

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

Spécialité :
Géophysique

Mention :
Océanologie et Météorologie

présentée par Yves GOURIOU
pour obtenir le titre de Docteur de l'Université de PARIS VI

Sujet de la thèse :
**ETUDE DE LA CIRCULATION DE SUBSURFACE
DANS L'ATLANTIQUE EQUATORIAL
DE 1982 A 1984**

soutenue le 10 décembre 1990 devant le jury composé de :

M ^r A. Colin de Verdière	rapporteur
M ^r C. Frankignoul	examineur
M ^r J. Merle	rapporteur - président
M ^r G.Reverdin	examineur
M ^{me} S.Wacongne-Speer	examineur



TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION	9
I - LES DONNEES	15
II - DESCRIPTION DE LA CIRCULATION MOYENNE	19
A - PRESENTATION GENERALE	19
1 - Coupes hydrologiques et de la composante zonale du courant à 23°W	20
2 - Coupes hydrologiques et de la composante zonale du courant à 35°W	23
3 - Coupes hydrologiques et de la composante zonale du courant à 4°W	25
B - ANALYSE ET ORIGINE DES MASSES D'EAU EQUATORIALE	29
1 - Diagramme θ -S	29
<i>a - Au-dessus de la surface $\sigma_\theta=26.4$</i>	29
<i>b - Au-dessous de la surface $\sigma_\theta=26.4$</i>	32
2 - Les courants près du Brésil à 35°W	34
<i>a - Radiale devant Recife (8°06'S - 34°53'W)</i>	34
<i>b - Radiale devant Natal (5°55'S - 35°15'W)</i>	37
C - ANALYSE DE LA CIRCULATION SOUS LA THERMOCLINE	40
1 - Introduction	40
2 - Analyse sur des surfaces isopycnes	46
<i>a - Surface 26.5 (Figure II.17)</i>	47
<i>b - Surface 26.8 (Figure II.18)</i>	50
<i>c - Surface 27.0 (Figure II.19)</i>	53
D - CONCLUSION	38
III - METHODES D'ANALYSE	59
A - BILAN MOYEN	59
B - BILAN SAISONNIER	61

IV - BILAN MOYEN	67
A - VITESSE MERIDIENNE	67
1 - Calcul de V en utilisant l'équation du mouvement zonal	68
<i>a - Equation</i>	68
<i>b - Estimation de V</i>	70
<i>c - Les erreurs</i>	74
2 - Calcul de V par intégration méridienne	77
<i>a - Méthode</i>	77
<i>b - Coupes méridiennes de V</i>	78
3 - Comparaison des 3 calculs	81
B - VITESSES VERTICALES DIAPYCNES	87
1 - Influence de la correction appliquée aux profils de courants	87
2 - Estimation de ω dans les boîtes Ouest et Est	87
3 - Estimation dans le Golfe de Guinée	98
C - LES FLUX TURBULENTS	103
1 - Introduction	103
2 - Les flux turbulents de chaleur	104
<i>a - Introduction</i>	104
<i>b - rayonnement onde courte</i>	105
<i>c - résultats</i>	106
3 - Les flux turbulents de sel	118
<i>a - Introduction</i>	118
<i>b - résultats</i>	118
D - CONCLUSION	126
V - BILAN SAISONNIER	133
A - VARIATIONS SAISONNIERES DES COURANTS ET DE LA SALINITE	133
B - SOUS LA COUCHE DE SURFACE	134
1 - Analyse de l'équation de sel	134

2 - Discussion	148
3 - Les flux turbulents	153
4 - Conclusion	157
C - BILAN SAISONNIER DE LA COUCHE DE SURFACE	159
1 - Bilan de chaleur	159
2 - Bilan de sel	164
3 - Conclusion	167
D - COMPARAISON DES FLUX TURBULENTS CALCULES PAR LE LE BILAN MOYEN ET LE BILAN SAISONNIER	168
VI - BILAN DE QUANTITE DE MOUVEMENT	173
A - INTRODUCTION	173
B - BILAN DE QUANTITE DE MOUVEMENT	176
C - DISCUSSION	187
CONCLUSION	193
APPENDICE A	197
1 - Calibration des mesures de salinité	197
2 - Calibration des profils de courant	202
APPENDICE B	208
1 - Expression de l'équation de quantité de mouvement en coordonnées σ_θ	208
2 - Equation d'advection du sel sur une surface σ_θ	211
APPENDICE C	213
1 - Reconstitution du cycle saisonnier des courants	213
2 - Reconstitution du cycle saisonnier de la salinité	223
APPENDICE D	228
Equation de la salinité écrite sous forme 'flux'	228

APPENDICE E	231
1 - Principales abréviations utilisées dans le document	231
2 - Nomenclatures des méthodes de calcul	232
APPENDICE F	234
1 - Erreurs associées au bilan moyen	234
2 - Erreurs associées au bilan saisonnier	238
REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES	243

REMERCIEMENTS

Je remercie Gilles Reverdin d'avoir accepté d'être mon directeur de thèse. Je lui suis profondément reconnaissant de m'avoir soutenu tout au long de ce travail par ses multiples suggestions et encouragements.

Je voudrais remercier tous les membres du jury :

- Le professeur C.Frankignoul qui a bien voulu m'accueillir dans son laboratoire.
- A.Colin de Verdière et J.Merle qui ont accepté de faire partie de mon comité de thèse et de suivre ce travail durant les trois dernières années.
- S.Wacogne, pour ses lectures détaillées des différentes versions de ce document et ses critiques et conseils qui ont permis de l'améliorer.

Je tiens aussi à remercier Y.du Penhoat d'avoir initié ce travail et accepté de lire une première version de ce document.

Ma reconnaissance va également envers les membres du centre ORSTOM de Brest où j'ai effectué ce travail. Je voudrais remercier en particulier les informaticiens, J.J.Leachave et D.Corre, et les secrétaires M.Joubert et D.Floch.

INTRODUCTION

A l'équateur la force de Coriolis, qui aux hautes et moyennes latitudes équilibre en première approximation le gradient de pression, s'annule. Par conséquent les autres termes de l'équation de moment zonal doivent être pris en compte, en particulier, les termes associés au mélange vertical et horizontal. Les présomptions sont fortes pour que le mélange vertical de quantité de mouvement soit une composante non-négligeable de l'équilibre dynamique du Sous-Courant Equatorial (SCE), veine de courant portant à l'Est et située dans le haut de la thermocline équatoriale. De même, le mélange vertical de température et de sel peut jouer un rôle important pour l'équilibre thermodynamique des couches de surface.

Dans l'Atlantique, entre mai et septembre, la température de surface de la mer diminue fortement le long de l'équateur à l'est de 20°W (légèrement au Sud de l'équateur dans le Golfe de Guinée). Ce refroidissement est à peu près en phase avec l'intensification de la tension du vent sur l'ensemble du bassin et la remontée vers la surface de la thermocline dans l'Est (Merle, 1980). Différents mécanismes ont été proposés pour expliquer ce refroidissement, en particulier :

- la remontée de la structure hydrologique au travers du SCE (Voituriez, 1983). Voituriez pense que c'est le mécanisme prépondérant, n'ayant pu observer de variations saisonnières du mélange turbulent vertical. La remontée de la structure hydrologique permettrait aussi d'expliquer pourquoi le maximum de salinité associé au maximum de vitesse du SCE disparaît en période d'upwelling.
- l'intensification des mélanges turbulents de température et de salinité à la base de la couche homogène entre mai et septembre.

La structure verticale des couches supérieures de l'océan à l'équateur est caractérisée par une forte stratification thermique et un fort cisaillement de courant, entre le Courant Equatorial Sud (CES) s'écoulant vers l'Ouest en surface, et le SCE s'écoulant vers l'Est en subsurface. En conséquence, le nombre de Richardson associé à cette configuration est en général inférieur à 1, et le mélange vertical peut donc être une composante significative de la circulation équatoriale (Moum et al., 1989).

Crawford et Osborn (1981) ont les premiers estimé quelle était la turbulence à l'équateur à partir de mesures de l'énergie cinétique turbulente de dissipation ϵ . Ils montrent que la turbulence est forte au-dessus du SCE et qu'elle est faible au niveau du maximum de vitesse du SCE. Ces résultats ont été confirmés par les analyses de l'expérience TROPIC HEAT (Eriksen, 1985) dans le Pacifique central équatorial (Peters et al., 1988. Moum et al. 1989). Par contre l'extension méridienne de cette turbulence est un problème encore en suspens. Crawford et Osborn ont estimé que cette dernière était purement équatoriale, confinée sur 1 degré de latitude. Moum et al. (1986) explique que cette analyse doit être considérée comme un artefact d'un échantillonnage inadéquat, car l'influence du cycle solaire et du vent local est prépondérant pour l'intensité de cette turbulence à l'équateur. Les mesures faites par Moum et al. ne leur permettent pas de mettre clairement en évidence une quelconque singularité équatoriale. Peters et al. (1989) par contre estiment qu'il faut séparer les données issues de la couche de mélange fortement dominées par un cycle diurne, de celles de la thermocline. En procédant ainsi, ils trouvent des différences quantitatives et qualitatives entre la turbulence à la latitude du SCE et la turbulence en dehors de l'équateur. Leur conclusion n'est pas définitive, mais soutient l'idée que le mélange présente un maximum équatorial lié au cisaillement de courant entre le SCE et le CES.

D'autre part, une analyse grande échelle a été menée par Katz et al. (1979) à partir de campagnes faites en juin-juillet 1974 par le N.O. Atlantis II dans l'Atlantique équatorial. Ils s'appuient sur l'analyse du maximum de salinité associé au SCE dans son parcours d'Ouest en Est. Cette langue d'eau salée est toujours présente dans l'Ouest, mais disparaît en période d'upwelling dans l'Est du bassin, semblant indiquer un fort mélange vertical avec les eaux de surfaces. Le calcul, malgré quelques hypothèses un peu hardies ou difficilement justifiables, montre que le mélange vertical est un terme important. Katz et al. soulignent que la variabilité et les variations saisonnières du noyau de salinité maximum devront être pris en compte pour une meilleure estimation de ce mélange.

Bryden et Brady (1985) ont mené une étude fine de la circulation moyenne dans le Pacifique central équatorial, entre 140°W et 110°W, de 5°N à 5°S. Ils montrent que les eaux froides qui existent en surface, le long de l'équateur, et qui semblent provenir de l'Est du bassin, sont en fait advectées, de l'Ouest du bassin, vers l'Est et vers la surface de la mer par le SCE. Ils estiment que la composante du flux au travers des isothermes est faible dans la thermocline. Ils montrent aussi que le mélange turbulent de quantité de mouvement reste important jusque vers 200 m de profondeur. Mais ils ne peuvent déterminer si ce mélange

est provoqué par une composante verticale, zonale ou méridienne des flux de quantité de mouvement. Ils ne font pas d'analyse saisonnière de la circulation et des flux turbulents.

Enfin, Wacongne (1989), en se basant sur les simulations d'un modèle aux équations primitives de l'Atlantique équatorial (Philander et Pacanowski, 1984), a pu détailler les différents régimes dynamiques présents le long de l'équateur. En particulier elle montre que dans l'Atlantique central le mélange turbulent vertical de quantité de mouvement zonal est un terme non négligeable au-dessus du Sous Courant Equatorial (SCE).

Les questions auxquelles nous voudrions contribuer à répondre sont les suivantes :

- Retrouvons nous, dans l'Atlantique équatorial, un schéma de circulation similaire à celui que Bryden et Brady ont décrit dans le Pacifique ?
- Y-a-t-il des variations saisonnières du mélange turbulent de température et de sel à la base de la couche homogène ?
- Si oui, quelle est l'amplitude de ces variations ?
- Quelle est la part du refroidissement de surface due au mélange turbulent et celle due à la remontée de la structure hydrologique ?
- Quel est le mélange turbulent de quantité de mouvement associé ?
- Existe-t-il un mélange turbulent sous le SCE ? Quelle est son importance ?
- Pouvons-nous avoir une idée de l'extension méridienne du mélange à partir de nos données ?

Pour y répondre nous avons utilisé 2 approches :

1 - La première approche est qualitative, elle est basée sur l'analyse de la salinité et de l'oxygène sur des surfaces sigma-thêta. Cette étude a été faite sous le SCE, où les mesures directes de courant dont nous disposons deviennent moins fiables. Des contradictions seront d'ailleurs mises en évidence entre les courants mesurés et les caractéristiques hydrologiques observées. Il ressort de cette analyse qu'un mélange turbulent diapycne est probable sur la surface 26.5 (base du SCE). Mais il est difficile de tirer des conclusions définitives. L'utilisation d'autres traceurs tels que le fréon ou l'hélium 3 permettrait sans doute une meilleure compréhension de la circulation à ces immersions.

2 - La seconde approche est quantitative et comprend 2 volets :

- une analyse de la circulation moyenne dans des couches délimitées par les surfaces sigma-thêta. Elle nous permet de chiffrer, en particulier, les transports diapycnes moyens

dans la thermocline, et les transports verticaux à la base de la couche homogène. Nous avons pu quantifier les mélanges turbulents moyens de température et de sel à la base de la couche homogène et sous le SCE.

- une analyse des variations saisonnières basée sur l'équation de sel exprimée sur des surfaces sigma-thêta. Nous montrons qu'il existe des variations saisonnières du mélange turbulent au-dessus du SCE : le mélange est plus intense en période d'upwelling. Mais il n'explique qu'une faible partie du refroidissement de la couche homogène. La plus grande part étant due à la remontée vers la surface des eaux froides entraînées par le SCE.

Enfin le modèle de circulation isopycne que nous avons été amené à construire, nous permet d'étudier, partiellement, l'équation de quantité de mouvement zonal et d'estimer le mélange turbulent vertical de quantité de mouvement. La valeur du coefficient de mélange turbulent de quantité de mouvement que nous calculons est du même ordre de grandeur que celui déduit de mesures de microstructure (Moum et al., 1989; Peters et al., 1988)

Ce document est organisé de la manière suivante :

Le Chapitre I présente les données et leur calibration.

Le Chapitre II décrit la structure hydrologique et courantométrique dans l'Atlantique tropical. Nous y faisons ensuite une analyse de la salinité, de l'oxygène et de la composante zonale du courant sur des surfaces sigma-thêta sous le SCE.

Le Chapitre III expose les méthodes d'analyse utilisées pour étudier de manière quantitative la circulation moyenne et la circulation saisonnière.

Le Chapitre IV expose la manière dont nous construisons le modèle de circulation et notamment la façon dont nous estimons les vitesses méridiennes et diapycnes. Dans ce chapitre nous quantifions les transports moyen zonaux et diapycnes, ainsi que les flux turbulents de chaleur et de sel.

Le Chapitre V nous permet, à partir du schéma de circulation calculé précédemment et d'une analyse de l'équation de sel, d'étudier les variations saisonnières des flux turbulents de chaleur sous et dans la couche homogène.

Dans le **Chapitre VI** nous étudions l'équation de quantité de mouvement à l'équateur et nous estimons quel est le coefficient de mélange turbulent de quantité de mouvement.

I - LES DONNEES

Dans le cadre du Programme Français Océan et Climat dans l'Atlantique Equatorial (FOCAL), associé au programme américain Seasonal Response of the Equatorial Atlantic (SEQUAL), 8 campagnes ont été faites dans l'Atlantique équatorial d'octobre 1982 à août 1984. Ces campagnes qui couvrent 2 cycles saisonniers, ont permis d'échantillonner la structure hydrologique et courantométrique de la couche 0-500 db entre 35°W et 6°E. Les dates des campagnes sont reportées sur le tableau I.1.

Durant chaque campagne, une centaine de profils de température, salinité et oxygène ont été faits grâce à une sonde Neil Brown MARK III entre 35°W et 4°W, et par des bouteilles hydrologiques Nansen (16 niveaux) le long de 1°E et 6°E, tous les demi-degrés de latitude entre 5°N et 5°S (figure I.1), et tous les 1° au Nord de 5°N.

Les profils de courant effectués à chaque station ont été obtenus par l'intermédiaire d'un courantomètre Aanderaa RCM4 associé à un profileur de courant de type Düing (Düing et Johnson, 1972). Entre 35°W et 4°W, le profileur de courant était placé sous une bouée dérivant librement (un système mécanique retardait la descente du profileur jusqu'à ce que la bouée atteigne une position d'équilibre). A 6°E et 1°E, le profileur descendait sur un câble attaché au bateau.

La radiale 35°W n'a pas été échantillonnée pendant FOCAL 5 et aucune mesure de courant n'a été faite le long de 35°W et 23°W pendant FOCAL 2.

La précision des profils de salinité et de courant est discutée dans l'Appendice A.

- La précision de la composante zonale du courant a été estimée à l'équateur, par comparaison avec des mouillages équatoriaux (Weisberg et al., 1987). Un biais moyen, sur la composante zonale du courant, a été observé et corrigé. Dans la thermocline, la précision obtenue après correction est meilleure que 10 cm/s. Celle-ci se dégrade dans la couche de surface, et nous avons alors considéré que les courants à 15 m étaient représentatifs de la couche 0 -15 m. En dehors de l'équateur (au Nord de 1.5°N et au Sud de 1.5°S), nous pensons que la précision des courants, référencés par rapport à la moyenne des courants entre 475 m et 500 m, est meilleure. En effet, l'intensité des courants est en général plus faible que celle atteinte par le SCE, et par conséquent le câble du profileur de courant n'est pas soumis à un cisaillement vertical aussi fort qu'à l'équateur. Mais nous ne disposons pas de points de comparaison qui permettent de vérifier la précision de ces mesures.

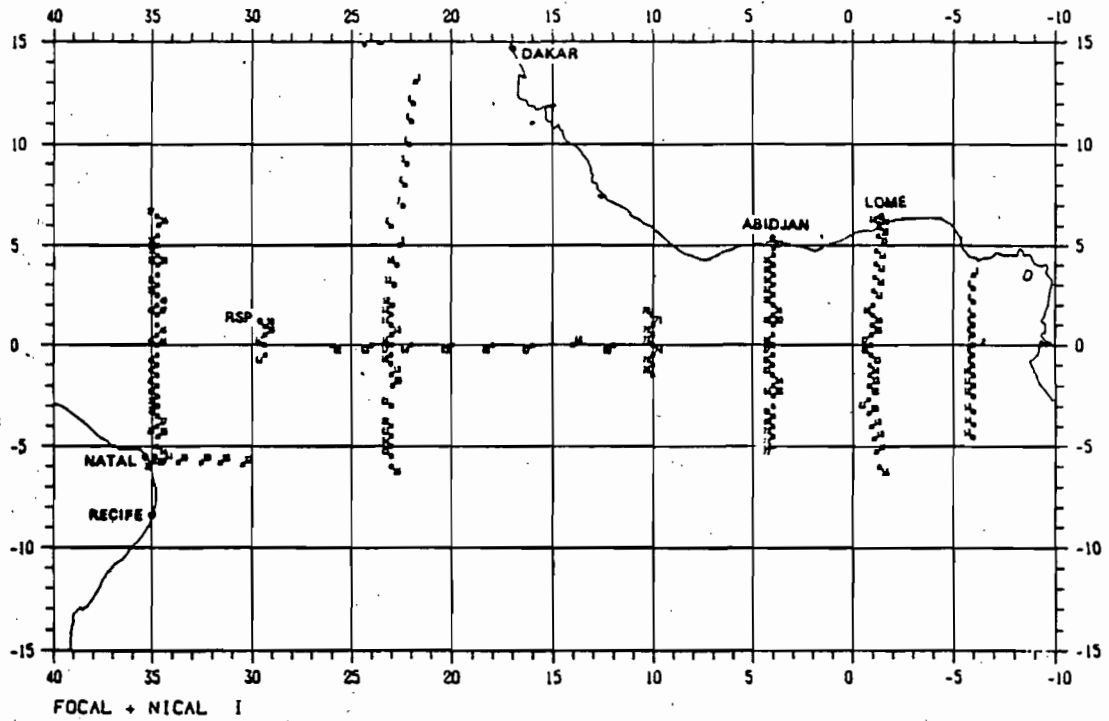


Figure I.1 Position des stations d'une campagne FOCAL.

	Dates des campagnes FOCAL
FOCAL 0	06/07/82 au 23/07/82
FOCAL 1	13/10/82 au 21/11/82
FOCAL 2	11/01/83 au 18/02/83
FOCAL 3	16/03/83 au 12/04/83
FOCAL 4	01/07/83 au 12/08/83
FOCAL 5	09/10/83 au 02/12/83
FOCAL 6	11/01/84 au 25/02/84
FOCAL 7	02/04/84 au 20/05/84
FOCAL 8	03/07/84 au 10/08/84

Tableau I.1 Dates des campagnes FOCAL

- Le capteur de conductivité de la sonde a dérivé pendant la durée du programme, mais il n'y a pas assez d'échantillons de salinité pour permettre une calibration de chaque profil. Nous avons donc corrigé l'ensemble des profils en comparant les salinités de chaque campagne à la campagne FOCAL 0 (juillet 1982), pour les températures comprises entre 7°C et 14°C. Les capteurs de la sonde avaient été calibrés avant cette campagne. Apparemment, au cours de chaque campagne, le capteur de conductivité ne dérivait pas. Nous avons donc appliqué une correction moyenne à l'ensemble des profils d'une campagne donnée. La comparaison avec des données indépendantes nous conduit à penser que la précision obtenue est d'environ .01.

Les mesures d'oxygène réalisées par la sonde ont été calibrées par G.Reverdin à l'aide des prélèvements (12 par profil environ) effectués durant les stations et titrés par une méthode de Winkler modifiée (Oudot, 1983). Des sursaturations suspectes ont été relevées pour 2 campagnes. Aussi des facteurs de correction ont été appliqués à l'ensemble des profils de ces campagnes : un facteur de 0.93 pour la campagne de novembre 1982 (FOCAL 1) et un facteur de 0.96 pour la campagne d'avril 1983 (FOCAL 3). Nous n'avons pas d'explication pour ces erreurs, et la précision de ces profils n'est sans doute pas meilleure que 1% ou 2%.

Les profils de température, salinité, oxygène et de la composante zonale du courant ont été interpolés verticalement tous les 5 db . Les stations sont normalement espacées de .5° de latitude et lorsque une station est absente les profils de T, S, O et U sont reconstitués par interpolation linéaire entre les profils les plus proches.

II - DESCRIPTION DE LA CIRCULATION MOYENNE

A - PRESENTATION GENERALE

Nous allons présenter ici les coupes verticales moyennes de la température, de la salinité, de l'oxygène et de la composante zonale des courants le long de 3 sections méridiennes à 35°W, 23°W et 4°W, entre 10°N et 5°S. La moyenne de ces coupes est réalisée à partir des 8 campagnes du programme FOCAL, effectuées entre novembre 1982 et juillet 1984. Ces campagnes échantillonnent de manière régulière le cycle saisonnier de la température, de la salinité, de l'oxygène et des courants (Les coupes individuelles, pour chaque campagne, sont présentées dans Hénin et al. (1987)). La coupe de la composante zonale du courant à 35°W est la moyenne de 6 campagnes et celle à 23°W de 7 campagnes. Les coupes de température, salinité et oxygène à 35°W sont le résultat d'une moyenne sur 7 campagnes.

La moyenne des paramètres effectuée à immersion constante produit malheureusement un lissage peu souhaitable dans la thermocline dont les déplacements verticaux, ainsi que ceux des courants, sont importants (voir par exemple Weisberg et al., 1987). Une alternative serait de présenter la moyenne des paramètres sur des surfaces isopycnes, en notant cependant un problème pour les isopycnes qui atteignent la surface de la mer à certaines saisons, en période d'upwelling par exemple. Nous préférons présenter ces coupes en fonction de l'immersion par souci de compatibilité avec les descriptions antérieures de la zone tropicale, ce chapitre ayant pour but de vérifier que nous retrouvons bien à partir des mesures FOCAL les caractéristiques hydrologiques et courantométriques de la bande équatoriale.

Nous commencerons par décrire les coupes qui s'étendent de 10°N à 5°S le long de 23°W, puis plus succinctement les coupes à 35°W et 4°W (entre 5°N et 5°S) car elles présentent des caractéristiques communes.

Sur ces coupes, les courants zonaux ont été corrigés de manière statistique entre 1.5°N et 1.5°S, après comparaison avec des mesures effectuées par des mouillages équatoriaux (appendice A). En dehors de 1.5°N et 1.5°S, nous avons référencé la composante zonale du courant par rapport à la moyenne de cette composante entre 475 et 500 db. Ce choix peut conduire à des résultats éloignés de la réalité près des côtes brésiliennes où l'hypothèse d'un courant nul à 500 db est erronée. La composante Est des

courants est représentée par les traits continus, la composante Ouest par les tirets. Certaines surfaces sigma-thêta ont été reportées sur ces coupes.

Nous ne montrons pas la composante méridienne des courants, dont l'intensité est faible et inférieure à la composante zonale (excepté au voisinage des continents). Dans la suite de ce travail, nous aurons l'occasion de décrire la moyenne des vitesses méridiennes calculées par différentes méthodes et représentatives d'échelle zonale supérieure à 10° de longitude.

1 - Coupes hydrologiques et de la composante zonale du courant à 23°W .

A 23°W (figures II.1), les gradients verticaux de température, salinité et oxygène sont importants dans les 150 premiers mètres.

Le gradient vertical de température dans la thermocline (figure II.1 a), diminue à 0.5°S, où nous observons un éclatement de la thermocline. Sous la thermocline, notamment entre les isothermes 14°C et 12°C, les gradients verticaux de température sont faibles, c'est la thermocline. Le gradient vertical est particulièrement faible à 3°S. Remarquez la pente descendante des isothermes vers l'équateur entre 3°S et 5°S et entre 200 et 500 db. Au Nord de l'équateur, les isothermes sont aussi inclinées vers le bas de 10°N à 4°N entre la surface et 300 db. En dessous la pente s'inverse.

La coupe de densité (figure non montrée) a une structure comparable à celle de la température. A savoir :

- éclatement de la pycnocline à 0.5°S.
- minimum de gradient vertical sous la pycnocline, entre les surfaces 26.4 et 26.8.
Le minimum de gradient est toujours observé à 3°S.
- pente descendante des surfaces sigma-thêta vers l'équateur, entre 200 db et 400 m à 4°S, et entre la surface et 300 m entre 10°N et 4°N.

La coupe de salinité (figure II.1 b) montre en surface un minimum de sel au Nord de l'équateur. Ce minimum est associé au déplacement saisonnier de la Zone de Convergence Intertropicale (ZCIT) caractérisée par des pluies importantes. Le minimum se trouve vers 7°N (<35.3). Au Sud de l'équateur la salinité est supérieure à 36.0 en surface. En subsurface, dans la thermocline, il y a un maximum de sel vers 60 db et 0.5°S (> 36.2), latitude correspondant à la position du minimum de gradient vertical de température. En-dessous, la pente des isohalines est très proche de celle des isothermes. Soit une pente descendante vers l'équateur de 5°S à 4°S, entre 200 et 500 db, et de 10°N à 4°N, entre la surface et 300 db.

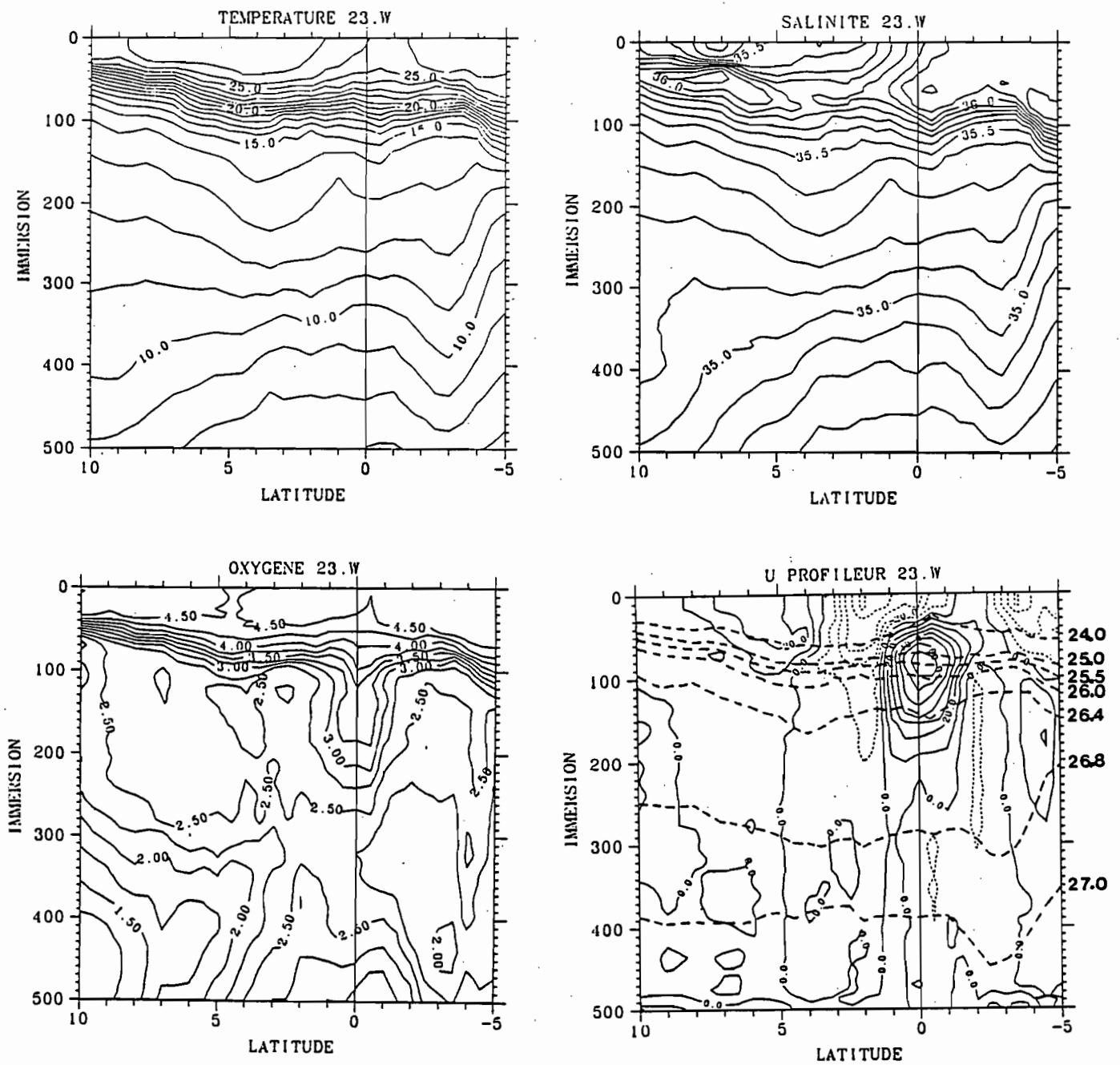


Figure II.1 Coupes moyennes de Température (en °C), Salinité (en psu), Oxygène (en ml/l) et de la composante zonale du courant (en cm/s) entre 10°N et 5°S à 23°W. Certaines surfaces sigma-thêta ont été reportées (en pointillés) sur la coupe de courant.

La coupe d'oxygène (figure II.1 c) montre que les valeurs les plus fortes se trouvent en surface (> 4.5 ml/l).

A l'équateur, un éclatement de l'oxycline se produit, avec notamment un maximum relatif d'oxygène (par rapport aux eaux environnantes à la même immersion) sur toute la colonne d'eau. Le minimum d'oxygène, à l'équateur, se trouve entre 300 db et 400 db.

Cette langue de maximum relatif d'oxygène qui s'étend en profondeur à l'équateur, a parfois été considérée comme la signature d'un mélange vertical associé au cisaillement de courant sous le SCE (Katz et al., 1979) (les principales abréviations utilisées dans le texte sont explicitées dans l'appendice C). En fait cette structure est déjà présente dans l'Ouest du bassin, et notamment sur notre coupe le long de 35°W (Figure II.2 c) et nous avons tendance à l'associer aux eaux plus jeunes venant de l'hémisphère sud.

De même, à 4°S on observe un maximum relatif par rapport aux eaux environnantes qui s'étend jusqu'à 400 db.

La coupe de la figure II.1 d) montre que la composante zonale du courant porte à l'Ouest en surface de 5°S à 3°N (à l'exception d'une veine vers l'Est à 2°S). C'est le Courant Equatorial Sud (CES). Les maxima sont situés entre 1°N et 2°N (> 40 cm/s) et entre 3°S et 4°S (> 30 cm/s). Les principales dérives vers l'Est à la surface de la mer, se trouvent entre 4°N et 10°N (> 20 cm/s entre 5°N et 7°N), c'est le Contre-Courant Equatorial Nord (CCEN).

En subsurface, le courant est maximum à l'équateur dans le coeur de la thermocline (> 80 cm/s vers 90 db), c'est le Sous-Courant Equatorial (SCE) qui se dirige vers l'Est. Le noyau du maximum de vitesse est décalé vers le Sud (centré sur 0.5°S) ainsi que le sont le minimum de gradient de température et le noyau de maximum de sel. Le noyau de maximum de vitesse se trouve entre les surfaces sigma-thêta 25.0 et 26.0, centré sur la surface 25.5. Deux veines de courant vers l'Ouest (> 10 cm/s) encadrent le SCE, vers 2°S et 2°N , entre 100 et 300 db. Associé à la pente descendante des isothermes et des isohalines vers l'équateur, de 5°S à 3°S , on trouve le Sous-Courant Equatorial Sud (SCES) qui s'écoule vers l'Est (> 10 cm/s, entre 100 et 300 db). La présence du Sous-Courant Equatorial Nord (SCEN) qui est normalement associé à la pente descendante des isothermes vers l'équateur de 7°N et 3°N n'est pas très marquée sur cette coupe de courant moyen. Cochrane et al. (1979) rapportent qu'à l'Ouest de 25°W , le SCES a une largeur moyenne de 209 km et le SCEN une largeur de 231 km. Ils notent que le SCEN devient fugace à l'Est de 28°W : les dérives vers l'Est sont plus faibles et se divisent en plusieurs 'filaments'. Hisard (1986) remarque que durant les campagnes FOCAL, le SCES est

'...beaucoup plus permanent et marqué que son homologue Nord qui n'est souvent qu'une extension profonde du CCEN de surface, quelquefois mal différencié, malgré la signature géostrophique très apparente dans la structure en W des isothermes...'. Hisard et Morlière (1976) ont pu suivre la branche Sud jusque dans le Golfe de Guinée grâce à la teneur en oxygène élevée qui lui est associée. Ces 2 contre-courants semblent être indépendants des flux de surface. C'est moins évident pour la branche Nord qui est surmontée par le CCEN s'écoulant aussi vers l'Est. Toutefois, Cochrane et al. (1979) notent qu'entre 28°W et 40°W le SCEN est marqué par un maximum de vitesse sur la surface 150 cl.t⁻¹ (entre 150 m et 200 m) et a un trajet qui diffère du CCEN de surface. Ces auteurs montrent que ces courants représentent une composante non négligeable de la circulation équatoriale, car ils estiment que le flux du SCES (déterminé par géostrophie, référence 800 m) est de 15.0 10⁶ m³/s, entre 25°W et 33°W, et celui du SCEN varie de 9.0 10⁶ m³/s à 26.0 10⁶ m³/s entre 40°W et 50°W, et est de 19.0 10⁶ m³/s entre 28°W et 40°W. Molinari et al. (1981) calculent aussi, par géostrophie (référence 1000 m), le transport du SCES entre 25°W et 33°W. Il varie entre 9.7 10⁶ m³/s et 20 10⁶ m³/s, le transport moyen étant de 15.0 10⁶ m³/s.

Sous le SCE, à l'équateur, entre 300 et 500 db on note la présence d'un courant qui se dirige vers l'Ouest et qui a été appelé Courant Equatorial Intermédiaire (CEI) par Hisard et Rual (1970) dans le Pacifique. La permanence de ce courant durant les deux ans de l'expérience FOCAL, n'a pu être montrée. Les vitesses ayant l'ordre de grandeur du bruit estimé. Les quelques mesures faites en continu grâce à des mouillages équatoriaux (Colin, 1989. Düing et al., 1980. Weisberg et Horigan, 1981. Weisberg et al., 1987) ont été reportées sur la figure II.4 a). Elles montrent qu'à cette immersion, à 24°W et 28°W, le flux peut se diriger vers l'Est à certaines périodes de l'année (de juillet à octobre). La non-permanence du CEI au sein de la seconde thermocline avait déjà été notée durant l'expérience GATE en 1974 (Hisard, 1986).

2 - Coupes hydrologiques et de la composante zonale du courant à 35°W .

Les principales caractéristiques des coupes à 23°W, détaillées précédemment, se retrouvent le long de 35°W (figures II.2). En subsurface, les structures thermique et haline sont plus symétriques, par rapport à l'équateur, qu'elles ne le sont à 23°W. Les isothermes ont une pente descendante vers l'équateur de 5°N à 4°N, entre 200 et 500 db. Par ailleurs, le minimum de gradient vertical de température se retrouve tant au Nord (3°N), qu'au Sud (2.5°S). Nous pouvons aussi noter la forte pente des isothermes entre 4°S et 5°S, dans la thermocline, liée au courant de bord Ouest le long de la côte du Brésil. Cette structure est

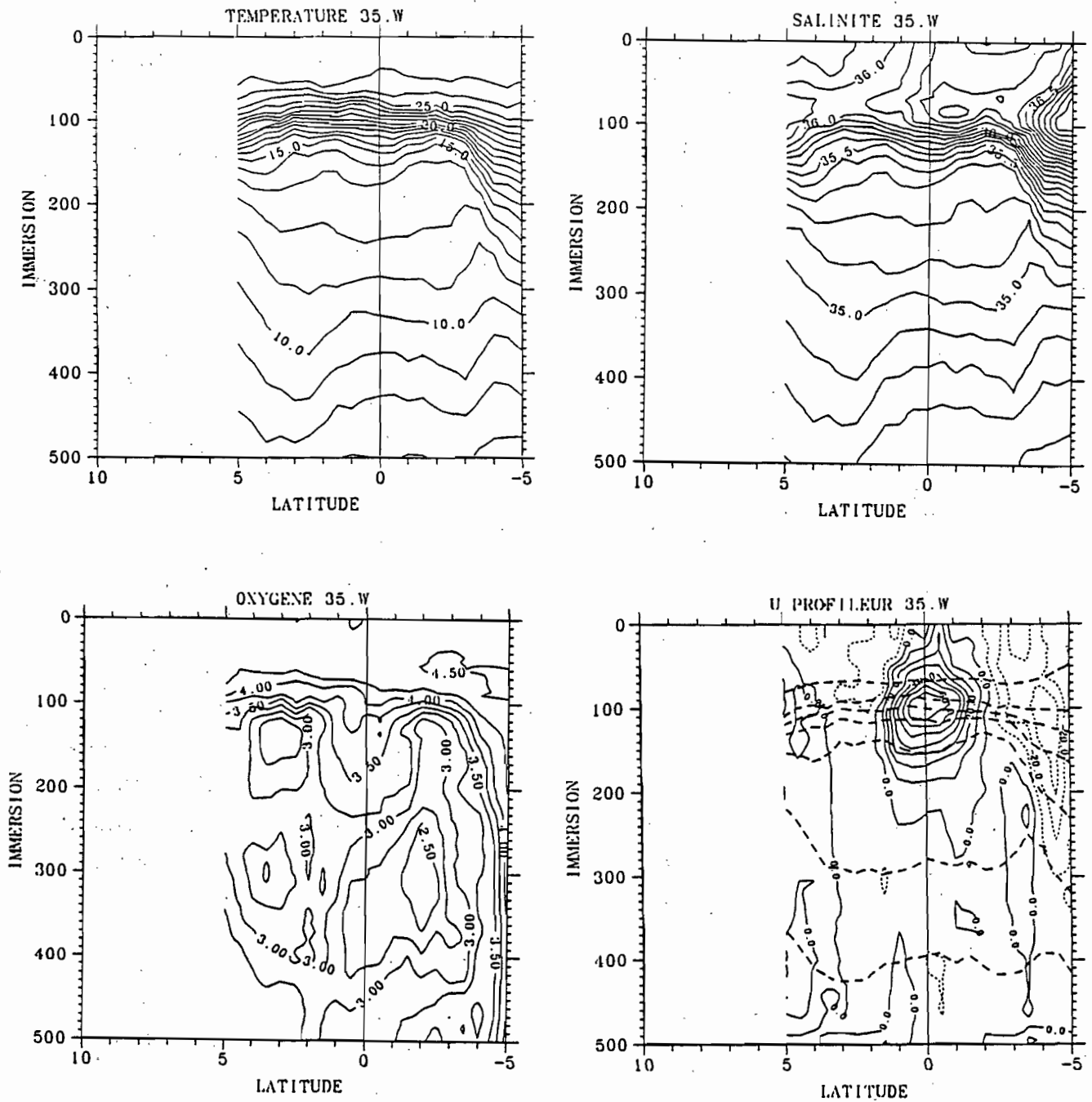


Figure II.2 Coupes moyennes de Température (en °C), Salinité (en psu), Oxygène (en ml/l) et de la composante zonale du courant (en cm/s) entre 10°N et 5°S à 35°W. Certaines surfaces sigma-thêta ont été reportées (en pointillés) sur la coupe de courant.

associée aux fortes salinités des eaux Centrales Sud Atlantique (> 37.0 vers 90 db), une forte teneur en oxygène et une composante zonale du courant dirigée vers l'Ouest (> 30 cm/s à 4°S entre 80 et 200 db).

En surface la composante zonale du courant porte à l'Ouest entre 5°N et 5°S , excepté entre l'équateur et 1°S .

Le noyau de maximum de sel associé au SCE a une salinité supérieure à 36.4, mais il semble décalé vers le Sud (entre $.5^{\circ}\text{S}$ et 1°S) par rapport au noyau de vitesse maximum qui est centré sur l'équateur. Ce type de décalage a été observé par Fahrbach et al (1986) le long de 22°W à partir de mesures effectuées en février-mai 1979. D'après leurs mesures, le noyau de maximum de vitesse du SCE est décalé de 30 km vers le Nord par rapport au noyau de maximum de sel. Ils expliquent ce décalage par une érosion du noyau de sel plus forte au Nord qu'au Sud, en raison de la présence d'eau peu salée au Nord de l'équateur qui serait advectée, du Golfe de Guinée, par la branche Nord du courant équatorial Sud. Le noyau du maximum de vitesse du SCE se trouve sur les mêmes surfaces sigma-thêta qu'à 23°W (centré sur la surface 25.5)

La thermostadt se situe entre les isothermes 14°C et 12°C . Le minimum de gradient est observé à 2°S et 2.5°N .

On observe toujours, à l'équateur, le maximum subsuperficiel d'oxygène par rapport aux eaux environnantes. Le minimum d'oxygène sur la colonne d'eau à l'équateur se situe entre 300 et 400 db. La trace d'un CEI associé à ce minimum est encore plus fugace qu'à 23°W , et il semble difficile de déduire ce que peut-être une circulation moyenne en-dessous de 250 db, à partir des mesures de profileur de courant. En particulier, alors que les signatures thermique et haline associées au SCES et au SCEN sont bien visibles sur les coupes de température et de sel, les vitesses correspondant à ces structures, bien que dirigées vers l'Est, sont inférieures à 10 cm/s.

