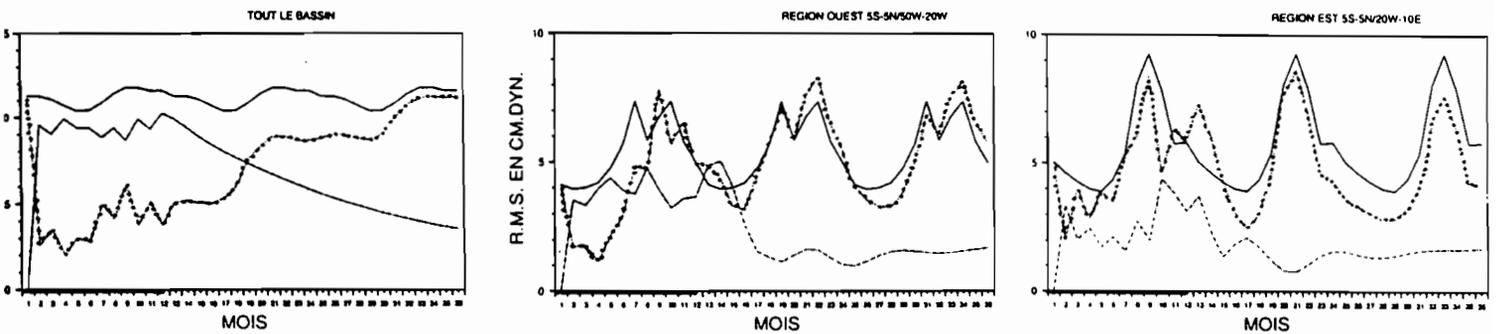


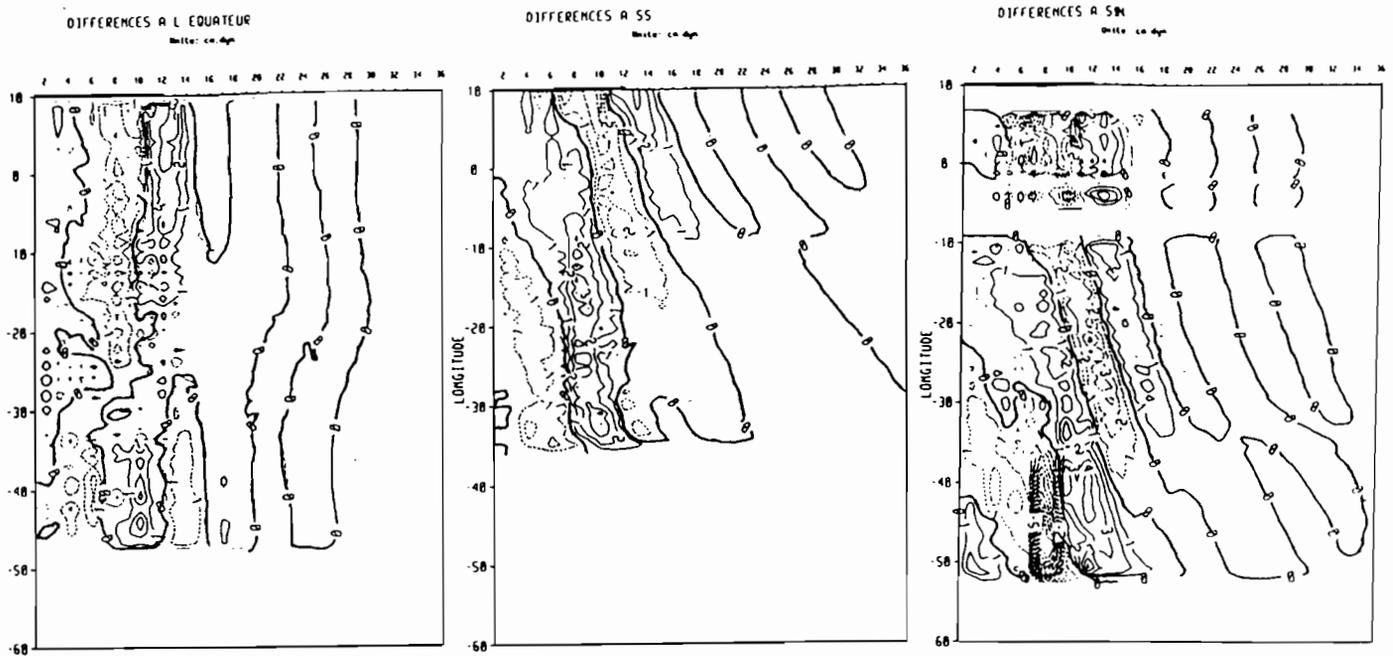
Fig. V.32: Evolution des écarts quadratiques moyens (E.Q.M.) de h.dyn.  
 -à gauche: E.Q.M. moyennés sur tout le bassin  
 -au milieu: E.Q.M. moyennés sur la région Ouest (5°S-5°N, 50°W-20°W)  
 -à droite: E.Q.M. moyennés sur la région Est (5°S-5°N, 20°W-10°E)  
 trait plein : E.Q.M. OBS/ REF  
 trait hachuré: E.Q.M. ASS2/ REF  
 trait pointillé: E.Q.M. OBS/ ASS2  
 (en trait gras sur l'axe temporel: période d'assimilation, une fois tous les 2 mois)

bassin et dans les régions Ouest ( $50^{\circ}\text{W}-20^{\circ}\text{W}$ ,  $5^{\circ}\text{S}-5^{\circ}\text{N}$ ) et Est ( $20^{\circ}\text{W}-10^{\circ}\text{E}$ ,  $5^{\circ}\text{S}-5^{\circ}\text{N}$ ); elles sont à comparer avec les figures V.23. Elles indiquent que les E.Q.M. moyennés sur tout le bassin obtenus par la seconde analyse sont atténués de 0,5 à 0,7 cm.dyn. par rapport à ceux obtenus avec E4, ceci durant toute l'année où sont effectuées les assimilations puis encore pendant un an et demi après la dernière assimilation. **Dans la région Ouest, cette atténuation des E.Q.M. atteint 1 cm.dyn. jusqu'aux mois d'été**, à partir desquels les évolutions des E.Q.M. sont analogues dans les deux expériences. Par contre dans la régions Est, les **différences entre les deux expériences sont très faibles**. Les améliorations y sont dans les deux cas négligeables durant la première année et la divergence apparaissant après les dernières assimilations de septembre et novembre ont des amplitudes identiques. Ensuite, les E.Q.M. sont dans les deux cas réduites d'environ 1 cm.dyn. par rapport à ceux obtenus sans assimilations.

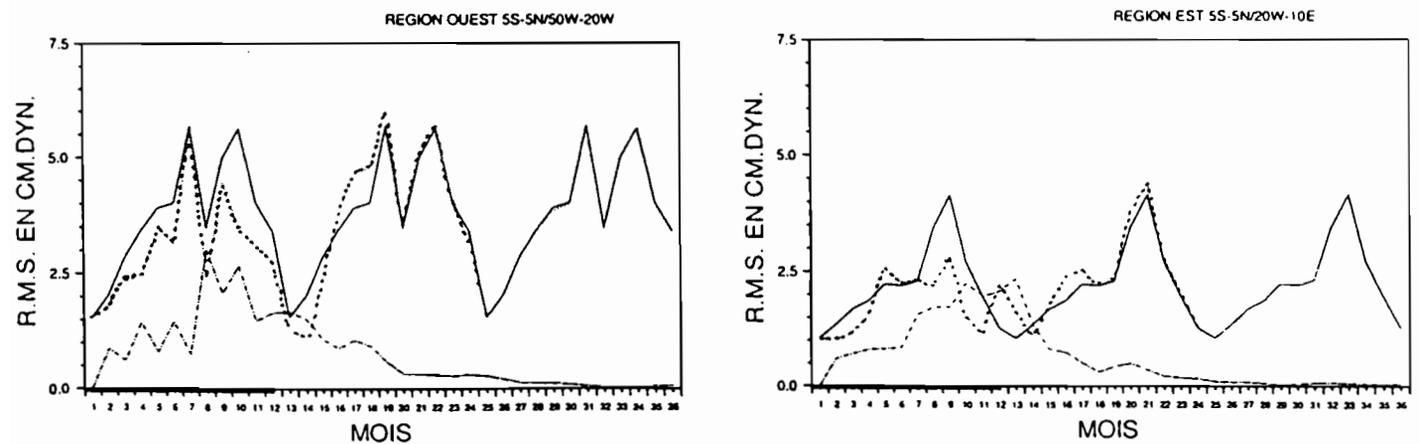
En conclusion, nous pouvons dire que, d'un point de vue déterministe, **la seconde analyse fournit une prévision plus conforme aux observations, donc meilleure, sur l'ensemble du bassin, excepté dans la régions Est équatoriale**. Cependant, d'un point de vue statistique, les différences entre les deux analyses sont peu significatives dans le sens où ces différences ne sont pas représentatives par rapport aux erreurs introduites lors de l'analyse.

#### **F.4: Assimilation d'anomalies de hauteur dynamique; comparaison avec l'expérience ANO.**

Comme pour l'expérience d'assimilation d'anomalies de hauteur dynamique (dénommée par la suite 'ANO') décrite dans le paragraphe précédent, les assimilations sont effectuées tous les deux mois pendant un an. L'évolution des énergies potentielles moyennées sur tout le bassin (non montrée) mène aux mêmes constatations que lors de l'expérience ANO. Ainsi, seuls de faibles chocs énergétiques sont imposés en septembre et novembre. Cependant, **la mémoire du modèle aux assimilations est augmentée d'un mois tant à l'équateur qu'aux latitudes  $5^{\circ}\text{S}$  et  $5^{\circ}\text{N}$** ; elle est ainsi de quatre mois à l'équateur, six



**Fig. V.33:** Evolution de la différence des champs d'anomalies de hauteur dynamique du modèle sans assimilation (GF) et avec assimilation  
 - à gauche: le long de l'équateur  
 - au centre: à 5°S  
 - à droite: à 5°N  
 (unités: cm.dyn., contour: 1.)



**Fig. V.34:** Evolution des écarts quadratiques moyens (E.Q.M.) d'anomalies de h.dyn.  
 - a (à gauche): moyennés sur la région Ouest (5°S-5°N, 50°W-20°W)  
 - b (à droite) : moyennés sur la région Est (5°S-5°N, 20°W-10°E)  
 trait plein : E.Q.M. OBS/REF  
 trait hachuré: E.Q.M. ANO2/REF  
 trait pointillé: E.Q.M. OBS/ANO2

(la portion de l'axe temporel en trait gras correspond à la période où sont effectuées les assimilations, une fois tous les deux mois)

mois à 5°S et sept mois à 5°N (fig. V.33). En effet, les champs analysés puis assimilés sont, comme dans le cas précédent d'assimilations de hauteur dynamique, nettement plus conformes aux champs 'observés'.

La comparaison des E.Q.M. dans les régions Ouest et Est (fig. V.34) indiquent toutefois aucune différence notable par rapport à l'expérience ANO (fig. V.28). Nous pouvons seulement noter dans la région Est une très faible augmentation des E.Q.M. vers le mois de mai et une divergence légèrement plus prononcée après la dernière assimilation, mais cette augmentation n'est pas significative.

### F.5: Conclusion

**Nous pouvons dire que lors d'assimilation de données de hauteur dynamique, le fait de considérer des variances d'erreur associées aux observations lors de l'analyse permet d'obtenir une prévision de meilleure qualité qu'avec les précédentes analyses considérant des coefficients de 'représentativité'. Par contre, lors d'assimilation d'anomalies de hauteur dynamique, les simulations avec assimilations paraissent peu sensibles aux modifications apportées à l'analyse et aux champs assimilés.** La raison principale pouvant expliquer ce résultat est que l'analyse est globale et fournit ainsi des champs sur l'ensemble du bassin. Ainsi, même si les champs obtenus lors de la seconde analyse apparaissent plus conformes aux champs observés, les modifications globales des structures et des valeurs imposées au modèle lors des réinitialisations sont tout à fait comparables, et de ce fait les conséquences sur le comportement du modèle sont analogues ou différent de façon peu significative. Cependant, deux critères nous conduisent à utiliser la deuxième formulation de l'analyse. Le premier critère repose sur un aspect non abordé jusqu'à maintenant, qui est un critère de coût numérique. En effet, le premier type d'analyse, contrairement à la seconde utilisant des variances d'erreur à valeurs constantes dans le temps (et la position des observations étant identique à chaque assimilation), nous oblige à reconstruire la matrice  $A$  du système  $A.X = B$  à résoudre (voir chap. IV.C), à chaque fois que des observations sont disponibles et assimilées (le coefficient de représentativité dépendant du temps par la prise en compte de la valeur du 'Guess-Field', voir

éq. V.8). Ce calcul est numériquement coûteux (à titre indicatif, la création de la matrice A nécessite 5mn de temps C.P.U. sur le super-calculateur vectoriel VP200-Siemens du Centre Inter-Régional de Calcul Electronique du CNRS, - C.I.R.C.E.-, un an de simulation du modèle sans assimilation nécessitant 2mn!).

Le second critère est que le coefficient de 'représentativité' utilisé auparavant ne donne pas assez de 'poids' aux observations qui, proches du 'Guess-Field', confirment la prévision du modèle. Ceci peut effectivement nuire à l'analyse, notamment dans le cas d'utilisation réelle lorsque les données environnantes sont aberrantes. C'est donc la deuxième analyse, avec des variances d'erreur associées aux observations, que nous utiliserons dans le chapitre VI, pour assimiler des données altimétriques du satellite GEOSAT.

Auparavant, nous allons aborder un aspect plus statistique en étudiant le problème des erreurs d'analyse.

## **G: ESTIMATION DES ERREURS D'ANALYSE.**

### **G.1: Introduction. La procédure d'analyse optimale: le filtre de KALMAN.**

En théorie de l'estimation statistique linéaire, l'idée de base consiste à dire que, pour un champ donné, le 'Guess-Field' issu d'une simulation numérique et les observations sont deux estimateurs **indépendants** du champ réel. Ces deux estimateurs peuvent être combinés afin d'obtenir, dans un sens statistique, un meilleur estimateur. **L'estimation optimale est la combinaison linéaire des deux estimateurs possédant une variance d'erreur minimale.** Ainsi, une procédure d'assimilation est optimale si elle permet de combiner linéairement les observations et l'état prédit par le modèle de façon à obtenir un état estimé affecté d'une variance d'erreur minimale. En ce sens, l'outil optimal en théorie de l'estimation séquentielle est le filtre de KALMAN (1960), dont l'extension temporelle est généralement appelée filtre de KALMAN-BUCY (1961). Cette procédure a ensuite été détaillée et appliquée en assimilation notamment par GHIL (1981, 1989) et par MILLER (1988) en océanographie.

Le filtre de Kalman est un schéma d'assimilation qui repose sur une estimation linéaire (le vecteur d'état du modèle, linéaire ou non, s'exprime linéairement en fonction du vecteur d'état du pas de temps précédent) et sans biais, permettant d'aboutir à un estimateur optimal, selon un critère conventionnel d'erreur quadratique moyenne minimale. En théorie linéaire, cela signifie que la précision de l'état estimé est égale à la somme des précisions sur les observations, utilisées lors de l'analyse, et sur la prévision du modèle, elle-même basée sur les observations utilisées dans le passé. De manière simplifiée, si  $\hat{X}$  est un estimateur de  $X$  calculé à partir d'un champ d'observations  $Y$  et d'une prévision  $Z$ , respectivement affectés des variances d'erreur  $\sigma_Y^2$  et  $\sigma_Z^2$ ,  $\hat{X}$  est affecté de l'erreur:  $\sigma_{\hat{X}}^2 = \sigma_Y^2 + \sigma_Z^2$ . Plus généralement, les  $\sigma^2$  sont des matrices de covariance d'erreur des champs, dont les évolutions sont déterminées par la procédure du filtre de Kalman. Ainsi, l'erreur fournie par une analyse optimale du type filtre de Kalman est inférieure à l'erreur initiale sur les observations et sur la prédiction fournie par le modèle.

**Nous nous attachons dans ce paragraphe à estimer une erreur sur les champs analysés par notre méthode et, à titre indicatif, nous comparerons les erreurs obtenues à celles, estimées de manière simplifiée, que fournirait un filtre de Kalman.**

## **G.2: Estimation de l'erreur d'analyse.**

Nous avons vu que la méthode utilisée ne fournissait pas de manière intrinsèque les erreurs d'analyse. Cependant ces erreurs peuvent être aisément calculées. Nous calculons les variations du champ analysé en fonction des observations et du 'Guess-Field', variations que l'on affecte aux erreurs sur ces champs. Ainsi, nous avons vu au chapitre IV que le vecteur  $X$  des inconnues ( $P_1, P_2, P_3$ ), c'est-à-dire les champs de pression relatifs aux trois modes baroclines, était déterminé par la résolution du système matriciel  $A.X = B$ , où  $B$  contient toute les informations relatives aux observations et au 'Guess-Field'.