3 - Coupes hydrologiques et de la composante zonale du courant à 4°W .

Le long de 4°W (figures II.3) les zones de forts gradients se sont rapprochées de la surface, la position moyenne de la thermocline entre 5°N et 5°S est d'environ 50 m (100 m à 35°W et 70 m à 23°W).

Le noyau de maximum de sel (> 35.9), associé à l'éclatement de la thermocline, est décalé vers le Sud ($.5^{\circ}\text{S}$). Il est aussi décalé vers le Sud par rapport au noyau du maximum de SCE qui est centré sur l'équateur. La vitesse maximum du SCE est supérieure à 60 cm/s (> 80 cm/s à 35°W et 23°W).

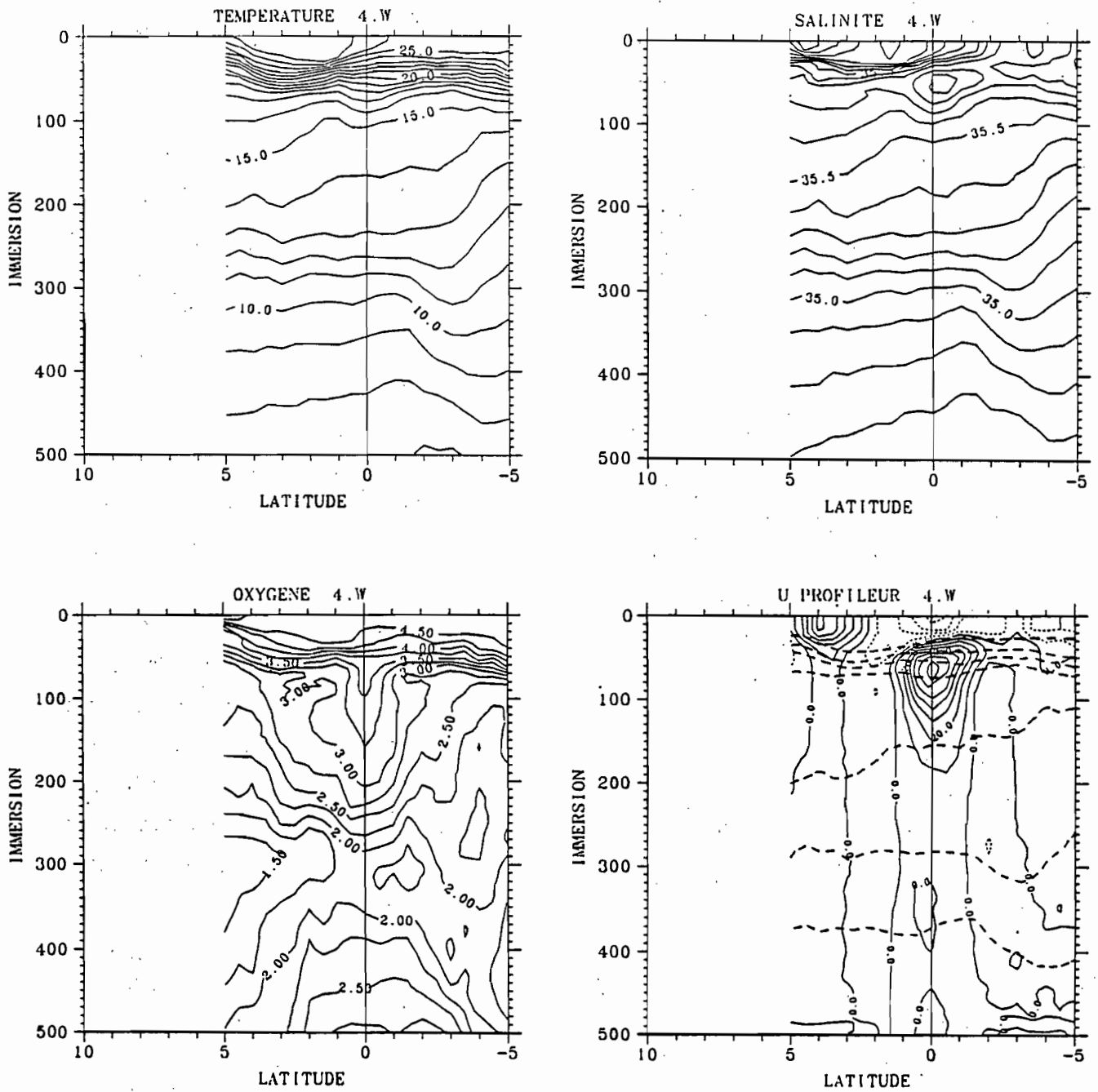


Figure II.3 Coupes moyennes de Température (en °C), Salinité (en psu), Oxygène (en ml/l) et de la composante zonale du courant (en cm/s) entre 10°N et 5°S à 4°W. Certaines surfaces sigma-thêta ont été reportées (en pointillés) sur la coupe de courant.

Noter le fort courant vers l'Est en surface, entre 2°N et 5°N (> 40 cm/s à 4°N), c'est le courant de Guinée alimenté en partie par le CCEN.

Au Sud de 2°N, en surface, le courant est dirigé vers l'Ouest avec un maximum centré sur l'équateur (> 40 cm/s).

Vers l'équateur de 5°S à 4°S, on observe toujours la pente descendante des isothermes et des isohalines, entre 100 et 350 db, qui indique que le SCES se prolonge dans le Golfe de Guinée (mais la trace du maximum d'oxygène n'est plus aussi nette que plus à l'Ouest). Par contre, on n'observe plus cette structure thermique au Nord de l'équateur, indiquant que le SCEN ne pénètre pas dans le Golfe de Guinée.

Par rapport à 35°W et 23°W, la thermostadt s'est 'réchauffée', la zone de faible gradient se trouvant entre les isothermes 15°C et 13°C. Katz et al. (1979) avaient déjà noté cette évolution de la thermostadt entre l'Ouest et l'Est. Ils avaient constaté que la salinité moyenne, entre 1°N et 1°S, augmentait de 35.20 à 35.40 et la température de 12.35 °C à 14.25 °C entre 33°W et 10°W. Ils concluaient que si les eaux de la thermostadt se déplaçaient vers l'Est, celles-ci se réchauffaient et leur teneur en sel augmentait grâce à un mélange avec les eaux du SCE. Ce mécanisme, s'il existe, n'explique pas néanmoins que la thermostadt soit déjà présente dans l'Ouest du bassin.

Le minimum d'oxygène sous le SCE se situe vers 300 db à l'équateur et à 5°N et vers 400 db à 4°S. Par contre, la trace moyenne d'un éventuel CEI est toujours aussi faible à ces immersions. En fait, les quelques mesures faites en continu à partir de mouillages équatoriaux semblent montrer une aussi forte variabilité saisonnière des courants que celle observée à 24°W. Sur la figure II.4 b et c), nous avons rassemblé l'ensemble des enregistrements de courant (composante zonale du courant) disponible à 4°W-0° à 300 et 500 db. Aucun enregistrement ne dure un an et nous n'avons pas d'information simultanée sur les caractéristiques hydrologiques des masses d'eau transportées à ces immersions. Il convient donc d'être prudent sur les conclusions qui peuvent être tirées de ces figures. Néanmoins on observe à 300 db un courant vers l'Ouest en début d'année, et un courant dirigé vers l'Est à partir de mai. Tandis qu'à 500 db le courant est dirigé vers l'Est en début d'année et vers l'Ouest ensuite. Il semble donc que la permanence d'un courant dirigé vers l'Ouest à 300 db soit peu probable et il est impossible de tirer des conclusions sur la direction du flux moyen à cette immersion. Par ailleurs les enregistrements à 300 et 500 db montrent que ces courants ont une extension verticale faible. Par exemple, en 1979 le courant est dirigé vers l'Est de janvier à mars à 500 db et il est de signe opposé à 300 db pendant cette période.

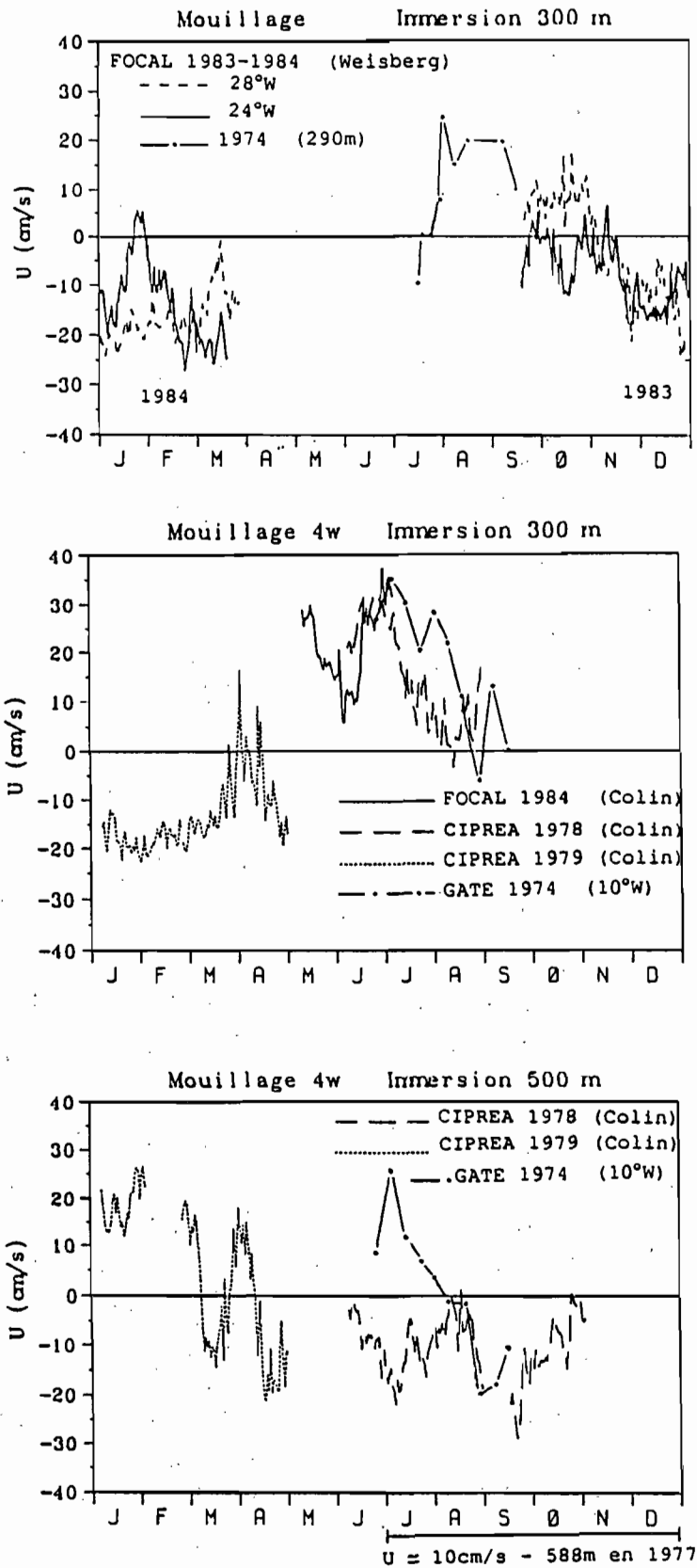


Figure II.4 Compilation de mesures de courant (composante zonale), à l'équateur, à 300 m et 500 m, faites à l'aide de mouillages.

B - ANALYSE ET ORIGINE DES MASSES D'EAU EQUATORIALE

1 - Diagrammes θ -S

Avant d'essayer de comprendre ce que peut être la circulation moyenne en-dessous de la thermocline supérieure, nous allons rappeler comment se répartissent les masses d'eau équatoriales.

La figure II.5 représente les diagrammes de Température potentielle-Salinité (θ -S) à 35°W, 23°W et 4°W et entre 0.5°N et 0.5°S pour l'ensemble des campagnes FOCAL. A ces 3 longitudes, la dispersion des points est forte au-dessus de la surface 26.4 et faible en-dessous.

a - Au-dessus de la surface $\sigma_\theta=26.4$

Aux 3 longitudes, les salinités les plus fortes se trouvent entre les surfaces 24.0 et 25.6, soit au niveau du SCE. Le maximum est de l'ordre de :

36.7 psu à 35°W sur la surface 24.6,

36.6 psu à 23°W sur la surface 24.6,

36.5 psu à 4°W sur la surface 25.0.

La dispersion des points θ -S augmente fortement au-dessus de la surface 26.4. Au niveau du maximum de sel, cette dispersion augmente d'Ouest en Est. La figure II.6 montre la répartition spatiale de la salinité sur la surface 25.5 pour 4 campagnes FOCAL. Les campagnes FOCAL 3 et 7 se sont déroulées en mars-avril 1983 et avril-mai 1984 soit en période d'Alizés faibles. Les campagnes FOCAL 4 et 8 ont eu lieu en juillet 1983 et 1984, en période d'upwelling. A l'équateur, la variabilité saisonnière de la salinité est faible à 35°W, contrairement à celle observée dans le Golfe de Guinée. Le gradient zonal de sel le long de l'équateur est fort en période d'upwelling et il est faible en hiver boréal. Les variations saisonnières de la quantité de sel associée au SCE dans le Golfe de Guinée avaient déjà été notées par Hisard et Morlière (1973). Katz et al. (1979) ont utilisé cette caractéristique pour calculer le mélange vertical avec les eaux de surface. Mélange qui pourrait expliquer cette décroissance en période d'upwelling. Par contre, Voituriez (1983) par une analyse de diagramme T-S pense que " .. le mélange avec les couches de surface intervient très peu dans les variations du maximum de salinité du SCE". Son argumentation repose sur le fait qu'il n'a pu mettre en évidence de variations saisonnières significatives du mélange turbulent (représenté par le nombre de Richardson), au-dessus du SCE. Il

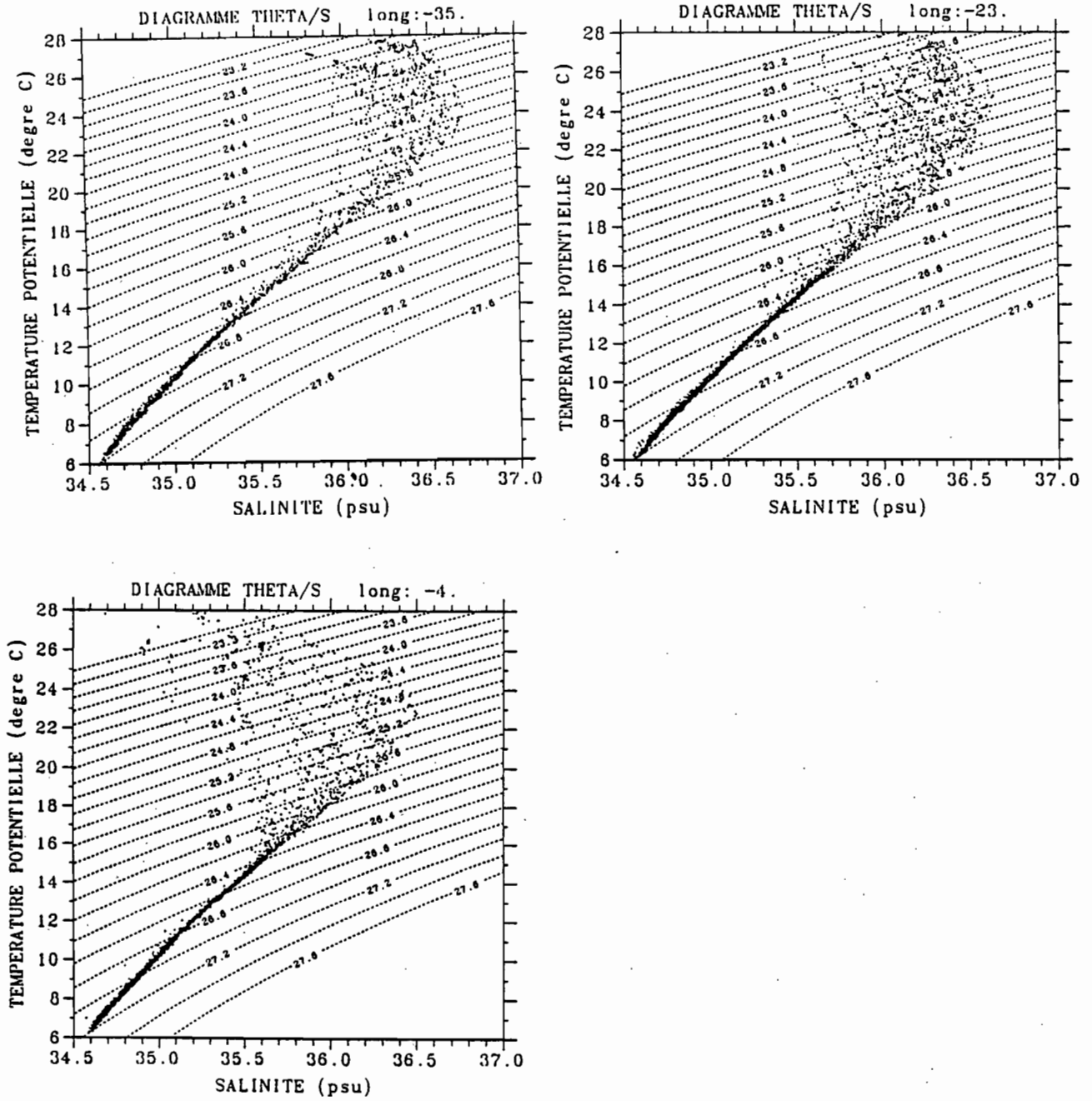


Figure II.5 Diagramme Θ -S entre 0.5°N et 0.5°S à 35°W , 23°W et 4°W .

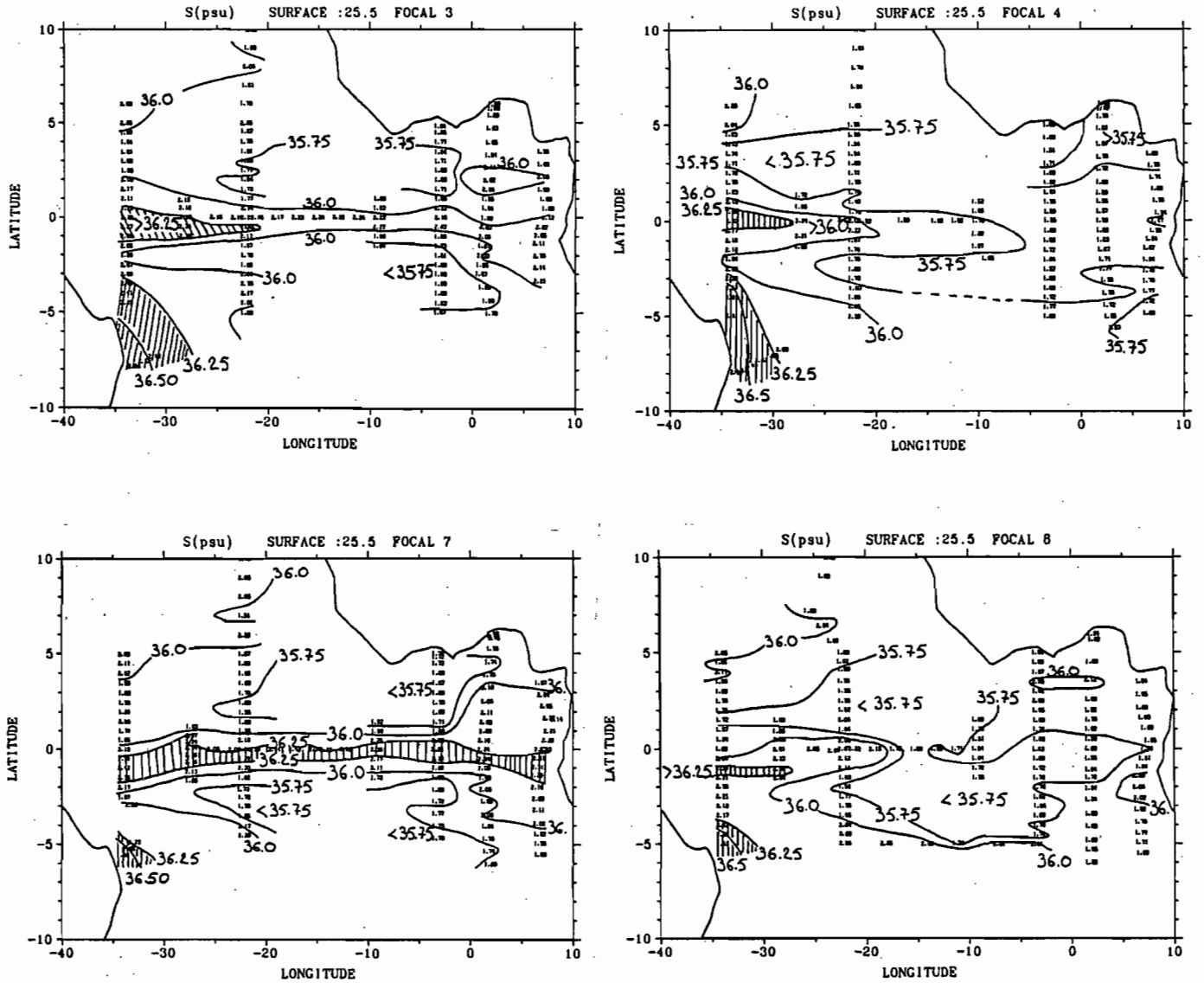


Figure II.6 Tracé de la salinité sur la surface sigma-thêta 25.5, pour les FOCAL 3 (avril 1983), 4 (juillet 1983), 7 (mai 1984), 8 (juillet 1984).

explique les variations saisonnières du maximum de salinité par une remontée d'ensemble de la structure hydrologique à travers le SCE. Les eaux à salinité élevée étant alors entraînées par le CES de surface.

Par ailleurs, des variations interannuelles importantes apparaissent clairement sur ces figures: la salinité est plus forte dans le Golfe de Guinée en avril 1984 qu'en avril 1983, et de plus le gradient de sel est pratiquement nul le long de l'équateur en 1984 (l'isohaline 36.25 est présente de 35°W à 6°E en 1984). Cette accumulation de sel en avril-mai 1984 dans le Golfe de Guinée, a été discutée par Piton et Wacongne (1985). Ils pensent que la perte de sel par mélange a été faible, au cours du trajet d'Ouest en Est du SCE, en début d'année 1984.

La figure II.6 montre aussi que les eaux les plus salées se trouvent au large des côtes du Brésil. Elles sont transportées par le courant côtier Nord Brésilien. Metcalf et Stalcup (1976) ont montré, à partir de relation T-S et T-O₂, que les eaux du SCE, entre 24°C et 13°C, provenaient principalement de l'Atlantique Sud, et par conséquent le pourcentage d'eaux Nord Atlantique entraînées par le SCE est faible.

b - Au-dessous de la surface $\sigma_\theta=26.4$

En-dessous de la surface 26.4, la dispersion des points du diagramme θ -S (Figure II.5) est très faible. Les 3 diagrammes à 35°W, 23°W et 4°W sont superposables, montrant ainsi que ces eaux se transforment peu entre 35°W et 4°W. La forme des courbes θ -S semble légèrement incurvée. Schmitt (1981) montre, à partir de diagramme θ -S des eaux Centrales de l'Atlantique Nord et Sud et du Pacifique Nord et Sud, que la courbure est mieux décrite par une courbe de rapport de densité R_ρ que par une relation linéaire. Or le phénomène de double diffusion est étroitement lié à ce rapport. Il arrive à modéliser la relation θ -S sur ces surfaces, en simulant un processus de double diffusion. La forme du diagramme θ -S à 35°W est sensiblement différente de celles des eaux situées plus au Nord ou plus au Sud, qui sont les sources des masses d'eau équatoriale. Nous n'avons pas étudié comment se formaient ces masses d'eau. Schmitt et al. (1987) ont montré à partir des mesures de l'expérience C-SALT, qu'au Nord de 5°N et à l'Ouest de 45°W, les profils de température et de salinité avaient une structure en forme de 'marche d'escalier' entre 200 m et 600 m. Ces marches ont une épaisseur de 5-30 m, elles sont cohérentes sur des échelles spatiales de 200 à 400 km et de temps d'au moins 8 mois (durée de mise à l'eau des mouillages). Ces marches sont associées à un minimum de R_ρ , elles apparaissent quand R_ρ est inférieur à 1.7. Ils en concluent que c'est un mélange par double diffusion qui maintient la structure des profils de température et de salinité.

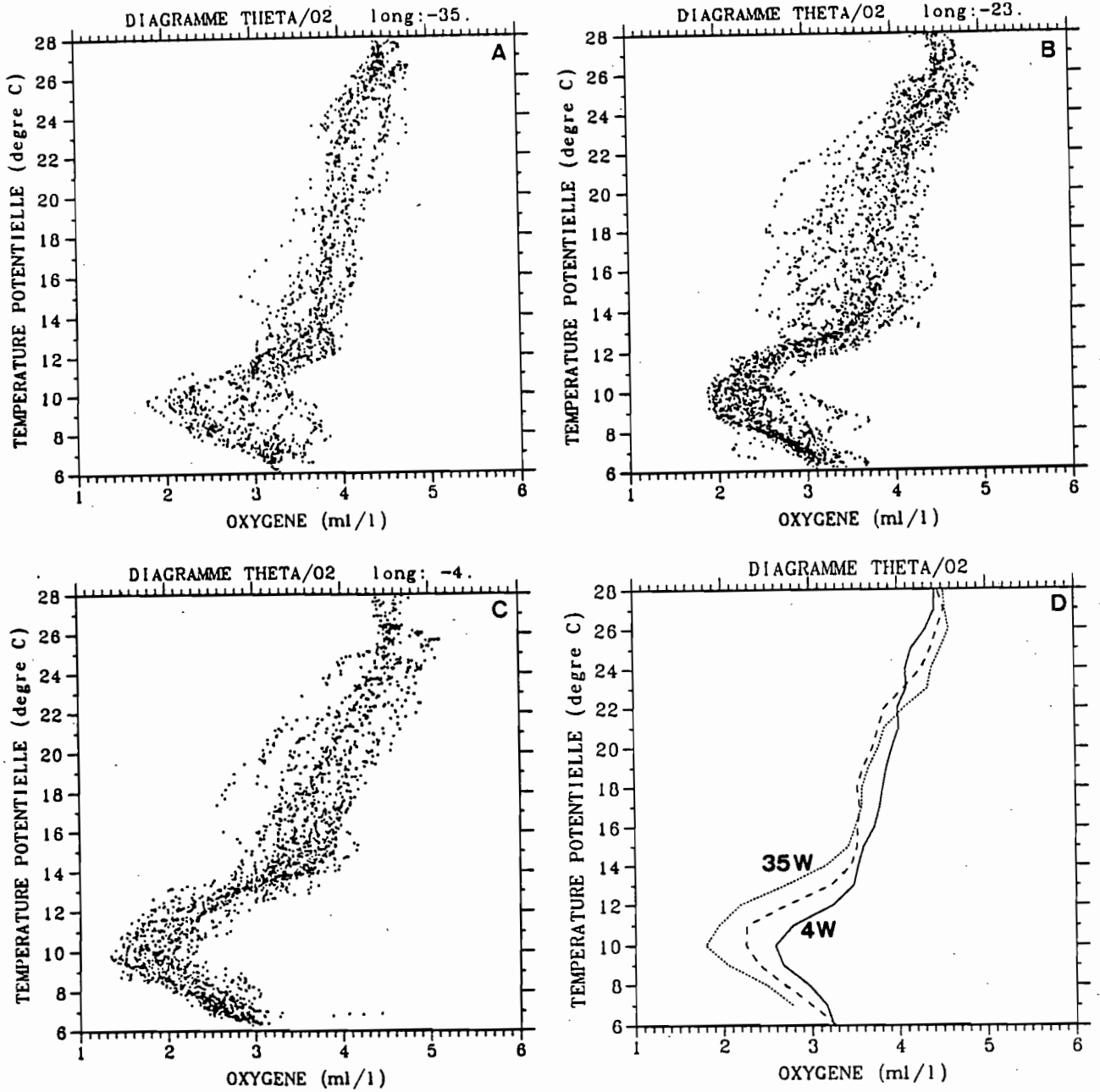


Figure II.7 Diagramme θ -O₂ entre 0.5°N et 0.5°S à 35°W (a), 23°W (b) et 4°W (c).

d) diagramme θ -O₂ moyen pour chaque longitude (moyenne de l'oxygène par pas de 0.5°C).

Par contre, la forme du diagramme θ -S évoluant peu entre 35°W et 4°W , il est raisonnable de penser que le mélange par double diffusion intervient peu dans la bande équatoriale à ces immersions. Mais nous n'avons pas de moyen de savoir quelle est la part des processus de double-diffusion dans le mélange.

Les diagrammes θ - O_2 à 35°W , 23°W et 4°W et entre 0.5°N et 0.5°S sont reportés sur la figure II.7. La dispersion des points est importante sur toute la colonne d'eau, l'oxygène n'est pas un traceur conservatif, bien qu'il puisse être utilisé pour caractériser une masse d'eau. Les courbes ont une forme similaire aux 3 longitudes, avec notamment un minimum entre 9°C et 10°C , les valeurs les plus faibles apparaissent à 4°W ($< 1.5 \text{ ml/l}$). Ce minimum se situe sensiblement sous la surface 26.8 et nous l'avons associé au CEI dans la description de nos coupes moyennes.

2 - Les courants près du Brésil à 35°W .

Pendant les campagnes FOCAL quelques stations ont été effectuées près des côtes brésiliennes au sud de l'équateur. Celles-ci permettent de préciser les caractéristiques du courant côtier Nord Brésilien. La moyenne des paramètres mesurés est représentée sur les figures II.8 à II.11 pour 2 radiales.

a - Radiale devant Recife ($8^{\circ}06'\text{S}$ - $34^{\circ}53'\text{W}$)

Cette radiale est pratiquement zonale à l'Est de Recife. Elle s'étend de Recife ($8^{\circ}06'\text{S}$ - $34^{\circ}53'\text{W}$) à 30°W - 7°S . Pour représenter la moyenne, les données ont été regroupées dans des boîtes de 1° de longitude et 0.5° de latitude. Le nombre de stations par boîte varie de 2 (à 31°W et 30°W) à 4 (à 34°W et 33°W). A 31°W et 30°W , les stations présentes ne proviennent que de 2 campagnes : FOCAL 2 et 4, soit pour les 2 saisons extrêmes à l'équateur. Il faut noter :

- que la répartition zonale des stations ne permet pas d'obtenir une résolution fine de la structure des courants près du Brésil.

- que les courants géostrophiques ont été calculés en utilisant une référence nulle à 500 db et que les vitesses mesurées par les profileurs de courant ont été référencées à la moyenne des courants entre 475 db et 500 db. Or à cette immersion il existe un fort flux vers le nord et les courants réels peuvent différer des courants relatifs à 500 db.

Les coupes hydrologiques montrent vers 100 db une zone de forte salinité (figure II.8), supérieure à 36.9 à 32°W et 37.0 à 34°W . Ces noyaux se trouvent entre les surfaces

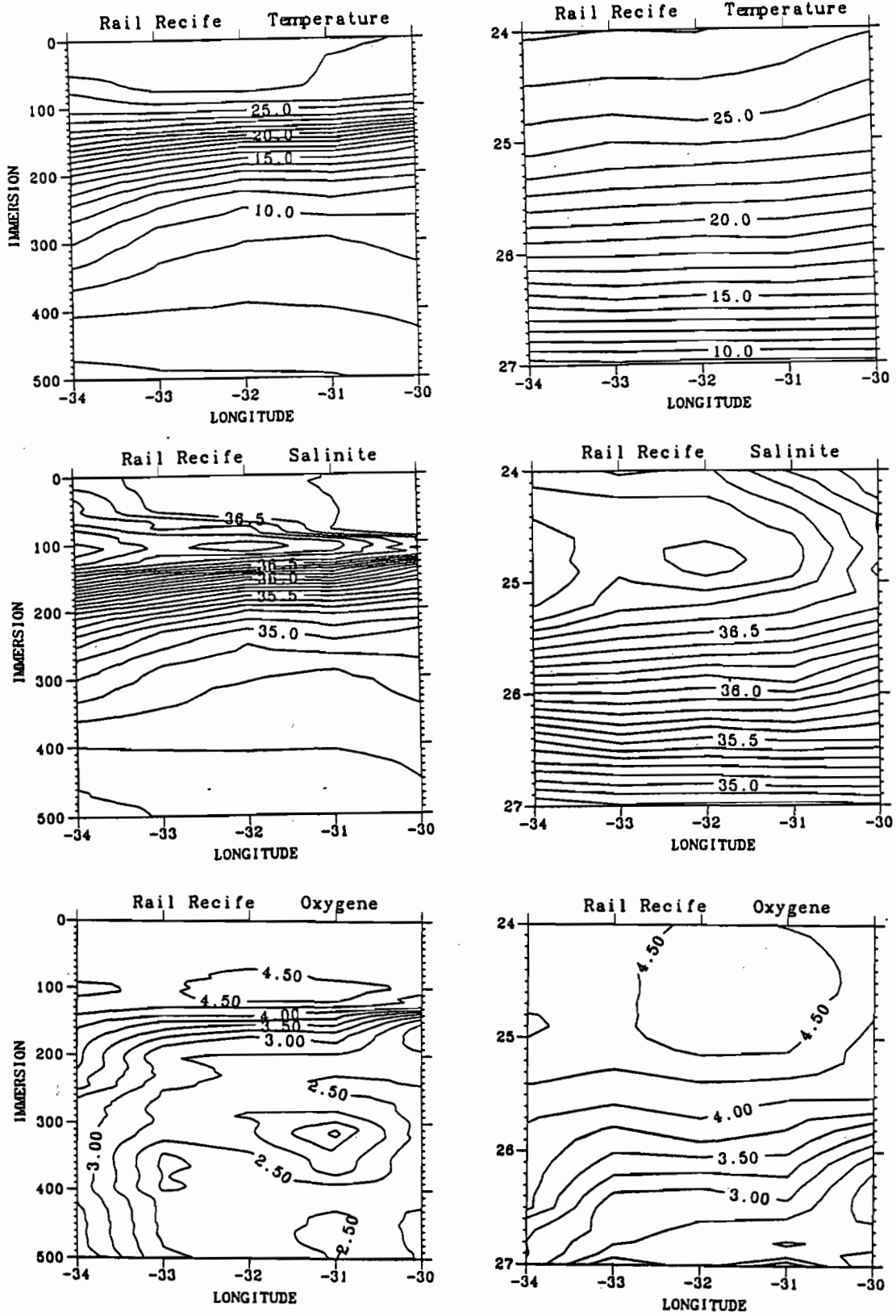


Figure II.8.. Coupe moyenne de température, salinité, oxygène de la radiale à l'Est de Recife.

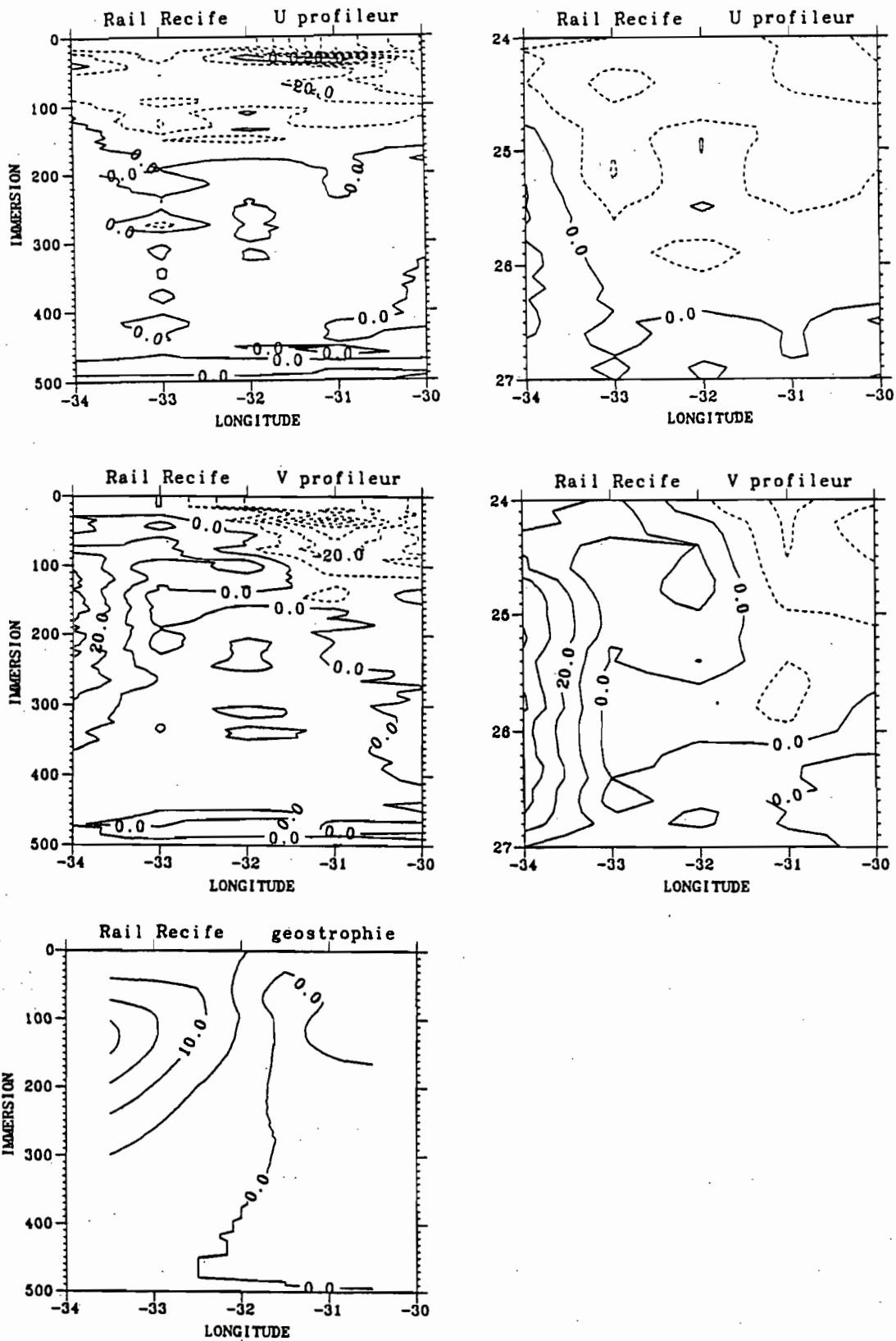


Figure II.9 Coupe de la composante zonale et méridienne du courant (par rapport à la moyenne des courants entre 475 et 500 db), et de la composante géostrophique (référencée par rapport à 500 db) de la radiale à l'Est de Recife.

24.6 et 24.9, soit sur les mêmes surfaces que le maximum de sel à $35^{\circ}\text{W}-0^{\circ}$. La coupe d'oxygène montre aussi un maximum d'oxygène (> 4.5 ml/l) sur ces mêmes surfaces. En-dessous de 200 db, les valeurs d'oxygène augmentent fortement quand on se rapproche de la côte (à 34°W , les valeurs sont supérieures à 3.0 ml/l sur toute la colonne d'eau). Les valeurs de courant sur ce rail (figure II.9), doivent être considérées avec précaution car elles résultent d'une moyenne d'au maximum 3 stations. Elles montrent, toutefois, que le courant est dirigé vers l'Ouest au-dessus de 200 m avec une forte composante vers le nord à l'Ouest de 33°W . Cette forte composante est associée, à la côte, à de fortes teneurs en oxygène et de fortes (resp. faibles) valeurs de salinité au-dessus (resp. en-dessous) de la surface $\sigma_{\theta} = 26.1$. Ceci est confirmé par le calcul géostrophique qui permet de calculer la composante perpendiculaire à la radiale, c'est à dire suivant une direction NNW-SSE. Il montre un courant dirigé vers le NNW à l'Ouest de 32°W , et qui s'intensifie près de côtes (20 cm/s entre 100 et 150 m).

b - Radiale devant Natal ($5^{\circ}55'S-35^{\circ}15'W$)

C'est une radiale méridienne qui débute au Nord de Natal et correspond en fait à la radiale 35°W précédemment décrite. Les figures II.10 à II.11 représentent les coupes hydrologiques et de courant entre 3°S et 5.5°S . Nous avons donc complété la section 35°W par une moyenne des paramètres à 5.5°S . Les moyennes sur ce rail ont été faites tous les $.5^{\circ}$ de latitude, chaque boîte comporte entre 4 (5.5°S) et 6 stations. Un maximum de sel apparaît sur ces coupes, en subsurface. Le maximum atteint 37.1 entre 4.5°S et 5.0°S vers 100 m de profondeur, soit entre les surfaces sigma-thêta 24.7 et 24.9. Ce maximum est supérieur à celui observé plus au sud devant Recife. Mais, sur cette dernière radiale, la moyenne est réalisée avec un nombre de stations inférieur à celui qui a permis de calculer la moyenne devant Natal. D'autre part, la radiale devant Recife se termine à 34°W et il est possible que le maximum de sel soit plus important près des côtes. Ces surfaces sont aussi marquées par un maximum d'oxygène (> 4.5 ml/l). Au sud de 5°S , l'oxygène est supérieur à 3.75 ml/l sur toute la colonne d'eau¹(ici encore plus fort que devant Recife). Les coupes de courant (figure II.11) montrent un maximum de vitesse à 4.5°S . A cette longitude, le courant est dirigé vers l'ouest (> 40 cm/s entre 80 et 200 db) et vers le nord (> 60 cm/s entre 100 et 150 db). Les noyaux de vitesse maximum sont situés sous le noyau de sel

¹ Sur la figure II.2 les valeurs étaient supérieures à 4.0 ml/l à 5°S sur toute la colonne d'eau. La différence entre les 2 coupes vient de ce que, pour calculer les moyennes de la figure II.10 nous avons utilisé les données brutes. Tandis que les coupes de la figure II.2 ont été construites après avoir complété les stations manquantes à une latitude donnée par une interpolation linéaire.