Nous avons donc:

$$(V.1 - 2) \quad \frac{\delta X}{\delta X_{GF}} = A^{-1} \frac{\delta B}{\delta X_{GF}} \quad \text{et} \quad \frac{\delta X}{\delta H_{Obs}} = A^{-1} \frac{\delta B}{\delta H_{Obs}}$$

Nous calculons alors l'erreur d'analyse  $\Delta X$  en fonction des erreurs associées au 'Guess-Field'  $\Delta^X_{gf}$  et aux observations  $\Delta^H_{obs}$  :

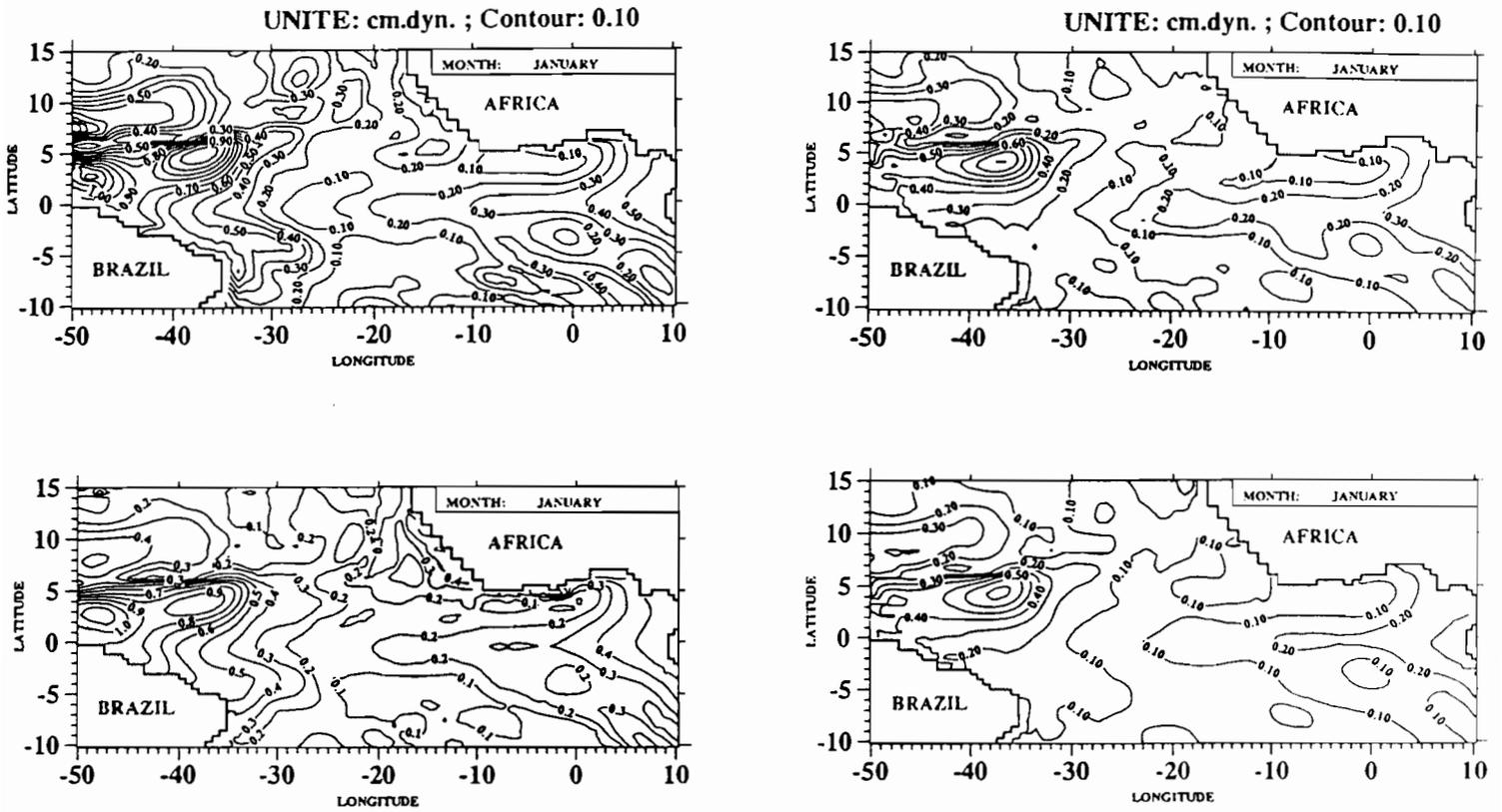
$$(V.3) \quad \Delta X = \left| A^{-1} \left( \frac{\delta B}{\delta X_{GF}} \Delta^X_{gf} + \frac{\delta B}{\delta H_{Obs}} \Delta^H_{obs} \right) \right|$$

l'erreur d'analyse sur la hauteur dynamique s'obtient alors en écrivant:

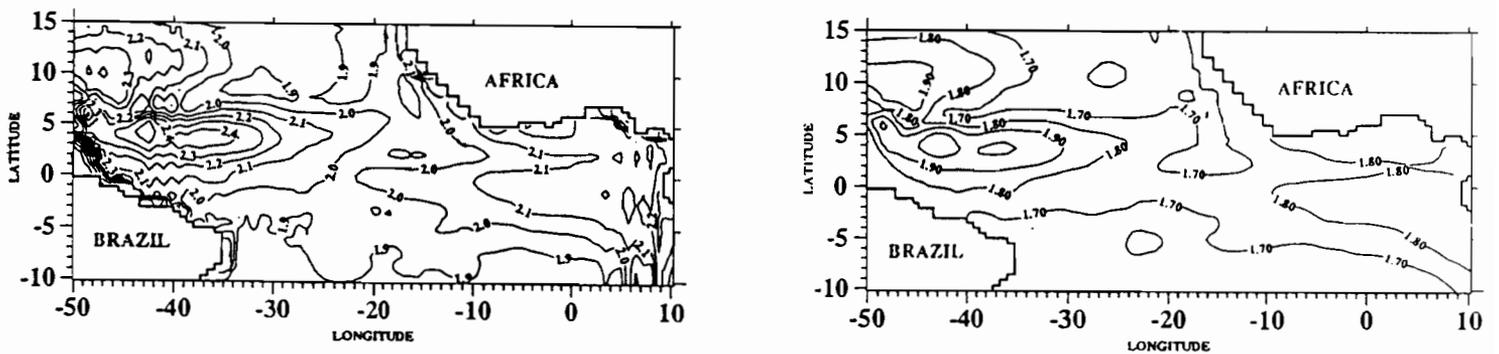
$$(V.4) \quad \Delta H = \sum_{i=1}^3 Y_i \Delta X_i$$

### G.3: Erreurs estimées pour les premières analyses.

Dans ces analyses, utilisées dans les paragraphes précédents V.D et E, les coefficients affectés à la contrainte 'observations-projection' correspondent à une mesure de la représentativité des observations, pour lesquelles aucune erreur n'est prise en compte. Afin de pouvoir comparer les erreurs d'analyse à des erreurs prédéfinies sur les observations et sur le 'Guess-Field', nous avons donc, de manière simpliste, réparti l'erreur estimée sur les champ du modèle (utilisée dans la contrainte de rappel sur le 'Guess-Field', Cf. fig.: V.16) en une erreur sur le modèle (donc plus faible) et une erreur sur les observations (inférieure à la précédente), cette répartition étant faite en tenant compte des variabilités respectives des champs issus des deux modèles. Les figures V.35.a, b et c montrent les différents champs d'erreur relatifs à la hauteur dynamique pour le mois de janvier. Nous constatons que les erreurs sur le champ analysé sont sur l'ensemble du bassin inférieures à celles associées au 'Guess-Field' mais supérieures à celles relatives aux observations, ceci notamment dans les parties Est et Ouest du bassin et dans la région de forte variabilité au nord du Brésil (où les erreurs d'analyse sont par endroit deux à trois fois plus importantes que les erreurs sur les observations). **Cependant, cette première estimation montre que nous pouvons aisément associer une carte d'erreur aux champs analysés par notre méthode, et que ces erreurs sont cohérentes avec les erreurs des champs initiaux.**



**Fig. V.35:** Erreurs estimées pour les champs de hauteur dynamique pour les premières analyses au mois de janvier:  
 - a: (en haut à gauche): erreurs initiales du modèle linéaire  
 - b: (en haut à droite): erreurs initiales du modèle tridimensionnel  
 - c: (en bas à gauche): erreurs sur le champ analysé  
 - d: (en bas à droite): erreurs 'optimales' estimées  
 (unités: cm.dyn., Contour: 0.1)



**Fig. V.36:** Erreurs estimées pour les champs de hauteur dynamique pour les secondes analyses:  
 - a: (à gauche): erreurs sur le champ analysé  
 - b: (à droite): erreurs 'optimales' estimées  
 (unités: cm.dyn., Contour: 0.1)

#### G.4: Erreurs estimées pour les secondes analyses.

Ici, les analyses prennent en compte les variances d'erreur sur les observations, et le calcul d'erreurs d'analyse correspond rigoureusement aux analyses effectuées lors des expériences d'assimilation. Nous constatons cette fois-ci (fig. V.36.a à comparer aux figures V.31.a & b) que **les erreurs des champs analysés sont nettement inférieures aux erreurs sur le 'Guess-Field' et sont similaires aux erreurs sur les observations.** Nous remarquons toutefois une croissance des erreurs aux abords des côtes (mais elles restent cependant toujours inférieures aux erreurs sur le 'Guess-Field'). L'absence totale d'observations dans ces régions due à une topographie différente des deux modèles et peut-être une surestimation des échelles de lissage dans ces régions côtières peuvent expliquer ce phénomène.

#### G.5: Conclusion.

Nous avons estimé une erreur pour chacune des deux analyses. Nous pouvons ainsi considérer que la méthode d'analyse utilisée est un outil complet, dans la mesure où elle fournit pratiquement simultanément (la matrice à inverser étant la même pour les deux systèmes), en plus d'une estimation du champ analysé, une évaluation des erreurs d'estimation correspondantes.

Nous pouvons comparer les erreurs de notre analyse avec celles que fournirait une méthode optimale de type filtre de Kalman. Pour estimer celles-ci, nous nous sommes placé pour cela dans le cas très idéalisé où les erreurs, pour chacun des champs ('Guess-Field' et observations), sont non corrélées spatialement (afin d'éviter le calcul fastidieux de matrices de covariance d'erreur). Bien que nos estimateurs ne soient pas sans biais, nous avons donc calculé l'expression  $\sigma_{Analyse}^2 = \sigma_{Obs}^2 + \sigma_{GF}^2$ , par analogie aux erreurs fournies par le filtre linéaire de Kalman, en chaque point de grille du modèle linéaire, après interpolation des observations sur cette grille. Ainsi, pour le premier type d'analyse, la comparaison des figures V.35.c et d indique que les erreurs fournies par l'analyse sont toujours supérieures dans un rapport de deux à quatre aux erreurs 'optimales', excepté dans les régions centrales du bassin.

Par contre, pour le second type d'analyse (fig. V36.a et b) ces erreurs sont, sur l'ensemble du bassin, relativement beaucoup plus conformes aux erreurs optimales.

Bien que notre méthode ne permette pas d'obtenir des erreurs 'optimales' comparables à celles, telles que nous les avons calculées, que fournirait un filtre de Kalman, nous venons de voir que la méthode utilisée fournit des erreurs sur les champs analysés satisfaisants. Avec les réserves faites sur l'estimation des erreurs relatives aux analyses effectuées lors des premières expériences d'assimilation, la deuxième version de la méthode fournit des erreurs relativement plus faibles et proches de celles estimées que fournirait une méthode de type filtre de Kalman.

## CHAPITRE VI: ASSIMILATION D'OBSERVATIONS ALTIMETRIQUES

Les travaux présentés dans ce chapitre n'auraient pu être effectués sans la collaboration de S.ARNAULT.

### A: INTRODUCTION.

La communauté océanographique dispose depuis quelques années de mesures altimétriques qui fournissent une vision quasi-synoptique de la surface des océans avec une grande résolution spatio-temporelle. Les données disponibles dans les années à venir seront caractérisées par une proportion croissante de ce type d'observations. Il est donc primordial d'une part de les confronter avec les autres sources d'information (données conventionnelles in-situ, résultats de simulations numériques...) et d'autre part de commencer à étudier l'utilisation de ce type d'observations dans des processus d'assimilation, notre travail se situant dans ce dernier cadre.

L'obtention du signal de grande échelle et de basse fréquence, dominant dans les océans tropicaux, à partir de mesures altimétriques est une tâche particulièrement complexe, le signal étant généralement masqué par les erreurs de grande longueur d'onde (erreur orbitales, atmosphériques et océaniques...). Cependant, des résultats encourageants ont été obtenus, notamment dans l'océan Pacifique (MILLER & al, 1986, MALARDE & al, 1987). Plus récemment MENARD (1988) puis ARNAULT & al (1989a, 1990) ont trouvé pour l'océan Atlantique un agrément très satisfaisant entre la variabilité saisonnière de la topographie dynamique observée à partir de données hydrographiques climatologiques (MERLE & ARNAULT, 1985) et celle obtenue à partir de mesures altimétriques des satellites GEOS-3 et surtout SEASAT. Nous nous proposons donc ici de faire une première expérience d'assimilation de ces données dans notre modèle linéaire à modes verticaux.

Nous ne décrivons pas ici le traitement complexe appliqué aux mesures altimétriques brutes, nécessaires pour les corriger des erreurs instrumentales et du signal dû aux effets atmosphériques (troposphérique et ionosphérique), aux marées... Nous pourrions nous référer pour cela, entre autres, à CHENEY (1983), MENARD (1983), CHENEY & al (1987). Nous retiendrons que le

signal disponible est la variabilité de la topographie de la surface de l'océan (MENARD, 1988), et que la méthode d'analyse développée lors de cette étude est adaptée pour assimiler dans un modèle ce type de variable.

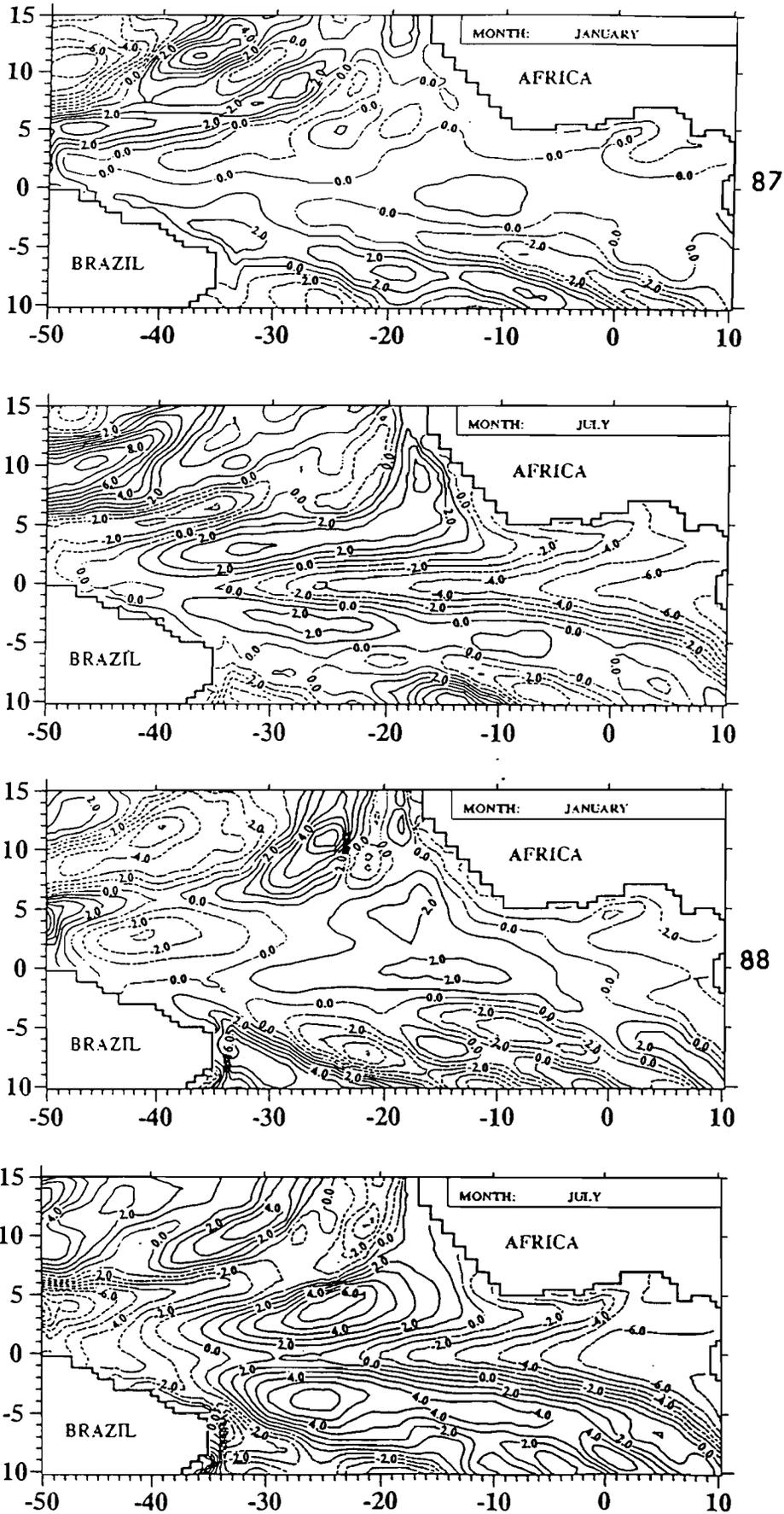
#### **B: LES DONNEES GEOSAT:**

Lancé en mars 1985, le satellite GEOSAT a été placé en novembre 1986 sur une orbite répétitive de 17 jours. Les traces au sol sont distantes d'environ 150 kms à l'équateur, et la distance entre deux mesures consécutives le long d'une même trace est de 7 kms. Les données considérées dans ce chapitre sont des champs mensuels moyens d'anomalies de la topographie de surface, calculés par ARNAULT & al (1989, 1990) à l'aide d'une analyse objective des mesures altimétriques du satellite GEOSAT, elles-mêmes auparavant traitées par la procédure de MENARD (1983,1988). Les mesures utilisées par ARNAULT & al concernent la période allant de novembre 1986 à novembre 1988, et les champs issus de leur analyse sont des anomalies mensuelles par rapport à la moyenne temporelle calculée sur cette période, ceci pour s'affranchir du problème de la méconnaissance du géoïde. Les 'observations' ainsi disponibles sont obtenues sur une grille de 4° en longitude et de 2° en latitude. Une simulation avec le modèle linéaire forcé par des vents mensuels moyens obtenus sur cette même période (SERVAIN & al, 1987) a été effectuée par S.ARNAULT. Les résultats mensuels moyens de cette simulation de référence sont comparés avec les observations.