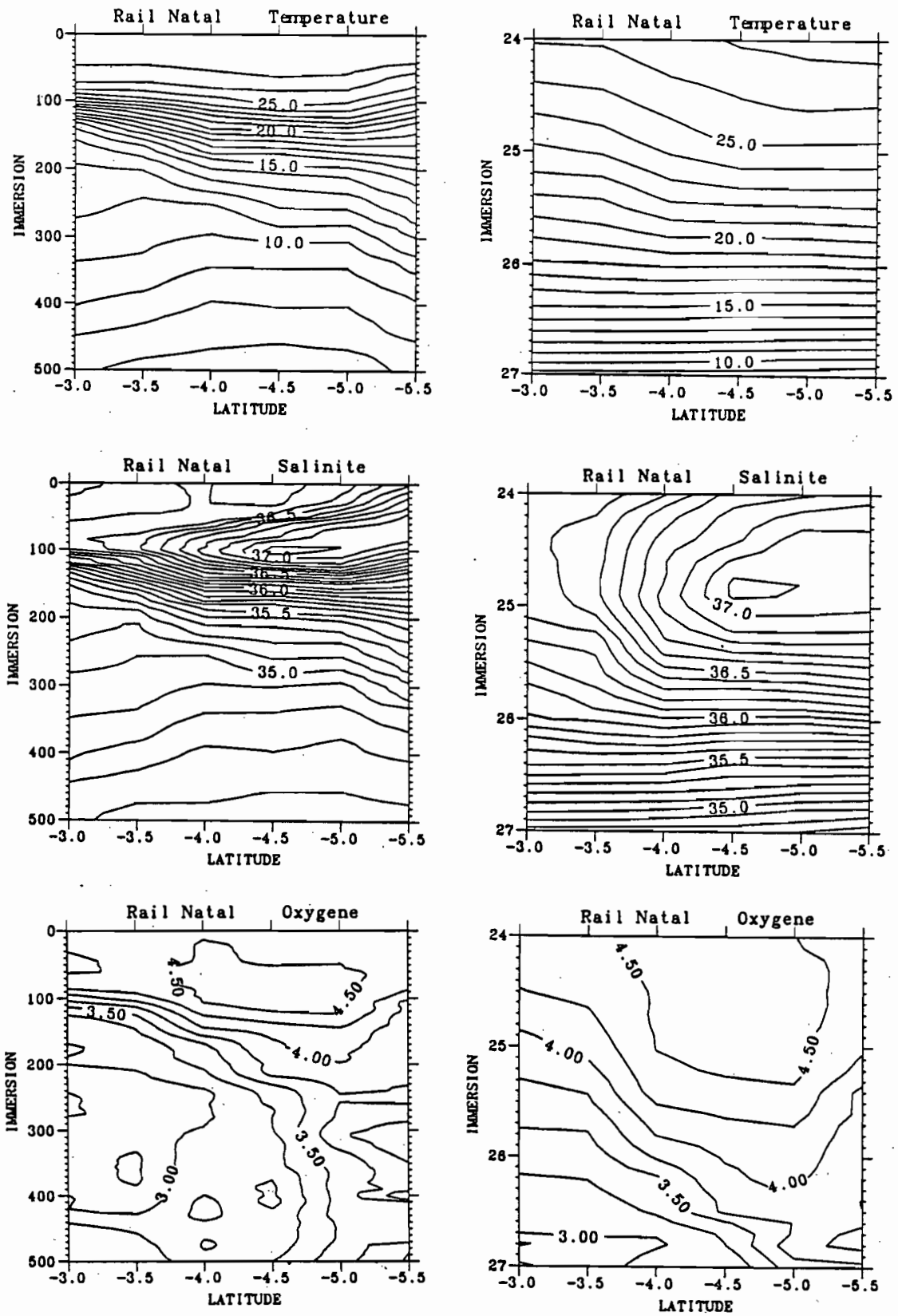


Figure II.10.. Coupe moyenne de température, salinité, oxygène de la radiale au nord de Natal.

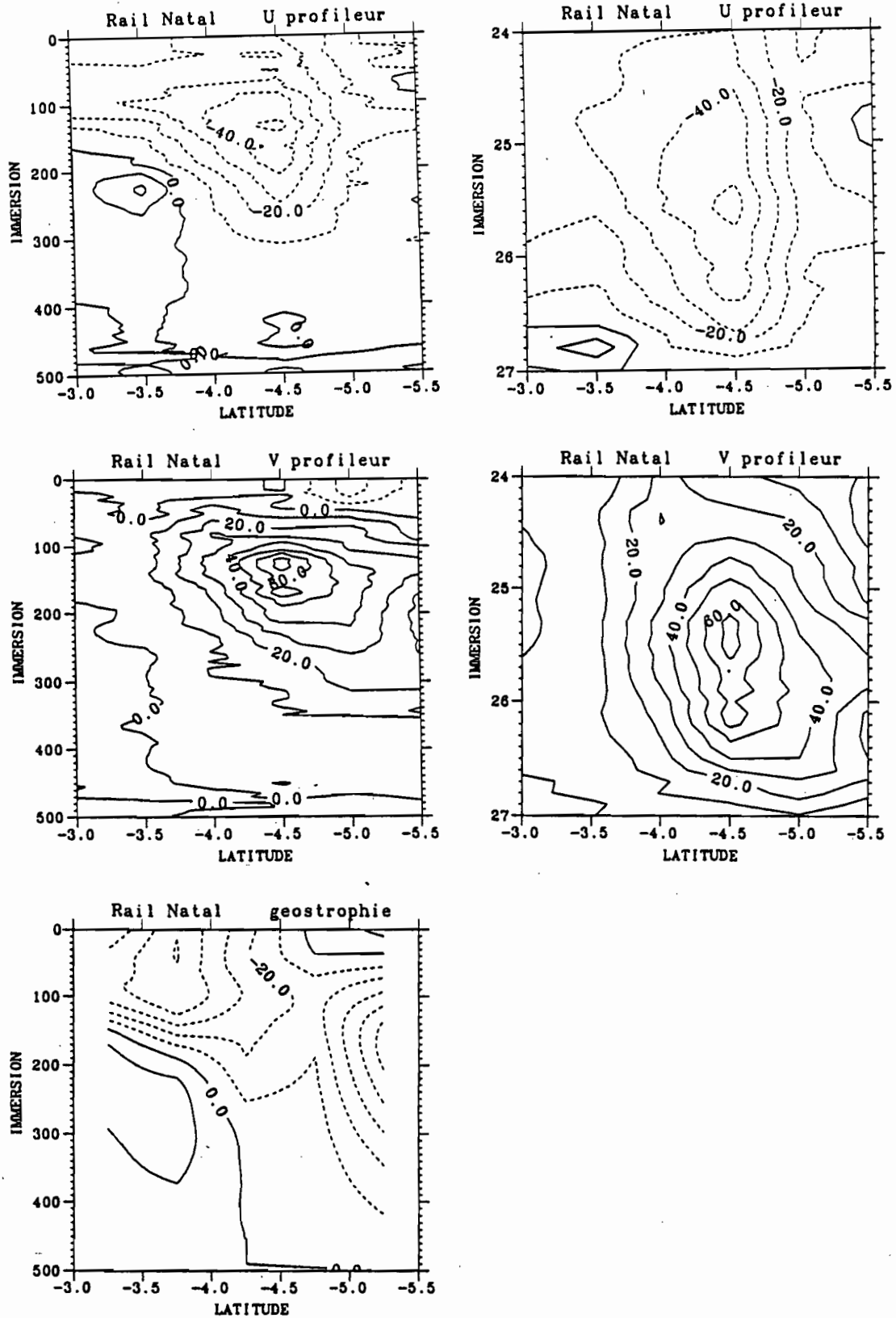


Figure II.11 Coupe de la composante zonale et méridienne du courant (par rapport à la moyenne des courants entre 475 et 500 db), et de la composante géostrophique (référéncée par rapport à 500 db) de la radiale au nord de Natal.

maximum, mais à la même latitude que ce dernier. Le maximum de sel est donc advecté vers le Nord-Ouest. La composante géostrophique est sensiblement différente de la composante zonale du courant, en particulier le maximum de vitesse subsuperficielle se trouve maintenant proche de la côte à 5.5°S. Ce qui tend à prouver que la relation géostrophique est difficilement applicable à cet endroit.

En conclusion, l'analyse de ces 2 radiales montre bien qu'une masse d'eau salée et à forte teneur en oxygène est advectée vers le Nord (devant Recife) puis vers le Nord-Ouest (au large de Natal), sur des surfaces sigma-thêta proches de celles sur lesquelles se retrouvent ces maxima à 35°W-0°. Par contre, les données FOCAL ne nous permettent pas de décrire comment ces masses d'eau atteignent l'équateur (pour une description de ce cheminement se reporter à Metcalf et Stalcup, 1976).

C - ANALYSE DE LA CIRCULATION SOUS LA THERMOCLINE

1 - Introduction

Ainsi que nous l'avons déjà signalé, l'analyse de la circulation moyenne à immersion constante n'est pas toujours appropriée. Par exemple, au niveau du SCE, Weisberg et al. (1987) ont montré, à partir de données de courant et de température d'un mouillage équatorial à 28°W, que la thermocline et la composante zonale du courant à l'équateur subissent des variations verticales saisonnières non négligeables. L'amplitude verticale annuelle de l'isotherme 20°C est de 40 db (ces chiffres doivent être considérés avec précaution, la résolution verticale des mouillages ne permettant pas un calcul très précis). Les déplacements verticaux du maximum de vitesse du SCE sont étroitement liés à ceux de la thermocline, donc à la densité.

Par ailleurs, en absence de mélange et de processus diabatique, la densité est une quantité conservative pour une particule d'eau. D'autre part on considère généralement que les axes principaux de mélange se font le long des isopycnes, et perpendiculairement à ces isopycnes. Les processus de mélange étant alors différents, un mélange diapycne implique un gain d'énergie potentielle, ce qui n'est pas forcément le cas d'un mélange isopycne dont la cause est souvent la présence de structures tourbillonnaires à méso-échelles.

L'analyse sur des surfaces isopycnes des propriétés de masses d'eau a donc, très tôt, été utilisée pour en déduire la circulation.

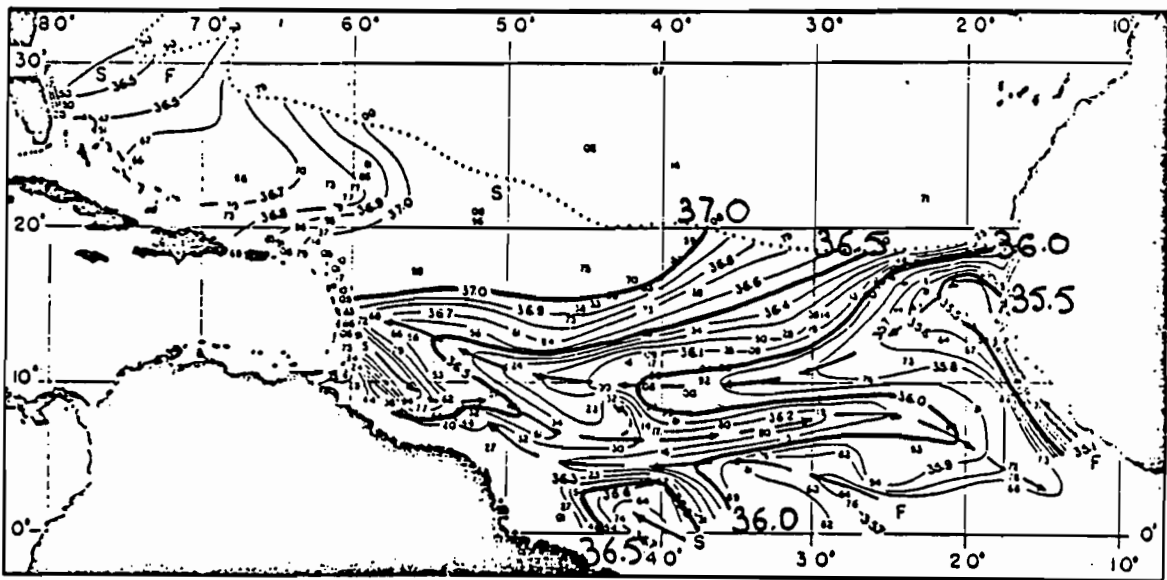
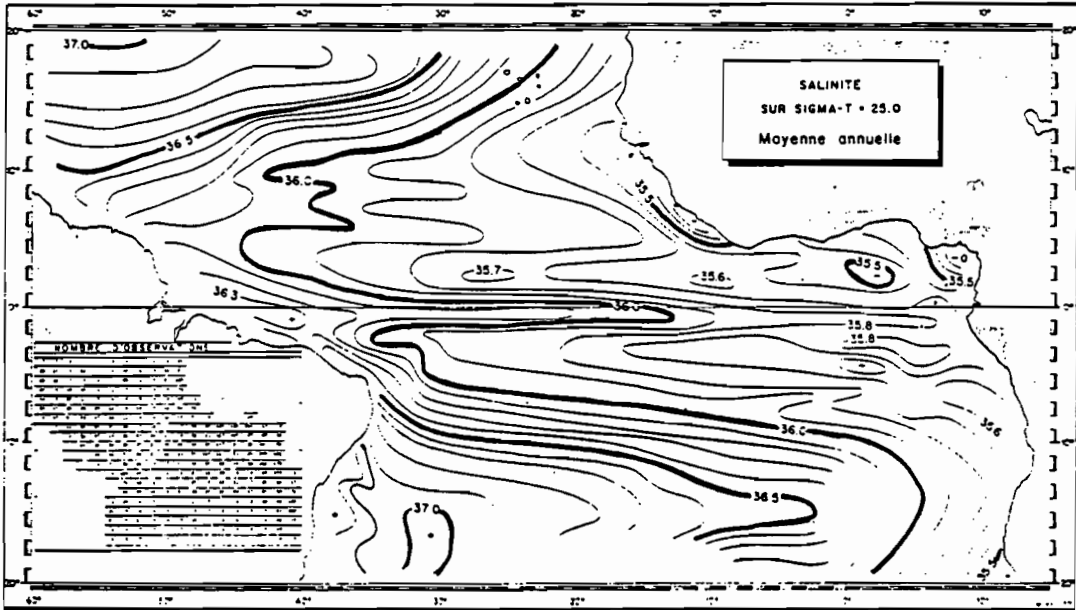


Figure II.13 Tracé de salinité sur la surface $\sigma\text{-T} = 25.0$.
 a) Atlas de Merle (1978)
 b) Montgomery (1938)

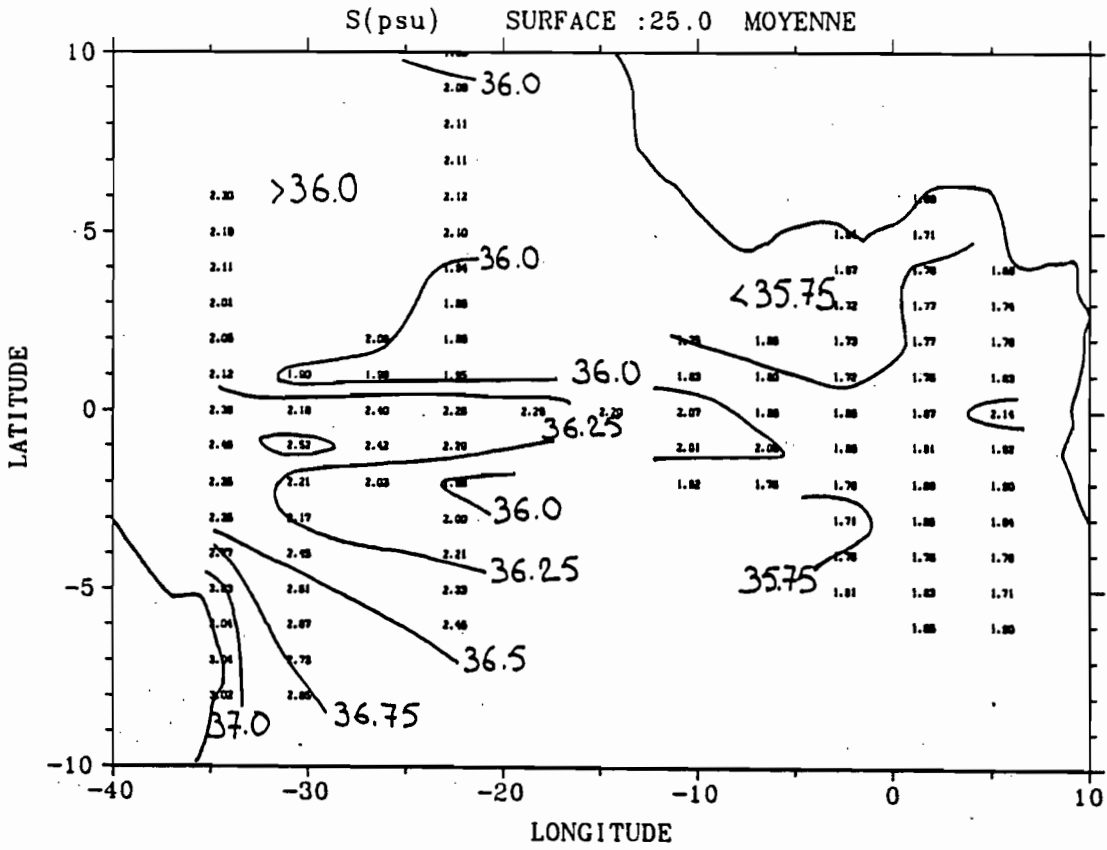


Figure II.14 Tracé de la salinité moyenne sur la surface sigma-thêta 25.0.
 (les chiffres correspondent à S-34 psu)

Montgomery (1938) a décrit la circulation au Nord de l'équateur sur certaines isopycnes. Il est intéressant de comparer ces figures avec celles de l'atlas de Merle (1978). La figure II.13 montre la salinité sur la surface $\sigma_t=25.0$, donnée par ces 2 auteurs. Les tracés sont comparables au Nord de 10°N , par contre l'isohaline 36.0 s'étend jusqu'à 20°W vers 8°N sur la carte réalisée par Montgomery et elle ne dépasse pas 35°W à la même latitude dans l'atlas de Merle. La carte obtenue à partir des données FOCAL est reportée sur la figure II.14. Elle montre que la salinité est supérieure à 36.0 entre 4°N et 10°N à 23°W , ce qui est conforme à l'analyse de Montgomery. Il est probable que les divergences observées soient dues pour une bonne part à des différences de résolution verticale des mesures.

Kawase et Sarmiento (1985) ont mis en évidence les principales sources de masses d'eau dans l'Atlantique, en réalisant une analyse grande échelle sur des surfaces sigma-thêta. L'analyse parallèle des quantités transportées (Salinité, Oxygène, Silicate, Nitrate) et des processus biologiques pouvant les affecter leur suggère où peut se produire un mélange diapycne (conclusion à prendre avec précaution, les rapports de Redfield qu'ils utilisaient étaient incorrects, Takahashi et al. (1985), Minster et Boulahdid (1987)). Leur figure 4 (reproduite ici, Figure II.15) montre que sur les surfaces 26.5, 26.2 et 25.6, la salinité est plus faible dans la bande équatoriale et près des côtes africaines, que celle observée dans les tourbillons anticycloniques de l'hémisphère Nord et de l'hémisphère Sud. Les fortes teneurs en sels nutritifs et les fortes valeurs d'UAO (utilisation apparente d'oxygène) associées à ces masses d'eau peu salées, semblent montrer que ces eaux sont "upwellées" et qu'il existe donc un mélange diapycne non négligeable au-dessus de la surface 26.5 (qui à l'équateur est à la base du SCE). Une caractéristique commune à ces figures, est le front de salinité qui s'étend de 10°N sur la côte d'Amérique du Sud à 20°N sur la côte Africaine. Ce front sépare les eaux salées du tourbillon anticyclonique de l'hémisphère Nord des eaux équatoriales peu salées. Il faut tout de même noter la faible résolution spatiale de cette analyse au voisinage de l'équateur.

Broecker et Östlund (1975) ont fait une description de la distribution de propriétés (salinité, oxygène, silicate, tritium) sur la surface 26.8 dans l'Atlantique tropical. Ils ont fait cette étude, principalement à partir de 2 radiales qui coupent la zone équatoriale à l'Ouest ($35^\circ\text{W}-0^\circ$) et à l'Est ($10^\circ\text{W}-0^\circ$) (programme GEOSECS). Ils précisent que leur étude aurait pu se faire sur d'autres surfaces que 26.8, les caractéristiques variant continûment d'une surface à l'autre. J'ai extrait 3 figures de leur articles (figure II.16) qui donnent quelques caractéristiques des surfaces sous la thermocline principale, à l'équateur. La figure II.16 a)

SALT (‰)

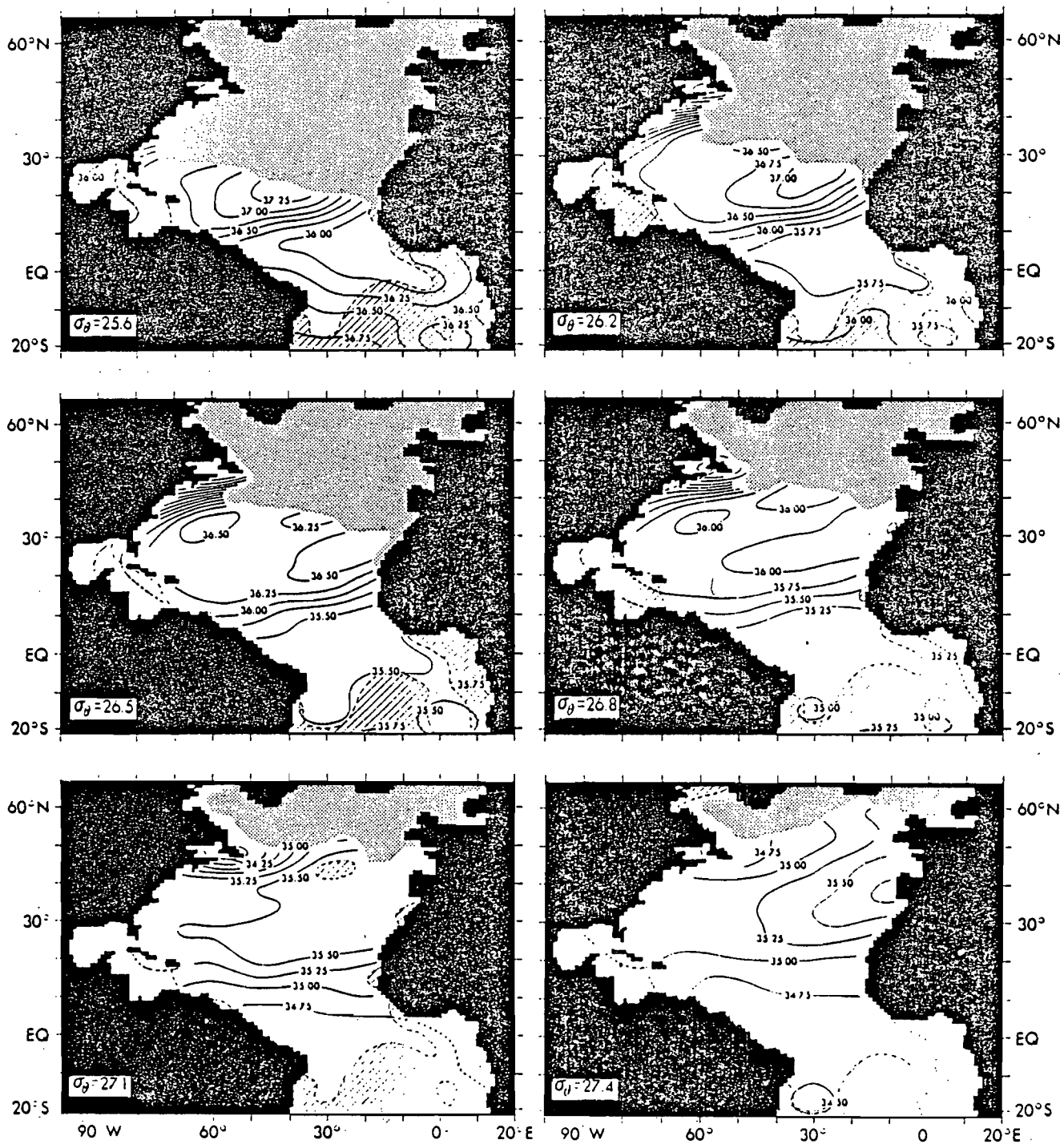


Fig. 4. Salinity in per mill. Stippled areas are as in Figure 3. Cross-hatched areas are regions with estimated error greater than 0.5‰ for $\sigma_\theta = 25.6$ to 26.5, and greater than 0.2‰ for the rest.

Figure II.15 Tracé de la salinité sur différentes surfaces sigma- Θ .
(tiré de Kawase et Sarmiento, 1985).

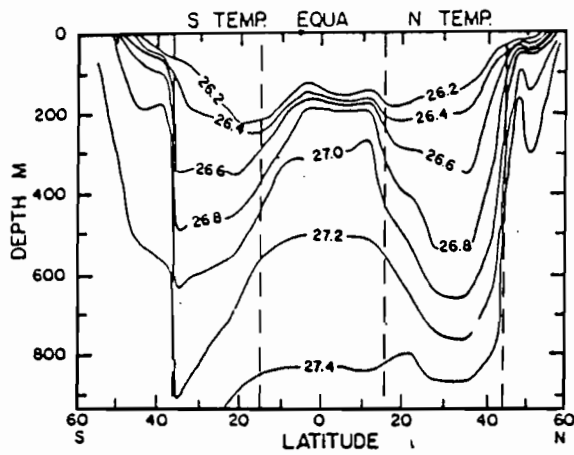


Fig. 3. Depth of various isopycnal horizons along the Geosecs track in the western Atlantic. The correspondence between the equatorial shoaling and 15°N transition zone is clearly shown.

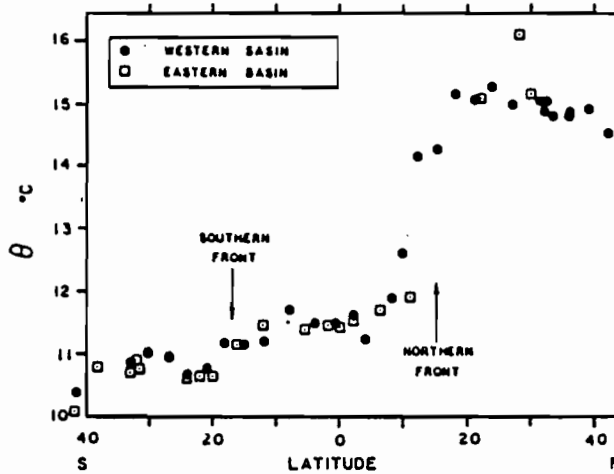


Fig. 4. Plot of potential temperature versus latitude along the $\sigma_t = 26.8$ isopycnal for the Geosecs eastern and western basin tracks.

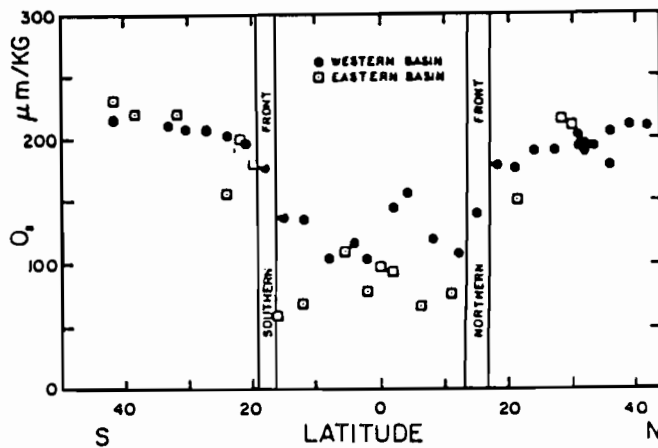


Fig. 6. Dissolved oxygen versus latitude along the $\sigma_t = 26.8$ isopycnal for the Geosecs eastern and western basin traverses.

Figure II.16 Figures tirées de Broecker et Ostlund (1979).

montre la profondeur de surfaces sigma-thêta entre 60°N et 60°S, la remontée de ces surfaces entre 15°N et 15°S et la forte pente des isopycnes à 15°N et 15°S. Le front à 15°N est associé à un front de température (figure II.16 b) qui montre que l'influence des eaux de l'hémisphère Nord, sur cette surface, est faible à l'équateur. Il n'y a pas de front similaire en température associé à la pente des isopycnes à 15°S. Par contre, celui-ci est visible sur la coupe méridienne de teneur en oxygène dissous (figure II.16 c). Il faut toutefois noter que la radiale Ouest qu'ils utilisent ne s'approche pas de la côte Brésilienne, où nous avons vu que les teneurs en oxygène sont fortes bien plus près de l'équateur. Celle-ci montre un minimum en oxygène dissous dans la bande équatoriale, qui ne peut-être déduit d'un simple mélange entre les eaux au Nord de 15°N et au Sud de 15°S. Ceci montre que le taux de renouvellement des eaux équatoriales sur cette surface est faible. Par ailleurs Broecker et Ostlund concluent à la possibilité d'un mélange diapycne sur cette surface, après avoir analysé la distribution de certaines propriétés tels que les paramètres NO, PO et la teneur en silicate.

Une faiblesse de leur conclusion tient au fait que les valeurs de NO et PO sont dépendantes du choix du nombre de Redfield et que l'analyse des silicates est subordonnée à l'hypothèse qu'il n'y a pas de redissolution.

Ces quelques exemples nous montrent que l'analyse des masses d'eau sur des surfaces sigma-thêta est un outil intéressant pour l'étude de la circulation et des processus de mélange. Au-dessus de la surface 26.5, une analyse quantitative de la circulation moyenne et saisonnière sera effectuée et discutée dans les chapitres suivants.

Notre analyse des coupes moyennes de courant ne nous a pas montré sous la thermocline de signal cohérent de la circulation. Les moyennes ayant été faites à immersion constante, nous allons dans ce qui suit présenter la moyenne de la température, de la salinité et des courants sur des surfaces sigma-thêta sous la thermocline.

2 - Analyse sur des surfaces isopycnes.

Afin de mieux cerner la circulation en-dessous du SCE, nous allons étudier les propriétés des masses d'eau sur quelques surfaces sigma-thêta le long des radiales 35°W, 23°W et 4°W. Nous avons choisi les surfaces suivantes:

- 26.5 qui constitue la base du SCE, et est située à une immersion où les gradients verticaux de densité sont faibles.

- 26.8 est située juste au-dessus du minimum d'oxygène équatorial et à la base de la thermocline à l'équateur.
- 27.0 est la surface la plus profonde que nous avons utilisée dans ce travail.

Pour faire cette analyse nous nous appuyerons sur le fait que les eaux subtropicales atteignent le bassin équatorial par l'Ouest, et que les courants qui se dirigent vers l'Est transportent des eaux salées et oxygénées, contrairement aux courants se dirigeant vers l'Ouest et qui transportent des eaux plus vieilles (moins oxygénées). Ainsi Hisard et Morlière (1976), en se basant sur les fortes teneurs en oxygène associées au SCES ont pu suivre ce dernier dans le Golfe de Guinée.

Wacongne (1988) remarque que cette technique peut conduire à de mauvaises interprétations de la circulation, principalement pour les 2 raisons suivantes:

- des variations temporelles du traceur utilisé peuvent produire des schémas de circulation erronés.
- la distribution des propriétés ne coïncide pas obligatoirement avec la circulation, en particulier quand l'effet de la diffusion est important par rapport à l'advection (Pickart, 1987, cité par Wacongne).

L'analyse qui suit, est réalisée sur des surfaces où les variations saisonnières de la salinité sont faibles (figure II.5). Nous ne pensons donc pas que les indications sur la circulation que nous pourrions déduire de ce traceur, soient perturbées par ses variations saisonnières. Par contre, nous ne pouvons estimer l'importance relative de l'advection par rapport à la diffusion. Mais, dans ce qui va suivre, notre intention n'est pas de donner une image fine de la circulation, mais plutôt de recenser les incohérences (et cohérences) de la circulation estimée par les profils de courant par rapport à la distribution des traceurs.

Dans l'analyse qui va suivre, nous n'utiliserons que la salinité et l'oxygène comme traceur des masses d'eau. Nous allons aussi explorer les possibilités d'un mélange diapycne sur ces surfaces.

a - Surface 26.5 (Figure II.17)

Sur cette surface, le SCE est encore bien visible à toutes les longitudes. La valeur maximum se situe à l'équateur, elle est de 42 cm/s (e.t. 14 cm/s), 45 cm/s (20 cm/s) et 20 cm/s (e.t. 15. cm/s) à 35°W, 23°W et 4°W (où l'abréviation 'e.t' est donnée pour écart-type). La décroissance de la vitesse est maximum entre 23°W et 4°W. Nous ne retrouvons

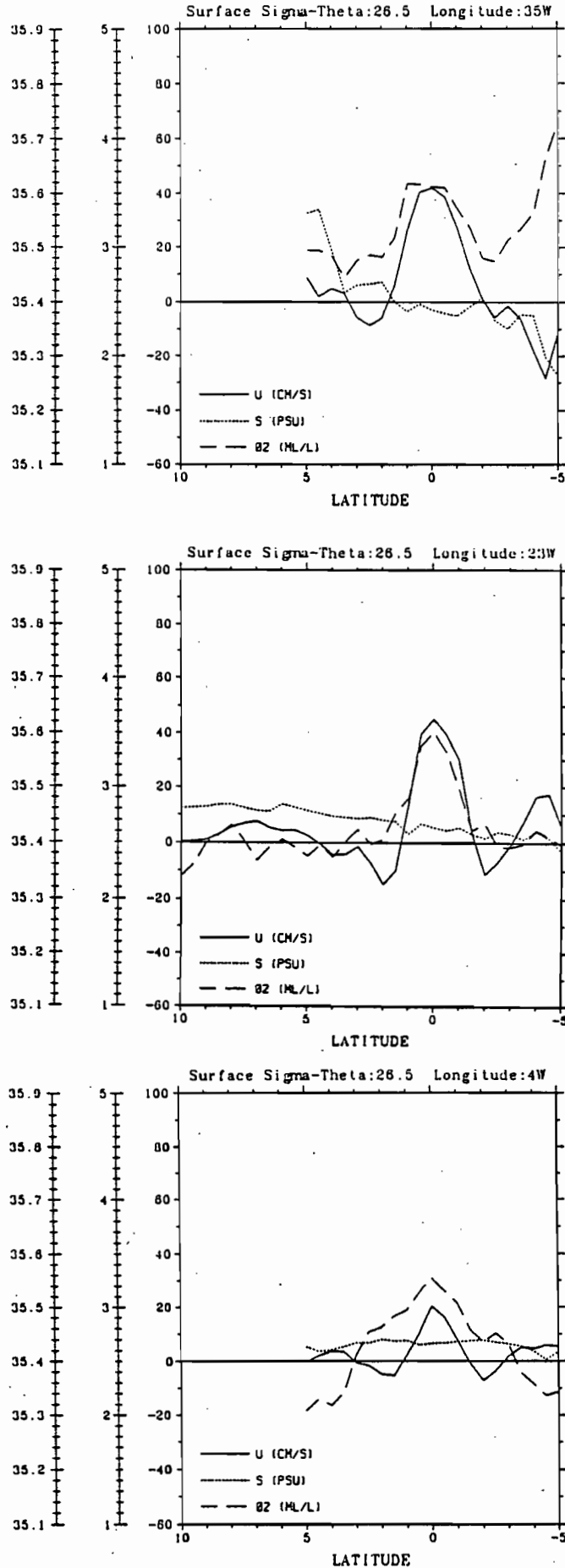


Figure II.17 Tracé de la moyenne de salinité (en psu), d'oxygène (en ml/l) et de la composante zonale du courant (en cm/s), à 35°W, 23°W, 4°W, entre 10°N et 5°S, sur la surface sigma-thêta 26.5.

pas le maximum de salinité équatorial qui est associé au maximum de vitesse du SCE sur les surfaces supérieures. Par contre la salinité augmente d'Ouest en Est ; à l'équateur elle est de: 35.385 (e.t. 0.040) à 35°W, 35.427 (e.t. 0.026) à 23°W et 35.433 (e.t. 0.013) à 4°W. A 35°W et 23°W au delà de 2°N, on trouve des valeurs de sel supérieures à celles observées à 4°W-0° (35.436 à 35°W-2°N). C'est la seule source d'eau "salée" sur cette surface à l'Ouest de 4°W. L'augmentation de sel d'Ouest en Est à l'équateur peut-elle alors être expliquée par un écoulement des eaux en provenance du Nord-Ouest ? Notons que la teneur en oxygène associée à cette masse d'eau au Nord de l'équateur est plus faible (2.91 ml/l (e.t. 0.38) à 35°W-2°N) que celle mesurée à l'équateur: 3.56 ml/l (e.t. 0.18) à 35°W, 3.51 ml/l (e.t. 0.25) à 23°W, et 3.27 ml/l (e.t. 0.12) à 4°W. Le maximum d'oxygène rencontré à l'équateur aux 3 longitudes a de plus, une extension méridienne plus importante à 4°W qu'à 23°W. Il faudrait donc, dans l'hypothèse d'une circulation en provenance du Nord-Ouest, qu'il y ait une augmentation d'oxygène.

Rappelons que l'oxygène n'est pas un traceur conservatif, et que sa teneur en subsurface doit diminuer au fil du temps sous l'effet de l'oxydation des détritiques ou de la respiration. Cependant en présence de rayonnement solaire il est possible que la teneur en oxygène augmente par photosynthèse. Le rayonnement solaire reste tout de même faible sur la surface 26.5, même en été boréal à 4°W quand la structure thermique se rapproche de la surface de la mer (Cf figure IV.16, chapitre IV, Bilan Moyen). D'ailleurs les mesures de chlorophylle, indice de l'activité photosynthétique, effectuées pendant les campagnes FOCAL (Oudot, 1987), montrent que la teneur en pigment à 4°W est nulle en-dessous de 100 m. L'immersion de la surface 26.5 est rarement inférieure à 100 m à 4°W (seule une station pendant FOCAL 4 atteint 85 m). Il est donc raisonnable de penser que la seule production biologique ne puisse pas expliquer une augmentation de la teneur en oxygène. La conservation de la salinité qui impliquerait (en l'absence de mélange isopycne) un transfert des eaux situées au nord de l'équateur dans l'ouest, vers l'équateur dans l'est, n'est pas compatible avec l'oxygène qui augmenterait le long d'un tel trajet. Seul un mélange diapycne avec les eaux salées supérieures permet d'expliquer l'augmentation de sel au cours du déplacement zonal des masses d'eau. D'ailleurs des mesures de microstructure (mesure de l'énergie turbulente de dissipation) faites par Crawford et Osborn (1979) à l'équateur dans l'Atlantique, montrent qu'il est probable qu'un mélange turbulent se produise sous le SCE.

De part et d'autre du flux Est équatorial, à 2°N et 2°S, le courant est dirigé vers l'Ouest à toutes les longitudes. Les maxima sont rencontrés à 23°W: 15 cm/s (e.t. 5 cm/s) à

2°N et 11 cm/s (e.t. 10 cm/s) à 2°S. La salinité de la branche Sud décroît de 4°W à 35°W, celle de la branche Nord reste constante entre 4°W et 23°W et décroît légèrement à 35°W. L'oxygène associé à ces branches décroît entre 4°W et 23°W, ce qui peut être expliqué par la consommation, puis augmente entre 23°W et 35°W. A 35°W-5°S, les teneurs en oxygène sont fortes, ce qui suggère un mélange avec des eaux plus riches de l'Ouest.

A 4.5°S-23°W, le SCES apparait avec une vitesse vers l'Est de 17 cm/s (11.8 cm/s). Les caractéristiques en oxygène et sel ne se différencient pas vraiment du flux Ouest de 2°S. En particulier, le maximum relatif d'oxygène, par rapport aux eaux environnantes, qui est généralement associé à ce courant, n'est pas encore présent sur cette surface. Le SCES est aussi visible à 4°W, mais avec une vitesse moindre, 6 cm/s à 4.5°S (e.t. 5.4 cm/s). A 4.5°S-35°W, les mesures ont été faites dans le courant côtier Nord-Brésilien (qui se dirige vers le N.W.) caractérisé par de fortes valeurs en oxygène.

Au nord de 4°N à 35°W, on devine la frontière Sud du SCEN surtout marquée par l'accroissement de la salinité. Par contre, les teneurs en oxygène restent faibles. Si l'on se fie aux observations de Cochrane et al. (1979), il s'agit bien du SCEN et non du CCEN. En effet, ils ont réussi à distinguer un noyau de vitesse indépendant du CCEN à l'ouest de 25°W, sur des surfaces proches de la surface 26.5. A 23°W, le SCEN est bien visible entre 4.5°N et 9°N avec une vitesse maximum de 7.6 cm/s à 7°N. Il est associé à des salinités plus fortes qu'à l'équateur et de faibles teneurs en oxygène. Ce courant fait exception à la "règle" qui veut que les courants à composante Est transportent des eaux salées et oxygénées. En fait, Metcalf et Stalcup (1967) montrent que les eaux du SCEN résultent d'un mélange entre les eaux à forte teneur en oxygène de l'Atlantique Sud et des eaux peu oxygénées du Courant Nord Equatorial. Metcalf et Stalcup ne font pas la distinction entre le SCEN et une prolongation en profondeur du CCEN de surface.

b - Surface 26.8 (Figure II.18)

La surface sigma-thêta 26.8 située à la base de la thermostadt, à la profondeur où démarre la seconde thermocline. Cette surface se trouve aussi juste au-dessus du minimum d'oxygène équatorial qui est généralement associé au CEI.

La composante zonale des courants mesurés par les profileurs pendant FOCAL est faible sur cette surface et n'est pas toujours cohérente avec la distribution de sel et d'oxygène (Figure II.18). Il y a des différences difficilement interprétables entre les 3 sections.

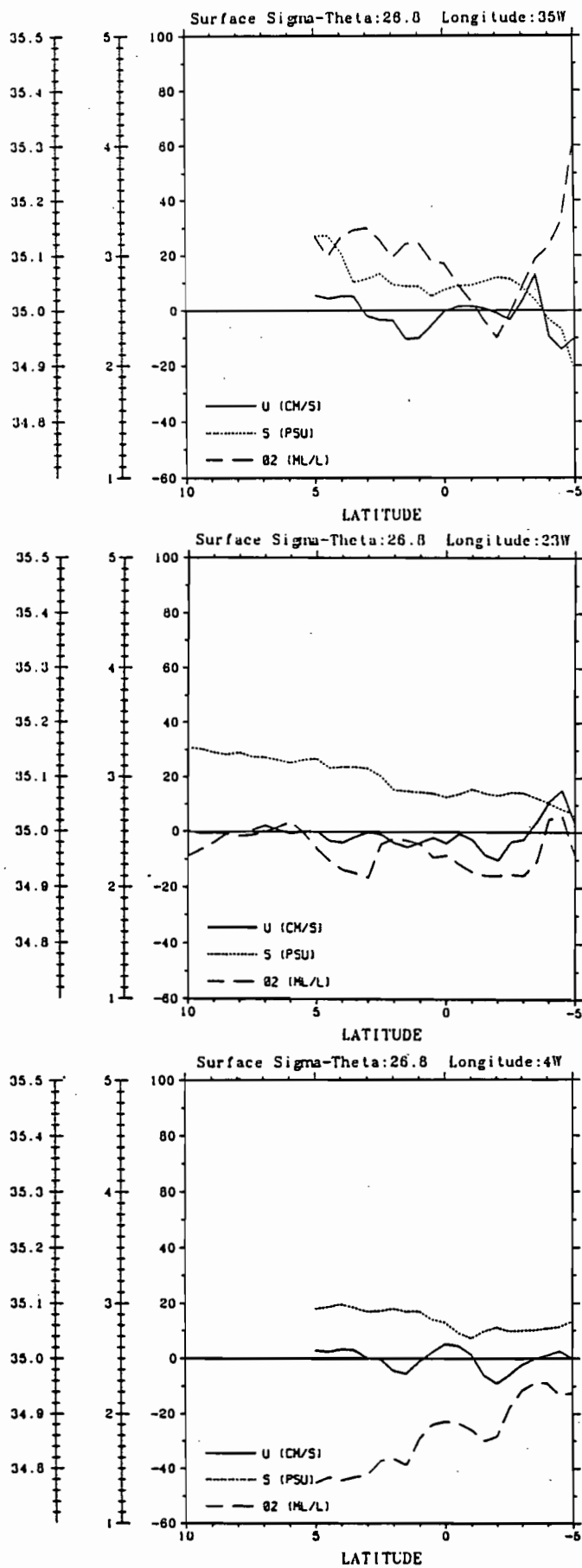


Figure II.18 Tracé de la moyenne de salinité (en psu), d'oxygène (en ml/l) et de la composante zonale du courant (en cm/s), à 35°W, 23°W, 4°W, entre 10°N et 5°S, sur la surface sigma-thêta 26.8.

La structure la plus visible est celle du SCES qui se trouve à 3.5°S à 35°W et 4.5°S à 23°W. A ces 2 longitudes, le SCES est associé à des teneurs en oxygène dissous élevées. A 4°W, les vitesses sont légèrement positives à 4.5°S, mais la présence du SCES est surtout révélée par le maximum en oxygène.

A 23°W et 4°W, il y a un courant vers l'Ouest à 2°S (10 cm/s, e.t. 10 cm/s) associé à un maximum de sel et un minimum d'oxygène. Ce minimum est aussi très marqué à 35°W (il y a aussi un maximum de sel), mais aucun signal n'est visible sur les mesures de courant. Au vu de la structure de sel et d'oxygène, un courant vers l'Ouest aurait été souhaitable à 35°W-2°S.

A l'équateur, les courants estimés sont faibles ou nuls à 35°W et 23°W, et dirigés vers l'Est à 4°W (5.2 cm/s, e.t. 11 cm/s). Il est difficile de savoir quel est le courant moyen réel à ces immersions (300 m). Les quelques mesures en continu semblent montrer une variabilité saisonnière importante (figure II.4), mais il n'existe pas de mesures sur une durée assez longue pour calculer une moyenne fiable. A l'équateur, la salinité est plus faible qu'au Nord et au Sud aux 3 longitudes, avec des valeurs peut-être un peu plus fortes à 23°W qu'à 4°W et 35°W. Un maximum d'oxygène est associé au courant vers l'Est à 4°W-0°N. A cette longitude, l'oxygène diminue régulièrement vers le Nord. Ceci est probablement une conséquence de l'upwelling côtier (oxydation de détritiques sous l'upwelling) qui se produit régulièrement devant la Côte d'Ivoire de juillet à septembre.

A 35°W-1.5°N, il y a un courant de 11 cm/s (e.t. 8 cm/s) dirigé vers l'Ouest qui nous paraît incompatible avec les fortes teneurs en oxygène observées à cette latitude. Un courant nul à cette immersion impliquerait un courant dirigé vers l'Est de 10 cm/s à 500 m (les courants en-dehors de l'équateur ont été référencés par rapport à 500 db), donc associé avec un minimum d'oxygène. Cette correction paraît forte et ne semble pas confirmée par les teneurs en oxygène sur la surface 27.0 (figure II.19). De même à 23°W-2°N le maximum d'oxygène devrait être associé à un courant vers l'Est, ce qui impliquerait à nouveau de changer la référence à 500 m. La distribution de l'oxygène sur la surface 27.0, à cet endroit serait ici compatible avec ce changement de référence.

A 23°W-3°N, il y a un minimum d'oxygène important, mais il n'apparaît aucun signal sur les mesures de courant. A 4°W-1.5°N, il existe un courant faible vers l'Ouest (2.5 cm/s), associé à un minimum d'oxygène.

La trace du SCEN est visible à 35°W, au Nord de 4°N, surtout par l'augmentation de salinité, mais ce courant n'apparaît pas à 23°W où la salinité augmente régulièrement vers le Nord.

c - Surface 27.0 (Figure II.19)

Sur cette surface les courants estimés sont très faibles (<5 cm/s) et ne présentent pas de structures cohérentes, tant méridienne que zonale. La structure méridienne de salinité et d'oxygène est comparable à la description de Merle (1978). Soit:

- Un maximum d'oxygène situé légèrement au Nord de l'équateur à 23°W et 4°W; une augmentation d'oxygène vers le Sud à 35°W. La teneur en oxygène décroît d'Ouest en Est, mais de manière moins prononcée que sur la surface 26.8, au moins à l'équateur.

- A 35°W, la salinité augmente régulièrement entre 5°S et 5°N. A 23°W, elle augmente vers le Nord à partir de 2°N et, à 4°W à partir de 0°5 N. Elle est pratiquement constante au Sud de ces latitudes à ces 2 longitudes. A 23°W-5°N, la salinité est plus forte qu'à 35°W-5°N et l'augmentation est très forte jusqu'à 10°N. Cette augmentation est associée à une forte décroissance de l'oxygène.

D - CONCLUSION

L'ensemble des coupes hydrologiques et courantométriques permet de retrouver les principales caractéristiques hydrologiques et courantométriques déjà décrites dans le passé (se reporter à Hisard (1986) pour une description détaillée de ces travaux). De ces mesures, il ressort que :

* En surface :

- Le CES est observé aux trois longitudes. A 35°W et 23°W, la division en deux branches est nette, avec un minimum (une dérive vers l'Est) entre 0° et 1°S à 35°W et à 2°S à 23°W. Les maxima se trouvent entre 1°N et 2°N et vers 4°S. A 4°W, le CES est décalé vers le Sud, la composante zonale du courant est Ouest au sud de 2°N. Ceci est conforme à la description de Richardson et Walsh (1986) faite à partir des dérives de bateaux marchands. Ils trouvent une vitesse moyenne maximum de 37 cm/s à 4°N-18°W, 33 cm/s à 2°N-21°W et 37 cm/s vers 2°W-0° (Cf figure II.20, extraite de Richardson et Walsh (1986)).

- Le CCEN est observé à 23°W (> 20 cm/s) au Nord de 3.5°N. Il n'est pas apparent sur la coupe à 35°W. A cette longitude, le CCEN est soumis à une importante variabilité saisonnière puisqu'il se dirige vers l'Ouest de juillet à janvier. La moyenne de vitesse

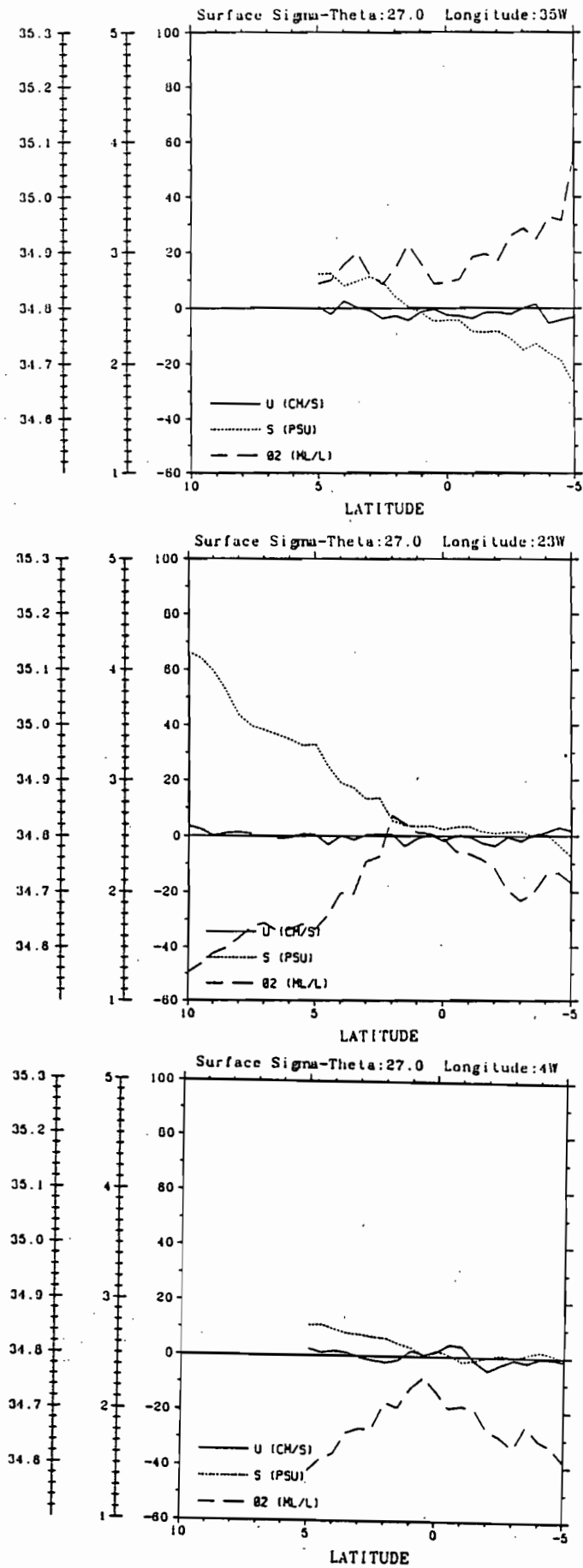


Figure II.19 Tracé de la moyenne de salinité (en psu), d'oxygène (en ml/l) et de la composante zonale du courant (en cm/s), à 35°W, 23°W, 4°W, entre 10°N et 5°S, sur la surface sigma-thêta 27.0.

calculée à partir des dérives de bateaux de commerce à cette longitude est faible (Richardson et Walsh, 1986). Par contre, le calcul géostrophique donne une composante moyenne vers l'Est entre 4°N et 8°N ainsi que le montre Arnault, 1987. A 4°W nous retrouvons bien le courant de Guinée au Nord de 2°N, avec une intensité proche de celle déduite des dérives de bateaux marchands, soit 40 cm/s (figure II.20).

* En subsurface :

- La structure la plus visible et qui est observée à toutes les longitudes est celle du SCE. Celui-ci se trouve dans la thermocline supérieure, là où nous observons un affaiblissement du gradient vertical de température (à 23°W et 4°W). Le noyau du maximum de courant est décalé vers le Nord par rapport au noyau de salinité maximum à 35°W et 4°W. Le noyau de vitesse maximum se rapproche de la surface dans l'Est du bassin (il est à environ 50 m de profondeur à 4°W et 100 m à 35°W). La densité de l'eau qu'il transporte est plus forte à 4°W (entre 25.5 et 26.0) qu'à 35°W et 23°W (environ 25.5). Le transport moyen du SCE décroît d'Ouest en Est. Pour des vitesses supérieures à 20 cm/s et en ne tenant pas compte des flux Est qui existent parfois en surface, le transport est respectivement de $18.2 \cdot 10^6 \text{ m}^3/\text{s}$ (écart-type: $3.6 \cdot 10^6 \text{ m}^3/\text{s}$), $16.0 \cdot 10^6 \text{ m}^3/\text{s}$ (écart-type $2.9 \cdot 10^6 \text{ m}^3/\text{s}$) et 10.2 (écart-type: $1.9 \cdot 10^6 \text{ m}^3/\text{s}$) à 35°W, 23°W et 4°W.

Katz et al. (1979) ont calculé un transport moyen de $10 \cdot 10^6 \text{ m}^3/\text{s}$ entre 33°W et 10°W, en juin et juillet 1974. Dans cette étude, le transport avait été calculé pour des vitesses supérieures à 20 cm/s, les profils de courant ayant été référencés par rapport à 300 m. Ce qui en présence d'un courant dirigé vers l'Est, à cette immersion, pourrait expliquer la faiblesse du transport ainsi estimé (hypothèse plausible si l'on se reporte aux enregistrements de courant à 300 m reportés sur la figure II.4). Par ailleurs, à partir de 22 sections recueillies en 1978-1980, Katz et al. (1981) ont calculé une valeur moyenne de $20.7 \cdot 10^6 \text{ m}^3/\text{s}$ (écart-type: $6.9 \cdot 10^6 \text{ m}^3/\text{s}$), entre 33°W et 25°W. Cette estimation est supérieure à la notre, mais ils ont tenu compte des dérives de surface ayant une composante vers l'Est, qui ont une contribution moyenne d'environ $1.0 \cdot 10^6 \text{ m}^3/\text{s}$.

- En-dessous de 200 m, la moyenne des courants est faible et ils sont difficilement discernables sur ces moyennes faites à immersion constante. Il ne faut pas oublier que les profils de courant en-dehors de la bande équatoriale, 1.5°N-1.5°S, ont été référencés par rapport à la moyenne des courants entre 475 m et 500 m, ce qui doit modifier sensiblement l'amplitude des courants profonds. La présence des SCEN et SCES est surtout révélée par la structure hydrologique et notamment la pente descendante vers l'équateur des isothermes

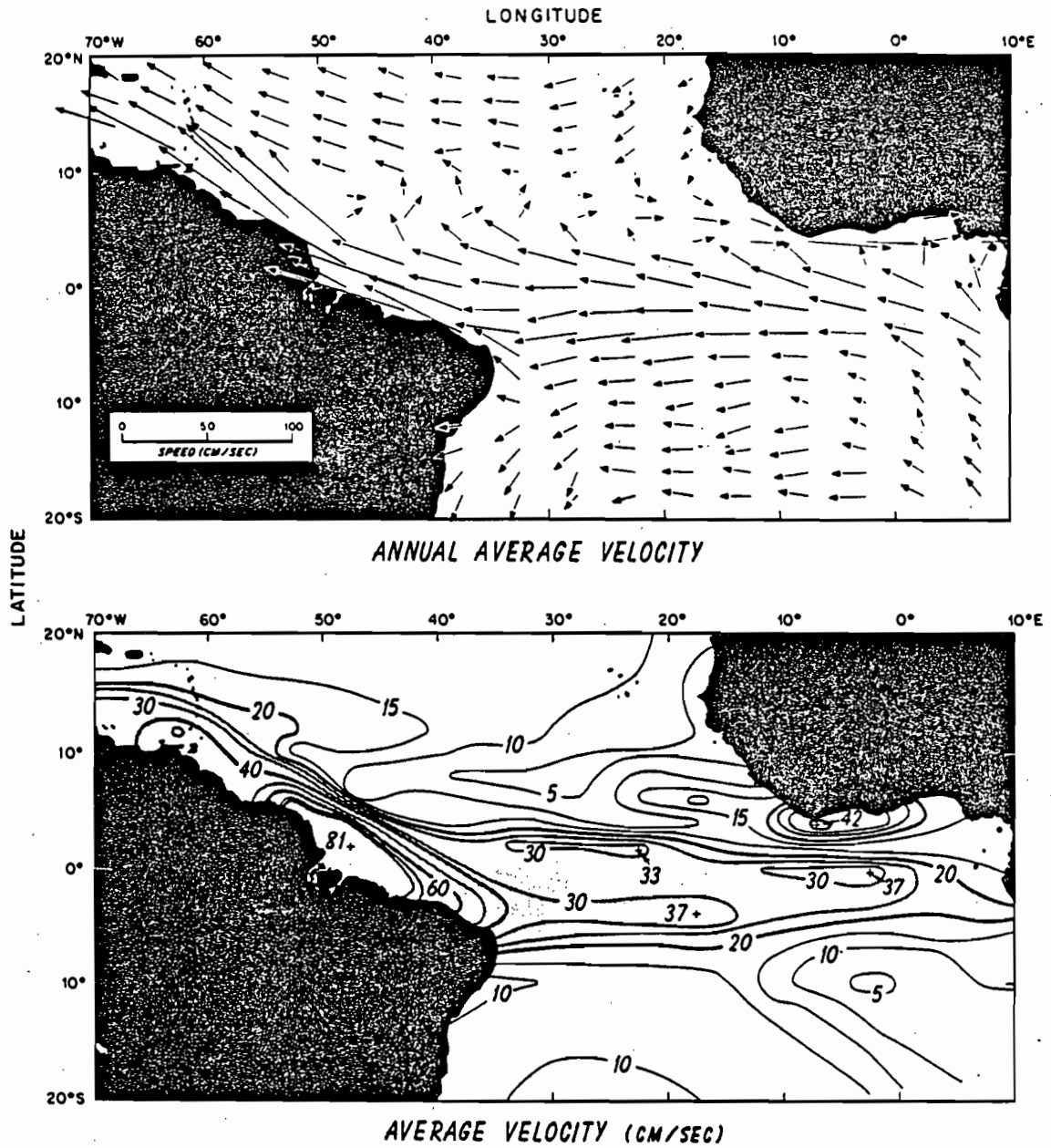


Fig. 3. (Top) Annual average velocity in each $2^\circ \times 5^\circ$ box. Speed is proportional to the length of the tail of each vector. (Bottom) The magnitude of the annual average velocity. Velocities greater than 20 cm/s are shaded to emphasize the fastest currents.

Figure II.20 Courant de surface moyen déduit des dérives de bateaux marchands.
(tiré de Richardson et Walsh, 1986)

entre 5°N et 3°N et entre 5°S et 3°S. La trace du SCES est encore présente à 4°W (se reporter à Hisard et al., 1976 pour une description de la terminaison de ce sous-courant dans le Golfe de Guinée), alors que le SCEN n'est pas présent à cette longitude. La pente zonale des isopycnes suggère qu'il doit s'écouler vers le Nord. Voituriez (1981), pense que le SCEN alimente sur le bord Est de l'Atlantique une circulation cyclonique permanente qui crée sous la thermocline un dôme thermique, le dôme de Guinée (12°N-22°W).

L'analyse que nous avons effectuée sur les surfaces sigma-thêta confirme l'impression que nous avons après avoir examiné les coupes moyennes : En-dessous de la surface 26.5, sous le SCE, les mesures faites par le profileur de courant ont une moyenne trop incertaine pour permettre une analyse quantitative de la circulation.

Seule l'analyse de la surface 26.5 permet d'obtenir un schéma de circulation cohérent entre les mesures de profileur de courant et la distribution des traceurs:

- La partie inférieure du SCE est bien visible à toutes les longitudes et elle est associée à de fortes valeurs d'oxygène.
- Le SCES est visible à 23°W et 4°W, mais il n'est pas encore associé à cette profondeur à un maximum d'oxygène.
- Le courant Nord-Brazilien apparait (dérive vers l'Ouest), associé à de fortes valeurs en oxygène.
- Des dérives Ouest sont mesurées de part et d'autre du SCE aux 3 longitudes.

Enfin, il apparait d'après les mesures d'oxygène et de salinité, que sur cette surface, à l'équateur, un mélange diapycne avec les eaux supérieures serait nécessaire pour expliquer l'augmentation de sel entre 35°W et 23°W.

Sur la surface 26.8, les seules certitudes sont :

- La présence du SCES à 35°W et 23°W, associé à des teneurs en oxygène élevées. A 4°W, seules les valeurs fortes d'oxygène marquent la présence du SCES.
- Des dérives vers l'Ouest tant à 23°W qu'à 4°W, à 2°S. A 35°W, seul un maximum de sel et un minimum d'oxygène marquent ce courant.

Par ailleurs:

- A 35°W-1.5°N un courant vers l'Est est nécessaire pour expliquer le maximum d'oxygène présent à cette latitude. Ceci implique qu'il doit exister un courant vers l'Est

d'environ 10 cm/s à 500 db, mais celui-ci serait incompatible avec les teneurs en oxygène sur la surface 27.0.

- De même à 23°W-3°N, un changement de référence des courants à 500 db est nécessaire pour expliquer le maximum d'oxygène observé.

Sur la surface 27.0, il est difficile de décrire la circulation à partir des seules données FOCAL.

Il faut noter que l'utilisation de l'oxygène en tant que traceur de masse d'eau et de la circulation doit être faite avec précaution. En particulier, un maximum d'oxygène peut être expliqué, soit par un transport depuis les sources, ici l'Ouest de l'Atlantique, ou simplement parce que la consommation par les phénomènes de respiration ou d'oxydation est plus faible qu'à d'autres latitudes. On peut espérer que d'autres traceurs permettraient de mieux appréhender la circulation dans ces couches. En particulier, nous n'avons pas utilisé les mesures de traceurs transitoires tels que les chlorofluorométhanes et l'anomalie d'hélium 3.

III - METHODE D'ANALYSE

Dans ce chapitre, nous allons exposer brièvement les méthodes d'analyse que nous allons utiliser pour étudier les bilans moyen et saisonnier de la circulation, au-dessus de la thermostat dans l'Atlantique équatorial. Certains points ne seront développés en détail que dans des chapitres ultérieurs.

A - BILAN MOYEN

Dans cette première analyse, la vitesse diapycne ω à l'équateur est estimée en intégrant verticalement l'équation de continuité entre 2 surfaces de densité potentielle et entre des bornes méridiennes :

$$\int_z (u_E - u_W) dz + \int_z (v_N - v_S) dz + \omega_H - \omega_B = 0$$

Les indices E, W, N, S correspondent aux frontières Est, Ouest, Nord et Sud. H et B correspondent aux parties supérieures et inférieures de la boîte.

u : composante zonale de la vitesse

v : composante méridienne de la vitesse

ω : composante diapycne

$$* u = \int_{1.5S}^{1.5N} u dy$$

$$* v = \langle v \rangle \Delta x \quad \langle \rangle \text{ opérateur de moyenne entre 2 radiales méridiennes}$$

$$* \omega = \int_x \int_y \omega dy dx$$

Les bornes zonales de notre intégration sont fixées par les radiales 35°W, 23°W et 4°W, où la composante zonale des courants est connue grâce aux mesures du profileur de courant. Le choix de la position des bornes méridiennes sera explicité au chapitre suivant. La composante méridienne du courant mesuré n'est pas assez précise et devra être estimée indirectement sur la base d'hypothèses justifiées a posteriori.

Pour pouvoir estimer ω , il est nécessaire de connaître ω sur une surface à partir de laquelle l'intégration verticale sera faite. L'hypothèse la plus logique aurait été de prendre $\omega=0$ à la surface de la mer, mais les incertitudes sur l'estimation de $\int_z (u_E - u_W) dz + \int_z (v_N - v_S) dz$, qui sont maximales dans la couche homogène, nous contraignent à choisir d'autres surfaces de référence. Ces estimations de la vitesse verticale diapycne seront faites pour chaque campagne, puis nous en ferons la moyenne.

Lorsque la conservation de la masse est respectée, nous pouvons calculer le transport de sel et de température dans des couches délimitées par les surfaces de densité potentielle. Par exemple, pour la température :

$$\int_z (u\theta_E - u\theta_W) dz + \int_z (v\theta_N - v\theta_S) dz + \omega\theta_H - \omega\theta_B = -(\omega'\theta'_H - \omega'\theta'_B) + R_H - R_B$$

$$* u\theta = \int_y u\theta dy$$

$$* v\theta = \langle v \rangle \langle \theta \rangle \Delta x \quad \langle \rangle \text{ opérateur de moyenne entre 2 radiales méridiennes}$$

$$* \omega\theta = \int_x \int_y \omega\theta dy dx$$

* R est le terme de réchauffement des surfaces sigma-thêta dû au rayonnement solaire onde courte incident.

En général, la somme des transports isopycnaux et diapycnaux de température et de sel n'est pas nulle. Il subsiste dans les couches un résidu (positif ou négatif) du transport de température et de sel. Si nous supposons que ces résidus sont induits par le mélange vertical turbulent, nous pouvons estimer celui-ci au travers de chaque surface sigma-thêta, en les intégrant verticalement depuis un niveau de référence où les transports turbulents sont connus.

Le niveau de référence le plus naturel serait de considérer les flux de chaleur et de sel (le bilan évaporation-précipitation) à l'interface air-mer. Nous n'avons pas fait ce choix car :

- Nous pensons que les incertitudes sur le transport de chaleur et de sel sont maximales dans la couche homogène. Or nous sommes principalement intéressés par les flux turbulents au niveau du SCE. Nous ne tenons donc pas à maximaliser l'erreur en faisant une intégrale verticale depuis la surface.

- Les incertitudes sur les observations de flux de chaleur et de sel sont importantes à l'interface air-mer.

Nous avons donc fait l'intégration depuis une surface où nous avons supposé que les flux turbulents étaient nuls. En fait, nous avons choisi plusieurs surfaces de référence et obtenu ainsi un éventail de solution. Le choix entre toutes ces solutions est fait :

- en considérant la forme du profil de $\omega'S'$ et $\omega'\theta'$ en subsurface.
- en comparant le résidu dans la couche homogène, obtenu après intégration verticale, avec les observations du bilan à l'interface air-mer (malgré les incertitudes liées à ces observations)

Il faut remarquer que cette manière de procéder est plus simple. En effet, si nous supposons que les flux turbulents de chaleur et de sel suivent la même loi, et par exemple qu'ils

soient nuls sur la même surface ; il est plus facile d'imposer $\omega'\theta'=0$ et $\omega'S'=0$ sur une surface S_T que d'imposer simultanément des valeurs de flux de chaleur et des valeurs de flux de sel à l'interface air-mer, qui permettent de trouver $\omega'\theta'=0$ et $\omega'S'=0$ sur la surface S_T .

B - BILAN SAISONNIER

L'approche précédente, qui consiste à utiliser la convergence de masse pour déduire la vitesse verticale diapycne moyenne, n'est pas appropriée à une étude saisonnière de ω à cause des incertitudes associées aux estimations individuelles. Aussi, nous avons basé l'analyse des variations saisonnières du mélange diapycne sur les équations d'évolution de la salinité et de la température sur des surfaces de densité potentielle. Voir Mc Dougall (1984) pour une approche plus générale sur des surfaces neutres où il tient compte des effets du mélange horizontal et de processus tels que le 'cabbeling' (le mélange de 2 particules ayant même densité conduit à une variation de densité et donc à une vitesse diapycne) et la variation de compressibilité de l'eau de mer avec la température potentielle.

Les équations pour la salinité et la température sur une surface de densité potentielle s'écrivent (nous montrons dans l'appendice B comment l'équation de quantité de mouvement zonal sur une surface sigma-thêta est obtenue) :

$$\left(\frac{\partial\theta}{\partial t}\right)_{\sigma_\theta} + U\nabla_{\sigma_\theta}\theta + \omega\frac{\partial\theta}{\partial z} = \frac{\partial\left(k\frac{\partial\theta}{\partial z}\right)}{\partial z} + \frac{Q_z}{C_p} \quad 1)$$

$$\left(\frac{\partial S}{\partial t}\right)_{\sigma_\theta} + U\nabla_{\sigma_\theta}S + \omega\frac{\partial S}{\partial z} = \frac{\partial\left(k\frac{\partial S}{\partial z}\right)}{\partial z} \quad 2)$$

ω est la vitesse verticale diapycne et U le vecteur vitesse horizontal.

Q représente le flux de chaleur adiabatique (rayonnement, chimie, etc...) (j'ai pose $Q_z = \frac{Q_z}{\rho}$)

L'indice σ_θ signifie que les gradients sont estimés sur les surfaces de densité potentielle.

En combinant les équations 1) et 2) nous obtenons (le calcul est détaillé dans l'appendice B) :

$$\boxed{\left(\frac{\partial S}{\partial t}\right)_{\sigma_\theta} + U\nabla_{\sigma_\theta}S = -\frac{\rho_\theta}{\rho_z}S_z^2\left(\frac{\theta_z}{S_z}\right)_z k - \rho_\theta\frac{S_z Q_z}{\rho_z C_p}} \quad 3)$$

C'est cette expression qui sera utilisée pour étudier les variations saisonnières du mélange turbulent au niveau du SCE. Une expression équivalente peut être obtenue pour l'équation de température.

L'intérêt essentiel de cette formulation est qu'il n'est pas nécessaire de calculer la vitesse diapycne pour calculer le coefficient de mélange turbulent k . La principale difficulté pour estimer k à partir de l'équation 3) est de calculer le terme en facteur de k . Celui-ci est une fonction de la dérivée par rapport à z de la pente $\frac{d\theta}{dS}$ du diagramme θ - S , quantité qui devra être estimée avec soin.

Il apparaît que si la relation entre θ et S est linéaire, $\left(\frac{\theta_z}{S_z}\right)_z$ est nul. Or le diagramme θ - S est pratiquement linéaire entre les isothermes 14°C et 7°C (ce n'est pas tout à fait exact) dans toute la bande équatoriale et à ces immersions le terme de réchauffement dû au rayonnement incident est nul, donc :

$$\left(\frac{\partial S}{\partial t}\right)_{\sigma_\theta} + U \nabla_{\sigma_\theta} S = 0$$

Ce qui d'après les équations 1) et 2) nous permet d'avoir une relation directe entre le mélange et la vitesse diapycne :

$$\omega = \frac{(-\omega' S')_z}{S_z}$$

Le même raisonnement peut être tenu pour l'équation de température et :

$$\omega = \frac{(-\omega' \theta')_z}{\theta_z}$$

Le coefficient de mélange turbulent, k , est estimé dans l'équation 3) à partir des mesures grandes échelles de θ , S et U car l'ensemble des termes est accessible. Nous pouvons alors calculer le mélange turbulent à petite échelle selon:

$$\omega' \theta' = -k \theta_z \quad \text{et} \quad \omega' S' = -k S_z$$

Les hypothèses que nous avons faites permettent de lier directement la vitesse diapycne aux flux turbulents de chaleur et de sel par la relation :

$$\omega \rho_z = \rho_\theta (-\omega' \theta')_z + \rho_s (-\omega' S')_z + \rho_\theta \frac{Q_z}{C_p}$$

ou encore, en supposant un coefficient de mélange turbulent identique pour la température et le sel:

$$\omega = \frac{\rho_{\theta} \theta_{zz} + \rho_s S_{zz}}{\rho_z} k + k_z + \frac{\rho_{\theta} Q_z}{\rho_z C_p}$$

Cette relation montre que ω est directement lié au coefficient de mélange turbulent. Si, en première approximation, nous négligeons le terme de réchauffement, il apparaît qu'en l'absence de mélange vertical turbulent la vitesse verticale diapycne est nulle.

Remarques :

Pour écrire les équations d'évolution du sel et de la température et obtenir l'équation 3), nous avons fait les hypothèses suivantes :

1 - Nous avons négligé les termes de mélange horizontal. Ceux-ci peuvent devenir importants dans la couche homogène (Weisberg et Weingartner, 1988), lorsque les ondes d'instabilités apparaissent entre le CSE et le CCEN au printemps. Malheureusement il est difficile d'estimer leur amplitude sur des surfaces sigma-thêta.

2 - Nous avons négligé les termes de mélange dus à la double diffusion en choisissant un même coefficient k pour les 2 équations. Souvent la présence de "marches d'escalier" dans les profils verticaux de température et de sel (Schmitt et al., 1987) est attribuée aux mécanismes de doigts de sel. Un des facteurs déterminant dans la formation de ces marches est l'importance relative des gradients verticaux de θ et S , exprimée par le rapport de densité $R_p = \frac{\rho_{\theta} \theta_z}{\rho_s S_z}$.

Schmitt et al. considèrent qu'un rapport R_p inférieur à 2 est une condition nécessaire, mais non suffisante, pour que des marches apparaissent. Bien qu'il soit difficile de calculer la part de la double diffusion dans le mélange à partir de nos données, il existe dans les profils des indices suggérant la présence de ces échanges. Nous avons exploré la présence de marches dans nos données. Nous avons effectivement observé des couches ayant des gradients verticaux de densité inférieurs à $2 \cdot 10^{-4} \text{ kg/m}^3/\text{m}$ pour des échelles verticales comprises entre 5 et 100 m d'épaisseur, entre les surfaces 26.5 et 26.8. Ces marches ne sont pas observées en permanence. Elles sont plus fréquentes à 35°W et entre 2°N et 2°S . La température de ces marches est en générale plus forte à l'est qu'à l'ouest. Elles sont centrées sur l'isopycne 26.75 à 35°W , 26.65 à 23°W et 26.50 à 4°W . Nous avons estimé le rapport R_p à chaque longitude pour des profils lissés et des échelles verticales supérieures à 10 m. La figure III.1 présente le rapport moyen le long de 35°W .

- Dans la thermocline supérieure le rapport est supérieur à 3. Ces valeurs nous conduisent à penser que la part de la double diffusion dans le mélange est faible.

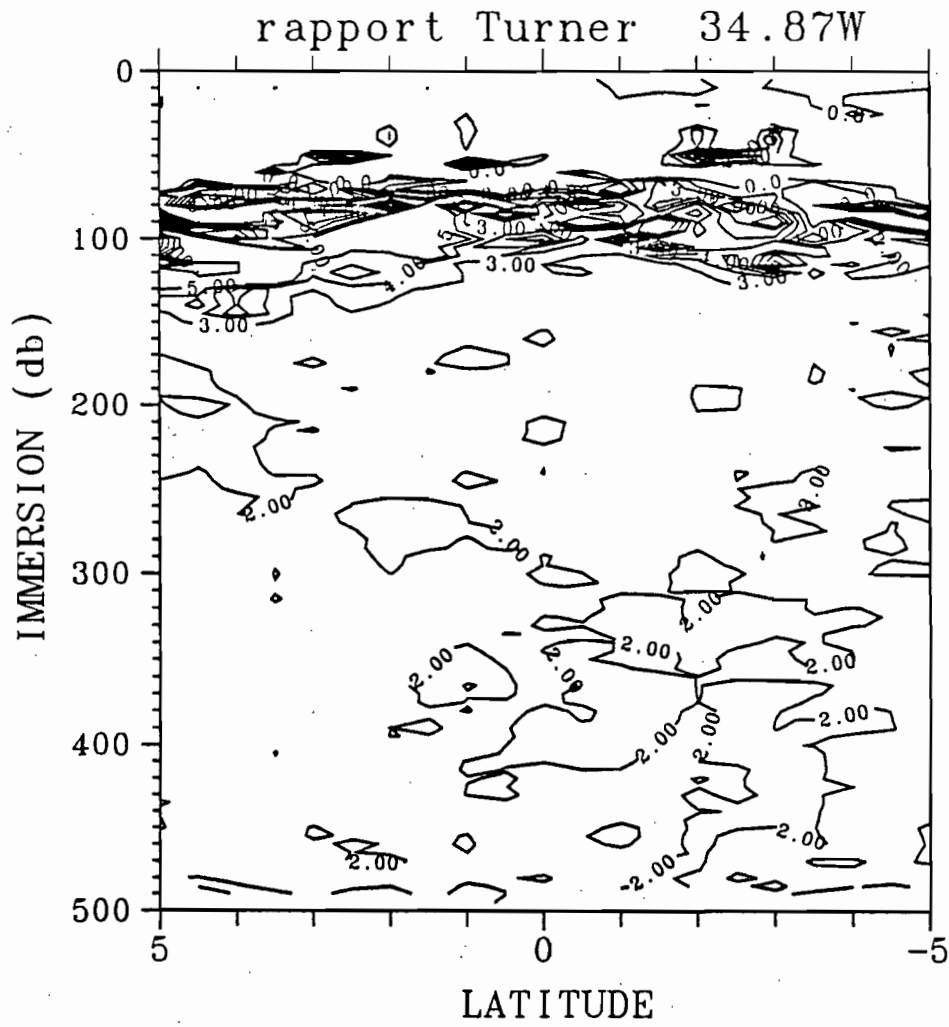


Figure III.1 Rapport de densité R_ρ à 35°W , entre 5°N et 5°S .

- Sous la thermocline le rapport moyen est en général proche de 2. Nous ne pouvons écarter l'hypothèse que la double diffusion participe au mélange. Schmitt et al. (1987) ont montré que dans l'Ouest du bassin (50°W-12°N) ce type de mélange peut exister, et c'est à 35°W que nous avons observé la fréquence la plus importante de faibles gradients verticaux de température. Mais nous pensons que si ce processus existe, il reste minime dans la bande équatoriale, car comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent la forme du diagramme θ -S évolue peu à l'équateur entre 35°W et 4°W pour les isothermes comprises entre 7°C et 14°C.

3 - Par analogie avec la diffusion moléculaire, nous avons supposé que les mélanges turbulents de température et de sel sont proportionnels aux gradients verticaux de ces quantités :

$$\omega'\theta' = -k \frac{\partial\theta}{\partial z} \quad \text{et} \quad \omega'S' = -k \frac{\partial S}{\partial z}$$

IV - BILAN MOYEN

A - VITESSE MERIDIENNE

Pour chaque campagne FOCAL, nous calculons la vitesse méridienne sur des surfaces de densité potentielle, entre les longitudes 35°W et 23°W (boîte Ouest), et 23°W et 4°W (boîte Est), puis nous faisons la moyenne de ces estimations. Pour les surfaces de densité potentielle qui atteignent la surface de la mer et ne sont parfois plus échantillonnées, en période d'upwelling par exemple, l'estimation de la moyenne des vitesses méridiennes est difficile à interpréter. Nous avons donc décidé de scinder notre étude en une analyse de la couche homogène, pour laquelle nous estimons des vitesses intégrées sur l'épaisseur de la couche, et en une analyse sous la couche homogène sur les surfaces de densité potentielle qui n'atteignent pas la base de cette dernière. Pour la couche intermédiaire située entre la base de la couche homogène et la surface 25.0, nous calculons une vitesse moyenne à partir des estimations sur les surfaces présentes dans cette couche. Quand il n'y a pas de surface sigma-thêta entre la base de la couche homogène et la surface 25.0, nous appliquons à cette couche la moyenne des vitesses de la couche homogène et de la surface 25.0. La couche homogène est définie ici par la profondeur où la température est égale à la température de la surface de la mer moins 1°C. L'expression 'couche homogène' n'est pas toujours adaptée à la réalité, en particulier quand la thermocline se rapproche de la surface en période d'upwelling dans le Golfe de Guinée. Aussi nous emploierons indifféremment l'expression 'couche homogène' ou 'couche de surface' pour désigner cette couche. La surface sigma-thêta 25.0 est la dernière surface ne pénétrant pas dans la couche de surface quelle que soit la saison. Sa profondeur moyenne, entre 1.5°N et 1.5°S, est de 100 m à 35°W et 50 m à 4°W (Cf figure IV.13). Nous ne poursuivons pas l'analyse sous la surface sigma-thêta 27.0, car c'est l'isopycne la plus profonde échantillonnée pour toutes les latitudes entre 5°N et 5°S et à chaque campagne. Sa profondeur moyenne, entre 1.5°N et 1.5°S est de 395 m à 35°W et 370 m à 4°W. Les surfaces intermédiaires, sur lesquelles sont estimées les vitesses méridiennes sont espacées de $\sigma_\theta=0.1$, de la surface 25.0 à la surface 26.6, et tous les 0.05 entre les surfaces 26.6 et 27.0.

Certaines radiales méridiennes n'ont pas été parcourues à chaque campagne, ainsi entre 35°W et 23°W, la moyenne de V résulte de 6 estimations (le calcul n'a pu être fait en février 1983 (FOCAL 2) et novembre 1983 (FOCAL 5)). Entre 23°W et 4°W, l'estimation

de V n'étant pas possible en février 1983, la moyenne est le résultat de 7 réalisations individuelles.

Je vais maintenant présenter différentes méthodes d'estimation de la vitesse méridienne.

1 - Calcul de V en utilisant l'équation du mouvement zonal

a - Equation

Deux approches différentes ont été utilisées pour estimer les vitesses méridiennes.

La première estimation est basée sur une approximation de l'équation de quantité de mouvement zonal sur des surfaces sigma-thêta (que nous référencerons dans la suite du texte comme étant le cas A. La nomenclature des différents cas que nous utiliserons dans la suite de ce travail est exposée dans l'appendice C). L'équation générale s'écrit :

$$\begin{aligned} & \left(\frac{\partial u}{\partial t}\right)_{\sigma_{\theta}} + \left(u \frac{\partial u}{\partial x}\right)_{\sigma_{\theta}} + \left(v \frac{\partial u}{\partial y}\right)_{\sigma_{\theta}} + \frac{d\sigma_{\theta}}{dt} \frac{\partial z}{\partial \sigma_{\theta}} \frac{\partial u}{\partial z} - fv = -\frac{1}{\rho} \nabla_{\sigma_{\theta}} P - \nabla_{\sigma_{\theta}} \phi \\ & - \left(\frac{\partial u'u'}{\partial x}\right)_{\sigma_{\theta}} - \left(\frac{\partial u'v'}{\partial y}\right)_{\sigma_{\theta}} - \left(\frac{\partial u'\omega'}{\partial z}\right)_{\sigma_{\theta}} \end{aligned} \quad 9)$$

Où : u et v sont les composantes zonales et méridiennes du courant,

$\omega = \frac{d\sigma_{\theta}}{dt} \frac{\partial z}{\partial \sigma_{\theta}}$ est la vitesse verticale diapycne,

ϕ est l'anomalie de géopotentiel,

P est la pression.

Les différents gradients zonaux sont estimés sur les surfaces de densité potentielle.

Pour estimer la vitesse méridienne, nous avons utilisé l'équation simplifiée suivante résultant d'approximations qui seront discutées en c):

$$\begin{aligned} & \overline{\left\langle u \right\rangle \frac{\partial u}{\partial x}}_{\sigma_{\theta}} + \langle v \rangle \left\langle \frac{\partial u}{\partial y} \right\rangle_{\sigma_{\theta}} - f \langle v \rangle = - \left(\frac{\partial M}{\partial x} \right)_{\sigma_{\theta}} \\ M_x = & \left(\frac{\partial}{\partial x} \left(gz + \frac{P}{\rho} \right) \right)_{\sigma_{\theta}} \text{ est le gradient zonal du potentiel de Montgomery (1937)} \end{aligned}$$

Soit :

$$\langle v \rangle = \frac{\left(\frac{\partial M}{\partial x}\right)_{\sigma_{\theta}} + \overline{\left(\langle u \rangle \frac{\partial u}{\partial x}\right)_{\sigma_{\theta}}}}{f - \left\langle \left(\frac{\partial u}{\partial y}\right)_{\sigma_{\theta}} \right\rangle} \quad 10)$$

Où le symbole $\langle \rangle$ représente une moyenne spatiale entre 2 radiales méridiennes et le symbole $\overline{\quad}$ une moyenne temporelle sur l'ensemble des campagnes. Les vitesses zonales U sont données par le profileur de courant.

Nous avons effectué le calcul de V aux latitudes 1.5°N et 1.5°S pour les raisons suivantes:

- La majeure partie du flux du SCE est comprise entre ces deux latitudes. Le flux du SCE est calculé pour les vitesses portant vers l'Est supérieures à 20 cm/s. Lorsqu'il existe un flux Est jusqu'à la surface, le minimum de vitesse entre le SCE et le flux de surface permet de délimiter la borne supérieure du SCE. Le flux moyen total du SCE à 35°W, 23°W et 4°W est respectivement de 18.2, 16.0 et 10.2 10⁶ m³/s, tandis qu'entre 1.5°N et 1.5°S il est de 17.3, 15.6 et 9.8 10⁶ m³/s .