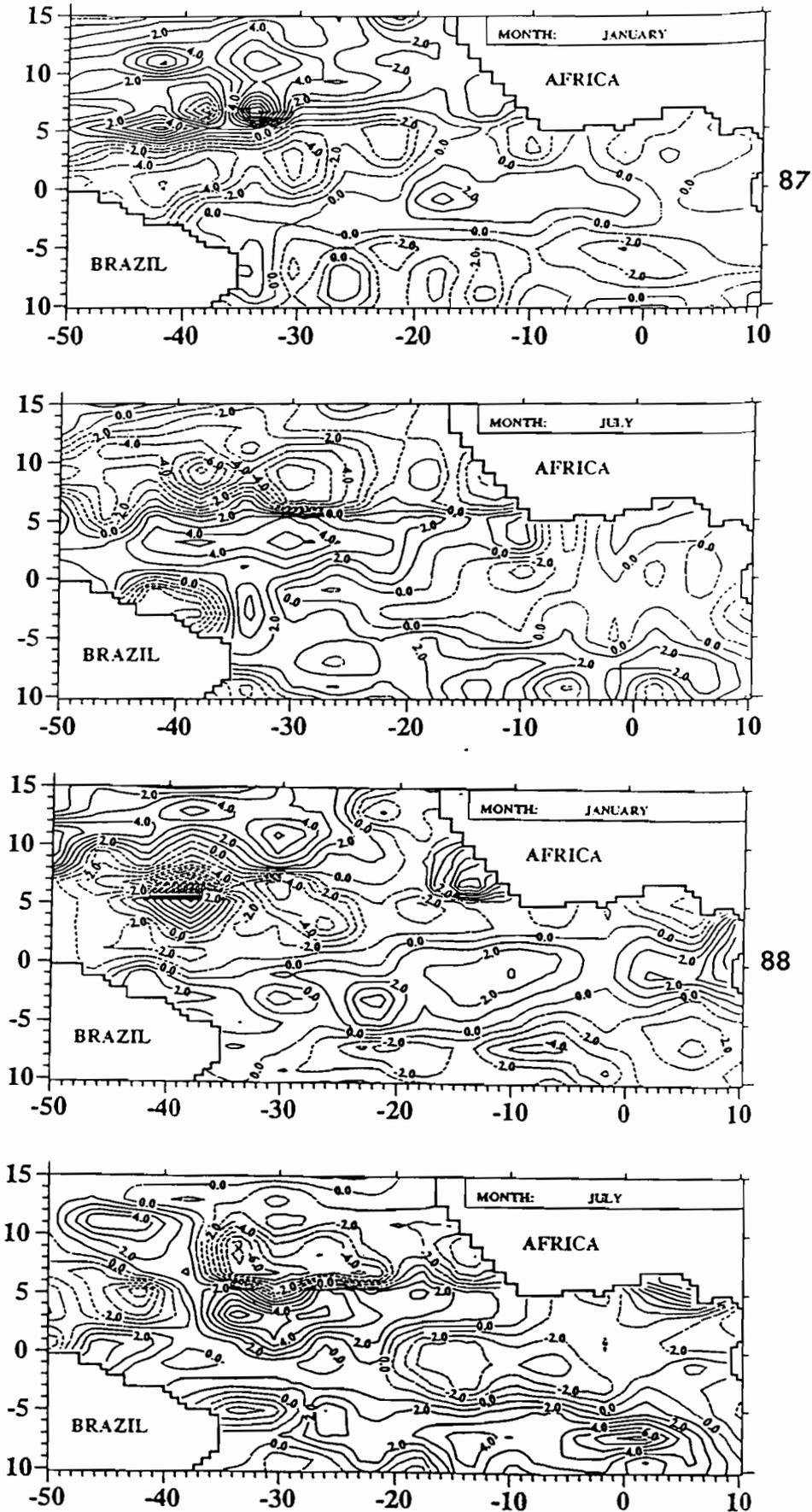
Avant de commencer cette comparaison, nous rappelons que les valeurs obtenues par l'altimètre sont des hauteurs données en cm., alors que celles du modèle sont des hauteurs dynamiques obtenues en cm.dyn.. Le rapport de proportionnalité entre ces variables est dû à un terme  $\rho_0 \cdot g$  (Cf. annexe A), produit d'une densité moyenne de l'eau de mer et de l'accélération de la pesanteur qui, en unité C.G.S., vaut  $1,00356 \cdot 10^{-3}$ . Ainsi, l'erreur faite en confondant ces deux unités est de l'ordre du millième, soit négligeable par rapport aux erreurs associées aux mesures et aux résultats du modèle.

Les figures VI.1 & 2 montrent les champs d'anomalies obtenus par le modèle et les mesures altimétriques pour les mois de janvier et juillet des années 1987 et 1988. Nous pouvons voir que les structures sont remarquablement semblables dans les régions centrales du bassin, et illustrent

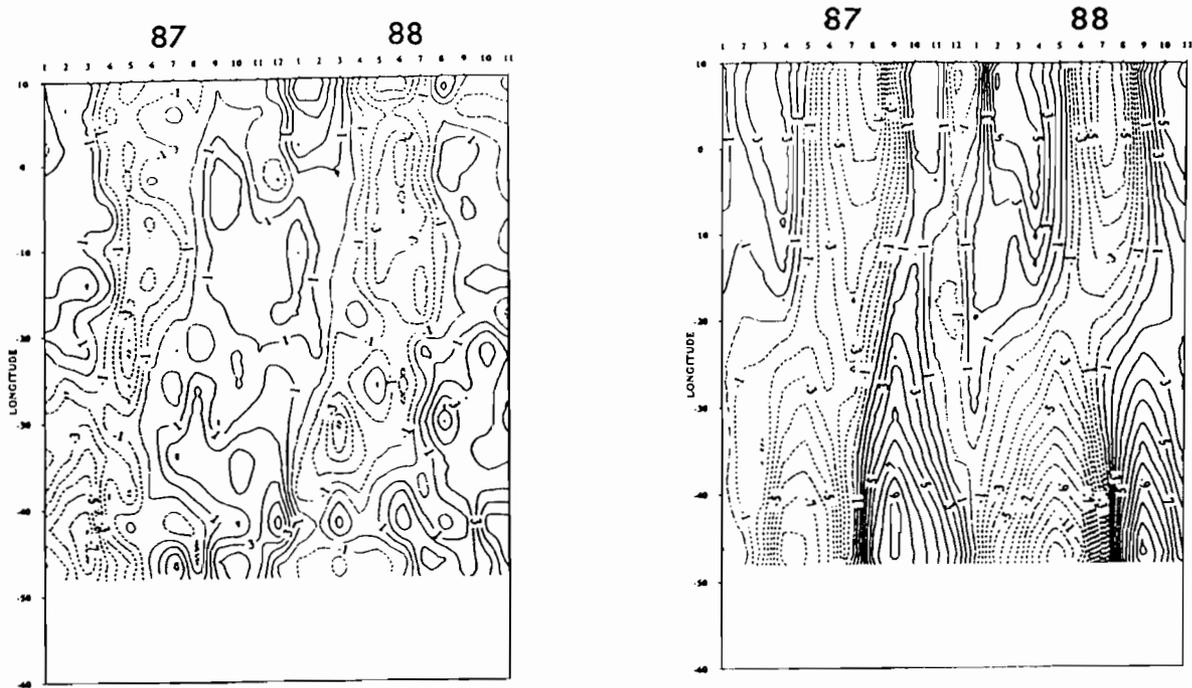
bien le régime caractéristique de relaxation de la pente équatoriale en hiver (anomalies négatives à l'Ouest, positive à l'Est) et de son accentuation en été. De même, les crêtes et les creux relatifs à l'évolution du C.C.E.N., vers 5°N entre 40° et 25°W, sont en bon accord, à l'exception du mois de janvier 1988. Au Nord de 5°N, nous constatons qu'au contraire les champs diffèrent fortement: ainsi, les mesures altimétriques indiquent des anomalies négatives en juillet 1987 et positives en janvier 1988, non simulées par le modèle. De même, au Sud de 5°S, les champs sont très distincts, excepté en juillet 1988. Nous pouvons également remarquer que les mesures altimétriques indiquent un fort signal au mois de juillet des deux années le long de la côte brésilienne, en 87 au nord du Brésil, en 88 à l'Est. Le caractère très localisé de ce phénomène peut paraître suspect et s'expliquer par le fait que les mesures altimétriques sont fortement perturbées dans ces régions côtières lors des traces ascendantes (du Sud vers le Nord), en raison de la présence d'un plateau continental très étendu pouvant nuire à la recalibration de l'altimètre après le survol du continent Sud-Américain. Les figure VI.3 & 4 montrent l'évolution temporelle le long de l'équateur des anomalies issues des mesures de GEOSAT et du modèle. Nous constatons que les amplitudes du signal issu des mesures altimétriques sont nettement plus faibles que celles du modèle, les extréma étant inférieurs de 4 à 6 cm (ainsi, le modèle simule une pente équatoriale trois à quatre fois plus importante que celle observée par l'altimètre en été 87). MENARD (1988) et ARNAULT & al (1990) attribuent ce phénomène au processus de filtrage des erreurs d'orbite de grande longueur d'onde, qui filtre également la part du signal océanique situé dans la même gamme de longueur d'onde. Ainsi, ayant appliqué le même filtre à un champ climatologique issu de mesures conventionnelles, ils ont trouvé que le signal était alors atténué de 15 à 25%. Pendant l'année 1987, les évolutions générales sont relativement conformes. Nous voyons cependant qu'à l'Est, l'upwelling d'été se déclenche un mois plus tôt et montre des amplitudes très faibles avec les mesures de GEOSAT, qui indiquent des amplitudes maximales en mai, celles du modèle ayant lieu en juillet-août. ARNAULT & al (1990), en comparant avec d'autres mesures in-situ, concluent à ce propos que l'année 1987 fut une année affectée d'un signal interannuel particulièrement marqué, pendant laquelle l'upwelling s'est effectivement déclenché un mois plus tôt dans le golfe de Guinée et fut de faible amplitude par rapport à la climatologie. A l'Ouest, les amplitudes du modèle sont également nettement plus élevées pendant



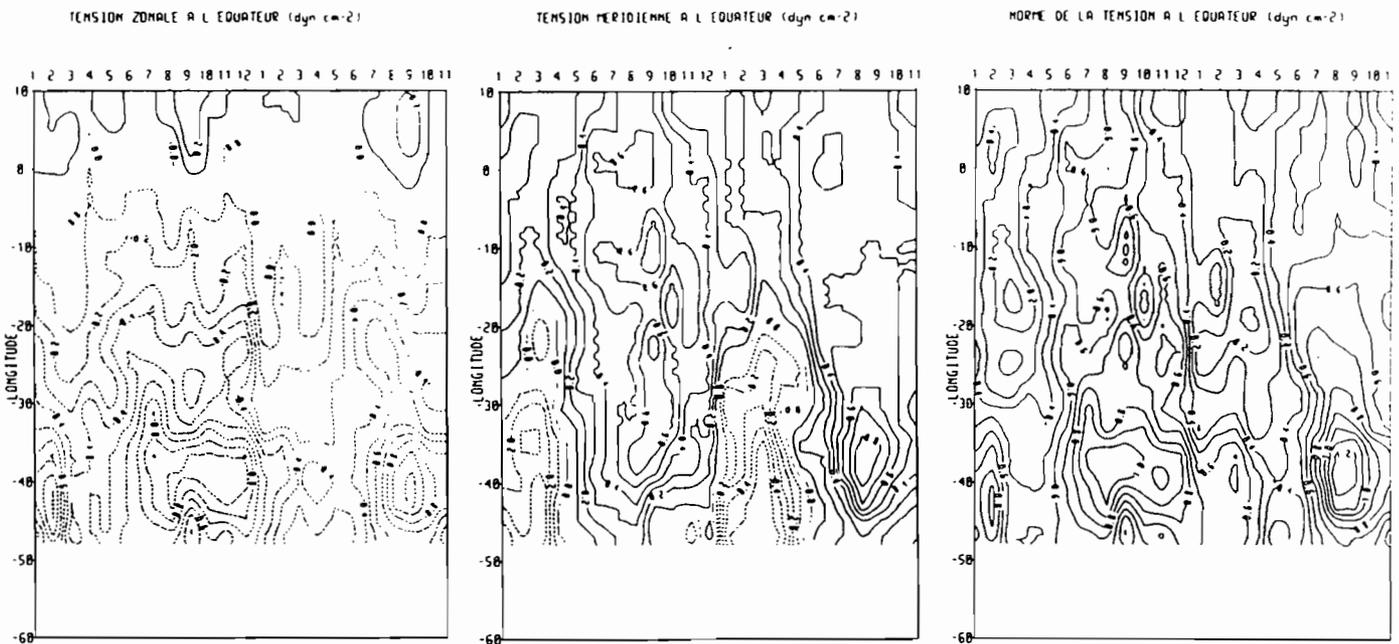
**Fig. VI.1:** Champs mensuels moyens d'anomalies de hauteur dynamique obtenus par le modèle linéaire forcé par les vents SERVAIN, pour les mois de janvier et juillet des années 1987 et 1988 (de haut en bas). (unités: cm.dyn., Contour: 1.)



**Fig. VI.2:** Champs mensuels moyens d'anomalies de hauteur dynamique obtenus à partir des mesures altimétriques de GEOSAT par ARNAULT & al (1990) pour les mois de janvier et juillet des années 1987 et 1988 (de haut en bas). (unités: cm.dyn., Contour: 1.)



**Fig. VI.3 & 4:** Evolution temporelle des champs d'anomalies de hauteur dynamique le long de l'équateur, de janvier 1987 à novembre 1988.  
 - 3 (à gauche): à partir des mesures altimétriques de GEOSAT  
 - 4 (à droite): à partir du modèle linéaire forcé par les vents SERVAIN (unités: cm.dyn., Contour: 1.)