- Le maximum de salinité transporté par le SCE est lui aussi bien cerné par ces 2 latitudes. Katz et al.(1979) ont montré, à partir des données du programme GATE de 1974, que le contenu intégré de sel entre les surfaces isopycnes 24.4 et 26.4, donc aux immersions du SCE, et entre les longitudes 33°W et 10°W, a un minimum de variabilité aux latitudes 1.5°N-2°N et 1.5°S-2°S. Ils présument aussi que les variations temporelles sont faibles. Le minimum de variabilité temporelle de la salinité pour l'ensemble des 8 campagnes FOCAL, sur la surface sigma-thêta 25.5 (qui se trouve dans le coeur du SCE) se situe (les écarts-type, e.t., sont indiqués entre parenthèses):

- le long de 35°W, à 3° S (e.t. .076) et 3.5°N (e.t. .077)
- le long de 23°W, à 1.5°N (e.t. .073) et 2°S (e.t. .081)
- le long de 4°W, à 2°N (e.t. .099) et 2°S (e.t. .053)

Donc, excepté à 35°W, ces mesures confirment les observations de Katz et al.

- Des mesures directes de microstructure de vitesse semblent montrer qu'il y a une augmentation de la turbulence à l'équateur au-dessus du SCE (Crawford et Osborn, 1981; Peters et al., 1989). En plaçant les frontières méridiennes à 1.5°N et 1.5°S, nous cernons alors la majeure partie du transport diapycne au niveau du SCE.

- Par ailleurs, l'estimation géostrophique de la vitesse est très sensible à des erreurs sur le gradient de pression lorsqu'on se rapproche de l'équateur, car V est une fonction inverse de f , le paramètre de Coriolis. 1.5° nous a paru être une latitude limite pour le calcul de V .

b - Estimation de V

La moyenne des termes qui a permis le calcul de V est reportée sur la figure IV.1 pour la boîte Ouest (35°W - 23°W , 6 réalisations) et IV.2 pour la boîte Est (23°W - 4°W , 7 réalisations) à 1.5°N et 1.5°S . Ces estimations ne sont pas indépendantes, car V est d'abord estimée à partir de $\langle M_x \rangle$, $\langle U_y \rangle$, $\overline{\langle U \rangle U_x}$ et f (équation 10), puis nous avons recalculé $f\langle V \rangle$ et $\langle V \rangle \langle U_y \rangle$. Ce sont des estimations grande échelle, car les termes sont calculés entre des radiales distantes de 12° (boîte Ouest) et 19° (boîte Est) de longitude.

- $\overline{\langle V \rangle \langle U_y \rangle}$ est du même ordre de grandeur que $f\langle V \rangle$ au niveau du SCE (surface au-dessus de 26.5), quelle que soit la latitude et la boîte, car le gradient méridien de la composante zonale du courant est important à 1.5°N et 1.5°S à ces immersions. $\langle U_y \rangle$ est estimé, pour chaque radiale, par un schéma de différence fini au premier ordre entre les latitudes 1° et 2° , sur les surfaces sigma-thêta. C'est la moyenne de U_y entre 2 radiales qui est utilisée dans l'équation de moment zonal.

- L'accélération zonale $\overline{\langle U \rangle U_x}$ ne peut être négligée, car ce terme est d'un ordre de grandeur équivalent au gradient de pression zonal entre les surfaces 25.5 et 26.5 dans la boîte Ouest (figure IV.1 a). $\overline{\langle U \rangle U_x}$ a une importance plus grande dans la boîte Ouest que dans la boîte Est, où sa valeur maximum est de $-0.25 \cdot 10^{-6} \text{m/s}^2$ sur la surface 25.0 à 1.5°S , tandis qu'à 1.5°N , $\overline{\langle U \rangle U_x}$ est proche de 0 sur toutes les surfaces. Malheureusement, l'estimation de ce terme pour chaque campagne est très bruitée, en particulier U_x , parce que le SCE peut se déplacer en latitude (Düing et al., 1975) durant la campagne (15 jours en moyenne séparent les mesures le long de 23°W de celles le long de 4°W). Aussi, nous avons choisi d'utiliser la moyenne de chaque estimation de $\overline{\langle U \rangle U_x}$ pour faire le calcul de V (soit $\overline{\langle U \rangle U_x}$).

- M_x est le gradient zonal du potentiel de Montgomery (1937) calculé par rapport à 500 db sur les surfaces de densité potentielle. Montgomery a développé ce formalisme pour

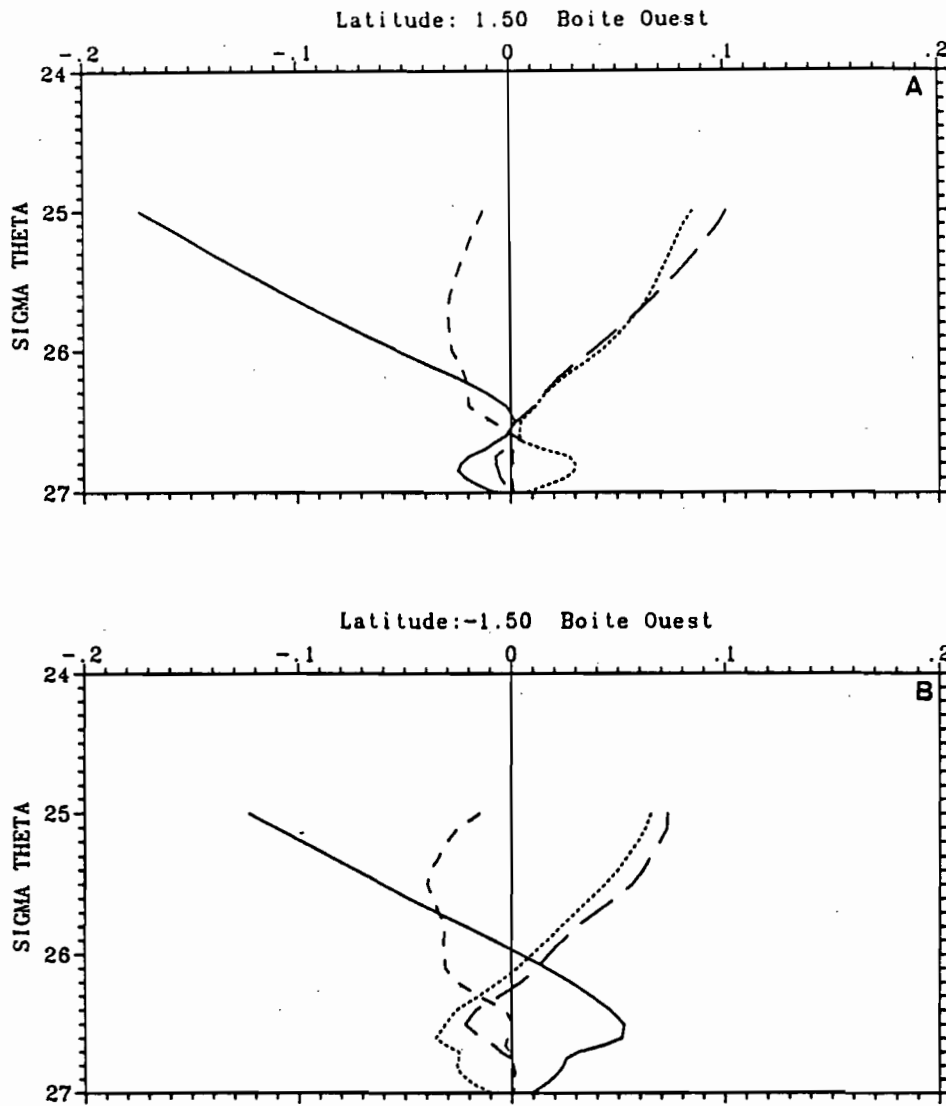


Figure IV.1 Moyenne de termes de l'équation zonale ayant servi au calcul de la vitesse méridienne à 1.5°N et 1.5°S sur des surfaces sigma-thêta. Boîte Ouest.

* trait continu : $\frac{\partial M}{\partial x}$ en 10^{-6} m/s²

* grands tirets : $v \frac{\partial u}{\partial y}$ en 10^{-6} m/s²

* petits tirets : $u \frac{\partial u}{\partial x}$ en 10^{-6} m/s²

* pointillés : $-fv$ en 10^{-6} m/s²

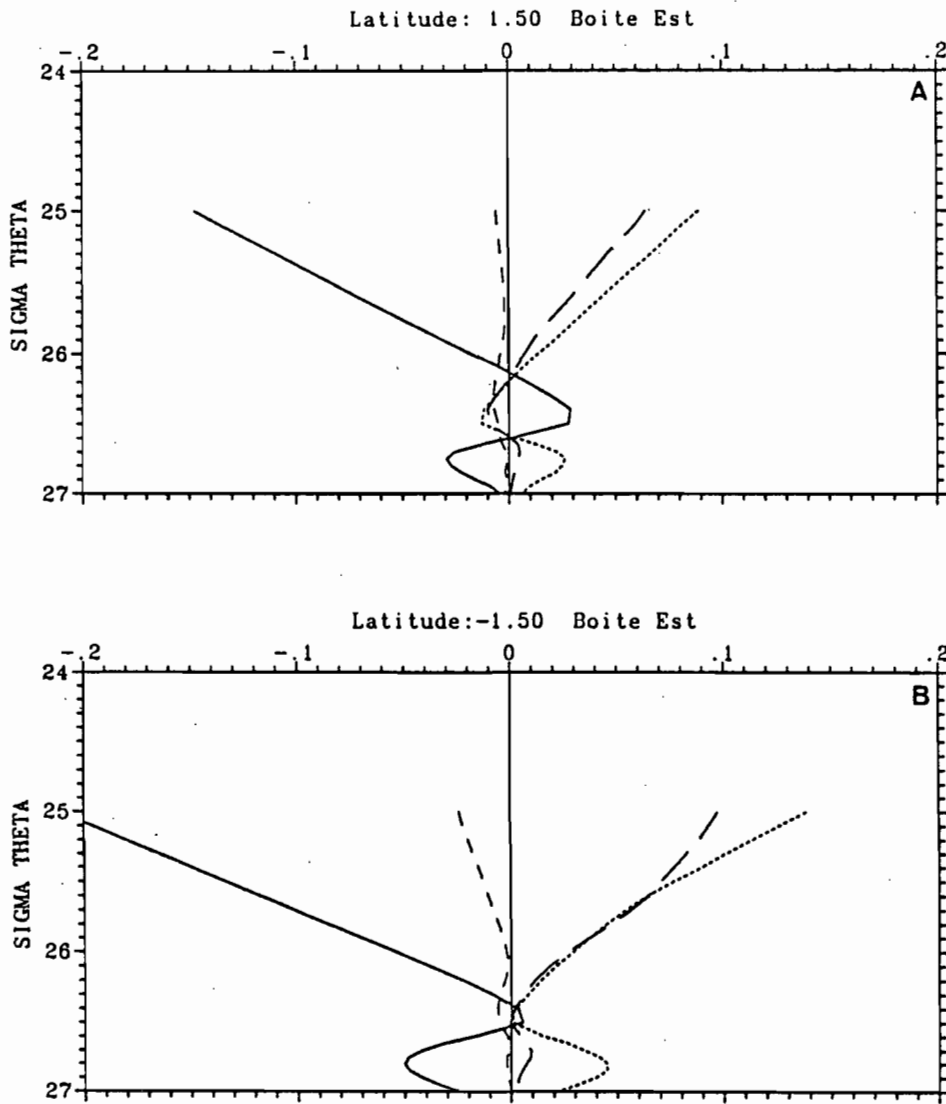


Figure IV.2 Moyenne de termes de l'équation zonale ayant servi au calcul de la vitesse méridienne à 1.5°N et 1.5°S sur des surfaces sigma-thêta. Boîte Est.

* trait continu : $\frac{\partial M}{\partial x}$ en 10^{-6} m/s²

* grands tirets : $v \frac{\partial u}{\partial y}$ en 10^{-6} m/s²

* petits tirets : $u \frac{\partial u}{\partial x}$ en 10^{-6} m/s²

* pointillés : $-fv$ en 10^{-6} m/s²

des surfaces σ_t . Néanmoins, aux immersions que nous considérons (<500 db), l'utilisation du formalisme de Montgomery pour des surfaces de densité potentielle est une bonne approximation, les surfaces σ_θ et σ_t étant proches l'une de l'autre à ces immersions. Ce gradient de pression est une estimation grande échelle puisqu'il est calculé entre des radiales distantes de 12° (boîte Ouest) et 19° de longitude (Boîte Est). Ceci réduit l'effet des variations de pression dues aux instabilités qui se développent au printemps boréal entre le CCEN et le CES et qui ont une longueur d'onde zonale d'environ 1000 km (Legeckis et Reverdin, 1987). Remarquer que $\frac{\partial M_x}{\partial \sigma}$ est pratiquement constant au-dessus de la surface 26.5 (les surfaces sigma-thêta ont pratiquement la même pente zonale).

- Le terme d'accélération zonal $\langle U \rangle U_x$ et le gradient de pression M_x à 1.5°N et 1.5°S ont été lissés sur 1° de latitude entre 1° et 2° par un filtre 1/4, 1/2, 1/4. Ce lissage qui permet de filtrer une partie de la variabilité haute fréquence, liée à la non-synopticité des mesures, est cohérent avec la manière dont nous calculons U_y . Ce terme est estimé par un schéma aux différences finies du premier ordre entre les latitudes 1° et 2° . La vitesse méridienne ainsi calculée est donc une estimation lissée entre les latitudes 1° et 2° .

- Dans la couche d'Ekman, définie par la profondeur où la température est égale à la température de surface moins 1°C , chacun des termes de l'équation de moment zonal 10) a été intégré sur l'épaisseur de la couche afin de donner une estimation moyenne de V . Il faut noter que pour la campagne de mars 1983 (FOCAL 3) à 1.5°S dans la boîte Est, nous n'avons pas pu utiliser l'équation 10) pour estimer V . En effet pour cette campagne U_y est négatif et proche de f ce qui conduit à une vitesse méridienne irréaliste. Nous avons donc utilisé la relation géostrophique dans ce cas. Une dérive d'Ekman ($V_e = \frac{\tau_x^s}{f - \langle u_y \rangle}$) est ajoutée dans la couche de surface en utilisant les pseudo-tensions mensuelles estimées à partir des mesures de bateaux marchands pour la période 1982-1984 (Reverdin et al., 1990). Les pseudo-tensions s'écrivent : $u^x |U|$, où u^x est la composante zonale du vent, et $|U|$ le module du vecteur vent. La tension zonale du vent a été calculée en utilisant un coefficient de frottement aérodynamique C_d de $1.2 \cdot 10^{-3}$. La moyenne des divergences méridiennes, entre 1.5°N et 1.5°S , due au transport d'Ekman (V_e) est de $26.4 \cdot 10^6 \text{ m}^3/\text{s}$ dans la boîte Ouest et de $21.0 \cdot 10^6 \text{ m}^3/\text{s}$ dans la boîte Est. La moyenne de la divergence méridienne totale dans la couche de surface ($V + V_e$) est de $8.7 \cdot 10^6 \text{ m}^3/\text{s}$ dans la boîte Ouest et de $6.4 \cdot 10^6 \text{ m}^3/\text{s}$ dans la boîte Est. Si nous avons choisi un coefficient de frottement de $1.3 \cdot 10^{-3}$ (un

choix tout aussi réaliste, étant donnée la gamme des vents en région tropicale ($< 11 \text{ m/s}$), la moyenne de la divergence méridienne totale aurait été de $10.6 \cdot 10^6 \text{ m}^3/\text{s}$ dans la boîte Ouest et de $8.1 \cdot 10^6 \text{ m}^3/\text{s}$ dans la boîte Est. La moyenne des différences de divergence méridienne, suivant le choix de C_d , est significativement différente de 0 au seuil de 99%.

La moyenne des termes de l'équation de moment zonal, intégrés dans la couche de surface, est reportée dans le tableau IV.1. Il apparaît que $\overline{\langle U \rangle U_x}$ est faible par rapport aux autres termes et que $\overline{\langle V \rangle U_y}$ peut représenter au maximum 50% de la moyenne de fV .

c - Les erreurs

Les termes que j'ai négligés pour le calcul de V , sont les suivants :

- L'accélération Eulérienne U_t . C'est une supposition acceptable pour le bilan moyen dans le temps (mais moins acceptable pour les estimations individuelles). Ce terme est difficilement estimable avec des campagnes trimestrielles. Nous avons tout de même fait cette estimation après avoir ajusté par un spline cubique les vitesses zonales, mesurées par les profileurs lors des campagnes trimestrielles (se reporter à l'appendice C pour les détails de l'ajustement). La moyenne de ces estimations à 1.5°N et 1.5°S , tant dans la boîte Ouest que dans la boîte Est, est négligeable (au moins par un ordre de grandeur) devant la moyenne du gradient zonal du potentiel de Montgomery.

D'autre part, G.Reverdin a fait une estimation mensuelle, à partir des courants zonaux à 5 m issus d'un modèle aux équations primitives (P.Delecluse) forcé par un champ de vent de la période du programme FOCAL/SEQUAL. La comparaison de U_t avec $f^*(V_g+V_e)$ (V_g : vitesse géostrophique, V_e : vitesse d'Ekman) calculée sur une couche d'épaisseur minimum de 25 m, montre que U_t représente entre 2.5% (35°W) et 13% (5°W) de \overline{fV} à 1.5°N et 1% (35°W) à 6% (5°W) à 1.5°S (pour la moyenne des 8 estimations correspondant à l'échantillonnage par les campagnes).

- Le transport vertical diapycne du gradient vertical de transport zonal $\frac{d\sigma_\theta}{dt} \frac{\partial z}{\partial \sigma_\theta} \frac{\partial u}{\partial z}$ est négligé ce qui revient à supposer que la vitesse verticale diapycne est nulle à 1.5°N et 1.5°S . Nous avons vu dans le chapitre Méthode que la vitesse verticale diapycne est liée au mélange vertical diapycne par la relation (où nous avons négligé le terme de réchauffement dû au rayonnement incident):

	Boîte Ouest		Boîte Est	
Latitude	1.5° N	1.5° S	1.5° N	1.5° S
$-fv$	- 0.132	- 0.276	- 0.114	- 0.170
$u \frac{\partial u}{\partial x}$	- 0.001	0.016	- 0.012	0.002
$v \frac{\partial u}{\partial y}$	- 0.060	- 0.048	0.040	0.000
$\frac{\partial M}{\partial x}$	0.381	0.319	0.226	0.369
$\frac{\tau_x^s}{\rho H}$	- 0.575	- 0.626	- 0.312	- 0.537

Tableau IV.1 Moyenne des termes de l'équation de quantité de mouvement zonal intégrés dans la couche de surface (10^{-6} m/s^2)

$$\omega = \frac{\rho\theta}{\rho_z} (-\omega'\theta')_z + \frac{\rho_s}{\rho_z} (-\omega'S')_z$$

Or les observations de mélange vertical dans la bande équatoriale montrent qu'il y a une augmentation de la turbulence à l'équateur au-dessus du SCE (Crawford et Osborn, 1981; Peters et al., 1989). Nous avons alors pris comme hypothèse de travail que le mélange vertical diapycne était confiné dans une bande de latitude de 1° , centrée sur le SCE. Dans cette hypothèse, aucun mélange vertical ne se produit à 1.5°N et 1.5°S et donc ω doit être négligeable.

- Le gradient zonal du potentiel de Montgomery, M_x , est estimé entre des radiales distantes de 12° (boîte Ouest) et 19° (boîte Est) de longitude. Ces estimations grande échelle filtrent partiellement les variations de pression d'échelles inférieures, et notamment, celles associées aux instabilités qui se développent au printemps boréal entre le CCEN et le CES, et qui ont une longueur d'onde zonale d'environ 1000 km et une période de 25 jours (Weisberg et Weingartner, 1988; Legeckis et Reverdin, 1987). Ces mouvements d'échelle inférieure à 1000 km induisent une corrélation entre U' et V' (et aussi entre U' et ω'), au moins à immersion fixe.

Weisberg et Weingartner (1988) les ont étudiés dans l'Atlantique équatorial à partir des mesures de courant des mouillages des programmes SEQUAL-FOCAL de 1983 à 1984. Dans leur calcul U' et V' sont les variations de U et V par rapport à des moyennes sur 25 jours. Ils montrent que l'énergie totale de perturbation associée à ces ondes à l'équateur est maximum à 10 m (profondeur du premier courantomètre) et décroît rapidement avec la profondeur. En dessous de 50 m (niveau 75 m), l'énergie de perturbation ne montre pas de modulation saisonnière distincte. $(U'V')$ à 10 m (28°W) est maximum à l'équateur et décroît d'environ 50% à $.75^\circ\text{N}$ et $.75^\circ\text{S}$ en 1983. En 1984, ce terme ne présente pas de maximum à 1.75°N et 3°N pendant la période où se développent les ondes. L'estimation de $(U'V')_y$ n'a pas été faite à 1.5°N , car les séries temporelles des mouillages à 1.75°N et $.75^\circ\text{N}$ ne concordent pas dans le temps, mais une année composite formée à partir des mesures de 1983 et 1984 montre que ce terme ne peut pas être négligé. Malheureusement, aucune estimation du transport méridien qu'elles impliquent, n'a encore été faite sur des surfaces sigma-thêta. Ces termes n'ont donc pu être inclus dans le calcul de V et peuvent être une source d'erreur importante, du moins dans la couche de surface.

2 - Calcul de V par intégration méridienne

a - Méthode

La seconde approche consiste à calculer V à une latitude où la relation géostrophique s'applique de manière satisfaisante (assez loin de l'équateur), puis d'intégrer l'équation de continuité pour estimer V à 1.5°N et 1.5°S. Bryden et Brady (1985) ont utilisé cette procédure dans l'océan Pacifique équatorial pour estimer la vitesse méridienne entre 150°W et 110°W à 75°N et 75°S à partir de vitesses géostrophiques méridiennes calculées à 5°N et 5°S, et de coupes méridiennes de la composante zonale du courant estimée par géostrophie. Pour cela, ils ont dû faire l'hypothèse que la vitesse verticale est nulle entre les latitudes 5°N (S) et 75°N (S). Or même si celle-ci est faible en dehors de l'équateur, il n'y a aucune raison que l'épaisseur des couches sigma-thêta reste constante entre 5° et 75°. Une hypothèse moins forte est de faire l'intégration sur les surfaces de densité potentielle en supposant que la vitesse diapycne est nulle, soit :

$$\left(\frac{\partial \eta u}{\partial x}\right)_{\sigma_{\theta}} + \left(\frac{\partial \eta v}{\partial y}\right)_{\sigma_{\theta}} = 0.$$

où η est l'épaisseur d'une couche entre 2 surfaces σ_{θ} voisines.

Ce calcul donne un résultat très bruité et, à l'exception du calcul à 1.5°S, boîte Est, les écarts-type associés à la moyenne de V sont plus forts que dans le calcul direct (cas A) et varient fortement suivant la verticale. Ce résultat est la conséquence de la trop forte variabilité méridienne des immersions des surfaces de densité potentielle (donc de l'épaisseur des couches dans lesquelles est faite l'intégration).

Nous avons donc effectué l'intégration méridienne à immersion constante à partir de V géostrophique à la frontière Nord (ou Sud), comme le font Bryden et Brady (1985) jusqu'à 1.5°N et 1.5°S. On suppose alors que c'est la vitesse verticale qui est nulle et non la vitesse diapycne. Puis les vitesses méridiennes sont interpolées sur des surfaces sigma-thêta. $\frac{\tau_x^s}{\bar{f}}$, calculé aux frontières Nord et Sud, est réparti dans la couche de surface à 1.5N et 1.5S.

Cette intégration à partir d'une limite nord et sud a l'avantage de ne pas nécessiter le calcul des gradients horizontaux des termes de Reynolds $(U'V')_y$ et $(U'U')_x$. Nous avons supposé que ces termes étaient petits aux frontières nord et sud (4.5°N et 4.5°S).

Le calcul a été fait, d'une part, en utilisant les courants zonaux calculés par géostrophie (référence : 500 db) (cas B), et, d'autre part, en utilisant les courants zonaux mesurés par les profileurs de courant (cas C) référencés à la moyenne des courants entre 475 m et 500 m pour les profils en dehors de 1.5°N-1.5°S. V est calculée par la relation géostrophique à 4.5°N et 4.5°S (référence : 500 db), sauf pour la boîte Ouest au Sud où il est calculé à 4°S pour éviter une estimation de V dans le courant côtier Nord Brésilien, souvent très intense et mal résolu par les estimations espacées de 0.5°. Les figures IV.3 et IV.4 montrent la moyenne de $\frac{\partial M}{\partial x}$, $u \frac{\partial u}{\partial x}$, $v \frac{\partial u}{\partial y}$ et $f v$ à ces latitudes extrêmes pour les boîtes

Ouest et Est. Elles confirment que, sous la couche de surface, la relation géostrophique peut être utilisée pour estimer v à ces latitudes (en supposant que les autres termes de l'équation de quantité de mouvement zonal que nous ne pouvons pas calculer, soient négligeables)

b - Coupes méridiennes de V

Les coupes de vitesse méridienne pour les boîtes Ouest et Est, estimées par la méthode C, sont présentées sur la figure IV.5. Les coupes sont exprimées en fonction de la profondeur en mètre et en fonction des surfaces sigma-thêta (le calcul ayant été fait à immersion constante, nous avons simplement interpolé les profils de V sur les surfaces sigma-thêta). V a été calculée jusqu'à l'équateur, bien qu'évidemment, près de l'équateur, l'hypothèse d'une vitesse verticale nulle ne soit plus valide, ainsi que le suggèrent les fortes discontinuités que l'on trouve sur ces coupes.

Boîte Ouest

On retrouve la divergence des vitesses dans la couche de surface. Si les vitesses augmentent quand on se rapproche de l'équateur dans l'hémisphère Sud, le maximum de vitesse dans l'hémisphère Nord se trouve à 3°N (> 3 cm/s). De 60 à 150 m, il y a une forte convergence des vitesses (entre les surfaces 24.7 et 26.3), c'est à dire au niveau du SCE. Noter la forte discontinuité à l'équateur jusqu'à 160 m (surface 26.3). A 4°S, il y a un maximum de vitesse vers le Nord à une immersion de 100 m.

Boîte Est

Le schéma de circulation méridienne est similaire à celui de la boîte Ouest. La convergence au niveau du SCE, entre 60 et 120 m, est moins forte. Les vitesses sont dirigées vers le Nord dans les 2 hémisphères avec une intensité moindre dans l'hémisphère

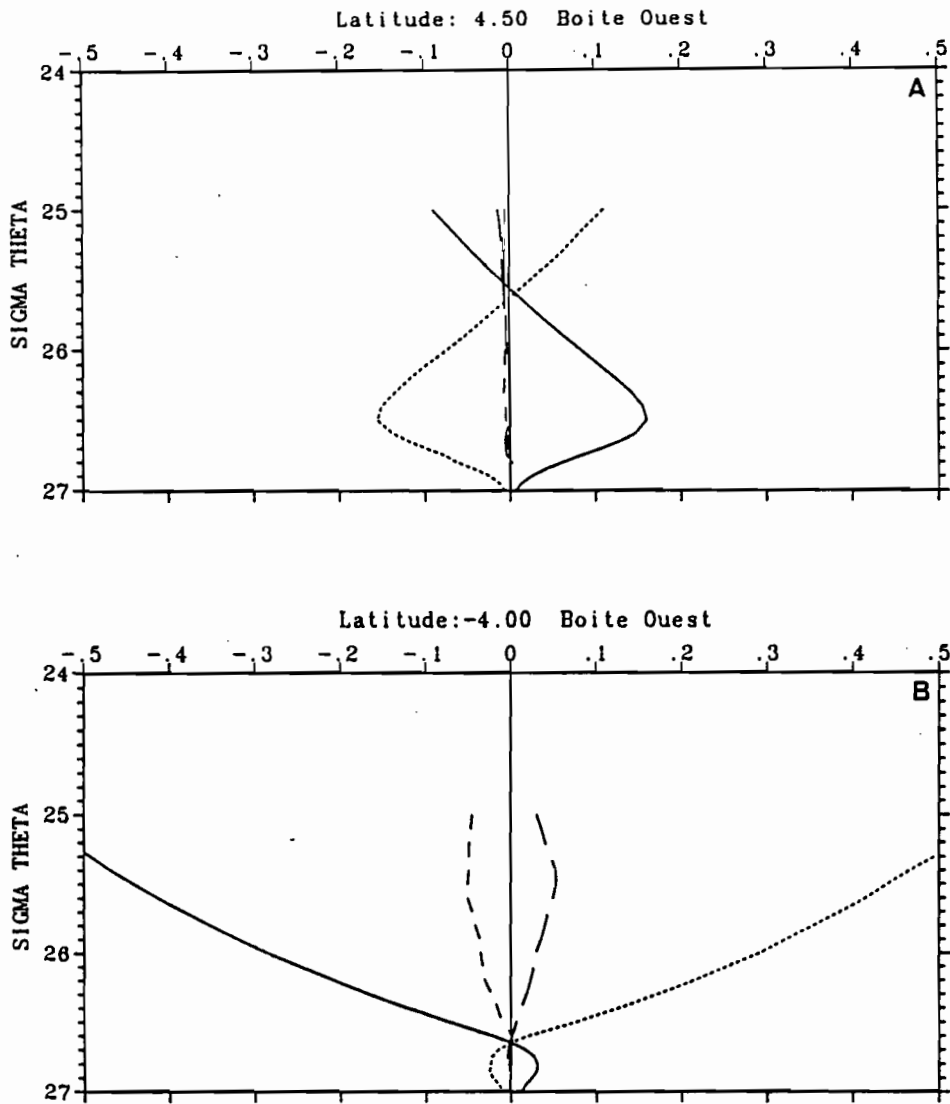


Figure IV.3 Moyenne de termes de l'équation zonale sur des surfaces sigma-thêta à 4.5°N et 4.0°S . Boîte Ouest. (u : composante zonale du courant mesuré par le profileur de courant)

* trait continu : $\frac{\partial M}{\partial x}$ en 10^{-6} m/s^2

* grands tirets : $v \frac{\partial u}{\partial y}$ en 10^{-6} m/s^2

* petits tirets : $u \frac{\partial u}{\partial x}$ en 10^{-6} m/s^2

* pointillés : $-fv$ en 10^{-6} m/s^2

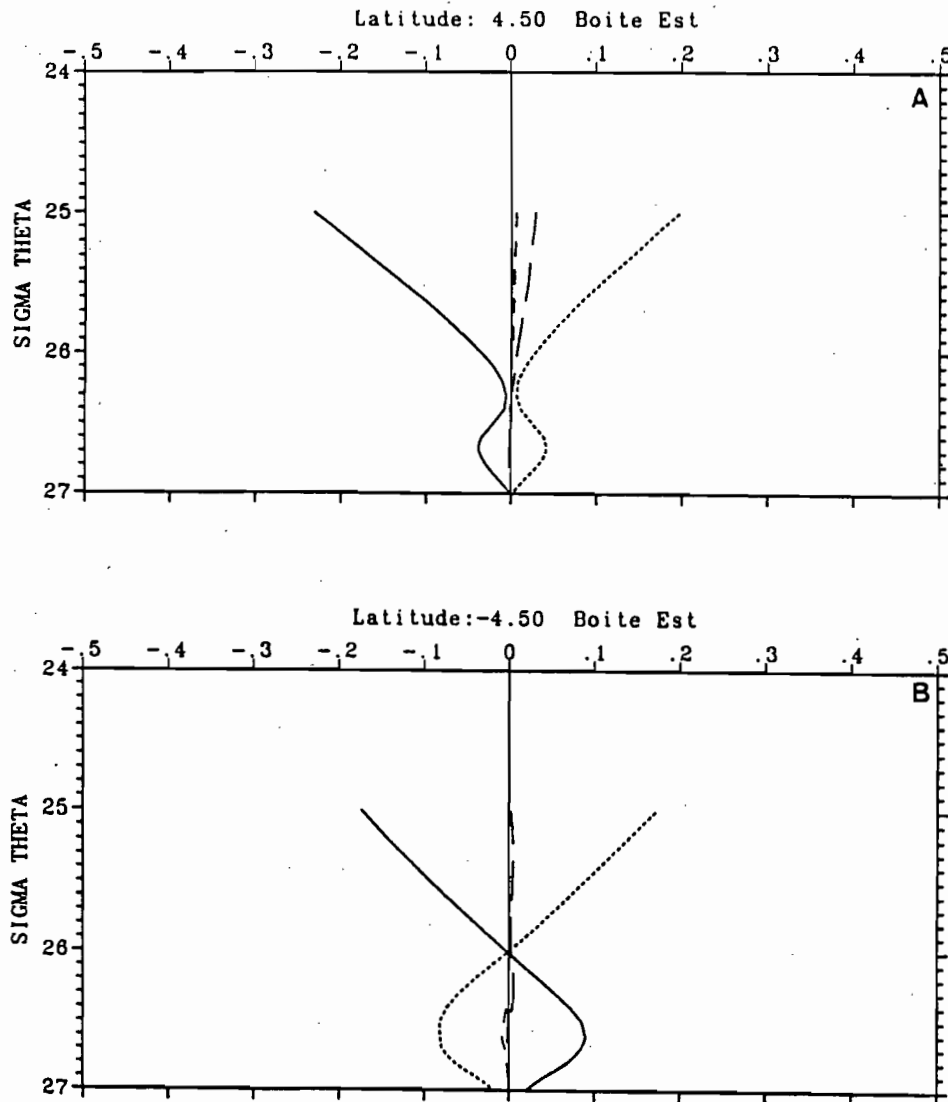


Figure IV.4 Moyenne de termes de l'équation zonale sur des surfaces sigma-thêta à 4.5°N et 4.5°S. Boîte Est. (u : composante zonale du courant mesuré par le profileur de courant)

* trait continu : $\frac{\partial M}{\partial x}$ en 10^{-6} m/s².

* grands tirets : $v \frac{\partial u}{\partial y}$ en 10^{-6} m/s²

* petits tirets : $u \frac{\partial u}{\partial x}$ en 10^{-6} m/s²

* pointillés : $-fv$ en 10^{-6} m/s²

Nord (≈ 0.5 cm/s). Dans la couche de surface il y a convergence des courants vers 2.5°N associée à une renverse des courants (3°N dans la boîte Ouest, mais sans renverse de courant).

A titre de comparaison, nous présentons sur la figure IV.6 les coupes de vitesse méridienne calculées par la méthode A à chaque latitude sur les surfaces sigma-thêta, donc sans intégration méridienne. Les schémas de circulation sont semblables à ceux obtenus avec la méthode précédente, notamment la convergence au niveau du SCE, les vitesses dirigées vers le Sud au-dessus de la surface 26.0 dans l'hémisphère Nord et vers le Nord dans l'hémisphère Sud.

Boîte Ouest

Les vitesses sont plus fortes au-dessus de la surface 26.0 dans l'hémisphère Nord, avec notamment un maximum relatif de vitesse dirigé vers le Sud à 2.5°N , de la surface 24.0 à la surface 25.5.

Dans l'hémisphère Sud, le schéma de circulation et les amplitudes des vitesses sont très proches du précédent calcul jusqu'à la surface 26.0. En-dessous, le calcul direct donne des vitesses plus fortes (-1.0 cm/s au lieu de -0.5 cm/s)

Boîte Est

Ici encore, les vitesses sont plus fortes que dans le cas précédent dans l'hémisphère Nord. On retrouve un maximum de vitesse relatif dirigé vers le Sud vers 2.5°N qui s'étend de la surface 24.0 à la surface 25.0.

Dans l'hémisphère Sud, les vitesses au niveau du SCE sont 2.5 à 3 fois plus fortes que dans le cas précédent. Le maximum de vitesse est de 4 cm/s à 1.5°S entre les surfaces 24.5 et 25.0. Ce maximum semble être plus profond dans le calcul précédent (méthode C).

3 - Comparaison des 3 calculs

Les moyennes des différentes estimations de V (cas A, B, C) sont présentées sur la figure IV.7, pour les boîtes Ouest et Est, à 1.5°N et 1.5°S . Le tracé des profils commence à partir de la surface de densité potentielle 25.0. Ces différents profils ont des caractéristiques communes:

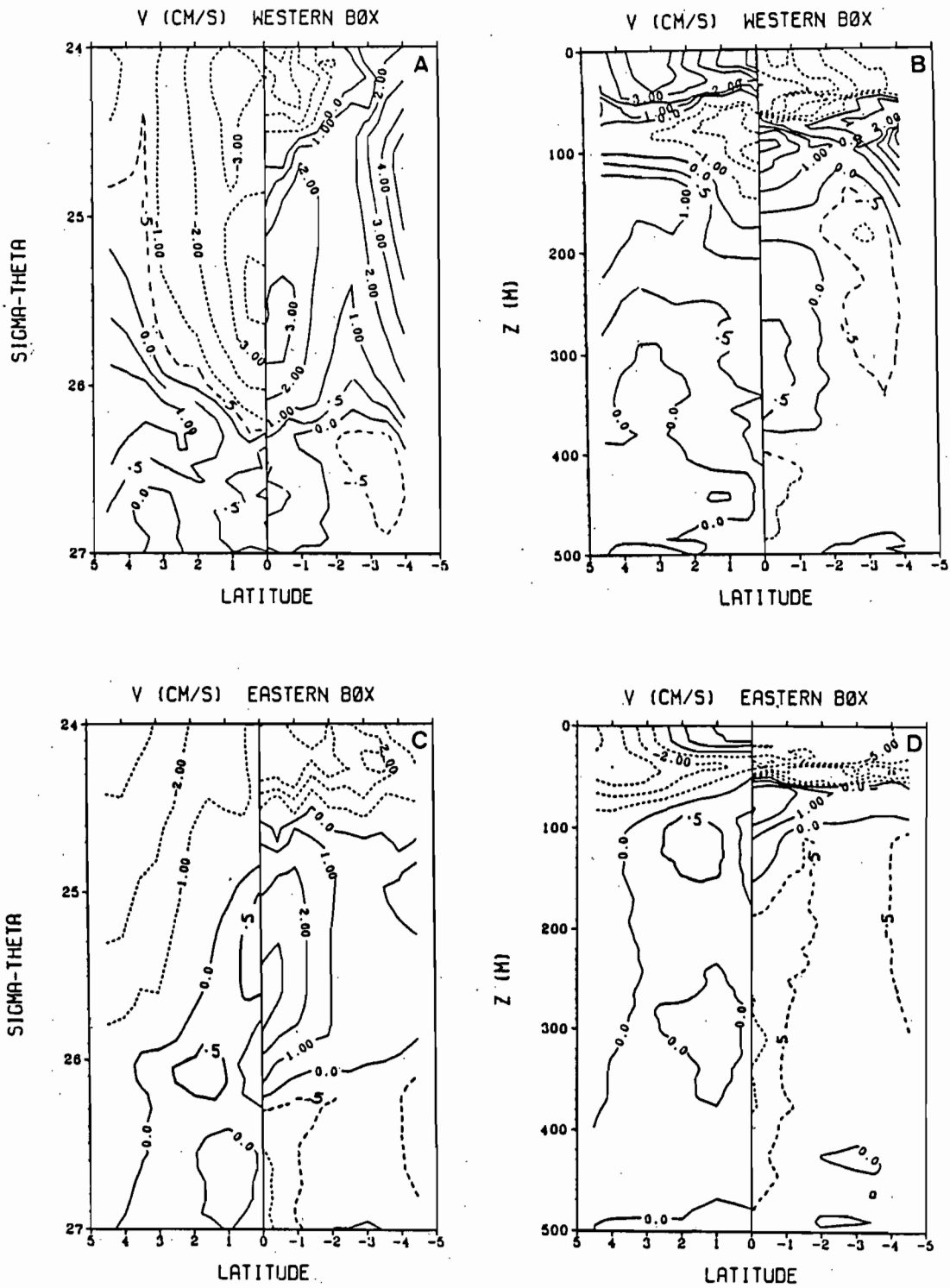


Figure IV.5 Coupes de vitesses méridiennes en fonction de l'immersion et sur des surfaces sigma-thêta pour les boîtes Ouest (a et b) et Est (c et d). La vitesse méridienne est calculée par la méthode C (intégration de l'équation de continuité depuis 4.5°N et 4.5°S jusqu'à l'équateur en utilisant la composante zonale des courants mesurée par les profileurs de courant). Les valeurs négatives correspondent à une vitesse dirigée vers le Sud.

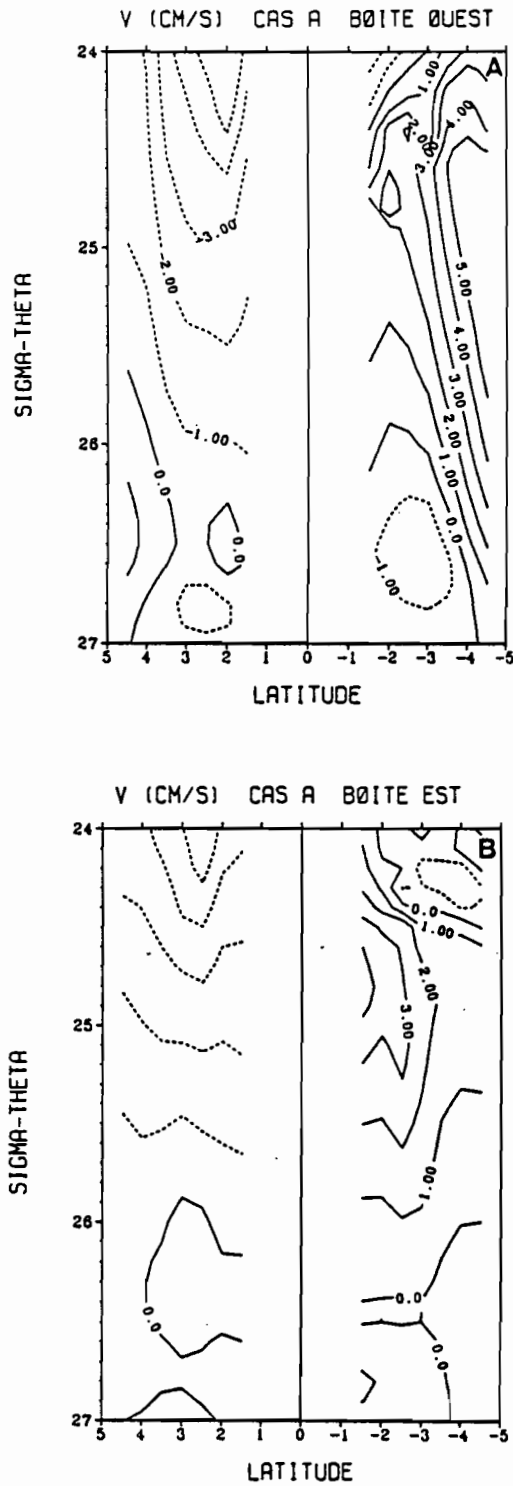


Figure IV.6 Coupes de vitesses méridiennes en fonction des surfaces sigma-thêta pour les boîtes Ouest (a) et Est (b). La vitesse méridienne est calculée par la méthode A (calcul de v en utilisant l'équation de moment zonal)
Les valeurs négatives correspondent à une vitesse dirigée vers le Sud.