**Fig. VI.5:** Evolution temporelle le long de l'équateur de la tension du vent SERVAIN (en  $\text{dyn.cm}^{-2}$ )  
 - à gauche: composante zonale (en hachuré, orientée vers l'Ouest)  
 - au milieu: composante méridienne (en hachuré, orientée vers le Sud)  
 - à droite: norme de la tension du vent.

l'été; nous avons déjà vu que le modèle linéaire a tendance à fortement accentuer les variations de la pente équatoriale dans ces régions. De ce fait, les mesures altimétriques sont plus conformes à la climatologie, bien représentée par le modèle tridimensionnel du GFDL (fig. V.29) pour cette région Ouest en été 1987. En 1988, de nombreuses différences apparaissent à l'Ouest mais les évolutions sont plus semblables qu'en 1987 dans le golfe de Guinée. Dans cette région, les deux évolutions montrent bien un downwelling très marqué au début de l'année; nous observons cependant un déphasage d'environ un mois entre les amplitudes maximales des anomalies positives. L'upwelling d'été se déclenche comme en 1987, plus tôt d'après les mesures altimétriques que d'après le modèle, mais le déphasage entre les maxima d'amplitude est nettement inférieur à celui de 1987 (un mois au lieu de deux mois et demi). Par contre, le modèle indique un net downwelling à partir de septembre, beaucoup plus prononcé qu'en 1987, et non observé par l'altimétrie. A l'Ouest, le signal issu du modèle est nettement plus accentué qu'en 1987 (13 cm.dyn. d'anomalie négative au lieu de 8 cm.dyn. au mois de mai, 12 cm.dyn. d'anomalie positive au lieu de 9 cm.dyn. en septembre), alors qu'au contraire les données de GEOSAT ne laissent apparaître qu'un signal très faible, voire négligeable, jusqu'en septembre, ce qui est également très différent de la climatologie. Pour tenter d'expliquer cela, nous avons représenté sur les figures VI.5 les évolutions temporelles le long de l'équateur des tensions méridienne et zonale des vents durant cette période, ainsi que leur norme. Ces figures indiquent clairement la signature d'une variabilité interannuelle importante, l'année 1988 étant plus proche d'une année climatologique que l'année 1987, si nous les comparons aux figures des vents climatologiques d'HELLERMAN-ROSENSTEIN (fig. I.B.9). Ainsi, nous voyons qu'à l'Ouest, la tension de vent est plus faible durant les six premiers mois de 1988, ce qui implique une relaxation de la pente équatoriale plus marquée qu'en 1987; ceci est bien reproduit par le modèle, les anomalies négatives étant plus importantes, mais n'est pas observé d'après les mesures altimétriques. Puis pendant l'été la tension de vent est plus forte, ce qui entraîne une accentuation de la pente nettement visible avec le modèle mais dans une moindre mesure avec les données altimétriques. Une simulation numérique effectuée avec le modèle tridimensionnel du Laboratoire d'Océanographie DYnamique et de Climatologie (L.O.D.Y.C.), forcé par les mêmes vents que notre modèle, confirme l'existence d'un fort downwelling au début de l'année 1988 dans le golfe

de Guinée. Elle indique également très peu de différences de janvier à mai dans à l'Ouest le long de l'équateur entre les années 1987 et 1988, la remontée de la thermocline étant toutefois légèrement plus importante en 1988 (A.MORLIERE, communication personnelle). Cette simulation semble donc également infirmer la forte variabilité observée par l'altimètre de GEOSAT entre 1987 et 1988 dans le région Ouest équatoriale des mois de janvier à mai. Toutefois, ne disposant pas de mesures traditionnelles in-situ de l'année 1988, nous nous abstenons de conclure ici sur les divergences observées entre le modèle et les données altimétriques cette année là. De même, l'observation des vents, pendant cette période ne permet pas d'apporter des commentaires définitifs; en effet, ARNAULT & al (1990) précisent que les vents sont obtenus à partir d'une analyse objective (SERVAIN & al, 1987) avec un rappel sur des vents climatologiques. Les mesures de vents ayant été relativement peu nombreuses pendant les années 1986 à 1988, des phénomènes énergétiques ont pu être ignorés ou exagérément lissés par l'analyse.

### **C: ASSIMILATION DES DONNEES ALTIMETRIQUES.**

**Nous avons assimilé les champs mensuels moyens des anomalies mesurées par l'altimètre de GEOSAT au milieu de chaque mois de l'année 1987, et laissé le modèle évoluer en 1988.**

L'analyse objective utilisée pour obtenir ces champs fournit également les erreurs relatives associées à ces champs, calculées à partir des erreurs initiales sur les mesures et des procédures de filtrage (MENARD, 1988; ARNAULT & al, 1990). Nous avons calculé en chaque point d'observation la moyenne temporelle de ces erreurs; le champ de ces erreurs est représenté sur la figure V.6. Elles sont comprises entre 0,4 cm dans les régions centrales et 1,5 cm dans la partie Ouest. Les variances d'erreur du 'Guess-Field' sont elles inchangées par rapport aux expériences précédentes décrites dans les chapitres V.E & F. Les échelles méridienne et zonale considérées dans la contrainte de lissage ont été calculées à partir des fonctions d'autocorrélation des champs (Cf. chap. V.3) obtenus lors de l'année 1987 de la simulation de référence.

Les figures V.7 représentent les champs mensuels moyens de janvier et juillet 1987, à comparer aux figures V.1 & 2 correspondantes. En janvier, nous constatons que l'assimilation a

permis de **nettement corriger la simulation dans la région du Contre Courant Equatorial Nord (C.C.E.N.)**, centrée sur  $3^{\circ}\text{N}$ , où apparaissent des anomalies négatives de 2 cm.dyn., **ainsi que dans les régions du bassin situées dans l'hémisphère Sud** où les structures sont fortement atténuées, conformément aux observations. Par contre, le long de l'équateur, la bande d'anomalies positives, caractéristique d'une onde de Kelvin de downwelling consécutive à la diminution de l'intensité des vents, a été légèrement atténuée contrairement à l'effet escompté, les champs assimilés montrant des anomalies positives entre  $0^{\circ}$  et  $20^{\circ}\text{W}$ . Même si ces écarts sont peu significatifs, ceci indique qu'une onde de Kelvin d'upwelling a été générée par le processus de réinitialisation, annihilant ainsi les corrections apportées par l'assimilation au cours de sa propagation vers l'Est. **En juillet, les assimilations ont permis de rapprocher nettement les résultats du modèle des observations sur l'ensemble du bassin. Le long de l'équateur, l'upwelling dans le golfe de Guinée a été fortement atténué (de plus de 3 cm.dyn.). De même, les plus hautes latitudes, au delà de  $5^{\circ}$ , offrent des structures tout-à-fait conformes aux observations.** On peut observer cependant que les fortes anomalies négatives localisées au Nord du Brésil observées par GEOSAT ne sont pas reproduites dans la simulation avec assimilations; ces structures ont en effet été estompées au cours de l'analyse produisant les champs assimilés, en raison des échelles de lissage utilisées pouvant paraître trop élevées dans cette région.

Les figures VI.8 montrent l'évolution des différences, le long de l'équateur, respectivement entre la simulation sans assimilations (REF) et avec assimilations (ASS), entre REF et les données altimétriques (GEO) et enfin entre ASS et GEO. La première figure permet d'estimer la mémoire du modèle aux processus d'assimilations à quatre mois le long de l'équateur, temps d'ajustement équatorial. Comme nous l'avons vu, ceci est également dû au type de modèle linéaire utilisé, celui-ci convergeant très rapidement vers sa solution asymptotique. Cette figure indique aussi que **les corrections significatives ont essentiellement lieu dans les régions Est et Ouest.** La comparaison des figures VI.8.b & c montrent que **le long de l'équateur, les différences maximales initiales ont été nettement atténuées durant l'année 1987, les corrections atteignant 4 cm.dyn. en été à  $30^{\circ}$  et  $40^{\circ}\text{W}$ .** De même, nous constatons que **les différences positives le long de la côte africaine en octobre et**

novembre 1987, le modèle simulant un downwelling non observé par GEOSAT, ont été totalement corrigées. Les évolutions des écarts quadratiques moyens calculés sur les régions Est et Ouest de la bande limitée par les latitudes 5°S-5°N (fig. VI.9) indiquent que des corrections moyennes comprises entre 1 et 2 cm.dyn. ont été apportées à la simulation grâce aux assimilations. Ces améliorations atteignent 2,7 cm.dyn. en août 1987 dans le golfe de Guinée et en septembre 1987 au large du Brésil (non montré).

Toutefois, ces constatations ne sont pas rigoureuses, dans la mesure où nous comparons des champs mensuels moyens, calculés avec les champs obtenus après l'assimilation effectuée en milieu de mois. De ce fait, considérer de tels champs implique que nous comparons les résultats des assimilations à une 'réalité' que nous avons utilisée en tant qu'estimateur lors de l'analyse, soit non indépendante. Par contre, l'observation des champs obtenus pendant l'année 1988, au cours de laquelle nous n'avons effectué aucune assimilation, mène à des conclusions formelles et permet de comparer les 'prévisions' du modèle aux observations. Ainsi l'évolution des E.Q.M. (fig. VI.9) indique qu'en 1988, après la dernière assimilation, le modèle reprend son évolution propre au bout de cinq à six mois dans la région Ouest et au bout de trois mois dans la région Est dans la bande zonale 5°S-5°N. De même, comme lors des expériences précédentes d'assimilations de données simulées, nous observons une légère divergence dans la région Est au cours des premiers mois de l'année 1988. Cependant, si nous observons les structures des champs d'anomalies de hauteur dynamique obtenues au cours des premiers mois de l'année 1988, nous constatons que la prévision a été nettement améliorée au delà de la bande équatoriale. Ainsi, en observant la prévision obtenue pour le mois de février 1988, soit deux mois après la dernière assimilation (fig. V.10), nous voyons que les structures sont beaucoup plus conformes aux observations au-delà des latitudes 3°S et 3°N. La 'cellule' d'anomalies négatives située à 5°N entre 20° et 30°W est bien simulée, de même que la bande d'anomalies positives vers 12°N, pas simulée par le modèle sans assimilations. En mars (fig. V.11), si le modèle a déjà repris son évolution propre et 'oublié' l'information apportée lors des assimilations sur une grande partie du bassin, on peut cependant constater que les structures restent plus conformes aux observations au Nord-Ouest du bassin.

## D: CONCLUSION:

Cette première expérience d'assimilation d'observations altimétriques réelles a été effectuée dans un but d'application concrète de la méthode d'analyse et d'assimilation développée au cours de cette étude. Nous distinguons ici deux approches des résultats.

D'un point de vue **statistique**, seules les améliorations d'amplitudes supérieures aux erreurs associées aux estimateurs sont significatives. En ce sens, l'assimilation se révèle donc seulement efficace en juillet et août dans la région Est équatoriale et en août-septembre dans la région Ouest, ainsi qu'en certaines régions situées aux plus hautes latitudes. Ainsi, pour que l'assimilation de grandeurs faibles telles que les anomalies de hauteur dynamique dans les régions tropicales puisse être statistiquement efficace, les erreurs initiales des observations et du modèle doivent être sensiblement atténuées. Concernant les observations altimétriques, la précision annoncée sur les orbites des prochains satellites permet d'être relativement optimiste à ce propos. Concernant les erreurs des modèles, un effort certain doit être fourni sur ce problème complexe de leur détermination, problème auquel les modèles adjoints pourront apporter sans doute la solution la plus fiable.

Cependant, **d'un point de vue déterministe, cette expérience a permis de mettre en évidence** d'une part une nette amélioration des simulations durant l'année où sont effectuées les assimilations et, surtout, d'autre part **une sensible amélioration de la 'prévision', limitée aux trois premiers mois de 1988, au delà de la bande équatoriale. Cette limitation à trois mois est due au caractère linéaire du modèle utilisé.**

Nous pouvons donc conclure, à partir de cette première expérience d'assimilation de données altimétriques dans un modèle océanographique simple, que ce type de données, compte tenu des améliorations sur la précision de la mesure attendues lors des futurs programmes altimétriques, fournira une information utile et indispensable pour l'amélioration des modèles océanographiques et de leurs simulations.

UNITE: cm.dyn. ; Contour: 0.5

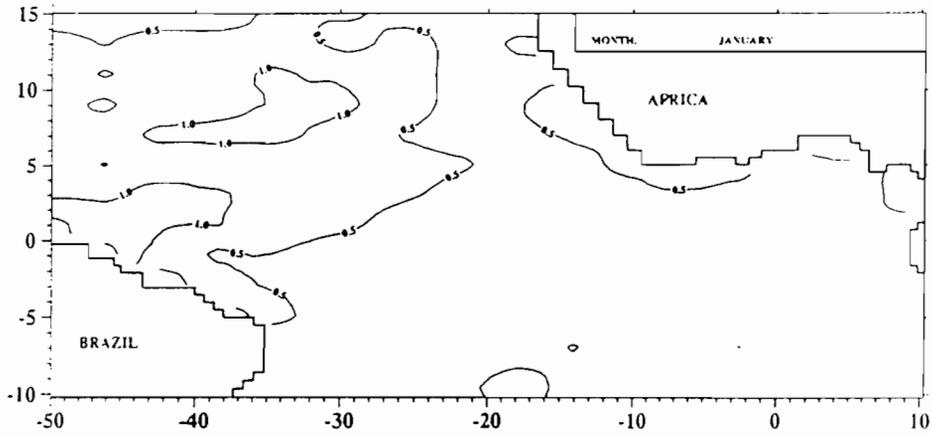


Fig. VI.6: Erreurs moyennes associées aux anomalies issues des mesures altimétriques de GEOSAT.

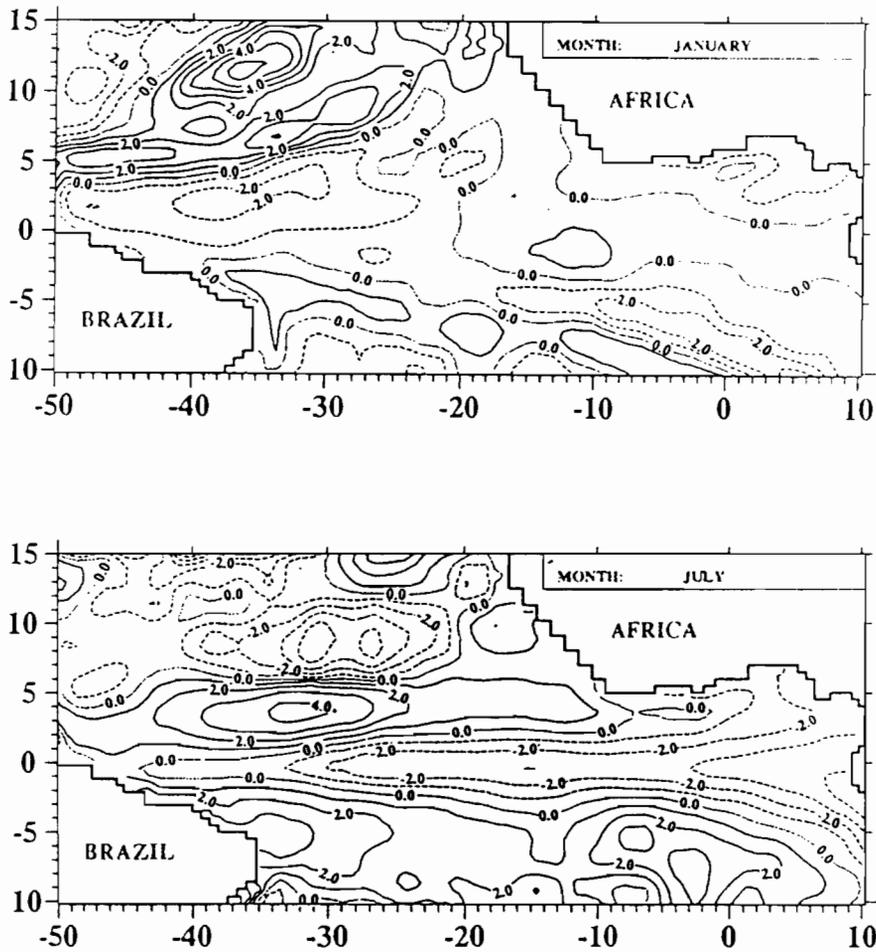
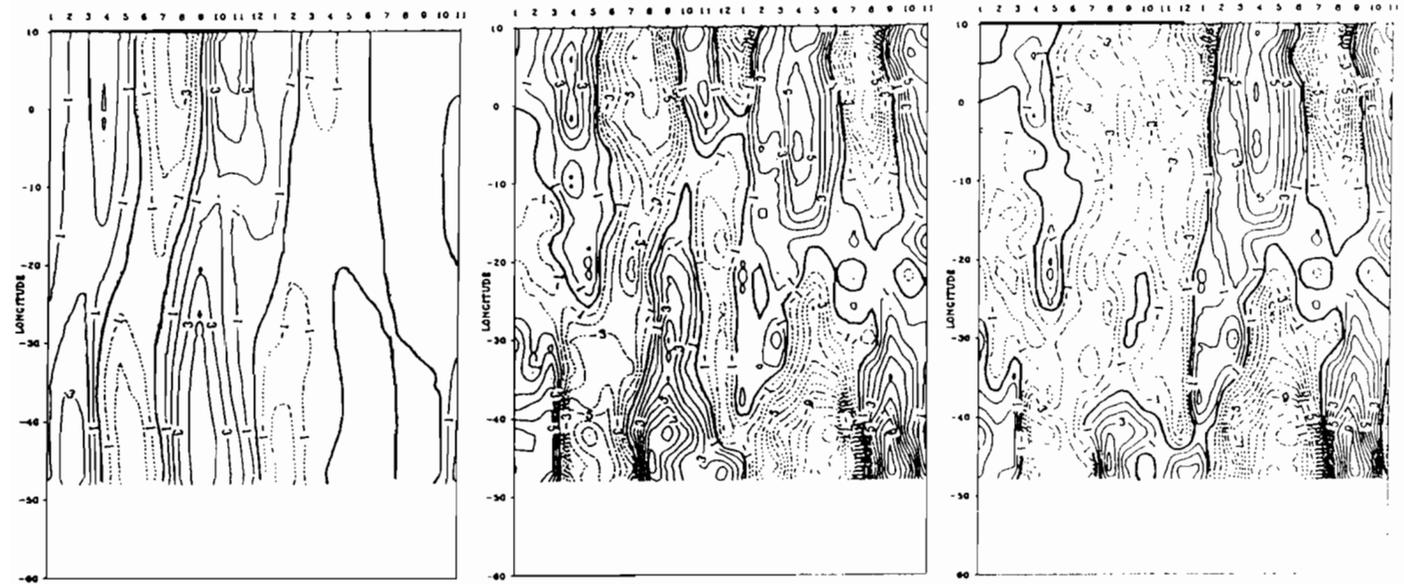
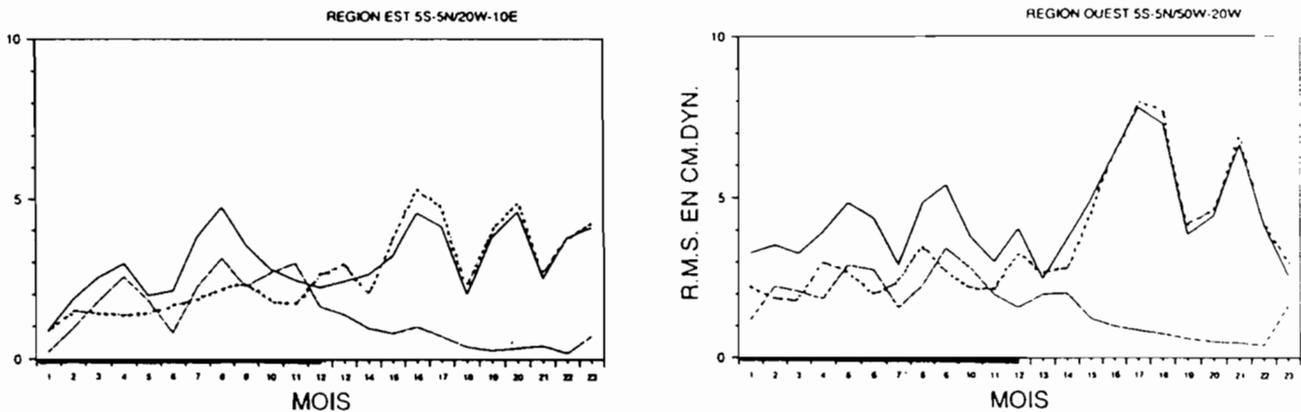


Fig. VI.7: Champs mensuels moyens d'anomalies de hauteur dynamique obtenus par le modèle linéaire forcé par les vents SERVAIN aux mois de janvier et juillet 1987, après assimilations.

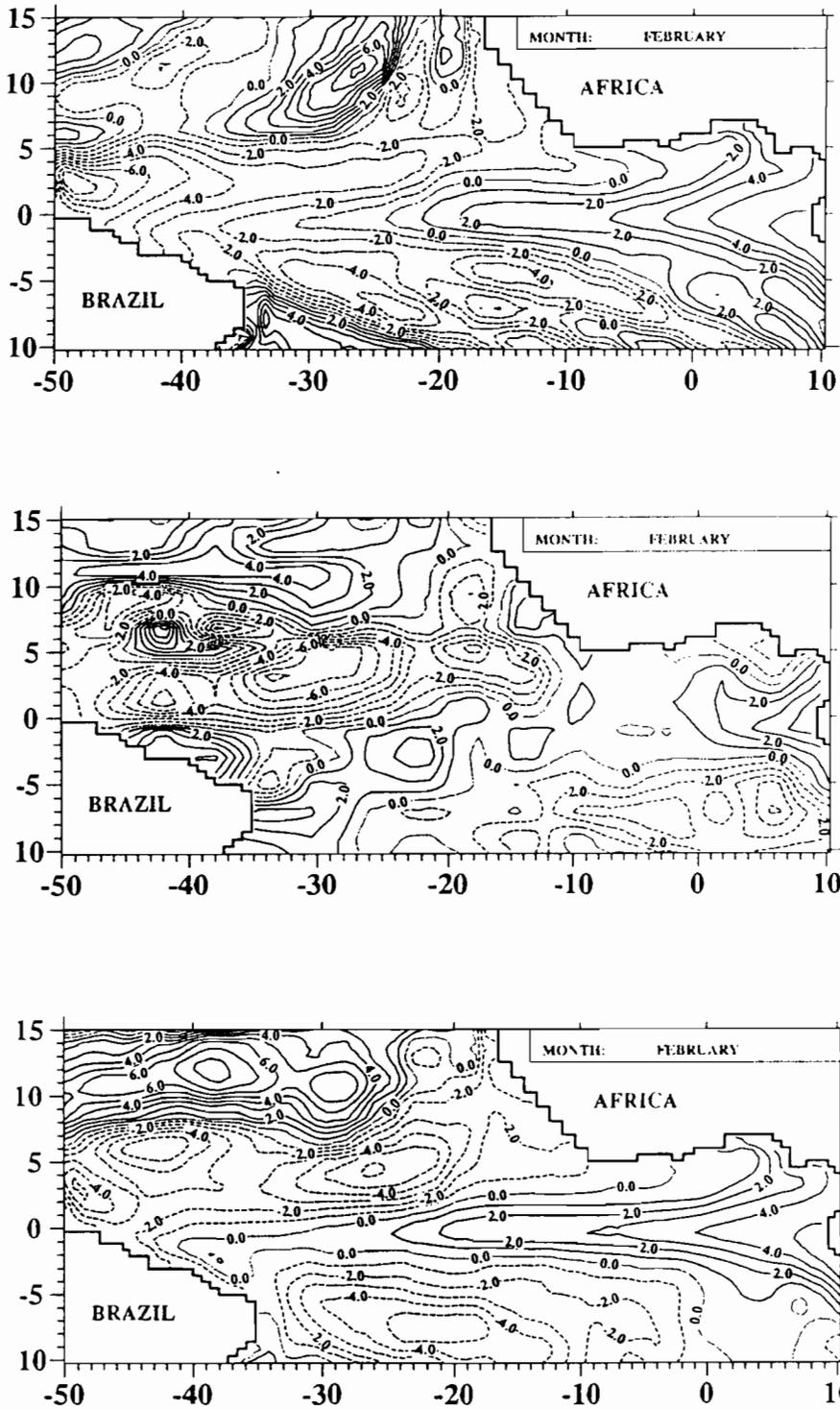


**Fig. VI.8:** Evolutions temporelles, le long de l'équateur, des différences entre les anomalies de hauteur dynamique:  
 - a (à gauche): du modèle sans assimilations - avec assimilations  
 - b (au milieu): du modèle sans assimilations - observations  
 - c (à droite): du modèle avec assimilations - observations  
 (unités: cm.dyn., Contour: 1.)

(la portion de l'axe temporel en trait gras correspond à la période où sont effectuées les assimilations, une fois par mois)



**Fig. VI.9:** Evolution des écarts quadratiques moyens (E.Q.M.) d'anomalies de h.dyn.  
 - a (à gauche): moyennés sur la région Est ( $5^{\circ}\text{S}-5^{\circ}\text{N}$ ,  $20^{\circ}\text{W}-10^{\circ}\text{E}$ )  
 - b (à droite) : moyennés sur la région Ouest ( $5^{\circ}\text{S}-5^{\circ}\text{N}$ ,  $50^{\circ}\text{W}-20^{\circ}\text{W}$ )  
 trait plein : E.Q.M. Observations / modèle sans assimilations  
 trait hachuré: E.Q.M. modèle sans assim. / modèle avec assim.  
 trait pointillé: E.Q.M. Observations / modèle avec assimilations



**Fig. VI.10:** Champs mensuels moyens d'anomalies de hauteur dynamique au mois de février 1988.

- en haut: obtenu avec le modèle linéaire forcé par les vents SERVAIN
- au milieu: obtenu à partir des mesures altimétriques de GEOSAT
- en bas: obtenu après assimilations mensuelles en 1987  
(unités: cm.dyn., Contour: 1.)

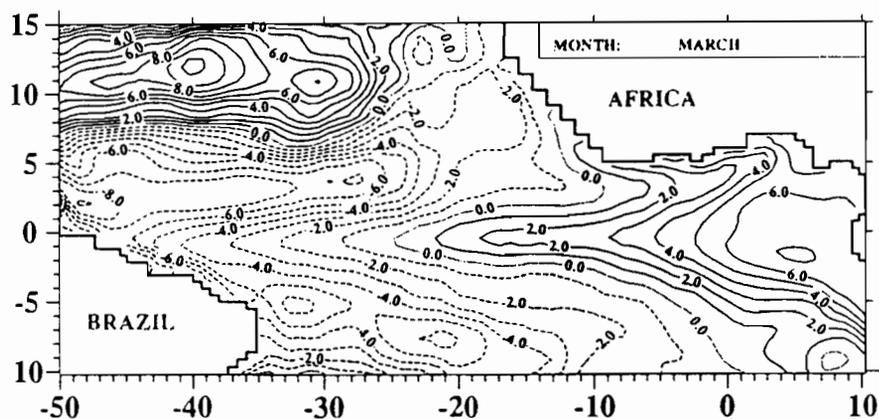
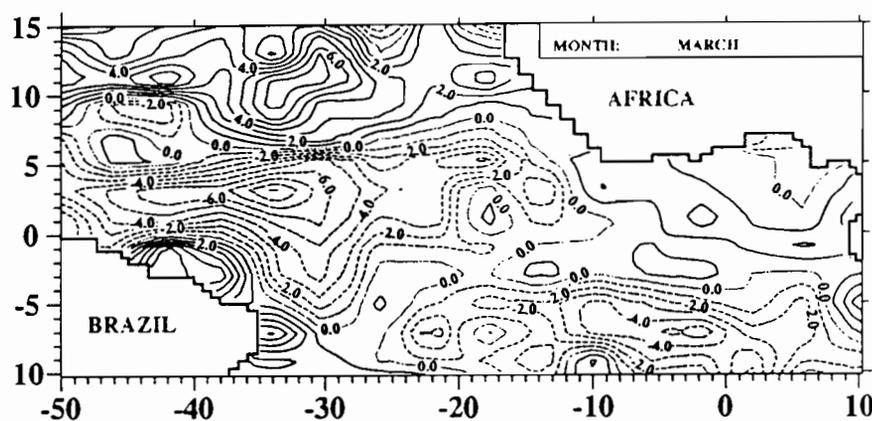
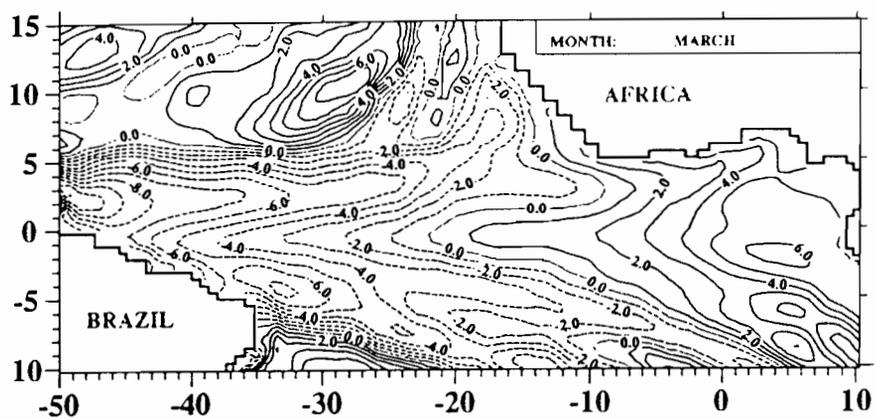


Fig. VI.11: Champs mensuels moyens d'anomalies de hauteur dynamique au mois de mars 1988.

- en haut: obtenu avec le modèle linéaire forcé par les vents SERVAIN
- au milieu: obtenu à partir des mesures altimétriques de GEOSAT
- en bas: obtenu après assimilations mensuelles en 1987  
(unités: cm.dyn., Contour: 1.)

## CONCLUSIONS GENERALES

Dans l'océan mondial, les régions tropicales sont singulières car leur dynamique est plus déterministe que celle des moyennes et hautes latitudes. Ceci est dû à la prépondérance du forçage de surface par rapport à l'instabilité interne de la circulation en raison de la faiblesse de la force de Coriolis au voisinage de l'équateur. Si l'on dispose de fonctions de forçage satisfaisantes (principalement de vents) on peut simuler de façon assez réaliste la variabilité basse fréquence de l'état thermique et des courants des océans tropicaux et équatoriaux. Ainsi, les premières simulations de l'"El Nino" 1982-1983 dans l'océan Pacifique (INOUE & O'BRIEN, 1984) ont été étonnamment réalistes étant donné la faible qualité des vents utilisés pour le forçage et les imperfections inhérentes au modèle. Un autre aspect de la singularité des océans tropicaux qui facilite leur simulation se rattache à leur courte mémoire. A la suite d'un changement brutal du vent, l'océan tropical superficiel (de zéro à 500m) retrouve sa situation d'équilibre après un an pour le Pacifique et trois à quatre mois pour l'Atlantique. C'est le temps nécessaire à la traversée zonale des bassins, aller et retour, par les ondes incidentes (ondes de Kelvin se propageant vers l'Est) et réfléchies (onde de Rossby se propageant vers l'Ouest) générées par la variation brutale du vent. Ceci implique que les conditions initiales sont oubliées après ces quelques mois et que des états d'équilibre simulés pourront être rapidement obtenus par le modèle. Cette 'mémoire' de l'océan tropical implique également une possibilité de prévision de l'évolution de l'océan dans certaines conditions favorables (non équilibre initial entre le forçage atmosphérique et ajustement océanique). C'est pour ces raisons que les modèles actuels des océans tropicaux sont les plus réalistes parmi ceux dont on dispose en océanographie; et l'on peut envisager dans le cadre de programmes de recherche en cours, tels que T.O.G.A., la mise en place future d'un système opérationnel d'observation des océans tropicaux, assimilant les données disponibles dans un modèle réaliste. Il est donc crucial de mettre au point des méthodes d'assimilation des observations dans les modèles océaniques, et ceci ne peut être fait actuellement à grande échelle que dans les régions tropicales.

Lorsque ce travail a été commencé, aucune étude d'assimilation de données dans un modèle d'océan tropical n'avait été publiée. Il est donc apparu indispensable d'entreprendre des études de comportement de l'océan tropical à des processus d'assimilation dans les basses latitudes, et notamment d'étudier les effets perturbateurs possibles des ondes équatoriales susceptibles d'être générées par le choc des réinitialisations. Des études exploratoires, avec des modèles peu coûteux mais prenant en compte l'essentiel de la dynamique équatoriale, et notamment les ondes, sont apparues nécessaires.

L'objectif de ce travail a donc été d'explorer une partie du champ des difficultés à résoudre pour parvenir plus tard à mettre au point des méthodes d'assimilation optimales dans les régions tropicales. Les questions auxquelles nous avons tenté de répondre concernent à la fois les données à assimiler, les méthodes d'analyse de ces données, les méthodes de réinitialisation et leur impact sur l'ensemble du champ tropical. Comme toute exploration, ce travail a mis à jour progressivement des impasses et nous avons dû progresser par approches successives à partir d'expériences très simples pour aller vers des expériences plus proches des situations d'assimilation réelles. Ce travail n'apparaît donc pas comme un tout cohérent, mais comme une mosaïque faite de ces approches successives. Compte tenu du caractère exploratoire de ce travail, nous avons choisi de présenter certaines de ces approches préliminaires bien qu'elles puissent apparaître redondantes par rapport aux expériences qui ont suivi.

Tout d'abord, **nous avons fait le choix d'un modèle simple, linéaire à trois modes verticaux**, particulièrement intéressant en raison du rapport favorable entre son coût d'utilisation et le réalisme de ses simulations de l'évolution basse fréquence et grande échelle des océans tropicaux. Ce modèle représente relativement bien la variabilité temporelle de la hauteur dynamique de la surface des océans tropicaux. Cependant, la conséquence de la linéarité de ce **modèle** est qu'il **n'admet qu'une solution asymptotique unique à un instant donné pour un forçage donné**; le modèle retourne donc systématiquement vers cette solution après les assimilations. Par ailleurs, un tel modèle est peu réaliste en ce qui concerne le champ de vitesse, notamment à l'équateur.