- Divergence des flux méridiens dans la couche de surface. Cette divergence est plus forte dans la boîte Ouest que dans la boîte Est pour les cas A (8.7 et 6.4 10^6 m³/s) et B (7.3 et 3.4 10^6 m³/s). Elle est équivalente pour le cas C dans les 2 boîtes (5.1 et 5.7 10^6 m³/s). La moyenne des différences de vitesse méridienne dans la couche de surface, à 1.5°N et 1.5°S, entre les cas A et B et les cas A et C n'est pas statistiquement différente de 0 au seuil de 95%, quelque soit la boîte considérée.

- Convergence des flux entre les surfaces 25.0 et 26.0, excepté pour le cas B, boîte Ouest à 1.5°S où le profil de V est toujours dirigé vers le Sud (divergence de .12 10^6 m³/s sur la couche). Cette caractéristique résulte de fortes anomalies du profil de vitesse méridienne calculé à FOCAL 4 (juillet 1983) et FOCAL 6 (février 1984), où, à 1.5°S, V est dirigé vers le Sud entre les surfaces sigma-thêta 25.0 et 27.0. L'anomalie de FOCAL 6 se retrouve aussi par le calcul direct (cas A). Cette anomalie est une illustration du bruit introduit dans nos calculs par l'aliasing des hautes fréquences. Durant FOCAL 6, la mesure à l'équateur à 23°W (17/1/84) est décalée de 10 jours par rapport à celle le long de 35°W (27/1/84). Les mesures d'écho sondeur inversé (Katz, 1987) montrent pour ces dates un pic dans le signal à (0°, 34°W) et un minimum à (0°, 20°W). Le gradient de pression calculé à partir des stations hydrologiques à 1.5°S, entre 35°W et 23°W entre 0 et 200 m, est de signe opposé à celui couramment observé à ces longitudes et de celui qu'aurait les écho-sondeurs après un filtrage passe-bas. Ceci est conforme aux vitesses méridiennes calculées qui sont dirigées vers le Sud dans le cas A. D'autre part, le calcul géostrophique de la composante zonale des courants fait apparaître un courant portant à l'Ouest entre 1°S et 3°S de 90 à 250 m de profondeur le long de 23°W. Ce courant n'a pas été mesuré par le profileur de courant, ce qui explique en partie les différences obtenues sur V à 1.5°S pour cette campagne entre le cas B (utilisation des vitesses zonales géostrophique lors de l'intégration de l'équation de continuité) et le cas C (utilisation des courants profileurs).

La convergence des flux méridiens n'est pas systématiquement plus forte dans une des boîtes. Dans la boîte Ouest, la moyenne entre les surfaces 25.0 et 26.0 est de -.59 10^6 m³/s (cas A) et -1.00 10^6 m³/s (cas C). Pour la boîte Est, elle est de -.88 10^6 m³/s (cas A), -.78 10^6 m³/s (cas B), et -.50 10^6 m³/s (cas C).

Dans ces couches, la moyenne des différences de vitesse méridienne entre les cas A et B et les cas A et C n'est pas statistiquement différente de 0 au seuil de 95% excepté à 1.5°N, boîte Est entre les cas A et C de la surface sigma-thêta 25.0 à 25.4. Au seuil de 90%, les différences sont détectables à :

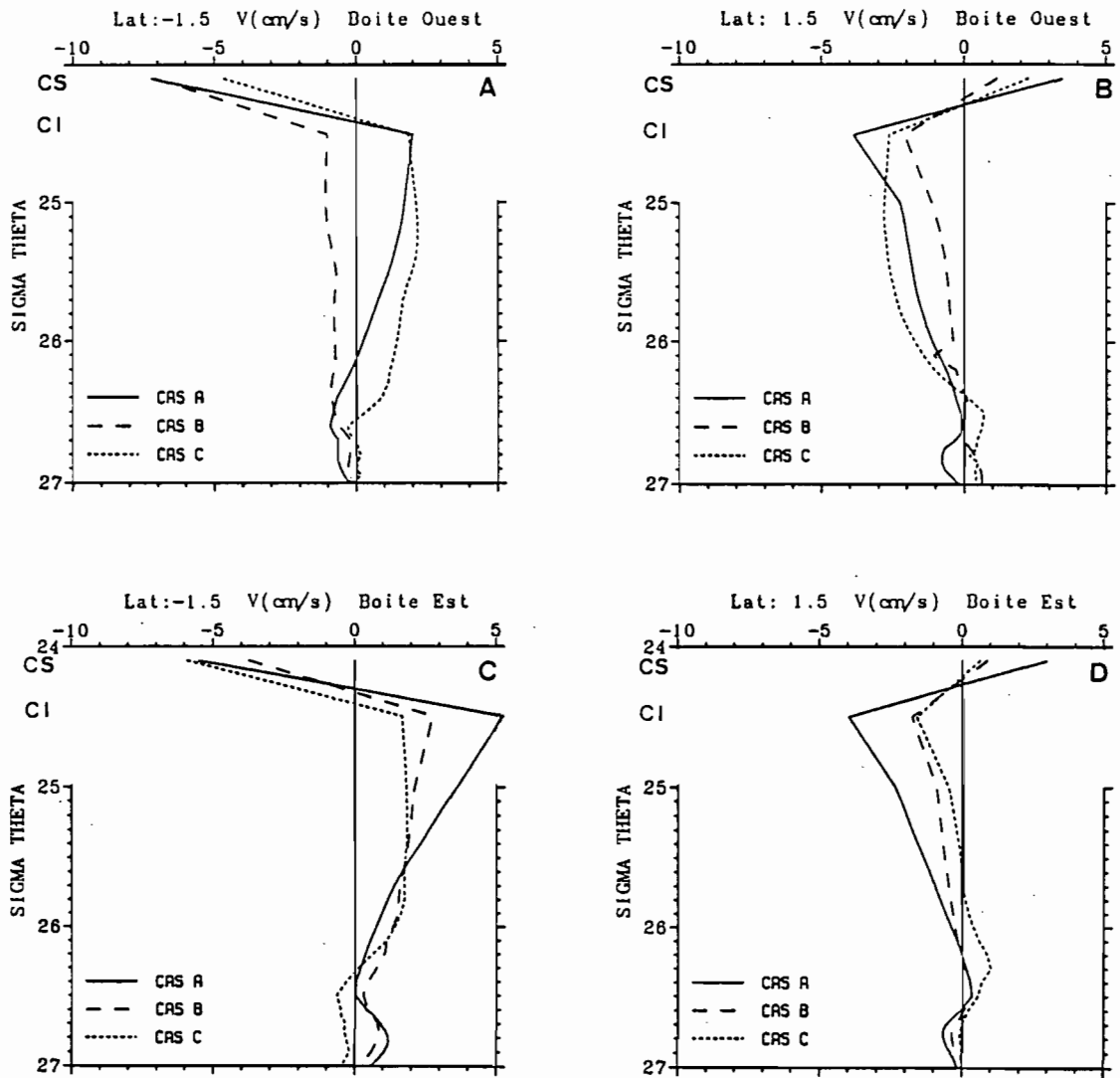


Figure IV.7 Vitesses méridiennes calculées par les méthodes A, B, C sur les surfaces sigma-thêta à 1.5°N et 1.5°S, pour les boîtes Ouest et Est.

CS : couche de surface

CI : couche intermédiaire, entre la base de la couche de surface et la surface

$\sigma_{\theta} : 25.0$

Pour plus de clarté, la vitesse dans la couche intermédiaire et le reste du profil ont été reliés.

- 1.5°N, boîte Est entre les cas A et C de la surface sigma-thêta 25 à 25.5
- 1.5°S, boîte Est entre les cas A et C entre les surfaces sigma-thêta 25.0 et 25.6
- 1.5°S, boîte Ouest entre les cas A et B entre les surfaces sigma-thêta 25.0 et 26.0

- En dessous de la surface 26.4, les profils de vitesse méridienne sont assez compliqués avec plusieurs changements de signes. Dans les deux boîtes et pour l'ensemble des cas, il y a divergence méridienne des vitesses vers les surfaces 26.5-26.6. Nous pouvons noter la convergence des vitesses vers 26.8 (cas A et B) dans la boîte Est, associée à un maximum relatif de vitesse.

La moyenne des différences est significativement différente de 0 au seuil de 95% pour :

- la boîte Est

Entre les cas A et C de 26.6 à 27.0 à 1.5°S
de 26.7 à 26.9 à 1.5°N

Entre les cas A et B de 26.9 à 27.0 à 1.5°S

- la boîte Ouest

Entre les cas A et C de 26.7 à 27.0 à 1.5°N

Entre les cas A et B de 25.0 à 25.8 à 1.5°S

En conclusion, les méthodes A, B, C utilisées pour calculer les vitesses méridiennes à 1.5°S et 1.5°N ne donnent pas de résultats statistiquement différents dans la couche de surface et au niveau du SCE (à de rares exceptions près). En particulier, on ne peut distinguer les calculs obtenus par les différentes méthodes dans la couche de surface. Or, dans le cas A, nous n'avons pas introduit les termes liés aux ondes d'instabilités qui se développent au printemps boréal, tandis que dans les cas B et C ces termes sont normalement pris en compte par la méthode de calcul. Nous avons par ailleurs noté que le calcul de la tension du vent pouvait aisément induire une incertitude de plus de $2 \cdot 10^6 \text{ m}^3/\text{s}$ sur la divergence méridienne. Ceci suggère qu'une erreur importante dans le calcul de V dans la couche de surface provient de l'estimation de la dérive d'Ekman. Nous ne pouvons donc malheureusement pas déduire d'une comparaison entre les différentes méthodes, l'importance des termes liés aux ondes d'instabilité à 1.5°N et 1.5°S.

B - VITESSES VERTICALES DIAPYCNES

1 - Influence de la correction appliquée aux profils de courant

La correction que nous avons appliquée à la composante zonale du courant mesuré par les profileurs de courant (appendice A), modifie la convergence du transport zonal et par conséquent les vitesses diapycnes. Les conséquences de ces corrections sont détaillées ci-dessous.

Les figures IV.8 et IV.9 détaillent l'influence de la modification de la composante zonale du courant sur la vitesse verticale diapycne pour les boîtes Ouest et Est.

En a) nous avons la moyenne des différences dues au profil de correction de U entre 2 radiales, dans les couches sigma-thêta. Elle est environ de 1 cm/s de la surface 25.0 à la surface 25.6 dans la boîte Ouest (figure IV.8 a), et de l'ordre de 2 cm/s dans la boîte Est (figure IV.9 a) avec un maximum de 6 cm/s dans la couche 26.5-26.6.

En b) est représentée la différence moyenne d'épaisseur des couches entre la radiale Ouest et la radiale Est de chaque boîte. Dans la boîte Ouest (figure IV.8 b), les épaisseurs des couches sont plus faibles à l'Ouest qu'à l'Est en-dessous de la surface 26.0 avec un maximum dans la couche 26.6-26.7. Dans la boîte Est (figure IV.9 b), nous voyons une structure en 'zig-zag', avec un pic positif dans la couche 26.7-26.8, et un pic négatif dans la couche 26.5-26.6. Cette structure se retrouve dans le profil de divergence de la correction des flux zonaux (figure IV.8 c, et IV.9 c). L'intégrale de ces profils depuis la surface 27.0 est la contribution au transport vertical diapycne des profils de correction que nous avons appliqués à la composante zonale du courant entre 1.5°N et 1.5°S (figure IV.8 d, et IV.9 d). Dans la boîte Ouest, notre correction contribue à une diminution de la vitesse verticale diapycne d'environ $.3 \cdot 10^{-5}$ m/s entre les surfaces 25.0 et 26.4, et une augmentation en-dessous avec un maximum de $.15 \cdot 10^{-5}$ m/s sur la surface 26.6. Dans la boîte Est, la contribution est minime sauf entre les surfaces 26.4 et 26.8, où notre correction correspond à un ω de $.45 \cdot 10^{-5}$ m/s sur la surface 26.4. (pour une comparaison avec la vitesse diapycne totale, se reporter aux figures IV.10 a et IV.11 a)

2 - Estimation de ω dans les boîtes Ouest et Est

La vitesse verticale diapycne à l'équateur est obtenue en utilisant les courants zonaux mesurés par le profileur de courant, nos différentes estimations de V à 1.5°N et 1.5°S (cas A, B, C) et en intégrant verticalement l'équation de continuité à partir de la

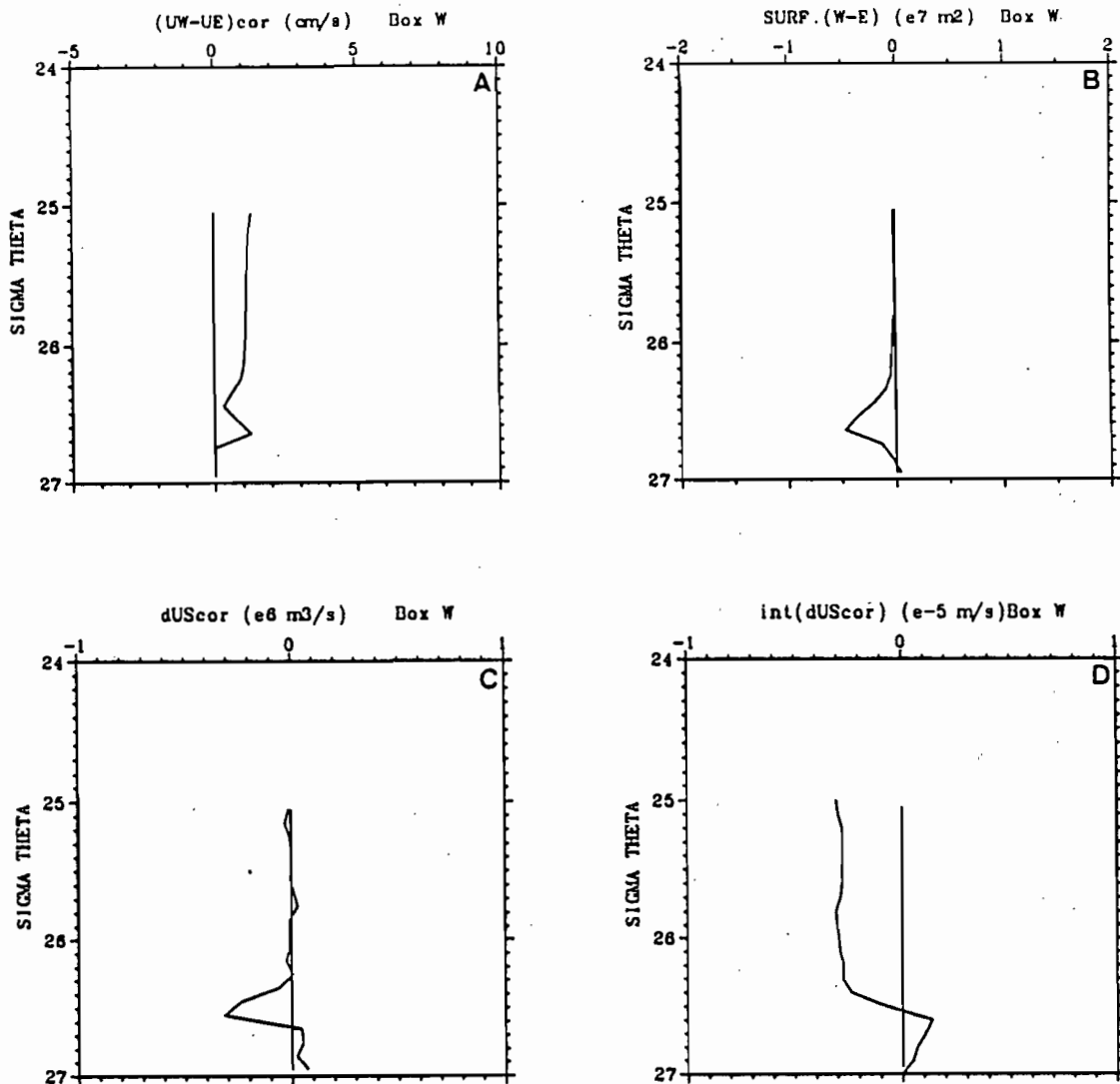


Figure IV.8 figures détaillant l'influence de la correction appliquée à la composante zonale du courant à l'équateur pour la boîte Ouest, entre 1.5°N et 1.5°S .

- Moyenne des différences, entre la radiale 35°W et la radiale 23°W , du profil de correction appliqué au courant zonal, intégré entre 1.5°N et 1.5°S dans des couches sigma-thêta distantes de 0.1 (Ouest - Est).
- Moyenne des différences d'épaisseur des couches sigma-thêta, distantes de .1, entre 1.5°N et 1.5°S , entre les radiales 35°W et 23°W . (Ouest - Est)
- Moyenne des différences de transport zonal due au profil de correction appliqué au courant zonal, intégré entre 1.5°N et 1.5°S , et entre les radiales 35°W et 23°W (Ouest - Est).
- intégrale depuis la surface 27.0 de la quantité présentée en c). Cette quantité représente la vitesse verticale diapycne sur 1° de latitude, due au profil de correction que nous avons appliqué à la composante zonale du courant entre 1.5°N et 1.5°S (vitesse positive dirigée vers la surface de la mer).

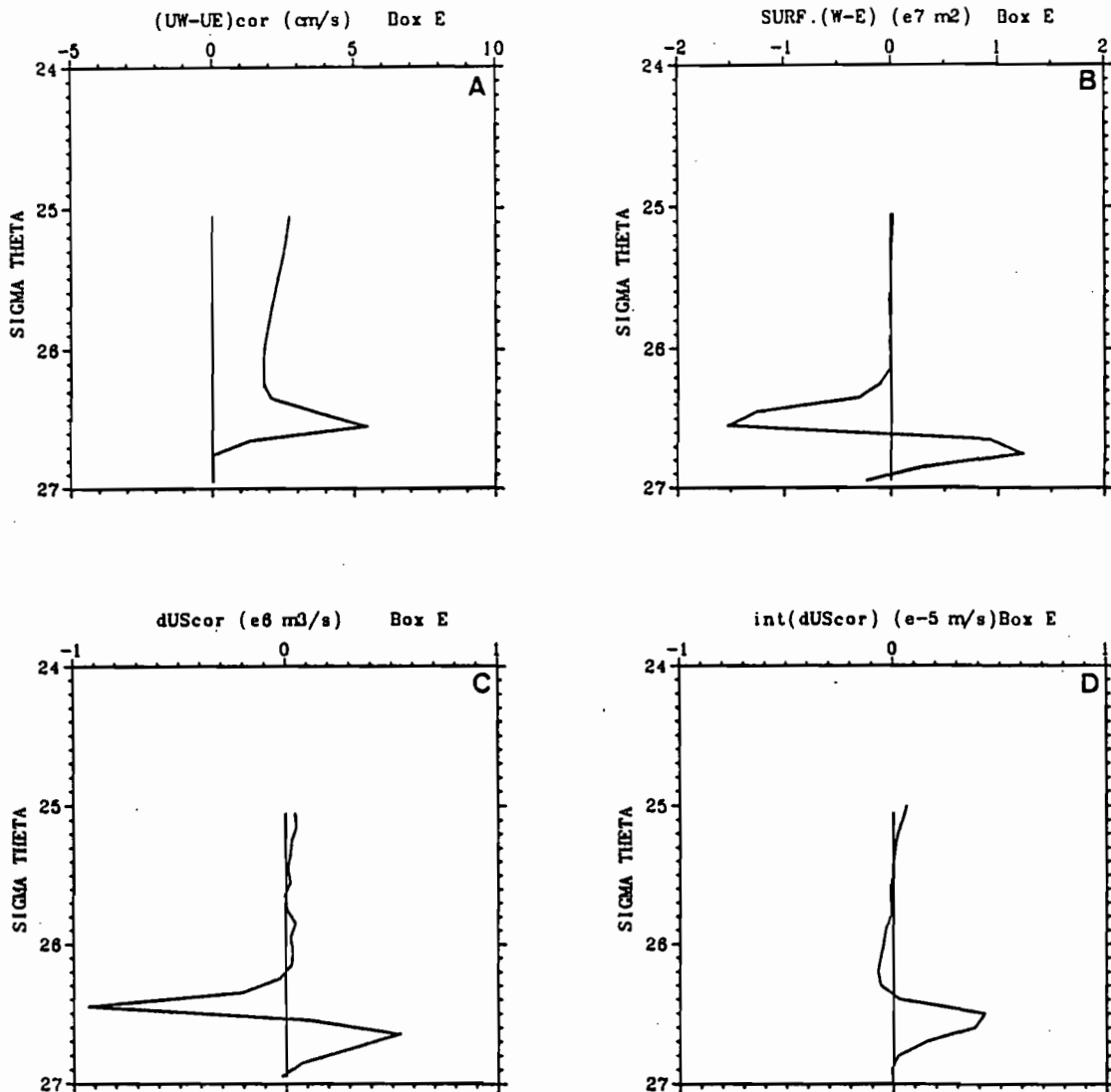


Figure IV.9 figures détaillant l'influence de la correction appliquée à la composante zonale du courant à l'équateur pour la boîte Est, entre 1.5°N et 1.5°S.

- Moyenne des différences, entre la radiale 23°W et la radiale 4°W, du profil de correction appliqué au courant zonal, intégré entre 1.5°N et 1.5°S dans des couches sigma-thêta distantes de 0.1 (Ouest - Est).
- Moyenne des différences d'épaisseur des couches sigma-thêta distantes de .1, entre 1.5°N et 1.5°S, entre les radiales 23°W et 4°W (Ouest - Est).
- Moyenne des différences de transport zonal due au profil de correction appliqué au courant zonal, intégré entre 1.5°N et 1.5°S, et entre les radiales 23°W et 4°W (Ouest - Est).
- intégrale depuis la surface 27.0 de la quantité présentée en c). Cette quantité représente la vitesse verticale diapycne sur 1° de latitude due au profil de correction que nous avons appliqué à la composante zonale du courant entre 1.5°N et 1.5°S (vitesse positive dirigée vers la surface de la mer).

surface la plus profonde échantillonnée, soit 27.0, où nous avons supposé $\omega=0$. Nous avons ainsi 3 estimations de ω dans chacune des boîtes (correspondant aux cas A, B et C).

D'autre part, pour convertir ce transport vertical en une vitesse, nous avons considéré, arbitrairement, que la majeure partie du transport diapycne se produisait au niveau du sous-courant, sur 1° de latitude et non sur l'ensemble de la surface de la boîte, soit 3° de latitude.

Nous n'avons aucune idée du niveau de référence réel qui doit être utilisé pour le calcul des vitesses méridiennes. Cette ignorance et les hypothèses que nous avons faites dans les différents calculs induisent, après intégration verticale, une vitesse verticale non nulle à la surface de l'océan, qui traduit la "non fermeture" du bilan de masse (les écarts entre les différents cas vont d'une perte d'environ $6.0 \cdot 10^6 \text{ m}^3/\text{s}$ à un excédent de $4.7 \cdot 10^6 \text{ m}^3/\text{s}$ pour la boîte Est, et d'une perte maximale de $8.6 \cdot 10^6 \text{ m}^3/\text{s}$ et minimale de $4.3 \cdot 10^6 \text{ m}^3/\text{s}$ pour la boîte Ouest). Quoique ces résidus soient importants, leur moyenne n'est pas significativement différente de 0 au niveau de confiance 95%, si l'on considère chaque réalisation comme indicative du niveau de bruit, ce qui ne nous conduit pas à réviser nos hypothèses. Pour fermer le bilan de masse dans chacune des boîtes, des hypothèses sur les profils de vitesse doivent être faites. Une certaine dose d'a priori est requise pour effectuer cette correction. Les courants zonaux à l'équateur ayant déjà été corrigés de biais systématiques, nous avons choisi de faire varier le niveau de référence des vitesses méridiennes. Différentes solutions ont été envisagées:

- Soit, modifier les profils de vitesse méridienne d'une même quantité à 1.5°N et 1.5°S de la surface au fond pour évacuer (comblent) le surplus (le déficit) de masse de la boîte considérée. Dans ce cas, nous considérons en fait que les erreurs sur nos estimations de V sont identiques de la surface au fond. (Par souci de concision nous utiliserons l'expression 'correction barotrope', quand nous parlerons de cette correction dans la suite du texte)

- Soit, ajuster V en imposant $\omega=0$ à la fois sur la surface 27.0 et sur une des surfaces 26.4, 26.8 ou 26.9. En faisant cela, nous changeons en fait le niveau de référence que nous avons choisi pour calculer V (soit 500 db). En choisissant différents niveaux de références, nous augmentons les solutions possibles. L'analyse ultérieure des flux turbulents doit nous permettre de faire un choix parmi toutes ces solutions. Puis, on effectue une correction dans la couche mélangée pour annuler le résidu de masse, en considérant que les plus grandes incertitudes sont dues au calcul de V dans la couche de

surface. La répartition du résidu de masse est alors faite dans la couche de surface toujours en parts égales au Nord et au Sud. Il y a plusieurs raisons pour procéder ainsi :

* Le coefficient de frottement aérodynamique C_d dans le calcul de la tension du vent est la source d'une incertitude. Nous avons vu que si l'on choisit un coefficient de $1.3 \cdot 10^{-3}$ au lieu de $1.2 \cdot 10^{-3}$, la divergence des flux méridiens dans la couche de surface due au transport d'Ekman augmente de $1.9 \cdot 10^6 \text{ m}^3/\text{s}$ dans la boîte Ouest et de $1.7 \cdot 10^6 \text{ m}^3/\text{s}$ dans la boîte Est.

* Par ailleurs, c'est dans la couche de surface que l'influence des ondes longues est la plus grande et est mal prise en compte, du moins dans le cas A.

Ces différents cas d'ajustement ('barotrope'; avec ajustement de V dans la couche de surface avec référence à 26.4, 26.8 ou 26.9) ont été appliqués à nos trois estimations de bilan A, B, C, ce qui nous donne 12 estimations de transport diapycne pour chacune des boîtes Ouest et Est.

Les profils de vitesse diapycne sont représentés sur les figures IV.10 (boîte Ouest) et IV.11 (boîte Est). Une caractéristique générale de l'ensemble des profils est le maximum relatif centré sur la surface 26.6 dans la boîte Est et sur la surface 26.7 dans la boîte Ouest. Ce maximum peut s'expliquer par les variations d'épaisseur des couches sigma-thêta entre l'ouest et l'est. Par exemple, dans la boîte Est (figure IV.13), l'épaisseur de la couche 26.6-26.8 est de 120 m à 23°W et de 50 m à 4°W , tandis que la couche 26.5-26.6 fait 35 m d'épaisseur à 23°W et 80 m à 4°W . Ces fortes variations d'épaisseur entre 23°W et 4°W ne sont pas entièrement compensées par la convergence des courants zonaux et conduisent à de fortes vitesses diapycnes. La figure IV.12 représente, pour les boîtes Est et Ouest, la divergence des flux isopycnaux $-(hu)_x$, $-(hv)_y$ et leur somme) en Sverdrup ($1 \text{ Sv} = 10^6 \text{ m}^3/\text{s}$) dans des couches d'épaisseur .1 sigma-thêta ainsi que l'intégrale verticale de ces quantités depuis la surface 27.0 (présentée sans la correction qui amène $\omega=0$ à la surface). On observe dans la boîte Ouest un maximum de convergence dans la couche 26.7-26.8 et de divergence entre les surfaces 26.4 et 26.7. Dans la boîte Est, le maximum de convergence se situe dans la couche 26.6-26.7, et le maximum de divergence dans la couche 26.4-26.5. La contribution des flux zonaux et méridiens à ces convergences et divergences est du même ordre de grandeur. L'intégrale depuis la surface 27.0, qui représente la vitesse diapycne (il s'agit du cas A des figures IV.10 a et IV.11 a), montre bien dans chaque cas le maximum de ω sur la surface 26.7 dans la boîte Ouest et 26.6 dans la boîte Est. Notre correction des courants zonaux à l'équateur contribue aussi à augmenter

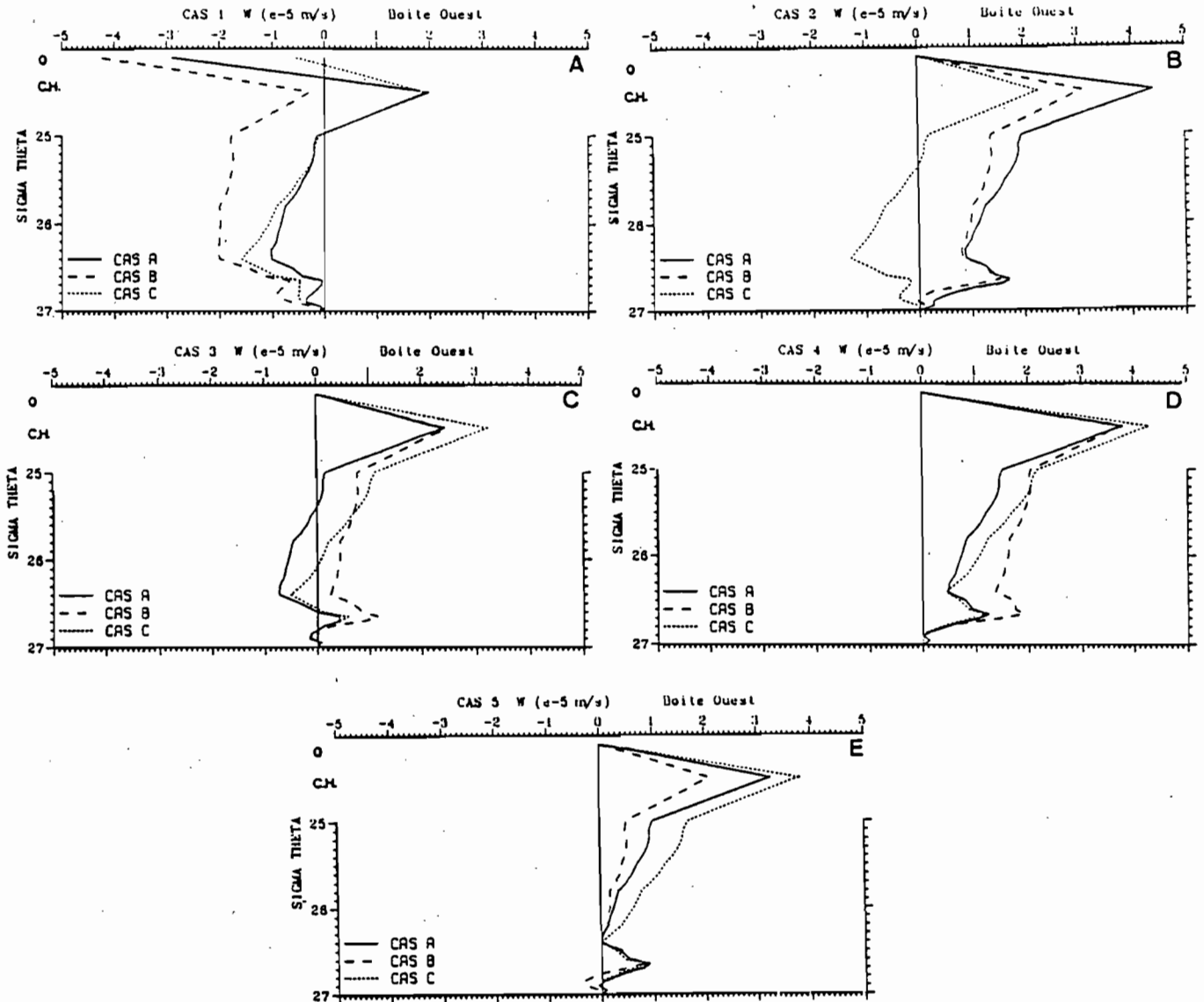


Figure IV.10 Vitesse verticale diapycne calculée sur 1° de latitude dans la boîte Ouest, pour nos 3 estimations de V (méthode A, B et C), en 10^{-5} m/s.

Vitesse positive dirigée vers la surface de la mer

- Profil 'brut': $\omega = 0$ sur la surface 27.0.
- Profil 'corrigé' en répartissant le résidu de masse sur les transports méridiens de la surface au fond. $\omega = 0$ sur la surface 27.0.
- Profil 'corrigé' en répartissant le résidu de masse sur les transports méridiens dans la couche de surface. $\omega = 0$ sur les surfaces 27.0 et 26.8.
- Profil 'corrigé' en répartissant le résidu de masse sur les transports méridiens dans la couche de surface. $\omega = 0$ sur les surfaces 27.0 et 26.9.
- Profil 'corrigé' en répartissant le résidu de masse sur les transports méridiens dans la couche de surface. $\omega = 0$ sur les surfaces 27.0 et 26.4.

Les vitesses verticales à la surface de la mer et au travers de la couche de surface ont été reliées, pour plus de clarté, au profil de vitesse diapycne qui débute à la surface 25.0.

Symbole C.H. : base de la couche de surface.

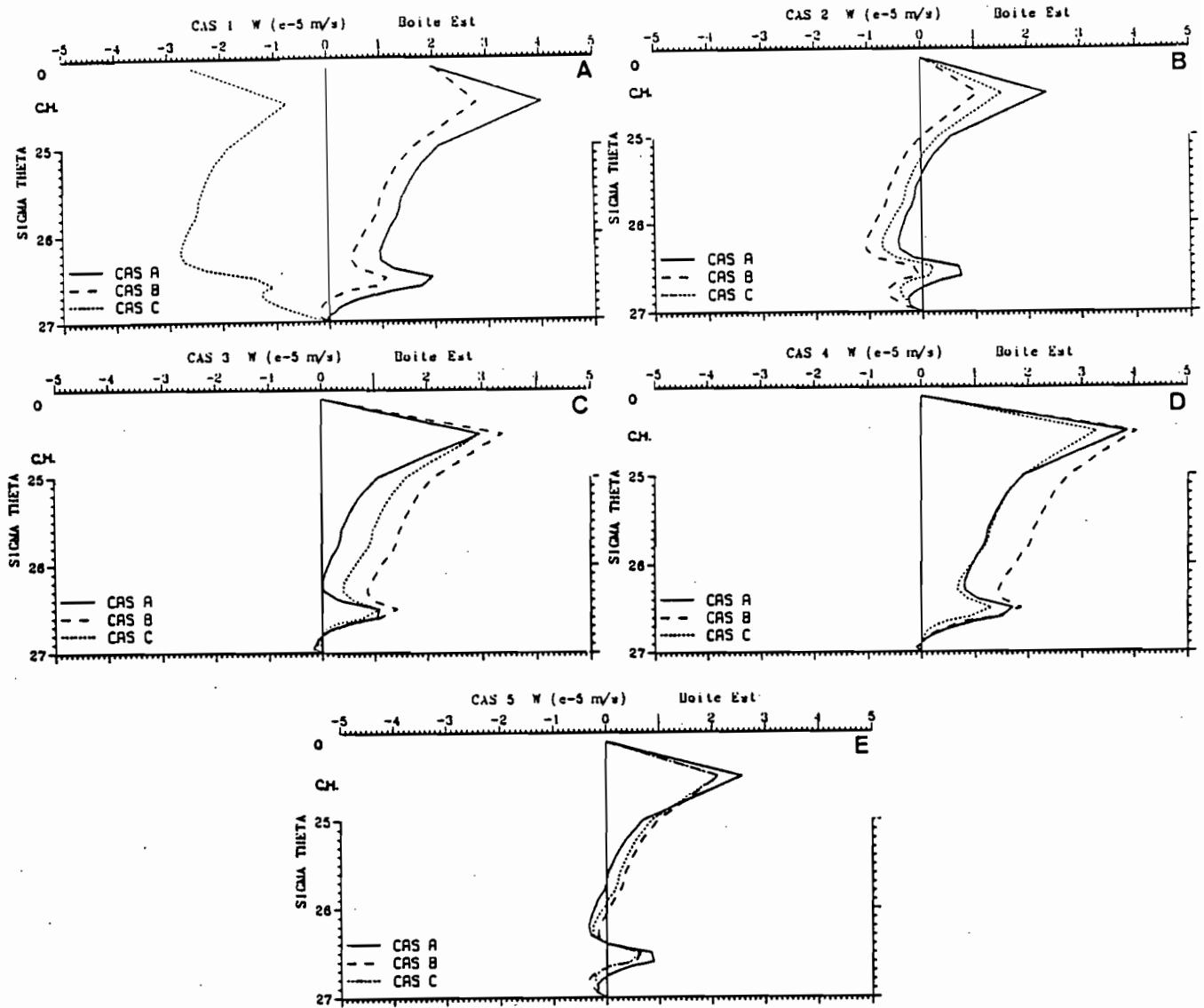


Figure IV.11 Vitesse verticale diapycne calculée sur 1° de latitude dans la boîte Est, pour nos 3 estimations de V (méthode A, B et C), en 10^{-5} m/s.

Vitesse positive dirigée vers la surface de la mer

- Profil 'brut': $\omega = 0$ sur la surface 27.0.
- Profil 'corrigé' en répartissant le résidu de masse sur les transports méridiens de la surface au fond. $\omega = 0$ sur la surface 27.0.
- Profil 'corrigé' en répartissant le résidu de masse sur les transports méridiens dans la couche de surface. $\omega = 0$ sur les surfaces 27.0 et 26.8.
- Profil 'corrigé' en répartissant le résidu de masse sur les transports méridiens dans la couche de surface. $\omega = 0$ sur les surfaces 27.0 et 26.9.
- Profil 'corrigé' en répartissant le résidu de masse sur les transports méridiens dans la couche de surface. $\omega = 0$ sur les surfaces 27.0 et 26.4.

Les vitesses verticales à la surface de la mer et au travers de la couche de surface ont été reliées, pour plus de clarté, au profil de vitesse diapycne qui débute à la surface 25.0

Symbole C.H. : base de la couche de surface.

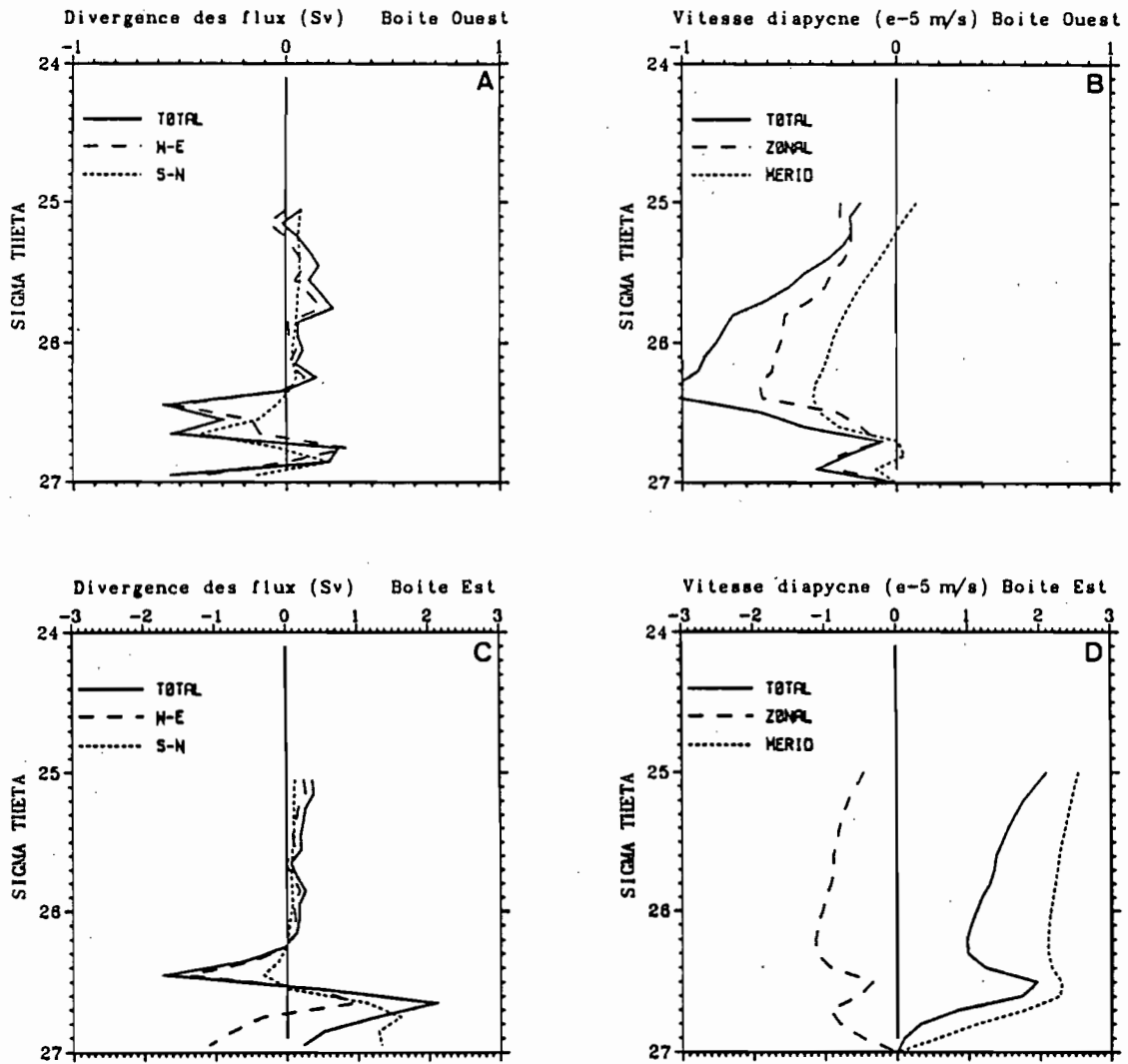


Figure IV.12 Divergence du flux zonal, méridien et total intégré entre 1.5°N et 1.5°S pour les boîtes Ouest et Est (a et c), et intégrale de ces quantités par rapport à la surface 27.0, rapportée sur 1° de latitude (b et d).

- * trait continu: divergence totale (a et c) et vitesse diapycne totale (b et d).
- * tirets: divergence zonale (a et c) et vitesse diapycne associée (b et d).
- * pointillés: divergence méridienne (a et c) et vitesse diapycne associée (b et d).

l'amplitude de ce pic (Cf figures IV.8 et IV.9). Pour l'ensemble de nos réalisations, ce maximum est rarement différent de 0 au seuil de 90%.

Pour la boîte Est, il est différent de 0 au seuil de 95%, seulement dans le cas où $\omega=0$ à 26.4, méthode C (figure IV.11 c). Au seuil de 90%, il n'est pas différent de 0 pour les autres profils.

Pour la boîte Ouest, il est différent de 0 au seuil de 90% pour la méthode A avec $\omega=0$ à 26.4, et à 95% avec la méthode B pour $\omega=0$ à 26.8 et 26.9.

L'ensemble des réalisations ne permet pas d'indiquer avec précision si la vitesse verticale s'annule au niveau du sous-courant. D'ailleurs, dans le cas où la référence $\omega=0$ est prise sur la surface 26.9, il n'y a pas de changement de signe de ω à ce niveau (figures IV.10 c et IV.11 c).