Nous avons fait également le choix d'utiliser la hauteur dynamique comme observation à assimiler. Ce paramètre est le mieux adapté au type de modèle que nous utilisons mais c'est également le paramètre qui synthétise le mieux l'état thermique et dynamique des océans tropicaux. En effet la hauteur dynamique de la surface de l'océan est en quelque sorte le miroir inversé de la profondeur de la thermocline et est également une fonction quasi-linéaire, à la salinité près, du contenu thermique des couches supérieures de l'océan. Ces deux paramètres: profondeur de la thermocline et contenu thermique, sont les plus recherchés pour caractériser l'état thermique et dynamique des océans tropicaux. Cependant la hauteur dynamique, directement observable par un réseau de marégraphe ou par un altimètre à bord d'un satellite, est le paramètre qui intègre le mieux à la fois la structure thermique et l'état dynamique de l'océan tropical. C'est notamment à ce titre qu'une observation permanente et en temps réel des variations de hauteur dynamique dans l'océan Pacifique est effectuée, afin de percevoir les signes précurseurs du phénomène thermique superficiel 'El Nino' (WYRTKI & al, 1988).

Dans la première partie de ce travail (chapitre I) nous avons étudié l'énergétique de notre modèle de façon à vérifier l'adéquation du paramètre choisi avec les caractéristiques de notre modèle. Il est en effet admis depuis ANDERSON & MOORE (1986) que le choix de la variable à utiliser pour initialiser le modèle dépend de l'équilibre énergétique du modèle. Le champ de masse est préférable si, dans le modèle, l'énergie potentielle est supérieure à l'énergie cinétique et le champ de vitesse est à choisir dans le cas inverse. Notre étude a permis de mettre en évidence que l'énergie potentielle domine l'énergie cinétique lorsque le modèle est utilisé en mode dissipatif. Par ailleurs nous avons pu mettre en évidence les transferts énergétiques qui s'opèrent dans le bassin au cours de la phase de stabilisation du modèle. Cette phase de stabilisation est relativement lente et nous avons dû pousser la simulation jusqu'à la dix-septième année d'intégration. Enfin, cette étude a montré la différence de représentativité des différents modes baroclines selon la région considérée dans le bassin, la prise en compte des modes d'indice élevés s'avérant nécessaire pour représenter convenablement les processus dynamiques des régions équatoriales orientales.

Dans une deuxième partie (chapitre II) nous avons procédé à de premières expériences d'assimilation, les plus simples possible. Il importait en effet de vérifier dans un premier temps la capacité de résistance du modèle à un changement d'état initial brutal mais non pas quelconque. Pour cela nous avons choisi d'assimiler des données générées par le modèle lui-même et, par conséquent, compatibles avec le modèle dans le sens où elles incluent implicitement la dynamique propre du modèle. Nous avons assimilé des données de la dix-septième année, donc de l'état stable du modèle correspondant à sa solution asymptotique, dans la seconde année pour laquelle le modèle est loin d'être en équilibre. Différentes expériences ont été menées en assimilant le champ de pression globalement sur l'ensemble du bassin, le long de l'équateur à fréquences spatio-temporelles variables, le long d'un profil méridien et par pavés régionaux, Est et Ouest. Nous avons ainsi pu vérifier que le modèle pouvait reconnaître comme nouvel état d'équilibre un champ de données préalablement généré par lui-même, en assimilant les trois champs de pression, relatifs aux trois modes, sur tout le domaine considéré, c'est-à-dire en prenant en compte la totalité des degrés de liberté spatiaux de ces paramètres. Nous avons ensuite pu mettre en évidence que des assimilations des champs de pression effectuées le long de l'équateur étendaient progressivement leurs effets sur l'ensemble du bassin, selon des écarts temporels conformes à la vitesse de propagation des ondes de Kevin et de Rossby. Les assimilations effectuées dans les régions Ouest et Est du bassin équatorial ont montré que les assimilations à l'Ouest permettaient d'aboutir à une convergence plus rapide du modèle vers les observations. Cependant les champs obtenus sont moins homogènes que pour les assimilations effectuées à l'Est, pour lesquelles la convergence est sensiblement moins rapide. En ce sens, les assimilations à l'Est sont jugées plus profitables dans ces conditions d'assimilation. Des assimilations effectuées le long de l'équateur conduisent également à une accélération de la convergence, toutefois plus lente, mais les champs sont corrigés de façon relativement homogène et symétrique par rapport à l'équateur. Ensuite, des assimilations d'observations irrégulièrement réparties sur l'ensemble du bassin permettent d'améliorer sensiblement la convergence. Les assimilations le long d'un méridien, au contraire, apportent peu d'amélioration et perturbent les champs aux plus hautes latitudes.

Dans la troisième partie (chapitre III), nous présentons les données que nous utilisons ultérieurement dans nos expériences d'assimilation. Ces données sont aussi des données synthétiques issues du modèle tridimensionnel aux équations primitives utilisé au GFDL (PHILANDER & PACANOWSKI, 1984; 1986a), forcé par les mêmes vents mensuels moyens (HELLERMAN & ROSENSTEIN, 1983) que notre modèle. Les "données" représentent une climatologie de l'océan Atlantique tropical. Nous effectuons une comparaison systématique de cette climatologie du modèle du GFDL avec la climatologie réalisée avec des données réelles (MERLE & ARNAULT, 1985; ARNAULT, 1987) et avec la climatologie issue de notre modèle linéaire. Les "données" du modèle du GFDL reproduisent remarquablement bien la variabilité basse fréquence de grande échelle de la hauteur dynamique du bassin Atlantique tropical, telle que l'on peut la connaître à travers l'étude des données historiques (de ce fait, la visualisation des résultats du modèle du GFDL a fait l'objet d'un atlas, diffusé séparément -BOURLES, 1987-). Par contre les différences entre les "données" et la simulation obtenue avec notre modèle linéaire sont importantes. La cartographie des différences entre les résultats des deux modèles fait apparaître des anomalies importantes, notamment dans les régions Nord-Ouest et Sud-Est, dans l'hémisphère Sud et le long de l'équateur où le modèle linéaire simule des variations de la pente équatoriale d'amplitude très élevée.

Pour pouvoir utiliser la hauteur dynamique comme une donnée à assimiler dans notre modèle à modes, il faut nécessairement projeter cette observation unique sur les trois modes verticaux résolus par notre modèle. C'est ce que nous avons réalisé dans la quatrième partie de ce travail (chapitre IV). Ce problème de la projection étant complexe, nous avons tout d'abord considéré que nous disposions de données sur la verticale. Cette démarche, bien que sortant un peu du cadre de notre étude, a cependant permis de montrer d'une part que trois mesures sur la verticale ne permettaient pas d'obtenir trois champs de pression satisfaisants et, d'autre part, qu'en considérant toutes les données du modèle tridimensionnel du GFDL sur la verticale lors d'une projection directe, le signal représenté par les trois premiers modes ne correspond qu'à environ 30% du signal observé, révélant ainsi que les modes d'indices plus élevés sont très énergétiques.

Nous avons donc développé une méthode d'analyse objective, inspirée des méthodes variationnelles, consistant à minimiser les différences quadratiques entre les observations et les champs recherchés, en tenant compte des échelles méridienne et zonale de ces champs. Cette méthode permet notamment de projeter les observations sur les trois modes verticaux sans perdre d'information lors de la projection et d'effectuer une analyse globale sur l'ensemble du bassin considéré. C'est cette méthode que nous avons utilisé pour créer les champs de pression à assimiler dans le modèle, lors des réinitialisations effectuées aux instants où des observations sont disponibles.

Dans la cinquième partie, **nous reprenons donc des expériences d'assimilation en utilisant comme données les hauteurs dynamiques calculées à partir des résultats de la simulation climatologique du modèle tridimensionnel du GFDL.** Nous assimilons sur l'ensemble du bassin en remplaçant les champs de pression du modèle par les champs issus de l'analyse, effectuée avec la méthode précédemment décrite. Nous procédons dans un premier temps à des expériences en faisant varier le rappel sur le champ de référence issu du modèle (ou 'Guess-Field'), c'est-dire la quantité d'information injectée dans le modèle. Nous utilisons ensuite la méthode comme une analyse objective en prenant en compte des variances d'erreurs associées aux observations et au Guess-Field. Les expériences ont ainsi montré que le modèle accepte des chocs énergétiques importants et que son temps d'ajustement (désigné comme sa 'mémoire') varie considérablement d'un bord à l'autre de l'océan, en fonction de la latitude et de l'amplitude des corrections imposées. Cette amplitude dépend non seulement de l'importance des différences entre les observations et les champs issus du modèle lors des réinitialisations mais également des variances d'erreur considérées dans l'analyse. De plus, lorsque les différences entre les "observations" et le modèle sont importantes à l'Ouest les assimilations génèrent des ondes de Kelvin équatoriales, se propageant vers l'Est, et de Rossby en retour, qui nuisent à la qualité de la simulation dans l'Est d'abord puis à l'Ouest ensuite. La simulation devient alors moins bonne que la simulation sans assimilations. Nous procédons également à des assimilations répétées régulièrement dans le temps. Dans ce cas, les perturbations dues aux ondes

équatoriales ne sont plus perceptibles, sauf après la dernière assimilation, qui génère encore une divergence importante dans la région Est.

**Nous avons répété les mêmes expériences en assimilant des anomalies de hauteur dynamique**, c'est-à-dire en ne considérant pas le signal permanent du modèle. Le fait de respecter ainsi les champs moyens du modèle implique la conservation de l'énergie du modèle lors des assimilations. Par contre, l'amplitude des corrections est beaucoup plus faible et la mémoire du modèle est considérablement réduite. Ainsi, si les assimilations d'anomalies de hauteur dynamique permettent d'obtenir des champs d'anomalies beaucoup plus conformes aux observations sur la majeure partie du bassin pendant plusieurs mois, l'information est oubliée en un mois dans la bande équatoriale. Enfin, lorsque les différences entre les champs du modèle et les observations sont importantes, les assimilations génèrent de nouveau des ondes de Kelvin équatoriales à l'Ouest du bassin, qui dégradent sensiblement la prévision dans les régions Est pendant les deux mois suivant l'assimilation.

Dans la sixième partie, **nous procédons à une expérience d'assimilation de données altimétriques provenant du satellite GEOSAT** (MENARD, 1988; ARNAULT & al, 1989; 1990). Si l'on considère les données altimétriques comme réalité, les assimilations améliorent substantiellement les simulations du modèle et, à très court terme étant donné le caractère linéaire et dissipatif du modèle utilisé, sa 'prévision' hors de la bande équatoriale. Comme pour les expériences d'assimilation précédentes, on observe une convergence du modèle vers les données pendant la période d'assimilation et, lorsque les réinitialisations sont stoppées, la simulation est de nouveau dégradée dans la région équatoriale orientale. Cette expérience a néanmoins montré que l'on pouvait assimiler des données altimétriques fournies par un satellite à l'échelle d'un océan dans un modèle sans plus ni moins de problèmes qu'avec des données 'conventionnelles', à condition de faire préalablement une analyse convenable de ces données.

Ce travail se propose de répondre à certaines questions posées par le problème de l'assimilation en océanographie tropicale. Il consiste en une exploration de l'impact des réinitialisations sur un modèle simple et se définit comme une ébauche, un défrichage d'un vaste domaine d'étude qui n'en est qu'à ses balbutiements. Il a ainsi permis de clarifier les

problèmes posés. Par exemple, les réinitialisations génèrent des ondes parasites, principalement des ondes de Kelvin qui affectent l'Est des bassins équatoriaux; d'autres études ont montré que ce phénomène n'est pas propre à un modèle donné et à une méthode d'assimilation donnée (MOORE, 1989; MOORE & ANDERSON, 1989). En conséquence, un des problèmes fondamentaux à résoudre est celui de la dégradation de la prévision dans les régions Est-équatoriales. Une étude plus spécifique des ondes générées lors des assimilations apparaît indispensable afin de distinguer les ondes nécessaires à l'équilibre du modèle des autres ondes dont la part responsable des dégradations pourrait être filtrée. D'autre part, si ce type de modèle simple et linéaire permet d'effectuer, à faible coût, de nombreuses expériences susceptibles de fournir de précieuses informations quant à l'impact spatio-temporel des assimilations, il est inadapté pour une étude de la mémoire du modèle et pour observer, dans une perspective déterministe, l'influence des assimilations sur une prévision à moyen terme (aux échelles saisonnières), en raison de l'unicité de la solution stable du modèle à un instant donné pour un forçage donné. Il serait donc souhaitable de faire des expériences analogues à celles effectuées dans cette étude avec un modèle simple, dans un intérêt de coût numérique, et non linéaire pour l'étude précise de l'impact des assimilations sur la mémoire du modèle et sur la qualité de la prévision.

## ANNEXE A:

## CALCUL DES CHAMPS DE HAUTEUR DYNAMIQUE:

**1: A partir des données de température et de salinité:**

Notre étude concerne l'Atlantique Tropical limité par les parallèles 20°N et 20°S et les méridiens 60°W et 10°E.

Nous ne considérons donc les résultats du modèle tridimensionnel décrit en annexe B qu'aux points de grille de cette région. Nous disposons des résultats de Température et de Salinité sur 6375 points de grille (85 en latitude et 75 en longitude), sur 27 niveaux, ceci tous les 15 de chaque mois (nous avons donc 2.065.500 données).

A partir de ces données de température et de salinité, nous pouvons calculer des champs mensuels de hauteur dynamique.

La hauteur dynamique en  $p_1$  par rapport à  $p_2$  est définie par:

$$(A.1) \quad H(p_1/p_2) = \int_{p_1}^{p_2} \alpha(S,T,p) dp - \int_{p_1}^{p_2} \alpha(35^\circ/\text{‰}, 0^\circ\text{C}, p) dp$$

où  $\alpha$  est le volume spécifique ( $\alpha = 1/\rho$ ;  $\rho$ : densité in-situ de l'eau de mer).

Nous avons donc calculé la densité en chaque niveau du modèle, que nous avons ensuite intégrée selon la verticale en convertissant la pression en profondeur, d'après l'approximation couramment faite qu'une variation de 10m correspond à une variation d'1 bar. (Cette approximation induit une erreur inférieure à 4m à 500 db; par exemple 500m sont équivalents à 503,7dB, à une température de 20°C. Ainsi, si l'on calcule des hauteurs dynamiques de 5/500dB, l'erreur introduite est comprise entre 3.6 et 4.4 mm.dyn pour des hauteurs dynamiques comprises entre 74 et 102 cm.dyn., soit une erreur relative inférieure à 0,5%. Cette valeur est négligeable par rapport à la précision des hauteurs dynamiques observées, qui est d'environ 2 cm.dyn ). Les densités  $\rho(S,T,p)$  ont été calculées à partir de l'équation d'état de l'eau de mer (F.MILLERO et A.POISSON 1981), à savoir:

$$(A.2) \quad \rho(S,T,p) = \rho^0(T,S) / (1 - p/K(S,T,p)) \quad \text{où } K \text{ est le module moyen de compression.}$$

## 2: A partir des pressions issues du modèle à modes verticaux:

Les résultats du modèle à modes verticaux sont obtenus à partir des perturbations autour d'un profil moyen de densité potentielle  $\rho(z) = \rho^0(S, \Theta, 0)$ , pris à 24°W sur l'équateur et calculé à partir des données du fichier hydrographique de J.MERLE (voir précédemment la description du modèle).

On a:

$$\text{MILLERO-POISSON: } \quad \rho(S, T, p) = \rho(S, T, 0) / (1 - R(S, T, p)), \quad \text{où } R = 1 - (p/K)$$

$$\Leftrightarrow \rho(S, \Theta, p) = \rho(S, \Theta, 0) / (1 - R(S, \Theta, p))$$

$$\text{Le modèle nous donne: } \quad \rho^0(S, \Theta, 0) = \rho + \rho' = \rho (1 + \rho'/\rho)$$

Sachant que  $P(x, y, z, t) = \sum_n p_n(x, y, t) \cdot F_n(z)$ , où  $F_n$  est la fonction d'amplitude du mode  $n$ ,

on a:

$$\partial p / \partial z = -\rho' \cdot g = p_n(x, y, t) \cdot dF_n(z) / dz$$

D'où l'expression de la hauteur dynamique:

$$(A.3) \quad H(p_1/p_2) = \int_{p_1}^{p_2} ((1 - R)/\rho) / (1 - \rho'/\rho) dp - \int_{p_1}^{p_2} 1/\rho(35, 0, p) dp$$

$$\Leftrightarrow H(p_1/p_2) = \int_{p_1}^{p_2} (((1-R)/\rho) - (1/\rho(35, 0, p))) dp + \int_{p_1}^{p_2} \sum_{n=1}^3 p_n(x, y, t) \cdot ((1-R)/g \cdot \rho^2) \cdot (dF_n/dz) dp$$

soit, en posant:

$$H_{\text{ref}} = \int_{p_1}^{p_2} ((1 - R) / \rho) dp \quad H_0 = \int_{p_1}^{p_2} (1/\rho(35, 0, p)) dp$$

$$\text{et } Y_n = \int_{p_1}^{p_2} ((1 - R)/g \cdot \rho^2) \cdot (dF_n/dz) dp$$

on obtient :

$$(A.4) \quad H(p_1/p_2) = H_{\text{ref}} - H_0 + \sum_{n=1}^3 P_n \cdot Y_n$$

**Nota:** La hauteur dynamique est calculée en mm.dyn .

$$(1\text{m.dyn.} = 10\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-2})$$

Les pressions sont en unités C.G.S. (soit en  $\text{g.cm}^{-1} \cdot \text{s}^{-2}$ ).

## ANNEXE B:

### DESCRIPTION DU MODELE TRIDIMENSIONNEL:

Ce modèle est un modèle aux équations primitives, multi-couches concernant la région de l'Atlantique limitée par les parallèles 28°S, 49°N et les méridiens 84°W et 14°E. Sa résolution longitudinale est constante et égale à 100 km; sa résolution latitudinale est de 33 km entre les parallèles 10°N et 10°S et s'accroît graduellement en s'éloignant de ces parallèles vers les pôles (elle est par exemple de 200 km à 25°N; Cf: fig.B.1).

La topographie des fonds océaniques est prise en compte: les bords continentaux sont considérés comme étant à 50m en-dessous du niveau de la mer et les îles imposées comme des fonds à 150m. Il y a 27 niveaux sur la verticale: la résolution est de 10m dans les 100 premiers mètres, à partir de 5m. Ainsi les 500 premiers mètres sont représentés par 21 niveaux.

Les équations primitives sont résolues numériquement par des méthodes aux différences finies (K.BRYAN,1969) avec un maillage du type B selon la classification d'ARAKAWA. (F.MESINGER, A.ARAKAWA, 1976) (Cf: fig.B.2).

Les coefficients de mélanges verticaux dépendent du nombre de Richardson (rapport des termes de productions thermique et dynamique de turbulence). Leur application dans le modèle est détaillée dans: PACANOWSKI & PHILANDER (1981).

Dans les 10 premiers mètres du modèle, le coefficient de viscosité turbulente verticale a pour valeur minimale  $10 \text{ cm}^2/\text{s}$  afin de compenser les effets de mélange dûs aux fluctuations de hautes fréquences du vent, utilisé comme forçage en surface, absentes dans des vents climatologiques obtenus par moyennes mensuelles. Les mélanges verticaux étant supposés négligeables dans l'océan profond, la viscosité verticale est prise égale à la viscosité moléculaire.

Les coefficients de viscosité turbulente horizontale et de diffusivité horizontale sont pris égaux à  $2.10^7 \text{ cm}^2/\text{s}$  entre 10°S et 10°N. Au-delà de ces latitudes, ils croissent régulièrement jusqu'à, pour 50°N, la valeur de  $7.10^7 \text{ cm}^2/\text{s}$ . Les gradients thermiques instables sont éliminés

instantanément par des mélanges de chaleur verticaux, ceci jusqu'à une profondeur telle que la stabilité du gradient de densité est assurée.

Afin d'atténuer l'effet des frontières artificielles au Nord et au Sud, on force la solution à tendre vers la climatologie au-delà des latitudes 20°S et 30°N. Pour cela, on rajoute un terme à l'équation concernant la température  $T$ , égal à  $\Gamma(T-T^*)$ , où  $T^*$  est une température climatologique, obtenue par moyennes mensuelles, imposée dans la région considérée, et  $\Gamma$  est un coefficient de refroidissement Newtonien. Sa valeur est de  $0.5 \text{ jour}^{-1}$  près des frontières zonales (28°S et 49°N) et décroît régulièrement jusqu'à 0 entre 20°S et 30°N. On considère ainsi le modèle réellement valable entre les latitudes 20°S et 30°N.

Le flux de chaleur traversant la surface océanique est:

$Q = SW - LW - QS - QE$  où:

\*SW paramétrise les ondes courtes solaires, chauffantes, et est égal à 500 ly/jour entre 20°N et 20°S en décroissant linéairement vers 300 ly/jour entre 20° et 45° de latitude.

\*LW paramétrise les ondes longues réfléchies et vaut 115 ly/jour.

\*QS est le flux de chaleur sensible égal à  $\rho \cdot C_d \cdot C_p \cdot V \cdot (T_o - T_a)$

\*QE correspond à l'évaporation égale à:

$$\rho \cdot C_g \cdot L \cdot V \cdot (e^{T_o} - \gamma \cdot e^{T_a}) \cdot (0,622/P).$$

avec:  $\rho = 1.2 \times 10^{-3} \text{ g.cm}^{-3}$

$$L = 595 \text{ cal/g}$$

$$C_d = 1,4 \cdot 10^{-3}$$

$$C_p = 0,24 \text{ cal.g}^{-1} \cdot \text{°C}^{-1}$$

$$P = 1013 \text{ mb}$$

$T_o$  est la température de la surface de la mer en °K

$T_a$  est la température atmosphérique au même niveau

$V$  la vitesse du vent de surface et

$\gamma$  l'humidité relative prise constante à 0.8.

L'effet des nuages n'est pas pris en compte (le modèle ne tient donc pas compte des nuages convectifs le long de l'équateur).

Il a été vérifié que le flux de chaleur sensible a une importance secondaire; ainsi les variations du flux de chaleur sont essentiellement une conséquence de la variation de l'évaporation. L'évaporation dépend de la vitesse du vent; afin d'éviter des températures excessives sur une grande épaisseur dans des régions de vents faibles, la vitesse du vent est imposée supérieure à  $3.5 \text{ m.s}^{-1}$  dans ces régions. Ce minimum paramétrise l'évaporation due aux fluctuations de hautes fréquences du vent, inexistantes dans un vent mensuel moyen. Cette restriction ne s'applique qu' au terme d'évaporation.

Les conditions initiales du modèle sont des courants nuls et les champs de température et de salinité climatologiques du mois de janvier issus de la climatologie de LEVITUS (S.LEVITUS, 1982)

Le modèle est alors forcé par les vents climatologiques d'HELLERMAN-ROSENSTEIN, vents mensuels moyens donnés sur un maillage de  $2^\circ \times 2^\circ$  de résolution et interpolés aux points de grille du modèle (HELLERMAN-ROSENSTEIN, 1983) Le modèle atteint son équilibre au bout de 2 années. Les résultats utilisés, décrits ci-dessous, sont ceux de la troisième année de la simulation d'un cycle saisonnier. (G.PHILANDER & C.PACANOWSKI, 1985)

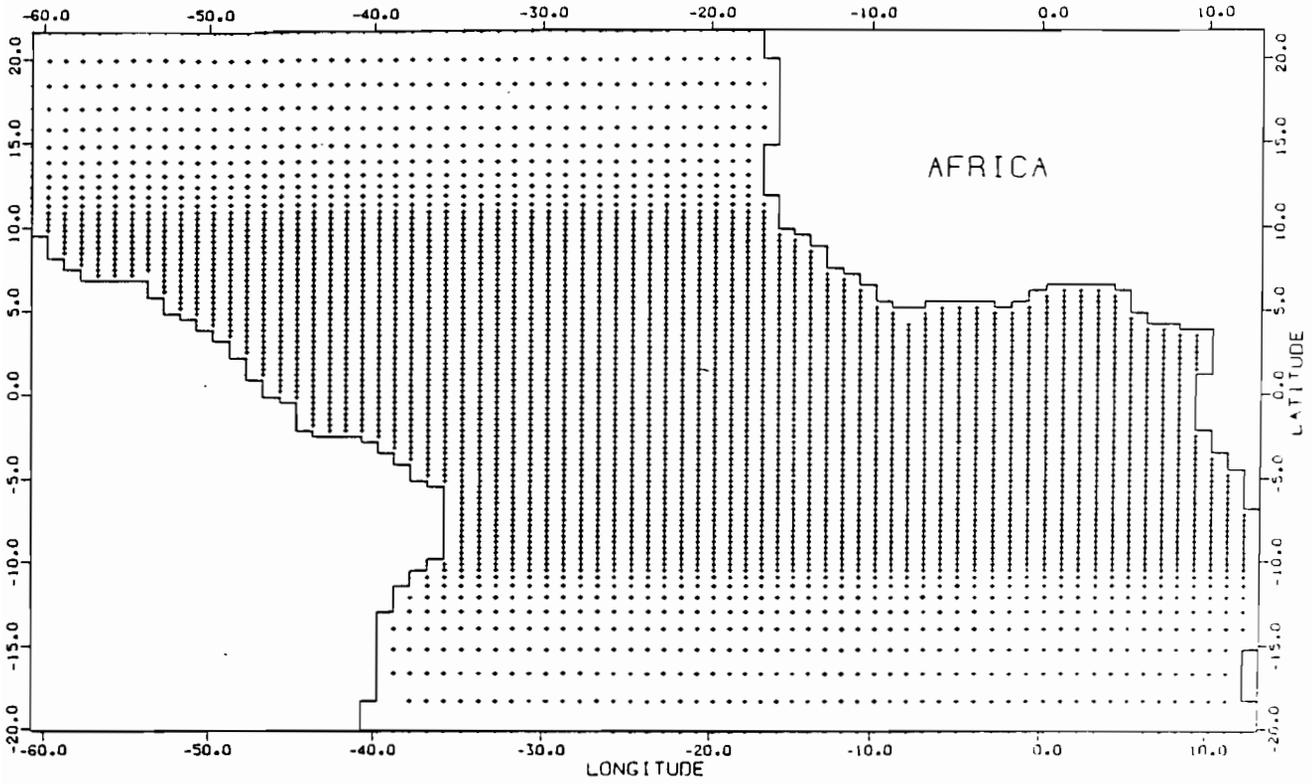
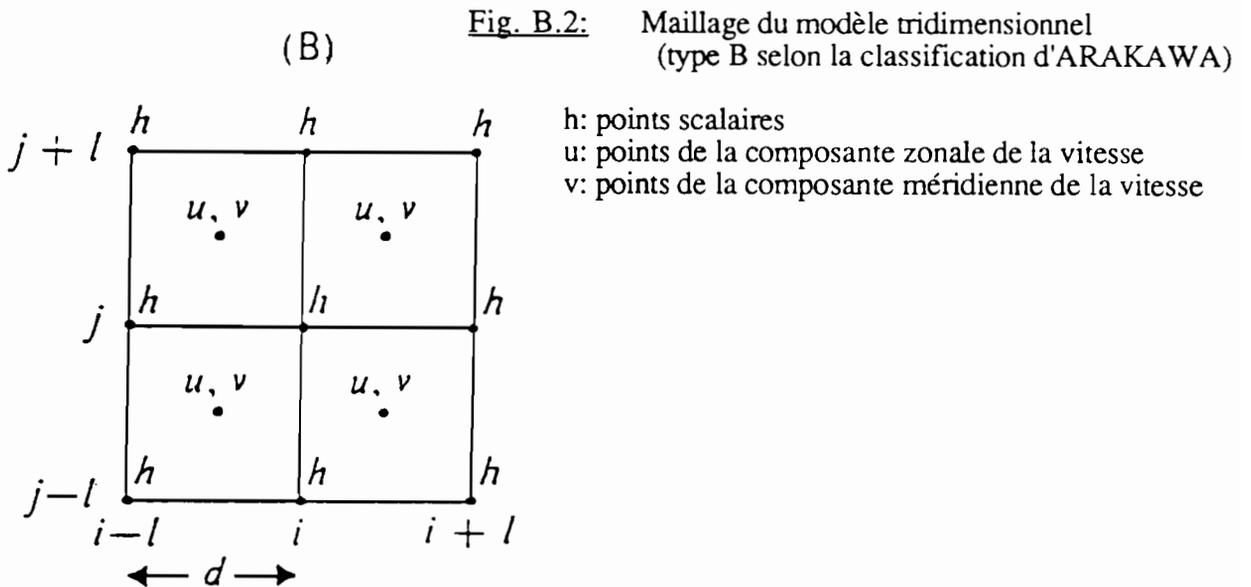


Fig. B.1: Grille horizontale du modèle tridimensionnel du GFDL



## ANNEXE C:

## CALCUL DES ENERGIES DU MODELE LINEAIRE:

Nous avons vu dans le chapitre II que les équations de la quantité de mouvement résolues par le modèle étaient:

$$(C.1) \quad u_{nt} - f.v = r.u_n + A_h \Delta u + T_x/D_n + p_{nx}/\rho_o$$

$$(C.2) \quad v_{nt} + f.uv = r.v_n + A_h \Delta v + T_y/D_n + p_{ny}/\rho_o$$

Ces équations sont résolues pour chaque mode. Pour obtenir l'équation du bilan d'énergie, nous avons calculé l'expression suivante:

$$\sum_{n=1}^3 ((u_n \cdot F_n) \cdot (C.1) + (v_n \cdot F_n) \cdot (C.2))$$

où les  $F_n$  sont les fonctions d'amplitude des trois modes, orthonormées par la relation:

$$\int_0^H F_i(z) \cdot F_j(z) dz = \delta_{i,j} \cdot H$$

Nous intégrons ensuite l'équation obtenue sur la hauteur du bassin.

Après simplifications, possibles notamment grâce aux propriétés des fonctions d'amplitude normées et orthogonales, nous obtenons l'équation du bilan d'énergie en un point de grille du modèle, et moyennée sur la hauteur d'eau:

$$\begin{aligned} C.3: \quad & \sum_n (1/2) ((u_n^2 + v_n^2)_t - (p_n^2/c_n^2)_t) = \\ & r \cdot \sum_n (u_n^2 + v_n^2) + A_h \cdot \sum_n (u_n \cdot u_{nxx} + v_n \cdot v_{nyy}) + T_x \cdot \sum_n (u_n \cdot D_n^{-1}) \\ & + T_y \cdot \sum_n (v_n \cdot D_n^{-1}) + \sum_n ((u_n \cdot p_n)_x + (v_n \cdot p_n)_y) \end{aligned}$$

Nous pouvons reconnaître dans les termes de gauche de cette équation les énergies cinétique et potentielle, et dans ceux de droite, les termes de dissipation, ceux du forçage du vent et un terme de transfert entre les énergies.

Pour obtenir les énergies cinétiques et potentielles moyennées sur tout le bassin, nous sommions sur tous les points de grille du modèle et calculons ainsi les expressions:

$$\text{C.4:} \quad E_c = (1/2A) \cdot \sum_n (\sum_i \sum_j (u_{nij}^2 + v_{nij}^2) \delta A_{i,j})$$

$$\text{C.5:} \quad E_p = (1/2A) \cdot \sum_n c_n^{-2} (\sum_i \sum_j p_{nij}^2 \delta A_{i,j})$$

où  $\delta A_{i,j}$  est l'élément de surface de la maille scalaire (les énergies sont calculées aux points scalaires de la grille Cf: fig I.A.1); A est la surface totale du bassin). ( $A = \sum_i \sum_j \delta A_{i,j}$ ).

De même pour le terme de forcing du vent, nous calculons:

$$\text{C.6:} \quad F = (1/A) \cdot \sum_n (T_x \cdot \sum_i \sum_j (u_{nij} \cdot D_n^{-1}) \delta A_{i,j} + T_y \cdot \sum_i \sum_j (v_{nij} \cdot D_n^{-1}) \delta A_{i,j})$$

## BIBLIOGRAPHIE:

**\*\*D.L.T.ANDERSON & A.M.MOORE: (1986)**

\*Data assimilation (Adv. Phys. Ocean. Num. Model., 437 - 464)

**\*\*S.ARNAULT: (1984)**

\*Variation saisonnière de la topographie dynamique et de la circulation superficielle de l'océan atlantique tropical.  
(Thèse de doctorat 3ème cycle; université P.et M.Curie, Paris)

**\*\*S.ARNAULT: (1987)**

\*Tropical Atlantic Geostrophic currents and ship drifts (J.G.R., 92, C6, 5076-5088)

**\*\*S.ARNAULT, Y.MENARD & M.S.ROUQUET: (1989)**

\*Variability of the Tropical Atlantic in 1986-1987 as observed by GEOSAT and *in situ* data  
(Adv. Space Res., Vol.9, n°7, 383 - 386)

**\*\*S.ARNAULT, Y.MENARD & J.MERLE: (1990)**

\*Observing the Tropical Atlantic ocean in 1986-1987 from altimetry  
(à paraître dans J.G.R.)

**\*\*P.BERGTHOSSEN & B.R.DÖÖS: (1955)**

\*Numerical weather map analysis (Tellus 7, 329 - 340).

**\*\*B.BOURLES: (1987)**

\*Climatologie de l'océan Atlantique Tropical avec le modèle du G.F.D.L.  
(publication interne ORSTOM/LODYC)

**\*\*BRUCE & KERLING: (1984)**

\*Near Equatorial eddies in the north Atlantic (Geo. Res. Let. 11, 8, 779 - 782)

**\*\*K.BRYAN: (1969)**

\*A numerical method for the study of the world ocean (J.Comp.Phys., Vol.4, 347-376)

**\*\*A.J.BUSALACCHI & J.PICAUT: (1983)**

\*Seasonal variability from a model of the tropical atlantic ocean (J.P.O. Vol.13, 1564 - 1588).