Pour chaque méthode d'ajustement, nous avons testé, dans chaque boîte, si la moyenne des différences entre les profils de vitesse diapycne, calculée pour différentes vitesses méridiennes, était différente de 0. Les comparaisons entre les profils estimés dans le cas A et le cas B, ainsi qu'entre le cas A et le cas C montrent que, en général, la moyenne des différences n'est pas statistiquement différente de 0 au seuil de 95%.

Les figures IV.13 et IV.14 représentent la circulation moyenne entre 1.5°N et 1.5°S entre 35°W et 4°W. Sur la figure IV.13 sont reportées, la composante zonale moyenne des vitesses isopycnes dans des couches délimitées par les surfaces sigma-thêta, et les vitesses diapycnes au travers de ces surfaces. Sur la figure IV.14, nous avons indiqué les transports associés, les valeurs sont positives pour un transport vers l'Est, et vers la surface de la mer. La circulation représentée correspond au cas où nous avons ajusté la vitesse méridienne (calculée selon la méthode B) pour que ω soit nul sur les surfaces 27.0 et 26.4. Ce profil de ω permet de calculer des flux turbulents de chaleur cohérents, tant dans la boîte Est que dans la boîte Ouest, comme nous le verrons dans le chapitre suivant.

Nous pouvons détailler la décroissance du transport zonal entre 35°W et 4°W dans les couches du SCE. Entre la base de la couche de surface et la surface 26.0, le transport est de 8.7 Sv à 35°W, 6.3 Sv à 23°W et 3.7 Sv à 4°W. Cette décroissance de 5 Sv entre 35°W et 4°W se produit principalement entre la base de la couche de surface et la surface 25.0 (3.3 Sv). Entre les surfaces 25.0 et 25.5, cette décroissance est de 1.0 Sv et entre 25.5 et 26.0 elle est de 0.7 Sv.

En-dessous, entre les surfaces 26.0 et 26.5 il y a une forte augmentation du transport d'Ouest en Est, l'accroissement est de 2.2 Sv entre 35°W et 4°W. La majeure

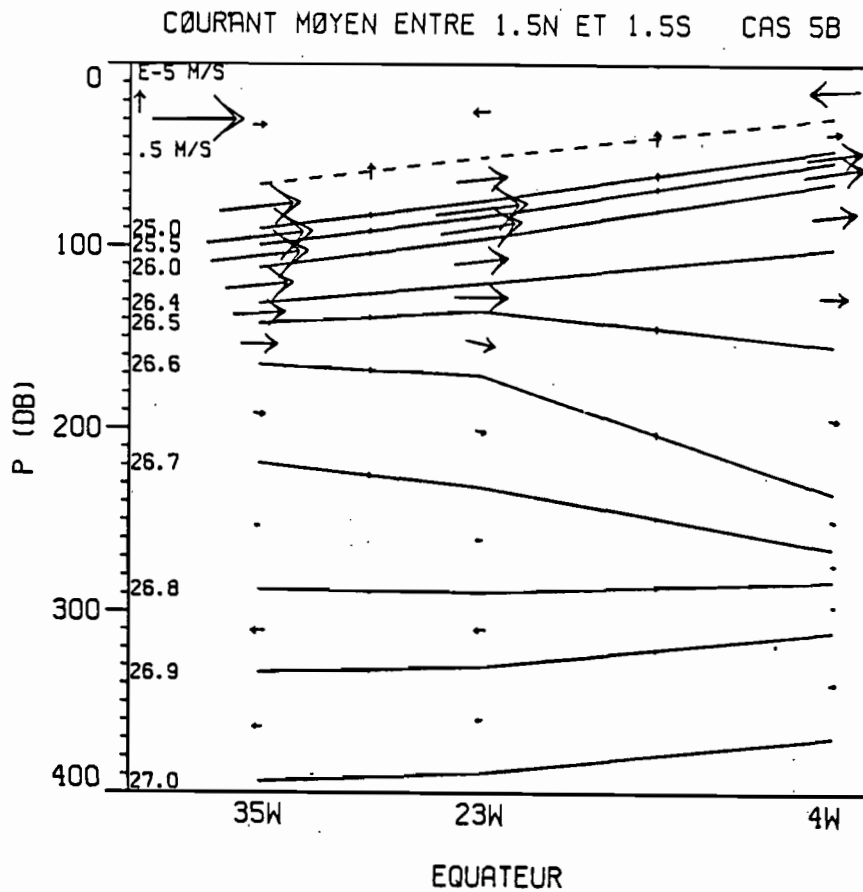


Figure IV.13 Circulation moyenne entre 1.5°N et 1.5°S: courant zonal au niveau des radiales 35°W, 23°W et 4°W dans des couches sigma-thêta, et vitesse diapycne (indiquée au milieu des boîtes).

Cas présenté : v calculé par la méthode B et $\omega = 0$ sur les surfaces 27.0 et 26.4.

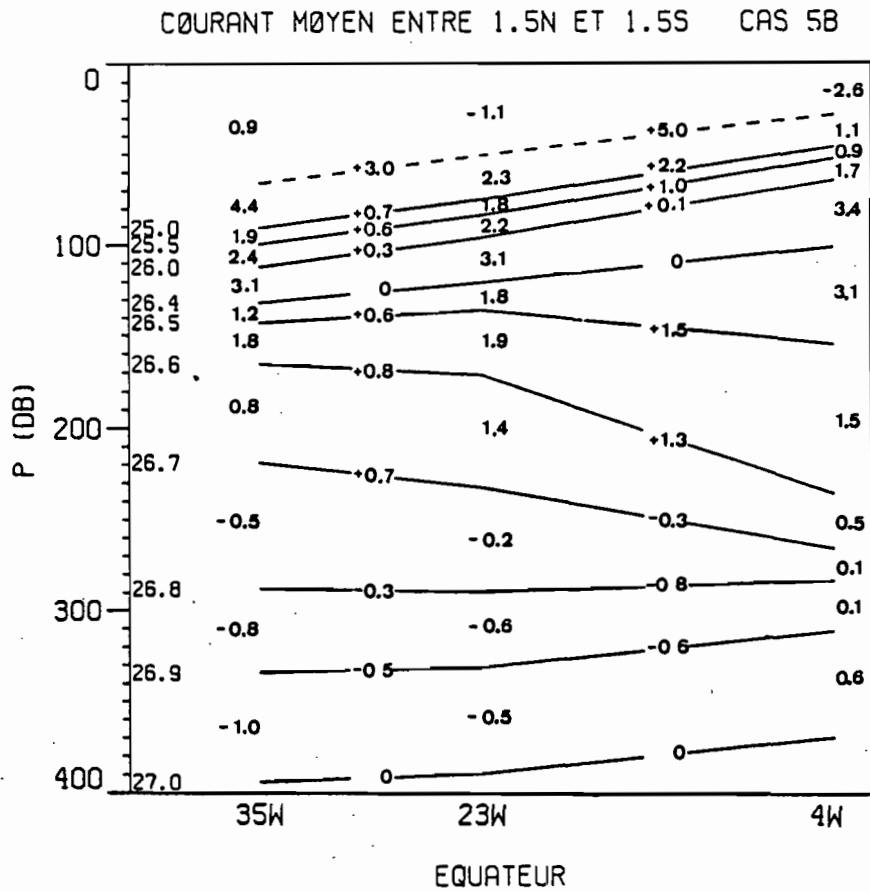


Figure IV.14 Transport moyen (en $10^6 \text{ m}^3/\text{s}$) entre 1.5°N et 1.5°S : transport zonal au niveau des radiales 35°W , 23°W et 4°W dans des couches sigma-thêta, et transport diapycne (indiqué au milieu des boîtes).

Cas représenté : v calculé par la méthode B et $\omega = 0$ sur les surfaces 27.0 et 26.4.

partie de cette augmentation se produit entre les surfaces 26.4 et 26.5, l'accroissement entre les surfaces 26.0 et 26.4 n'étant que de 0.4 Sv. L'augmentation de transport entre l'Ouest et l'Est implique un transport diapycne important vers le haut (1.5 Sv) sur la surface 26.5 dans la boîte Est.

Ces figures montrent que la densité de la thermocline diminue entre l'ouest et l'est du bassin. A 35°W, la zone de faible gradient de densité se trouve entre les surfaces 26.6 et 26.8, tandis qu'à 4°W elle se trouve entre les surfaces 26.5 et 26.7. Katz et al. (1979) l'avait déjà observée pendant GATE en juin-juillet 1974.

Enfin et cela est particulièrement net dans la boîte Est, la pente des surfaces sigma-thêta change plusieurs fois de sens sur la verticale laissant supposer une structure verticale des courants compliquée avec plusieurs changements de signe, comme cela a déjà été observé dans les océans Pacifique et Indien (voir par exemple : Luyten et Roemmich, 1982. Firing, 1989).

3 - Estimation dans le Golfe de Guinée

Pour que notre estimation du transport vertical diapycne soit complète il nous faut calculer ω à l'Est de 4°W, dans le Golfe de Guinée. Le long de 1°E et 6°E, les mesures ont été faites à l'aide de bouteilles hydrologiques et la résolution verticale des profils de densité est moins bonne que s'ils avaient été réalisés par une sonde. Par ailleurs, les profils de courant ont été obtenus par un profileur de courant fixé au bateau. La dérive de ce dernier pendant les stations est difficile à estimer et aucun mouillage ne permet une calibration des profils de courants ainsi mesurés. Nous avons préféré ne pas les utiliser. Enfin, il n'y a pas de mesure entre 6°E et la côte africaine. Il nous est donc impossible d'estimer des termes tels que VU_y ou UU_x à 1.5°N et 1.5°S (cas A), et d'autre part la faible résolution verticale des profils de densité ne permet pas d'utiliser la méthode d'intégration B. Nous avons donc décidé de tirer parti des côtes, et de faire un bilan global du Golfe de Guinée délimité à l'Ouest par la radiale 4°W entre 5°N et 4.5°S, au Sud par la latitude 4.5°S, et au Nord et à l'Est par les côtes africaines. Le transport diapycne dans cette boîte est alors déterminé par les flux zonaux à 4°W entre 5°N et 4.5°S et les flux méridiens à 4.5°S entre 4°W et la côte africaine.

Les transports zonaux à 4°W sur les surfaces de densité potentielle nous sont donnés par les profileurs de courant. Par contre, il nous faut estimer les transports

méridiens à 4.5°S. Pour cela nous avons calculé V entre 4°W et 1°E, et entre 1°E et 6°E par la relation géostrophique (la référence de courant nul est choisie à 500 db) en utilisant la méthode du potentiel de Montgomery ($fv = \frac{\partial M}{\partial x}$). Une dérive d'Ekman est ajoutée dans la

couche de surface. Entre 4°W et 1°E, les vitesses sont faibles (inférieures à 1.5 cm/s), dirigées vers le Nord entre les surfaces $\sigma_\theta=25.0$ et 25.8 et dirigées vers le Sud entre les surfaces 25.8 et 26.4 (figure IV.15 a). Entre 1°E et 6°E, les vitesses sont dirigées vers le Sud sur tout le profil. Dans la couche de surface, la composante méridienne du courant est dirigée vers le Sud. L'indication d'une composante dirigée vers le Nord, n'apparaît pas sur nos estimations. Nous n'avons aucune mesure qui nous permette d'estimer le transport entre 6°E et la côte africaine et il existe peu d'estimations chiffrées. Wacongne (1988) a traité des mesures de profileur de courant en bordure du plateau continental entre l'équateur et 6°S, recueillies par le N.O. A.Nizery au cours de 14 campagnes effectuées à partir de Pointe-Noire en 1977 et 1978. La moyenne des profils pendant la saison d'upwelling (été boréal) montre un courant vers le Sud le long de la côte d'environ 8 cm/s entre 50 et 200 m de profondeur, tandis qu'en hiver boréal le profil moyen de courant parallèle à la côte est trop bruité pour être statistiquement différent de 0.

En l'absence d'autre estimation moyenne du courant méridien entre 6°E et la côte, nous retiendrons qu'en moyenne, il existe un courant de subsurface portant au Sud. Nous avons donc décidé d'étendre jusqu'à la côte le profil de vitesse méridienne calculé entre 1°E et 6°E. Il faut noter que les profils moyens calculés par Wacongne montrent, tant en été qu'en hiver boréal, une composante de vitesse dirigée vers le Nord entre la surface de la mer et 20 m de profondeur, ce qui ne sera malheureusement pas le cas par notre calcul¹.

Les flux zonaux à 4°W et méridiens à 4.5°S ayant ainsi été calculés, nous pouvons estimer le flux vertical diapycne dans le Golfe de Guinée. A cause des différentes hypothèses que nous avons faites (référence par rapport à 500 db des profils de V, méconnaissance de V entre 6°E et la côte, erreur sur U), le bilan de masse n'est pas fermé (ce qui se traduit par un transport vertical en surface de $4.7 \cdot 10^6 \text{ m}^3/\text{s}$). Pour équilibrer le bilan, nous avons décidé de modifier uniquement les profils de vitesse méridienne en appliquant les 2 types de correction utilisées précédemment :

- correction répartie uniformément sur l'ensemble du profil ('barotrope'; cas 2).

¹ La dérive d'Ekman entre 6°E et la côte africaine, bien que portant au nord (+0.5 cm/s sur une épaisseur d'influence du vent de 30m), n'est pas suffisante pour inverser le courant de surface. La dérive d'Ekman entre 1°E et 6°E est de -1.6 cm/s, pour une épaisseur de 30 m.

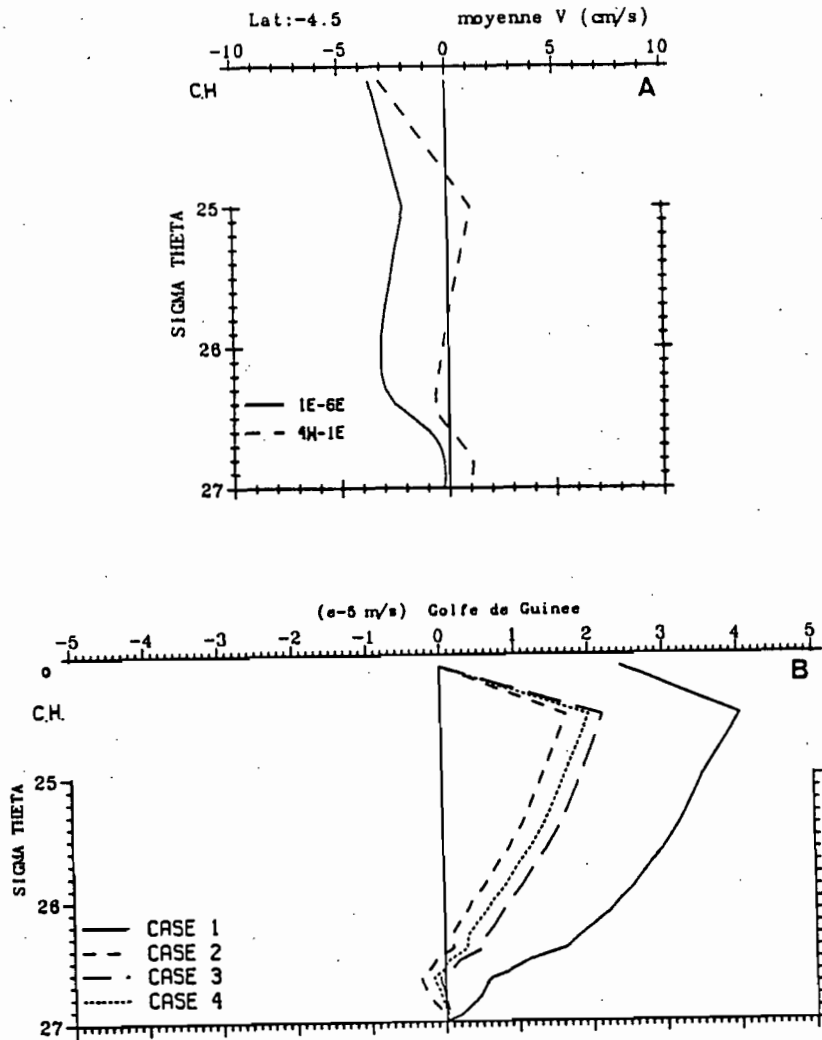


Figure IV.15 a) Vitesse méridienne moyenne à 4.5°S dans le Golfe de Guinée.

* trait continu: vitesse moyenne entre 1°E et 6°E.

* tirets: vitesse moyenne entre 4°W et 1°E.

b) Vitesse diapycne moyenne dans le Golfe de Guinée, entre 4°W et la côte africaine, rapportée sur 1 degré de latitude.

cas 1: Profil 'brut': $\omega = 0$ sur la surface 27.0.

cas 2: Profil 'corrigé' en répartissant le résidu de masse sur les transports méridiens de la surface au fond. $\omega = 0$ sur la surface 27.0.

cas 3: Profil 'corrigé' en répartissant le résidu de masse sur les transports méridiens dans la couche de surface. $\omega = 0$ sur les surfaces 27.0 et 26.8.

cas 4: Profil 'corrigé' en répartissant le résidu de masse sur les transports méridiens dans la couche de surface. $\omega = 0$ sur les surfaces 27.0 et 26.9.

Les vitesses verticales à la surface de la mer et au travers de la couche de surface ont été reliées, pour plus de clarté, au profil de vitesse diapycne qui débute à la surface 25.0

- niveau de référence $\omega = 0$ à 26.8 (cas 3), 26.9 (cas 4) ou 26.4 (cas 5) et correction du résidu de masse, en modifiant uniquement la vitesse méridienne dans la couche de surface.

En supposant que le mélange se produit sur un degré de latitude au niveau du SCE, nous obtenons les profils de vitesse verticale diapycne reportés sur la figure IV.15 b. Les vitesses sont du même ordre de grandeur que celles obtenues dans la boîte Ouest et Est, par contre les différences entre les méthodes d'ajustement sont faibles.

Le bilan du transport diapycne au travers des surfaces 25.0 et 26.5 et du transport au travers de la couche de surface, entre 35°W et la côte Africaine le long de l'équateur, est indiqué sur le tableau IV.2. Si nous excluons les estimations obtenues après ajustement 'barotrope', le transport au travers de la base de la couche de 'surface' (à l'équateur, en période d'upwelling la base de la couche mélangée est mal définie) augmente quand la référence $\omega=0$ devient profonde. Les estimations varient de $10.6 \cdot 10^6 \text{ m}^3/\text{s}$ ($\omega=0$ sur 26.4, cas B), à un maximum de $18.8 \cdot 10^6 \text{ m}^3/\text{s}$ ($\omega=0$ sur 26.9, cas B). Dans le coeur du SCE, sur la surface 25.0, les flux varient de $5.2 \cdot 10^6 \text{ m}^3/\text{s}$ ($\omega=0$ à 26.4, cas B) à $12.7 \cdot 10^6 \text{ m}^3/\text{s}$ ($\omega=0$ sur 26.9, cas B). Au travers de la surface 26.5, les transports varient de $1.3 \cdot 10^6 \text{ m}^3/\text{s}$ ($\omega=0$ sur la surface 26.4, cas C) à $7.1 \cdot 10^6 \text{ m}^3/\text{s}$ ($\omega=0$ sur la surface 26.9, cas B).

Il existe très peu d'estimation, mêmes indirectes, des flux diapycnes et peu d'estimations du transport vertical à la base de la couche de surface. Dans l'Atlantique équatorial, Broecker et al. (1978) expliquent la diminution de concentration de C^{14} entre 15°N et 15°S par rapport aux régions extra-tropicales par une remontée d'eaux profondes dont la concentration en C^{14} est faible. Le transport moyen à la base d'une couche mélangée d'épaisseur 100 m entre 15°N et 15°S serait de $17 \cdot 10^6 \text{ m}^3/\text{s}$.

Wunsch (1984 a) avec un modèle qui combine des contraintes quasi-géostrophiques, des données hydrographiques et des budgets de masse de chaleur et de sel, montre que les valeurs maximum moyennes entre 16°N et 16°S au travers de la surface 26.5, est de $10 \cdot 10^6 \text{ m}^3/\text{s}$ (la valeur moyenne minimum qu'il obtient est de $-14.5 \cdot 10^6 \text{ m}^3/\text{s}$, avec un flux dirigé vers le bas). Entre 8°N et 8°S le transport qu'il propose serait réduit à $2 \cdot 10^6 \text{ m}^3/\text{s}$ sur cette surface, soit du même ordre de grandeur que notre estimation minimum, qui a été calculée entre 1.5°N et 1.5°S. L'introduction d'une contrainte supplémentaire par le C^{14} n'apporte pas de différence fondamentale dans l'estimation du transport maximum diapycne au travers de la surface 26.5 ($9.5 \cdot 10^6 \text{ m}^3/\text{s}$) (Wunsch 1984, b). Par contre, il obtient une valeur minimum de $7 \cdot 10^6 \text{ m}^3/\text{s}$ au lieu de $-14.5 \cdot 10^6 \text{ m}^3/\text{s}$.

Méthode d'ajustement de ω	Barotrope			$\omega=0$ à $\sigma_\theta = 26.4$			$\omega=0$ à $\sigma_\theta = 26.8$			$\omega=0$ à $\sigma_\theta = 26.9$		
	A	B	C	A	B	C	A	B	C	A	B	C
Transport à la base de la couche de surface	15.3	10.4	10.2	13.3	10.6	13.1	14.7	15.7	15.9	18.5	18.8	17.8
Transport au travers de la surface 25.0	6.0	3.9	2.9	5.2	5.2	6.7	8.5	9.7	9.0	9.9	12.7	10.8
Transport au travers de la surface 26.5	3.2	1.3	-1.1	2.0	1.6	1.3	2.4	4.7	2.6	5.3	7.1	4.2

Tableau IV.2 Transport moyen au travers de la base de la couche de surface, et transport diapycne au travers des surfaces 25.0 et 26.5. (en 10^6 m³/s). Entre 1.5°N et 1.5°S et entre 35°W et la côte africaine.

Ces quelques estimations sont dans la fourchette de nos résultats, mais elles ne nous permettent pas de préciser quelles sont les valeurs probables ni de trancher en faveur d'un profil de ω .

Dans la section suivante, l'analyse des flux turbulents moyens va nous permettre d'estimer si certains des profils de ω que nous avons calculés sont possibles. Notre critère consiste à estimer si les flux de chaleur et de sel dans la thermocline sont réalistes, et si les budgets de chaleur et de sel à la surface correspondent à ce que l'on sait des échanges océan-atmosphère. Nous pourrions ainsi réduire notre fourchette d'estimation des transports de masse diapycne.

C - FLUX TURBULENTS

1 - Introduction

La fermeture du bilan de masse nous permet de calculer les résidus de transport de chaleur et de sel dans des boîtes délimitées verticalement par les surfaces de densité potentielle et horizontalement par les sections méridiennes. Si nous supposons que ces résidus peuvent être expliqués par le mélange turbulent vertical, nous pouvons estimer les flux turbulents diapycnes de chaleur et de sel au travers de chaque interface par intégration à partir d'un niveau où le mélange turbulent est connu.

Nous avons choisi de présenter les flux turbulents au travers de surfaces caractéristiques de la structure verticale des courants, et par conséquent nous avons calculé les résidus dans les couches suivantes :

- 1 - dans la couche de surface.
- 2 - entre la base de la couche de surface et la surface 25.0.
- 3 - entre les surfaces 25.0 et 25.5, couche qui correspond à la moitié supérieure du SCE.
- 4 - entre les surfaces 25.5 et 26.4 qui englobent la moitié inférieure du SCE.
- 5 - entre les surfaces 26.4 et 26.8 qui délimitent la thermostadt.
- 6 - entre les surfaces 26.8 et 27.0, base de notre boîte.

Le choix d'une surface de référence pour évaluer les flux turbulents au travers des interfaces n'est pas chose aisée. Nous avons essayé plusieurs solutions en supposant que les flux turbulents étaient nuls au travers de certaines surfaces, notre objectif étant de

pouvoir quantifier les flux turbulents par une fourchette de valeurs issues d'hypothèses raisonnables. Il ne faut pas oublier comme nous l'avons vu précédemment que la vitesse diapycne ω et le mélange turbulent associé à un traceur X , $\omega'X'$ ne sont pas indépendants.

Nous avons successivement supposé que les flux étaient nuls au travers des surfaces :

1 - 26.8, qui représente la base de la thermocline, et qui se trouve au début d'une zone où le gradient vertical de densité augmente, et où on peut espérer que les flux turbulents deviennent négligeables par rapport à ceux calculés au-dessus du SCE.

2 - 26.4 qui se trouve dans le haut de la thermocline. Le choix de cette surface ne peut se justifier réellement si nous considérons notre propre analyse, à partir des campagnes FOCAL, sur la surface 26.5. Analyse qui semble indiquer qu'un mélange turbulent diapycne est nécessaire pour expliquer la répartition et les variations de sel le long de l'équateur.

3 - 25.5 qui suit grossièrement le coeur du SCE au cours de son trajet d'Ouest en Est. Des mesures de microstructures (Crawford et al., 1981; Moum et al., 1989; Peters et al., 1988) montrent que l'énergie cinétique turbulente de dissipation ϵ devient nulle au niveau du SCE et par conséquent on peut s'attendre à ce que le mélange turbulent intégré entre 1.5°N et 1.5°S soit très faible.

2 - Les flux turbulents de chaleur

a - introduction

Pour calculer les flux turbulents de chaleur sous la couche de surface, nous avons procédé de la manière suivante :

$$\int_z (u\theta_E - u\theta_W) dz + \int_z (v\theta_N - v\theta_S) dz + \omega\theta_H - \omega\theta_B = -(\omega'\theta'_H - \omega'\theta'_B) + R_H - R_B$$

où :

Les indices E, W, N, S correspondent aux frontières Est, Ouest, Nord et Sud. H et B correspondent aux parties supérieures et inférieures de la boîte.

$$* u\theta = \int_{1.5S}^{1.5N} u\theta \, dy$$

$$* v\theta = \langle v \rangle \langle \theta \rangle \quad \langle \rangle \text{ opérateur de moyenne entre 2 radiales méridiennes}$$

$$* \omega\theta = \int_x \int_y \omega\theta \, dydx \quad \text{on considère que le transport vertical se produit sur 1 degré}$$

de latitude centré sur la position du maximum de vitesse du SCE.

* R est le terme de réchauffement des surfaces sigma-thêta dû au rayonnement solaire onde courte incident.

Tous les termes du membre de gauche de l'équation sont connus. Nous avons pu aussi calculer R. Donc, si nous imposons $\omega'\theta'_B$ à la base d'une couche, nous pouvons calculer $\omega'\theta'_H$ sur la face supérieure de la boîte, et finalement l'ensemble du profil de mélange turbulent en intégrant verticalement.

Dans la couche de surface, l'équation s'écrit:

$$\int_{C.H.} (u\theta_E - u\theta_W) \, dz + \int_{C.H.} (v\theta_N - v\theta_S) \, dz - \omega\theta_{bCH} - \omega'\theta'_{bCH} - R_0 + R_{bCH} = -\omega'\theta'_H$$

où:

- * l'indice 'bCH', signifie base de la couche de surface.
- * l'intégration verticale est faite sur l'épaisseur de la couche de surface.
- * R_0 est le rayonnement incident onde courte à la surface de la mer.

Dans cette équation nous n'avons pas inclus les flux de chaleur sensible, les flux de chaleur latente ni les ondes longues. $\omega'\theta'_H$ doit donc être égal à la somme de ces 3 termes.

b - Rayonnement onde courte

Nous venons de voir que pour estimer le bilan de chaleur de subsurface, il est nécessaire de pouvoir calculer le réchauffement dû au rayonnement solaire (onde courte) incident, au niveau des surfaces de densité potentielle. G.Reverdin a estimé le réchauffement radiatif dans l'océan Atlantique en utilisant un modèle spectral d'absorption des ondes courtes en présence de pigments (Morel, 1988). La concentration de pigments

(Chlorophylle A + phaeophytin) a été mesurée durant 5 des 9 campagnes FOCAL. Ces mesures ont été faites soit en janvier, soit en juillet, ce qui permet d'échantillonner les saisons extrêmes, mais ne donne qu'une idée rudimentaire du cycle saisonnier. La concentration en pigments dans la thermocline est naturellement plus forte quand celle-ci est proche de la surface (durant les campagnes de juillet dans l'Atlantique Est). Il y a aussi des concentrations en pigment significatives dans les couches de surface pendant la saison d'upwelling ; et la pénétration du rayonnement incident dans la thermocline, varie considérablement avec la saison. Le rayonnement incident 'onde courte' a pu être estimé à partir de données METEOSAT durant seulement une année, de mai 1983 à avril 1984 (Dedieu et al., 1987). Nous avons choisi un albédo à la surface de la mer constant de 5%. L'incertitude sur l'estimation des ondes courtes pénétrant à la surface n'est sans doute pas d'une grande importance étant donnée la précision de nos estimations de bilan. Le terme Q_z/C_p sous la couche de surface et sur les surfaces sigma-thêta, est reporté sur la figure IV.16 pour l'été pour l'hiver. Bien qu'en hiver, la couche de surface soit plus profonde qu'en été, le taux de réchauffement de ces surfaces est plus important, car le rayonnement solaire incident n'est pas absorbé par les pigments, qui sont en quantité faible à cette saison. Le taux de réchauffement est nul ou très faible au-dessous de la surface 26.0.

En moyenne le rayonnement onde courte est de l'ordre de 230 W/m^2 ($\rho C_p R_0$) à la surface de la mer pour les boîtes Ouest et Est. A la base de la couche de surface le rayonnement est de 14 W/m^2 dans la boîte Est et 5 W/m^2 dans la boîte Ouest. Par comparaison les flux turbulents de chaleur que nous calculons à la base de la couche de surface sont d'environ 60 W/m^2 .

c - Résultats

Les résultats que nous obtenons sont très différents suivant les hypothèses qui ont été utilisées pour calculer la vitesse méridienne, la vitesse verticale diapycne et les flux turbulents. Le profil du flux turbulent de chaleur doit être cohérent avec des estimations indépendantes du bilan de chaleur, et est contraint par certaines de nos hypothèses de départ :

1 - pour le bilan à l'interface air-mer, le terme que nous calculons, $-\omega'\theta'_H$, doit être équilibré par la somme des flux ondes longues, des flux de chaleur latente et des flux de chaleur sensible. Hastenrath et Lamb (1977) donnent des estimations de la moyenne de ces termes dans l'Atlantique intertropical. Ils évaluent à 65 W/m^2 environ le flux onde longue de l'océan vers l'atmosphère, à 80 W/m^2 le flux de chaleur latente et 10 W/m^2 le flux de chaleur sensible. Hsiung (1986), calcule des valeurs similaires soit : 100 W/m^2 pour le flux

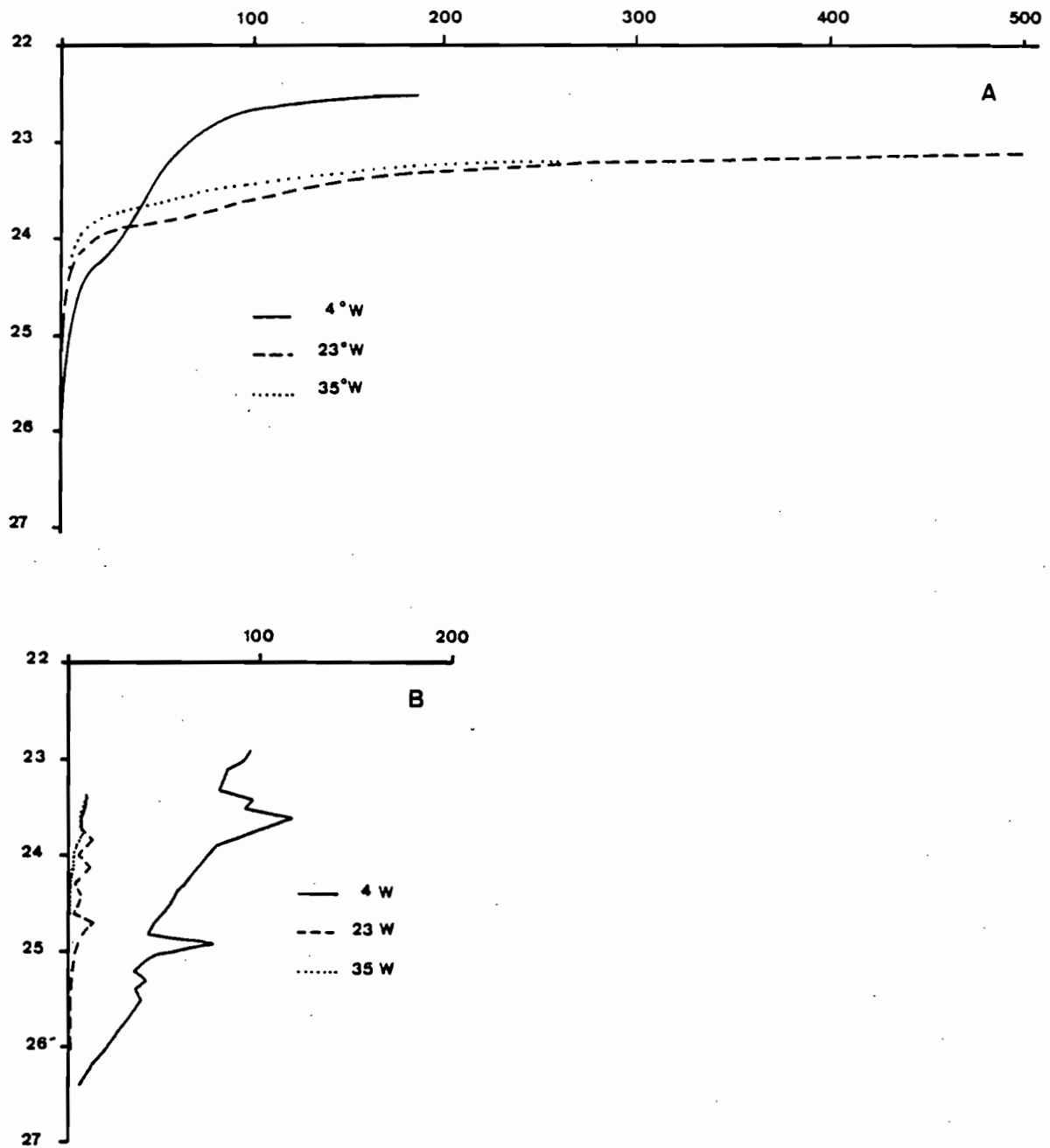


Figure IV.16 Q_z/C_p (10^{-2} °C/mois). Moyenne 1°N-0°-1°S
 a) Hiver
 b) Eté

de chaleur latente, 50 W/m² pour le flux onde longue et 5 W/m² pour le flux de chaleur sensible. L'erreur maximale est d'environ 25 W/m² pour le flux de chaleur latente, 10 W/m² pour le flux onde longue et 2 W/m² pour le flux de chaleur sensible. Elle estime que le rayonnement onde courte moyen à l'équateur est de 210 W/m² avec une erreur variant entre 20 et 40 W/m². Il faut donc s'attendre à environ 150 ± 50 W/m² pour notre bilan de chaleur en surface. Il faut aussi noter que le bilan de chaleur dans la couche de surface est fortement dépendant de l'incertitude sur nos estimations du transport d'Ekman méridien. Il dépend aussi de notre incapacité à pouvoir prendre en compte le transport méridien de masse et de chaleur dû aux ondes d'instabilités qui se développent pendant le printemps boréal.

2 - L'analyse des flux turbulents, que nous avons effectuée à partir du bilan saisonnier et qui sera exposée dans un chapitre suivant, nous permet d'estimer une moyenne des flux turbulents à partir d'une méthode indépendante. Pour la boîte Est l'estimation des flux turbulents de chaleur ($\rho C_p \omega' \theta'$) sur 3° de latitude est de l'ordre de -39 W/m² et -40 W/m² sur les surfaces 25.0 et 25.5 pour la boîte Est. Elle est de -74 W/m² et -120 W/m² sur ces mêmes surfaces pour la boîte Ouest. Malheureusement le bilan saisonnier ne nous permet pas d'obtenir d'estimation sur la surface 26.4.

3 - La troisième contrainte est théorique et difficilement applicable. Nous avons vu qu'il existait une relation directe entre la vitesse verticale et les mélanges turbulents de sel et de température (nous ne prenons pas en compte le terme de réchauffement dû au rayonnement incident):

$$\omega \rho_z = \rho_\theta (-\omega' \theta')_z + \rho_s (-\omega' S')_z$$

Mais les dérivées verticales de $\omega' \theta'$ et $-\omega' S'$ ne peuvent être connues avec précision. En imposant les contraintes supplémentaires qui suivent:

- en faisant l'analogie avec la diffusion moléculaire :

$$\omega' \theta' = -K_\theta \frac{\partial \theta}{\partial z} \quad \text{et} \quad \omega' S' = -K_s \frac{\partial S}{\partial z}$$

- en supposant que les coefficients de mélange turbulent sont identiques; $K=K_\theta=K_s$

La relation s'écrit alors :

$$\omega = Dk + k_z \quad \text{où} \quad D = \frac{\rho_\theta \theta_{zz} + \rho_s S_{zz}}{\rho_z}$$

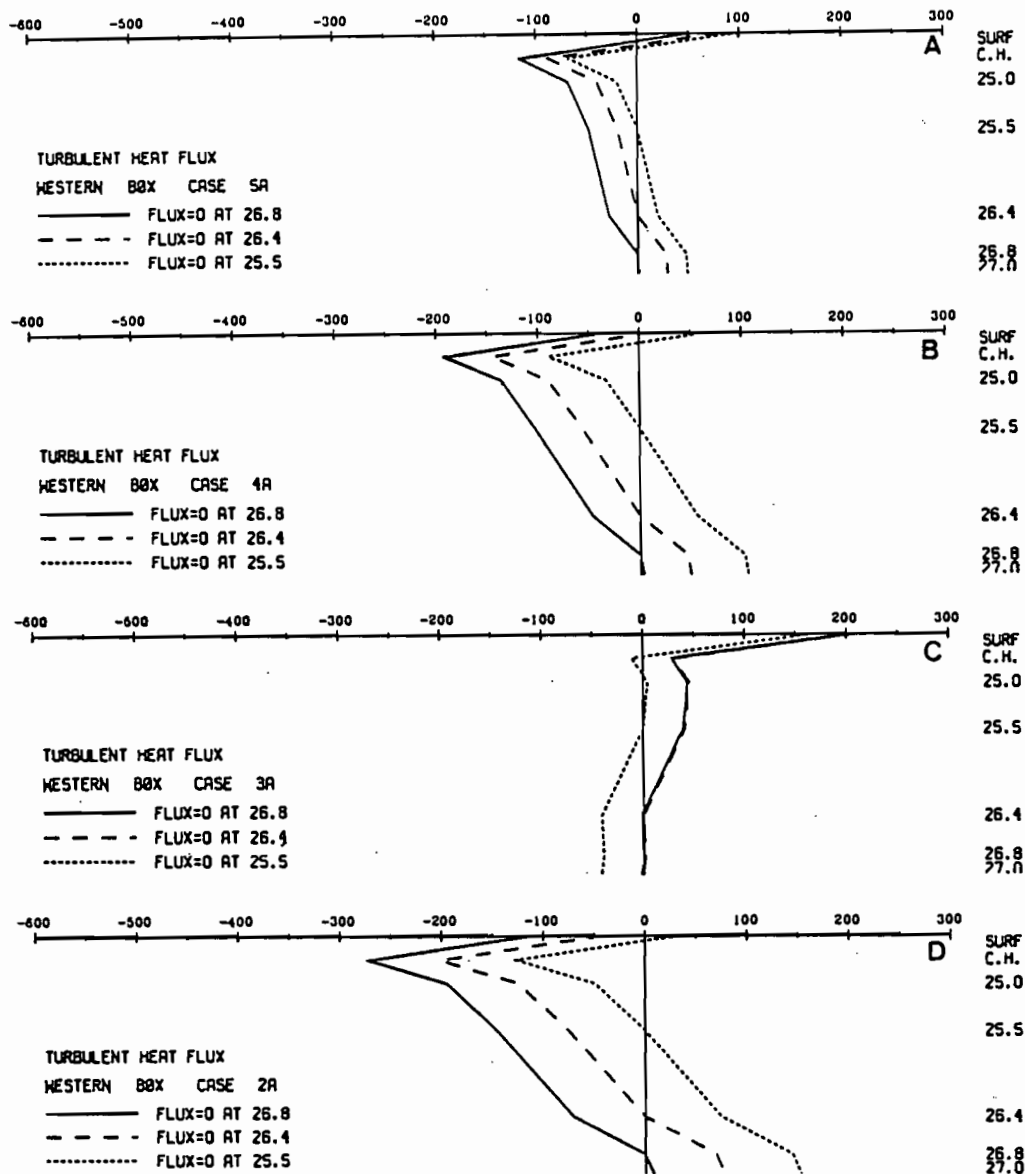


Figure IV.17 Flux turbulents de chaleur moyen ($\rho C_p \omega' \theta'$, en W/m^2) sur 3° de latitude dans la boîte Ouest. La vitesse méridienne a été calculée par la méthode A.

a) $\omega = 0$ au travers des surfaces 27.0 et 26.4.

b) $\omega = 0$ au travers des surfaces 27.0 et 26.9.

c) $\omega = 0$ au travers des surfaces 27.0 et 26.8.

d) $\omega = 0$ au travers des surfaces 27.0.

* trait continu: $\omega' \theta' = 0$ au travers de la surface 26.8.

* tirets: $\omega' \theta' = 0$ au travers de la surface 26.4.

* pointillés: $\omega' \theta' = 0$ au travers de la surface 25.5.