**\*\*A.J.BUSALACCHI & F.BLANC: (1988)**

\*On the role of closed and opened boundaries in a model of the tropical Atlantic ocean  
(J.P.O., Vol.19, 831 - 840).

**\*\*A.L.CAMERLENGO & J.J.O'BRIEN: (1980)**

\*Open boundary conditions in rotating fluids (J.C.P., Vol.35.1, 12 - 35).

**\*\*P.CHAUVET & A.GALLI: (1982)**

\*Universal Kriging ( E.N.Sup. des Mines de Paris, Ecole d'été 1982, C.G.M.M., Fontainebleau)

**\*\* R.E.CHENEY, J.G.MARSH & B.D.BECKLEY: (1983)**

\*Global mesoscale variability from collinear tracks of SEASAT altimeter data

(J.G.R., Vol.88, 4343 - 4354)

**\*\* R.E.CHENEY, B.C.DOUGLAS, R.W.AGREEN, L.MILLER,**

**D.L.PORTER & N.S.DOYLE: (1987)**

\*GEOSAT altimeter geophysical data record user hand book

(NOAA technical memorandum, NOS NGS 46, 29p.)

**\*\*A.CLARKE: (1983)**

\*The reflexion of equatorial waves from oceanic boundaries (J.P.O., Vol.13, 1193 - 1207).

**\*\*C.COLIN: (1989)**

\*Sur la variabilité dans le golfe de Guinée; Nouvelles considérations sur les mécanismes d'upwelling.

(Thèse de doctorat du M.N.H.N. de Paris)

**\*\*C.COLIN & S.GARZOLI: (1987)**

\*In-situ wind measurements and Ocean response in the Equatorial Atlantic during the Focal-Sequal experiment.

(J.G.R., Vol.92, C4, 3741-3750)

**R.COURANT, K.FRIEDRICHS & H.LEWY; (1928)**

\*Über die partiellen Differenzgleichungen der mathematischen Physik. (Math. Annalen, 100, 32-74)

**\*\*P.COURTIER & O.TALAGRAND: (1987)**

\*Variational assimilation of meteorological observations with the adjoint vorticity equation;

part. II: numerical results (Q. J. R. Met. Soc., 113, 1329 - 1348)

**\*\*G.P.CRESSMAN: (1959)**

\*An operational objective analysis system (M.W.R.; oct. 1959).

**\*\* T.DELCROIX & C.GAUTIER: (1987)**

\*Estimates of Heat Content Variations from Sea Level measurements in the Central and Western Tropical

Pacific from 1979 to 1985 (J.P.O., Vol. 17, n°6, 725 - 734)

**\*\*P.DELECLUSE & P.ANDRICH :** (1989)

\*Simulation of the equatorial Atlantic during 1982-1984.

(XIV general Assembly EGS, Barcelona, Annales Geophysicae, 13-17)

**\*\*P.DELFINER:** (1973)

\*Analyse Objective du géopotential et du vent géostrophique par krigeage universel (La Météorologie, Vol.25).

**\*\*J.P.DELHOMME:** (1978)

\*Application de la théorie des variables régionalisées dans les sciences de l'eau

(Bulletin du BRGM (2), section III, n°4, 341 - 375).

**\*\*P.DE MEY & A.ROBINSON:** (1987)

\*Assimilation of altimeter eddy fields in a limited-area Quasi-Geostrophic model (J.P.O., Vol. 17, 280 - 2293)

**\*\*K.DÖÖS:** (1989)

\*Etude numérique de la variabilité saisonnière de 1982 à 1984 dans l'océan Atlantique tropical

(thèse de doctorat d'université, université P. et M. Curie, Paris).

**\*\*Y.DU PENHOAT & A.M.TREGUIER:** (1985)

\*The seasonal linear response of the tropical Atlantic ocean. (J.P.O., 15, 316 - 329)

**\*\*Y.DU PENHOAT & Y.GOURIOU:** (1987)

\*Hincasts of equatorial sea surface dynamic height in the Atlantic in 1982-1984 (J.G.R., 92, C4, 3729 - 3740).

**\*\*L.S.GANDIN** (1963)

\*Objective analysis of meteorologic fields. (GIMIZ, Leningrad)

**\*\*S.GARZOLI & E.J.KATZ:** (1983)

\*The forced annual reversal of the atlantic north equatorial countercurrent (J.P.O., Vol.13: 2082 - 2090).

**\*\*S.GARZOLI & G.PHILANDER:** (1985)

\*Validation of an Equatorial Atlantic Simulation Model using inverted echo sounder data

(J.G.R., Vol.90, C5, 9199-9201)

**\*\*P.R.GENT & A.J.SEMTNER Jr.:** (1980)

\*Energy trapping near the equator in a numerical ocean model (J.P.O., Vol.10, 823 - 842).

**\*\*M.GHIL, S.COHN, J.TAVANTZIS, K.BUBE & E.ISAACSON:** (1981)

\*Applications of estimation theory to numerical weather prediction

(Dynamic Meteorology: data assimilation methods, Springer-Verlag, New-York, 139 - 224)

**\*\*F.GOHIN: (1987)**

\*Analyse géostatistique des champs thermiques de surface de la mer (Thèse de docteur ingénieur, E.N.S.M.P.).

**\*\*S.HASTENRATH & P.LAMB: (1978)**

\*On the dynamics and climatology of surface flow over the equatorial oceans (TELLUS. Vol.30, 436 - 448).

**\*\*S.HELLERMAN & M.ROSENSTEIN: (1983).**

\*Normal monthly wind stress over the world ocean with error estimates (J.P.O. Vol.13, 1093 - 1104).

**\*\*P.HISARD: (1980)**

\*Observations de réponse du type 'El Nino' dans l'Atlantique Tropical oriental: Golfe de Guinée

(Océan. Acta, Vol. 3, 69 - 78)

**\*\*P.HISARD & C.HENIN: (1987)**

\*Response of the Equatorial Atlantic Ocean to the 1983-1984 wind from the Programme Français Océan et Climat dans l'Atlantique Equatorial (J.G.R., Vol.92 - C4, 3759-3768)

**\*\*W.R.HOLLAND & J.VERRON: (1989)**

\*Altimeter data assimilation into an eddy-resolving ocean circulation model (submitted)

**\*\*F.X.LE DIMET & O.TALAGRAN: (1986)**

\*Variational algorithms for analysis and assimilation of meteorological observations; theoretical aspects

(TELLUS, 38.A, 97 - 110).

**\*\*A.LEETMA & M.JI: (1989)**

\*Operational hindcasting of the tropical Pacific (to be published in Dyn. of Atm. and Oceans)

**\*\*S.LEVITUS: (1982)**

\*Climatologic atlas of the world ocean (NOAA Professional Paper n°13)

**\*\*R.B.LONG & W.C.THACKER: (1988)**

\*Data assimilation into a numerical equatorial ocean model; Part. I, numerical results.

(to be published in Dyn. of Atm. and Oceans)

**\*\*\*R.LUKAS: (1986)**

\*The termination of the equatorial undercurrent in the eastern Pacific

(Progress in oceanography, Vol.16, Pergamon, 63 - 90)

**\*\*J.P.Mc CREARY Jr: (1980)**

\*Modelling wind-driven ocean circulation (Joint Inst. for Marine & Atm. Res., University of Hawaiï; Pacific Marine Environmental Laboratory; 80-0029).

**\*\*J.P.MALARDE, P. De MEY, C.PERIGAUD & J.F.MINSTER: (1987)**

\*Observation of long Equatorail waves in the Pacific Ocean by SEASAT altimetry (J.P.O., Vol.17, N°12, 2273 - 2279)

**\*\*G.MATHERON: (1970)**

\*La théorie des variables régionalisées et ses applications (Les cahiers du centre de morphologie mathématique de Fontainebleau; Fascicule 5).

**\*\*Y.MENARD: (1983)**

\*Observation of eddy fields in the Northwest Atlantic and Northwest Pacific by Seasat altimeter data (J.G.R., Vol.88, 1853 - 1866)

**\*\*Y.MENARD: (1988)**

\*Observing the Seasonal Variability in the Tropical Atlantic from Altimetry (in press in J.G.R.)

**\*\*J.MERLE: (1976).**

\*Seasonal heat budget in the equatorial atlantic ocean (J.P.O. Vol.10, 464 - 469).

**\*\*J.MERLE: (1980)**

\*Variabilité thermique annuelle et interannuelle de l'océan atlantique équatorial est. L'hypothèse d'un "El-Nino" atlantique (Océan. Acta, Vol. 3b, 209 - 220).

**\*\*J.MERLE & S.ARNAULT: (1985)**

\*Seasonal variability of the surface dynamic topography in the tropical Atlantic ocean (J.M.R., 43, 267 - 288).

**\*\*J.MERLE,M.FIEUX & P.HISARD: (1979).**

\*Annual signal and interannual anomalies of sea surface temperature in the eastern equatorial atlantic ocean (Deep Sea Reas.: Vol.26 (Sup.II), 77 - 102).

**\*\*F.MESSINGER & A.ARAKAWA: (1976)**

\*Numerical methods used in Atmospheric models (G.A.R.P. Publication series n°17)

**\*\*L.MILLER, R.E.CHENEY & D.MILBERT: (1986)**

\*Sea level time series in the equatorial Pacific from satellite altimetry (Geophys. Res. Lett., Vol.13, 375 - 478)

**\*\*F.MILLERO & A.POISSON: (1981)**

\*International one atmosphere equation of state for seawater ( Deep. Sea. Res.: Vol 28A n°6, 625-529)

**\*\*A.M.MOORE: (1989)**

\*Aspects of geostrophic adjustment during tropical ocean data assimilation (J.P.O., Vol.19, 435 - 461)

**\*\*A.M.MOORE, N.S.COOPER & D.L.T.ANDERSON: (1977)**

\*Initialisation and data assimilation in models of the Indian ocean (J.P.O., Vol.17, 1965 - 1977)

**\*\*A.M.MOORE & S.G.H.PHILANDER: (1977)**

\*Modelling of the tropical oceanic circulation (IN THE SEA, Vol.VI, N.Y.W.I. 319 - 361).

**\*\*P.MOREL & O.TALAGRAND: (1974)**

\*Dynamic approach to meteorological data assimilation (Tellus, XXVI, 3, 334 - 343)

**\*\*A.MORLIERE, G.REVERDIN & J.MERLE: (1989)**

\*Assimilation of temperature profiles in a general circulation model of the Tropical Atlantic

(to be published in J.P.O.)

**\*\*Organisation Météorologique Mondiale: (1970)**

\*Guide des pratiques hydrométéorologiques: IV - Rassemblement, traitement et publication des données.

(Publ. O.M.M., n°168, TP 82)

**\*\*I.ORLANSKI: (1975).**

\*A simple condition for unbounded hyperbolic flows (J.C.P. Vol.21.3, 251 - 269).

**\*\*R.C.PACANOWSKI & S.G.H.PHILANDER: (1981)**

\*Parametrization of vertical mixing in numerical models of tropical oceans (J.P.O., Vol.11, 1443 - 1451).

**\*\*S.G.H.PHILANDER & R.C.PACANOWSKI: (1980)**

\*The generation of equatorial currents (J.G.R., Vol.85, 1123 - 1136).

**\*\*R.G.H.PHILANDER & R.C.PACANOWSKI: (1984)**

\*Pictures from a simulation of the seasonal cycle of the tropical Atlantic ocean (Publication NOAA).

**\*\*R.G.H.PHILANDER & R.C.PACANOWSKI: (1986a)**

\*A model of the seasonal cycle in the tropical Atlantic (J.G.R., Vol.91-C12, 14192-14206)

**\*\*R.G.H.PHILANDER, S.G.H.HURLIN & R.C.PACANOWSKI: (1987)**

\*Initial conditions for a general circulation model of tropical oceans (J.P.O., Vol.17, 147 - 157)

**\*\*J.PICAUT, J.SERVAIN, P.LECOMTE, M.SERVA,**

**S.LUKAS & G.ROUGIER: (1985)**

\*Climatic atlas of the tropical Atlantic wind stress and sea surface temperature 1964-1979 (Université de Bretagne Occidentale, L.O.P., University of Hawaiï, Joint Institut for marine and atmospheric research)

**\*\*J.PEDLOSKY: (1979)**

\*Geophysical Fluid Dynamics (Springer-Verlag, New-York Heidelberg Berlin)

**\*\*C.PROVOST: (1983)**

\*A variational method for estimating the general circulation in the ocean

(Ph.D. thesis Univ. of California, San Diego)

**\*\*C.PROVOST & R.L.SALMON: (1986)**

\*A variational method for inverting hydrographic data. (J.M.R. 44, 1 - 34).

**\*\*P.L.RICHARDSON & S.G.H. PHILANDER: (1987)**

\*The seasonal variations of the surface currents in the Tropical Atlantic Ocean; a comparison of ship drift data with results from a general circulation model (J.G.R., Vol.92, C1, 715-724)

**\*\*A.R.ROBINSON: (1984)**

\*\*Description and prediction of oceanic fields: data assimilation and optimal estimation

(Publication de Harvard Univ. Cambridge).

**\*\*A.R.ROBINSON & W.G.LESLIE: (1985)**

\*Estimation and prediction of oceanic eddy fields (Progress in Oceanography, Vol.14, Pergamon, 485 - 510).

**\*\*Y.SASAKI: (1970)**

\*Some basic formalisms in numerical variational analysis (Mon. Wea. Rev., Vol.98, 875 - 883)

**\*\*A.J.SEMTNER Jr & W.R.HOLLAND: (1980)**

\*Numerical simulation of equatorial ocean circulation; Part I: a basis case in turbulent equilibrium

(J.P.O., Vol.10, 667 - 693).

**\*\*J.SERVAIN, J.PICAUT & A.BUSALACCHI: (1985)**

\*Interannual and seasonal variability of the Tropical Atlantic Ocean depicted by sixteen years of sea-surface temperature and wind-stress. (Coupled Ocean Atmosphere models, J.C.J. NIHOUL (editor), 211-237)

**\*\*J.SERVAIN, J.PICAUT & J.MERLE: (1984)**

\*Evidence of remote forcing in the Atlantic Ocean (J.P.O., Vol. 12, 129 - 135)

**\*\* J.SERVAIN, M.SERVA, S.LUKAS & G.ROUGIER: (1987)**

\*Climatic atlas of the tropical Atlantic wind stress and sea surface temperature 1980-1984

(Ocean-Air Interactions, Vol.1, 109-182)

**\*\*J.SERVAIN, J.PICAUT & J.MERLE: (1982)**

\*Evidence of remote forcing in the equatorial atlantic ocean (J.P.O. Vol.12, 457 - 463).

**\*\*M.SUK: (1985)**

\*Sur la circulation saisonnière moyenne dans l'Atlantique tropical en utilisant une méthode variationnelle

(Doct. Univ. PARIS VI)

**\*\*O.TALAGRAND: (1984)**

\*Analyse et assimilation d'observations météorologiques (Publication de l'E.N.M.).

**\*\*O.TALAGRAND & P.COURTIER: (1987)**

\*\*Variational assimilation of meteorological observations with the adjoint vorticity equation, Part. I, theory

(Q. J. R. Met. Soc., 113, 1311 - 1328)

**\*\*TEMPERTON: (1973)**

\*Some experiments in dynamic initialization for a simple primitive equations model

(Quart. J. Res. Met. Soc., Vol.99, 303 - 319).

**\*\*W.C.THACKER: (1987)**

\*Three lectures on fitting numerical models to observations (GKSS 87/E/65, 64p.)

**\*\*W.C.THACKER & R.B.LONG: (1988)**

\*Fitting dynamics to data (J.G.R., Vol.93, 1227 - 1240)

**\*\*E.TZIPERMAN & W.C.THACKER: (1989)**

\*An optimal control/adjoint equations approach to studying the oceanic general circulation (submitted)

**\*\*J.VERRON & W.R.HOLLAND: (1989)**

\*Impacts de données d'altimétrie satellitaire sur les simulations numériques des circulations générales océaniques aux latitudes moyennes. (Annales Geophysicae, Vol.7, (1), 31 - 46)

**\*\*S.WACONGNE: (1988)**

\*Dynamics of the equatorial undercurrent and its terminations (Ph.D, thesis, MIT-WHOI-88-10)

**\*\*G.WAHBA & J.WENDELBERGER: (1980)**

\*Some new mathematical methods for variational objective analysis using splines and cross validation (M.W.R.. Vol.108, 1122 - 1143).

**\*\*T.WARN: (1986)**

\*Statistical mechanical equilibria of the shallow- water equations (TELLUS. Vol.38A, 1 - 11).

**\*\*R.H. WEISBERG & T.Y. TANG: (1987)**

\*Response of the Equatorial Thermocline ; (J.G.R., 92, C4, 3709-3727).

**\*\*K.WYRTKI, B.J.KILONSKY & S.NAKAHARA: (1988)**

\*The I.G.O.S.S. sea level project in the Pacific (Data Rep. 003, 59p., University of Hawai, Honolulu)