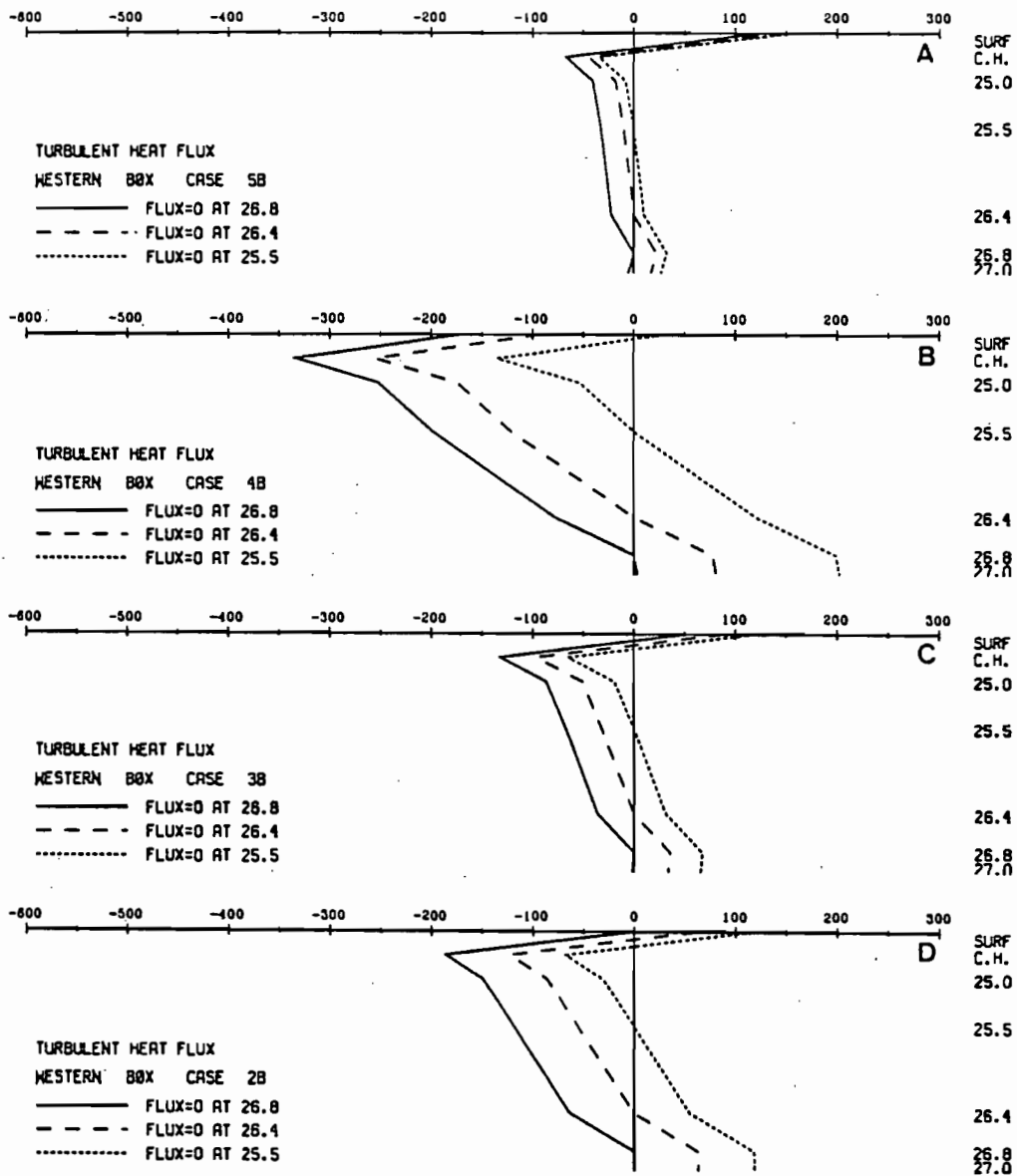


Figure IV.18 Flux turbulents de chaleur moyen ($\rho C_p \omega' \theta'$, en W/m^2) sur 3° de latitude dans la boîte Ouest. La vitesse méridienne a été calculée par la méthode B.

- a) $\omega = 0$ au travers des surfaces 27.0 et 26.4.
- b) $\omega = 0$ au travers des surfaces 27.0 et 26.9.
- c) $\omega = 0$ au travers des surfaces 27.0 et 26.8.
- d) $\omega = 0$ au travers des surfaces 27.0.

* trait continu: $\omega' \theta' = 0$ au travers de la surface 26.8.

* tirets: $\omega' \theta' = 0$ au travers de la surface 26.4.

* pointillés: $\omega' \theta' = 0$ au travers de la surface 25.5.

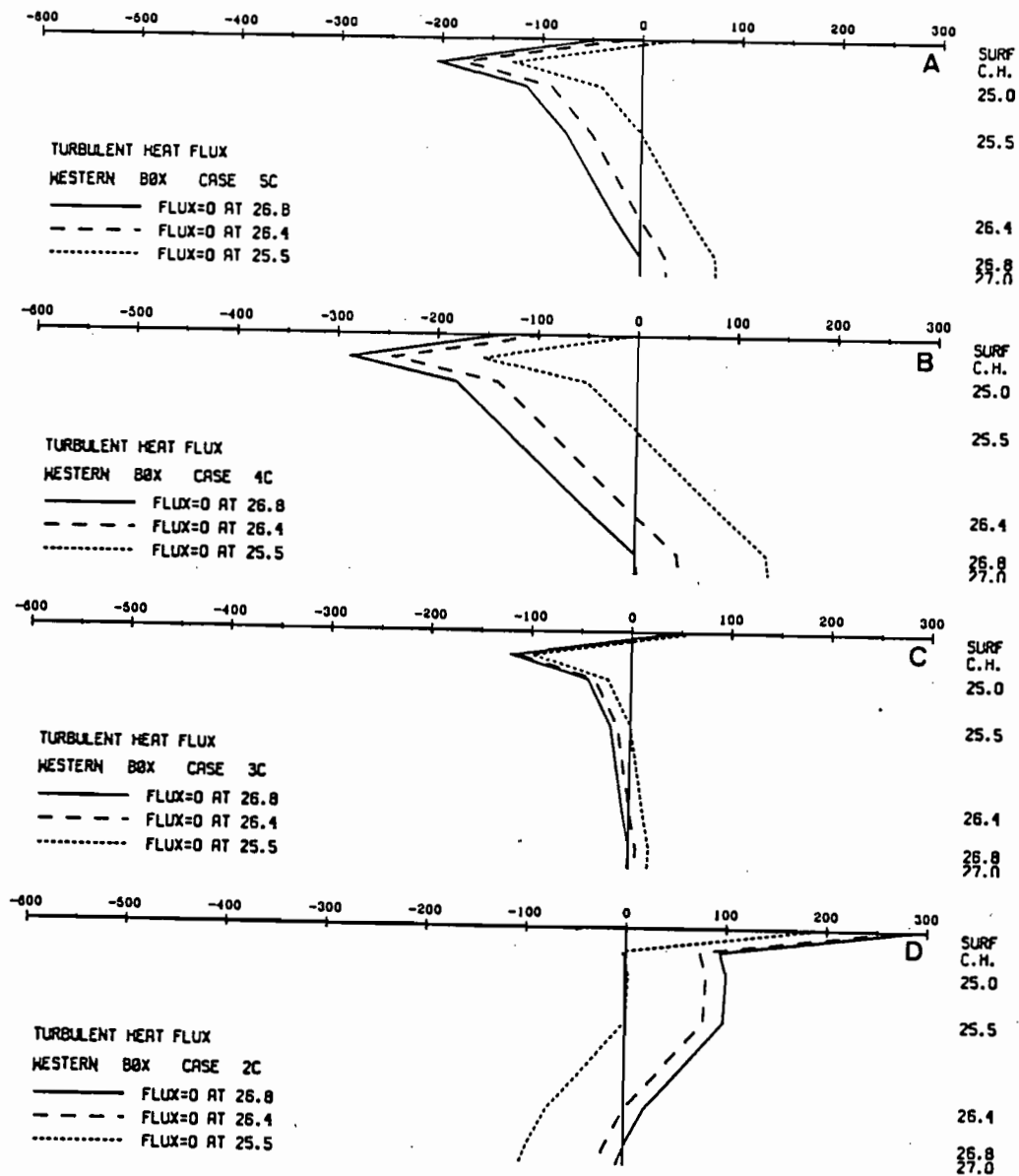


Figure IV.19 Flux turbulents de chaleur moyen ($\rho C_p \omega' \theta'$, en W/m^2) sur 3° de latitude dans la boîte Ouest. La vitesse méridienne a été calculée par la méthode C.

a) $\omega = 0$ au travers des surfaces 27.0 et 26.4.

b) $\omega = 0$ au travers des surfaces 27.0 et 26.9.

c) $\omega = 0$ au travers des surfaces 27.0 et 26.8.

d) $\omega = 0$ au travers des surfaces 27.0.

* trait continu: $\omega' \theta' = 0$ au travers de la surface 26.8.

* tirets: $\omega' \theta' = 0$ au travers de la surface 26.4.

* pointillés: $\omega' \theta' = 0$ au travers de la surface 25.5.

Les figures IV.17 à IV.22 présentent les flux turbulents de chaleur ($\rho C_p \omega' \theta'$) pour les boîtes Ouest et Est, et pour l'ensemble de nos hypothèses. Les flux turbulents sur ces figures correspondent à une valeur moyenne calculée sur 3° de latitude (Si nous répartissons ce mélange turbulent sur 1° de latitude, au niveau du SCE, il faut multiplier ces valeurs par 3).

Les profils qui présentent un bilan de chaleur équilibré en surface (soit $+ 150 \pm 50$ W/m^2) et des flux turbulents de chaleur ($\rho C_p \omega' \theta'$) négatifs en subsurface (dirigés vers le bas, k doit être positif) sont (la signification des différents cas est rappelée dans l'annexe C):

Boîte Ouest

- 1 - cas A - $\omega = 0$ à 26.8 - $\omega' \theta' = 0$ à 25.5 (figure IV.17 c).
- 2 - cas B - $\omega = 0$ à 26.4 - $\omega' \theta' = 0$ à 26.8 (figure IV.18 a).
- 3 - cas C - correction de type 'barotrope' - $\omega=0$ à 27.0 - $\omega' \theta'=0$ à 25.5 (figure IV.19 d).

Les valeurs des flux turbulents (moyenne sur 3° de latitude) de ces 3 profils sont reportées sur le tableau IV.3. Il apparaît clairement que les profils 1 et 3 ne peuvent être retenus : les flux turbulents sous le SCE sont très importants et beaucoup plus forts qu'à la base de la couche de surface (tableau IV.3). Le profil 2 présente des flux turbulents acceptables avec un maximum à la base de la couche de surface et une décroissance jusqu'à la surface 26.8.

Cependant :

- Cette décroissance continue nous surprend. En effet nous avons vu que les mesures de l'énergie cinétique de dissipation ϵ montrent que celle-ci devient faible dans le coeur du SCE, indice que le mélange turbulent à ces immersions doit être petit. Ce n'est pas le cas ici. Mais il ne faut pas oublier que nous faisons une estimation moyenne du mélange entre 2 longitudes éloignées, pour lesquelles le SCE ne se trouve pas à la même immersion (sur la même surface sigma-thêta). Les profils de mélange turbulent des 2 longitudes sont sans doute décalés verticalement, ce qui peut induire que le mélange que nous calculons ne s'annule pas à ces immersions.

- La vitesse diapycne et le mélange turbulent ne sont pas nuls sur les même surfaces, $\omega=0$ sur la surface 26.4 et $\omega' \theta'=0$ sur la surface 26.8. Il faut donc, d'après nos hypothèses, que $Dk = -k_z$ sur la surface 26.4. Sur cette surface D est négatif (Cf figure V.15 c) donc $Dk < 0$ et k_z doit être positif à ce niveau.

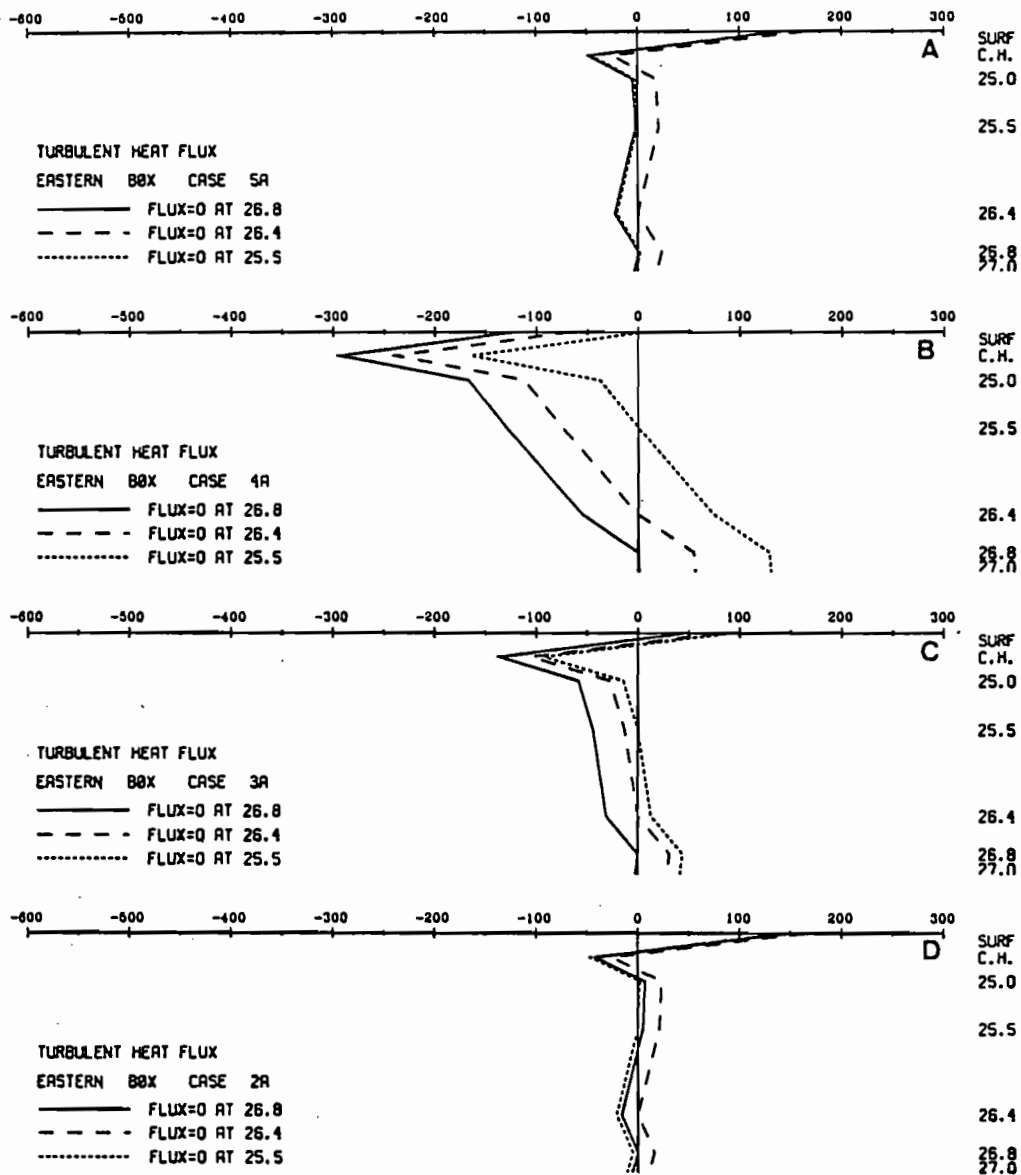


Figure IV.20 Flux turbulents de chaleur moyen ($\rho C_p \omega' \theta'$, en W/m^2) sur 3° de latitude dans la boîte Est. La vitesse méridienne a été calculée par la méthode A.

a) $\omega = 0$ au travers des surfaces 27.0 et 26.4.

b) $\omega = 0$ au travers des surfaces 27.0 et 26.9.

c) $\omega = 0$ au travers des surfaces 27.0 et 26.8.

d) $\omega = 0$ au travers des surfaces 27.0.

* trait continu: $\omega' \theta' = 0$ au travers de la surface 26.8.

* tirets: $\omega' \theta' = 0$ au travers de la surface 26.4.

* pointillés: $\omega' \theta' = 0$ au travers de la surface 25.5.

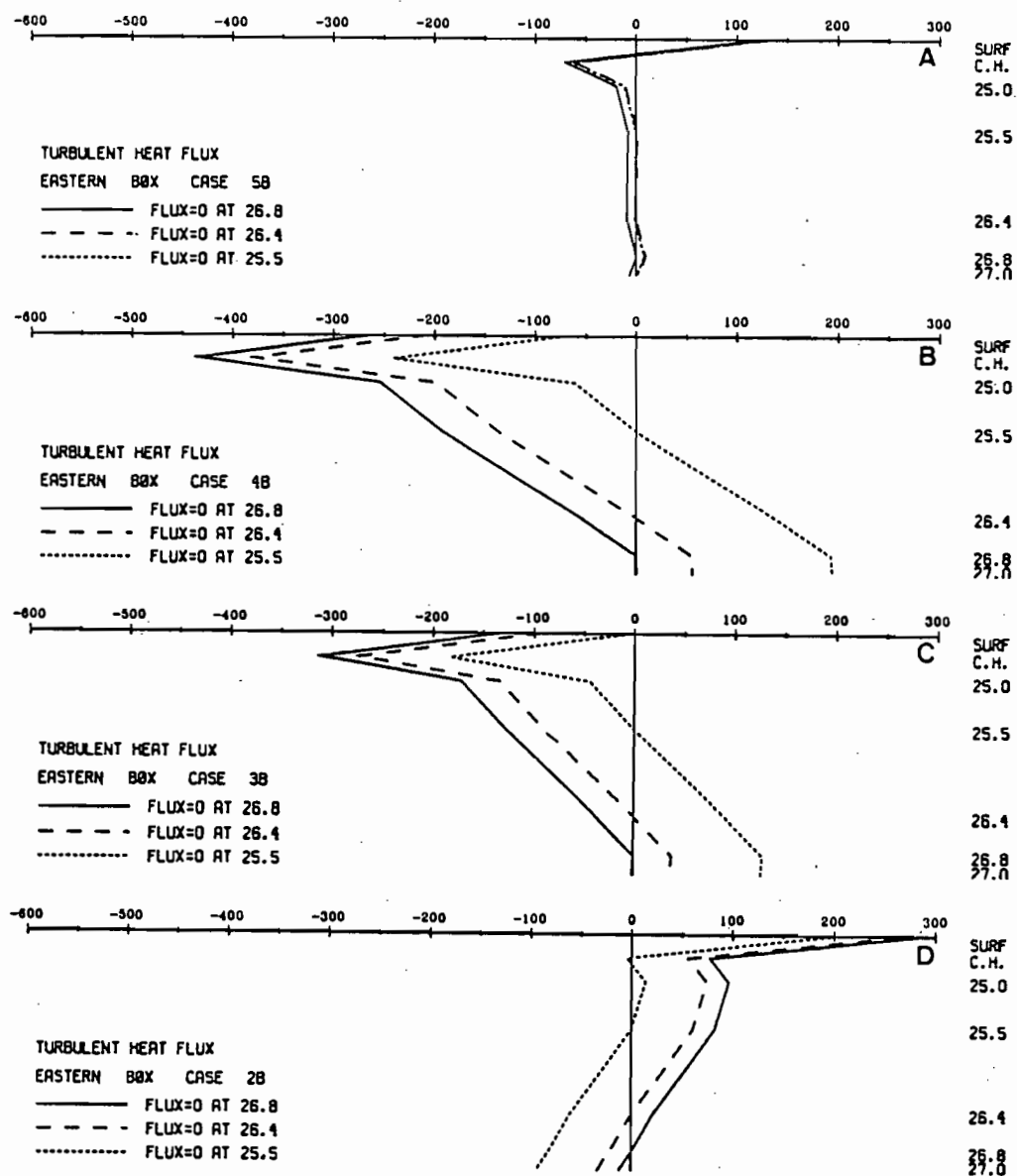


Figure IV.21 Flux turbulents de chaleur moyen ($\rho C_p \omega' \theta'$, en W/m^2) sur 3° de latitude dans la boîte Est. La vitesse méridienne a été calculée par la méthode B.

- a) $\omega = 0$ au travers des surfaces 27.0 et 26.4.
- b) $\omega = 0$ au travers des surfaces 27.0 et 26.9.
- c) $\omega = 0$ au travers des surfaces 27.0 et 26.8.
- d) $\omega = 0$ au travers des surfaces 27.0.

* trait continu: $\omega' \theta' = 0$ au travers de la surface 26.8.

* tirets: $\omega' \theta' = 0$ au travers de la surface 26.4.

* pointillés: $\omega' \theta' = 0$ au travers de la surface 25.5.

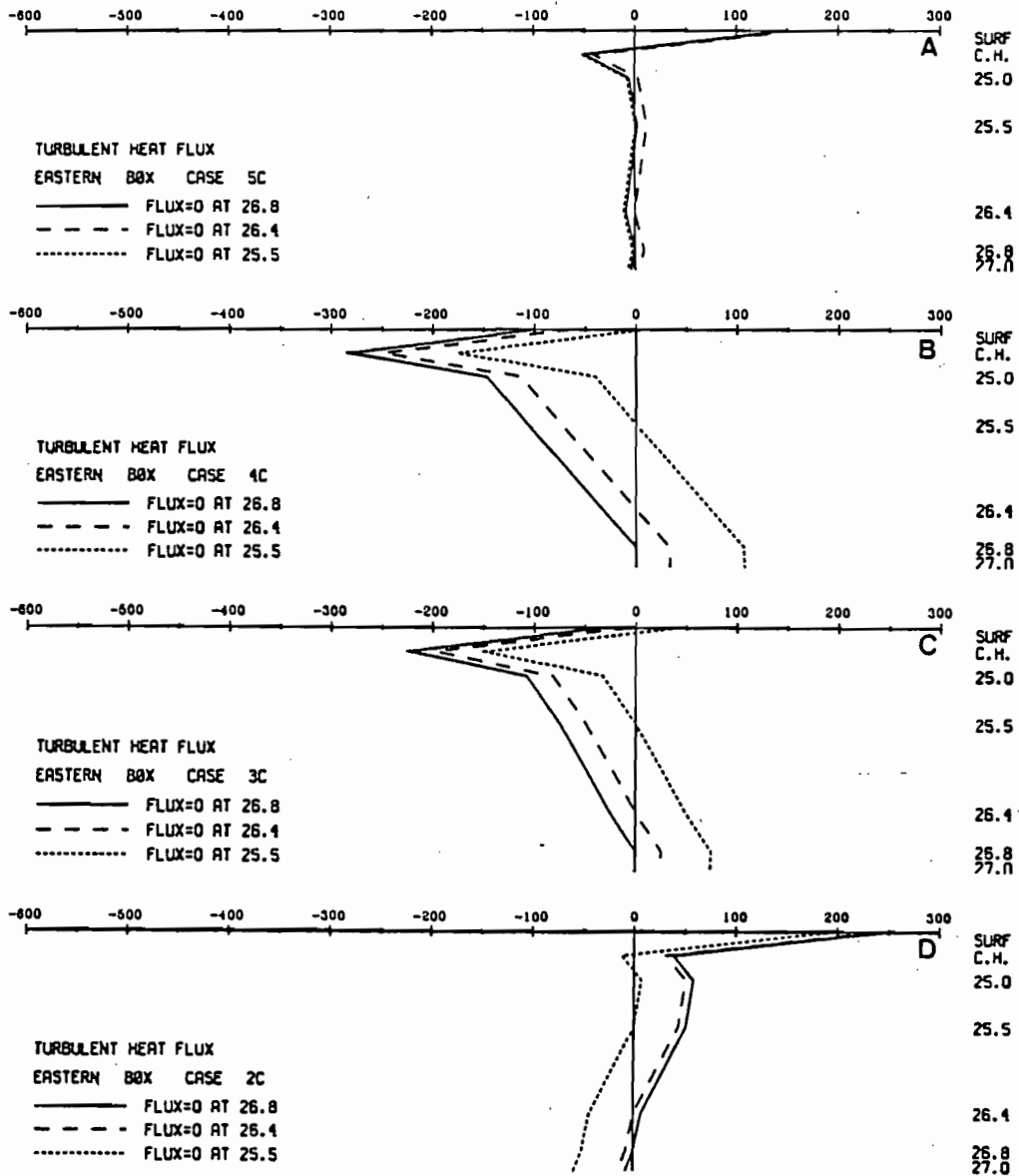


Figure IV.22 Flux turbulents de chaleur moyen ($\rho C_p \omega' \theta'$, en W/m^2) sur 3° de latitude dans la boîte Est. La vitesse méridienne a été calculée par la méthode C.

- a) $\omega = 0$ au travers des surfaces 27.0 et 26.4.
- b) $\omega = 0$ au travers des surfaces 27.0 et 26.9.
- c) $\omega = 0$ au travers des surfaces 27.0 et 26.8.
- d) $\omega = 0$ au travers des surfaces 27.0.

* trait continu: $\omega' \theta' = 0$ au travers de la surface 26.8.

* tirets: $\omega' \theta' = 0$ au travers de la surface 26.4.

* pointillés: $\omega' \theta' = 0$ au travers de la surface 25.5.

Le profil de vitesse diapycne correspondant à ce profil de flux de chaleur turbulent présente des valeurs positives au-dessus de la surface 26.8 et négatives en-dessous (Cf figure IV.10 e, cas B), et $\omega=0$ au travers des surfaces 26.4 et 27.0, par construction. Il n'y a pas de vitesses négatives sous le coeur du SCE (en-dessous de la surface 25.5).

Boîte Est

- 1 - cas A - correction de type 'barotrope' - $\omega=0$ à 27.0 - $\omega'\theta'=0$ à 25.5 (figure IV.20 d).
- 2 - cas A - $\omega = 0$ à 26.4 - $\omega'\theta' = 0$ à 26.8 (figure IV.20 a).
- 3 - cas A - $\omega = 0$ à 26.4 - $\omega'\theta' = 0$ à 25.5 (figure IV.20 a).
- 4 - cas B - $\omega = 0$ à 26.4 - $\omega'\theta' = 0$ à 26.8 (figure IV.21 a).
- 5 - cas C - $\omega = 0$ à 26.4 - $\omega'\theta' = 0$ à 26.8 (figure IV.22 a).
- 6 - cas C - $\omega = 0$ à 26.4 - $\omega'\theta' = 0$ à 25.5 (figure IV.22 a).

Ces profils ont des caractéristiques proches, excepté le profil 4. En effet, les flux turbulents (Tableau IV.3) à la base de la couche de surface sont de l'ordre de -50 W/m^2 . Ils présentent un minimum relatif au travers des surfaces 25.0 et 25.5 et un maximum au travers de la surface 26.4, de l'ordre de 20 W/m^2 pour les profils 1, 2 et 3 et de 10 W/m^2 pour les profils 5 et 6. Le profil 4 est différent sur les 2 points suivants:

- a - Les flux turbulents à la base de la couche de surface sont plus forts : -70 W/m^2 .
- b - Les flux décroissent régulièrement à partir de la couche de surface. Il n'y a pas de minimum relatif au travers des surfaces 25.0 et 25.5.

Ce profil présente les mêmes caractéristiques que celui que nous avons retenu pour la boîte Ouest (mais avec une amplitude moindre pour les flux sous la couche de surface), et les hypothèses sur le profil de ω associé sont les mêmes.

Il est difficile de faire un choix parmi ces profils, car l'amplitude des flux obtenus est cohérente avec les contraintes que nous avons fixées. Hormis pour le profil 1, ils correspondent tous à un profil de ω pour lequel nous avons supposé $\omega=0$ au travers de la surface 26.4, soit à la base du SCE, résultat identique à notre analyse de la boîte Ouest. Les vitesses diapycnes sont négatives de la surface 25.8 à 26.4 dans le cas A, de 26.0 à 26.4 dans le cas C et de 26.1 à 26.4 dans le cas B. Il faut aussi remarquer que le profil de ω correspondant à notre profil turbulent 1), s'annule à proximité de la surface 26.4 (figure IV.11 b).

BOITE EST

	Cas A 'barotrope' $\omega = 0$ 26.4 $\omega' \theta' = 0$ 25.5	Cas A $\omega = 0$ 26.4 $\omega' \theta' = 0$ 26.8	Cas A $\omega = 0$ 26.4 $\omega' \theta' = 0$ 25.5	Cas B $\omega = 0$ 26.4 $\omega' \theta' = 0$ 26.8	Cas C $\omega = 0$ 26.4 $\omega' \theta' = 0$ 26.8	Cas C $\omega = 0$ 26.4 $\omega' \theta' = 0$ 25.5
Surface	143.3	141.4	143.8	124.1	151.4	148.6
Base couche homogène	-46.3	-48.3	-45.9	-70.4	-50.0	-52.9
25.0	2.4	-5.3	-3.0	-19.6	-5.5	-8.3
25.5	0.0	-2.4	0.0	-7.9	-2.8	-0.0
26.4	-21.1	-23.1	-20.7	-9.3	-8.9	-11.7
26.8	-5.2	0.0	2.4	0.0	0.0	-2.8
27.0	-10.8	-4.0	-1.6	-6.9	-4.6	-7.5

BOITE OUEST

	Cas A $\omega = 0$ 26.8 $\omega' \theta' = 0$ 25.5	Cas B $\omega = 0$ 26.4 $\omega' \theta' = 0$ 26.8	Cas C 'barotrope' $\omega' \theta' = 0$ 25.5
Surface	169.5	125.9	190.8
Base couche homogène	-11.0	-67.1	-3.8
25.0	4.6	-40.6	2.5
25.5	0.0	-32.5	0.0
26.4	-41.2	-22.4	-77.6
26.8	-39.3	0.0	-97.5
27.	-41.8	-5.5	-105.0

Tableau IV.3 Flux turbulents de chaleur en W/m^2 . Moyenne sur 3° de latitude.

3 - Les Flux turbulents de sel

a - introduction

Sous la couche de surface, nous résolvons l'équation de sel de la même façon que l'équation de température (seul le terme de réchauffement dû au rayonnement solaire n'apparaît plus).

$$\int_z (uS_E - uS_W) dz + \int_z (vS_N - vS_S) dz + \omega S_H - \omega S_B = -(\omega' S'_H - \omega' S'_B)$$

Dans la couche de surface:

$$\int_{C.H.} (uS_E - uS_W) dz + \int_{C.H.} (vS_N - vS_S) dz - \omega S_{bCH} - \omega' S'_{bCH} = -\omega' S'_H$$

La somme des termes du membre de gauche de l'équation, $-\omega' S'_H$, doit être égale au bilan évaporation - précipitation (E-P) à l'interface air-mer.

b - résultats

L'analyse des flux turbulents de sel est moins aisée, non seulement à cause du manque de référence sur le sujet mais aussi à cause des incertitudes qui règnent sur le bilan Evaporation-Précipitation. Nous pouvons nous baser sur les analyses suivantes:

1 - Une étude récente de Yoo et Carton (1990) fait le point sur le bilan Evaporation-Précipitation (E-P dans la suite du texte) dans l'Atlantique tropical. Ils utilisent 11 années de mesures, par satellites, du rayonnement "ondes longues ascendantes" (1974-1985) pour estimer les précipitations et se servent de différentes climatologies d'évaporation. Une de leurs figures reportée ici (figure IV.23) regroupe l'ensemble des estimations du bilan E-P, exprimées en cm/mois, intégrées par bande de latitude entre 20°S et 20°N: (BR : Baumgartner et Reichel, 1975. GP : Gordon et Piola, 1983. BO : Bryan et Oort). Pour ces différentes estimations, le bilan E-P est symétrique par rapport à l'équateur entre 5°N et 5°S, et en moyenne est donc nul entre 5°N et 5°S (mais avec un fort cycle saisonnier), excepté pour BR dont le bilan moyen reste positif, l'évaporation étant plus importante que les précipitations. Le bilan est négatif au Nord de l'équateur, les pluies dominent, et il est positif au Sud de l'équateur où l'évaporation domine. Si on inclut l'apport d'eau douce des

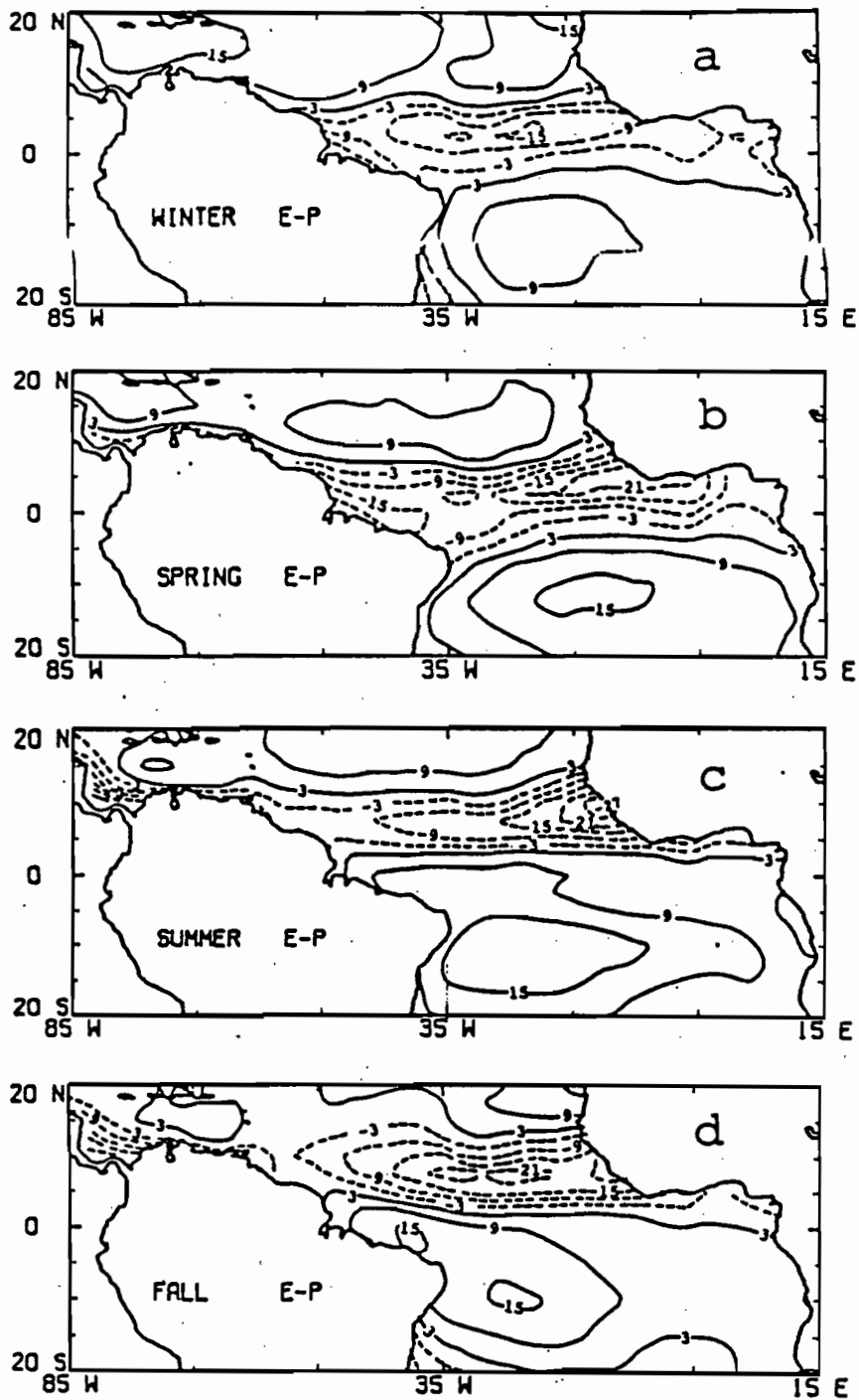


Figure IV.24 Figures extraites de l'article de Yoo et Carton (1990)
Cartes spatiales du bilan E-P en cm/mois pour les 4 saisons.

grands fleuves tel que l'Amazone, le Congo, l'Orinocco, le bilan d'eau douce entre 5°N et 5°S est positif ($P-E+R \approx 7.5$ cm/mois). Ce sont évidemment les estimations du bilan E-P (≈ 0 entre 5°N et 5°S), plutôt que celles du bilan global d'eau douce qu'il faut utiliser pour les comparer à notre bilan moyen des échanges air-mer (sauf dans le fond du Golfe de Guinée à cause des côtes).

La figure IV.24 extraite de Yoo et Carton montre l'évolution temporelle et les champs spatiaux du bilan E-P. Elle permet de voir que la bande équatoriale que nous étudions (5°N-5°S) se situe à la frontière du maximum de gradient méridien du budget E-P, et qu'il est donc très difficile d'obtenir une information précise de ce bilan dans cette zone.

En utilisant les estimations mensuelles de pluie de Yoo et Carton ainsi qu'en calculant l'évaporation par la méthode de Liu, Katsaros et Businger (1979), à partir des messages bateaux de 1982 à 1984 (ainsi que l'ont aussi fait Esbensen et Kushnir (1981) pour la climatologie), nous avons calculé le bilan E-P entre 4.5°N et 4.5°S de novembre 1982 à août 1984. La moyenne de ces estimations sur cette période et pour les différentes boîtes qui nous intéressent est reportée sur le tableau IV.4. Le bilan entre 4.5°N et 4.5°S et entre 35°W et la côte africaine est positif, soit une évaporation de 53 mm/an. Les précipitations dominent au Nord de 1.5°N dans les boîtes Ouest et Est qui sont parcourues par l'ZCIT. Partout ailleurs l'évaporation domine, notamment au Sud de l'équateur.

2 - A la base de la couche de surface, le flux turbulent de sel doit être positif et dirigé vers la surface, car les eaux de surface sont souvent moins salées qu'en subsurface près du coeur de salinité associé au SCE..

Nous pouvons aussi utiliser les résultats obtenus à partir de l'analyse du bilan saisonnier, qui permet une estimation indépendante de ces flux turbulents. La figure V.11 b et d (chapitre Bilan saisonnier) montre la moyenne des variations saisonnières des flux turbulents de sel, obtenue à partir de l'estimation de k du bilan saisonnier de sel (sur 3° de latitude). La moyenne des flux turbulents saisonniers de sel présente des flux positifs au-dessus de la surface 24.9 dans l'ouest, et au-dessus de la surface 25.4 dans l'est. En dessous, les flux sont négatifs et atteignent un maximum vers la surface 25.5 dans l'ouest et 25.8 dans l'est. La position du changement de signe des flux turbulents de sel correspond à la position de changement de signe du gradient vertical de sel.

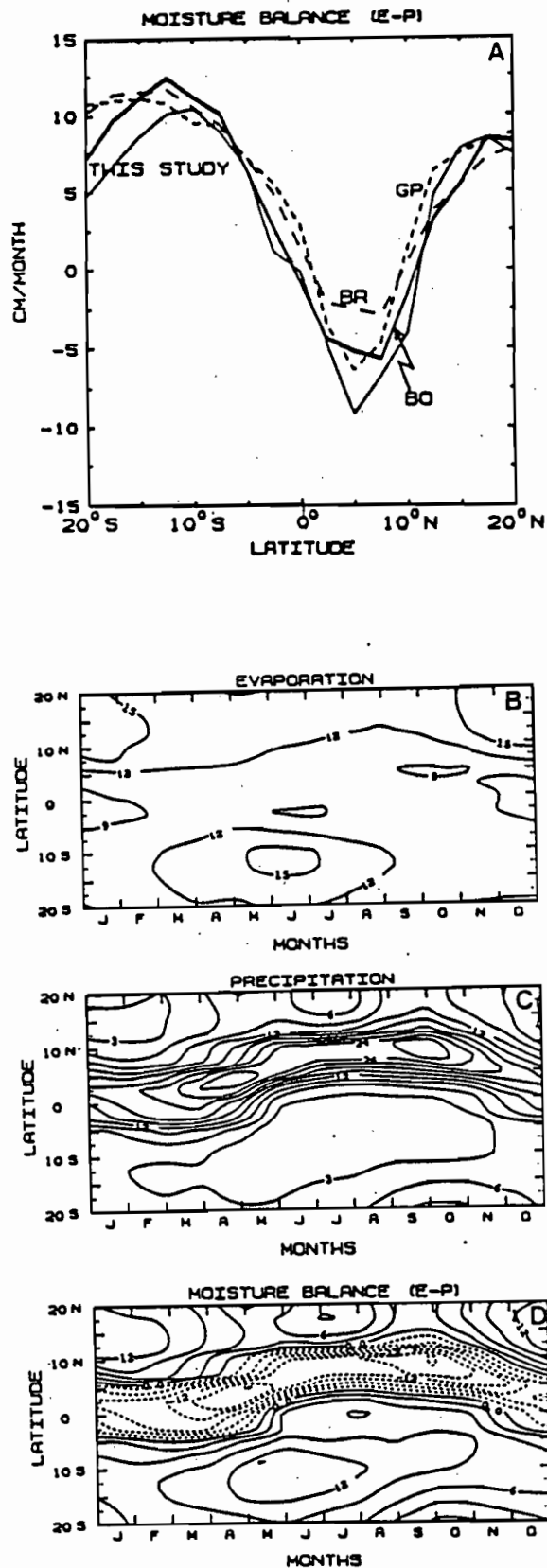


Figure IV.23 Figures extraites de Yoo et Carton (1990).

a) Bilan E-P en cm/mois intégré entre les côtes américaines et africaines par bande de latitude, d'après différents auteurs.

trait continu gras: étude de Yoo et Carton.

BR: Baumgartner et Reichel, 1975.

GP: Gordon et Piola, 1983.

BO: Bryan et Oort.

b) évolution temporelle moyenne de l'évaporation en cm/mois entre 20°N et 20°S

c) évolution temporelle moyenne des précipitations en cm/mois entre 20°N et 20°S

d) évolution temporelle moyenne du bilan E-P en cm/mois entre 20°N et 20°S.

- à 35°W, $\frac{\partial S}{\partial z}$ change de signe entre les surfaces 24.7 et 24.8
- à 23°W, $\frac{\partial S}{\partial z}$ change de signe entre les surfaces 24.8 et 24.9
- à 4°W, $\frac{\partial S}{\partial z}$ change de signe entre les surfaces 25.4 et 25.5

Ces 2 courbes indiquent donc grossièrement des flux positifs quand on se rapproche de la base de la couche de surface, des flux négatifs dans le SCE avec un maximum, puis une redécroissance des flux vers la base du SCE.

La figure IV.25 regroupe les profils turbulents de salinité ($\omega'S'$) correspondant aux cas retenus après analyse des flux turbulents de chaleur. Lorsque la valeur en surface est positive, cela signifie qu'il y a un excédent de transport de sel dans la couche de surface qui doit être compensé par des précipitations. Si la valeur est négative, le déficit du transport de sel doit être compensé par l'évaporation.

Boîte Est

Sur l'ensemble des profils, il y a très peu de cas où le bilan de sel de surface soit négatif, ce qui correspondrait à une évaporation excédant les précipitations (quand cela se produit, les flux de surface sont totalement irréalistes). Les cas que nous avons retenus après analyse des flux turbulents de chaleur montrent bien un flux turbulent de sel positif au niveau de la base de la couche de surface et une décroissance à la surface, mais cette dernière est insuffisante pour rendre le bilan global négatif en surface. Le bilan en surface correspond à un bilan E-P négatif d'environ -0.70 m/an (pour une salinité moyenne de 35 psu), avec un maximum de -2.20 m/an et un minimum de -0.11 m/an (tableau IV.5). Les termes de Reynolds, au Nord de l'équateur, contribueraient à un transport d'eau 'peu salée' vers l'équateur entre mai et août. Si nous avions pu tenir compte de ces termes, le bilan E-P aurait sans doute été moins négatif à l'équateur. Pour l'ensemble des profils retenus, le zéro des flux se situe vers la surface 25.5, sauf pour le profil 5 (cas C, $\omega=0$ sur 26.4, $\omega'\theta'=0$ sur 25.5) où il se trouve entre les surfaces 25.5 et 26.4. C'est aussi au niveau de la surface 25.5 que le profil moyen calculé à partir du bilan saisonnier (chapitre V) s'annule, ce résultat est encourageant et nous donne confiance dans les flux turbulents de chaleur calculés. Malheureusement, il semble difficile d'obtenir des flux turbulents de sel réalistes en surface. Cette analyse ne nous permet pas de choisir parmi les profils de flux turbulent de chaleur retenus précédemment. Il nous semble tout de même que le profil 1) pourrait être

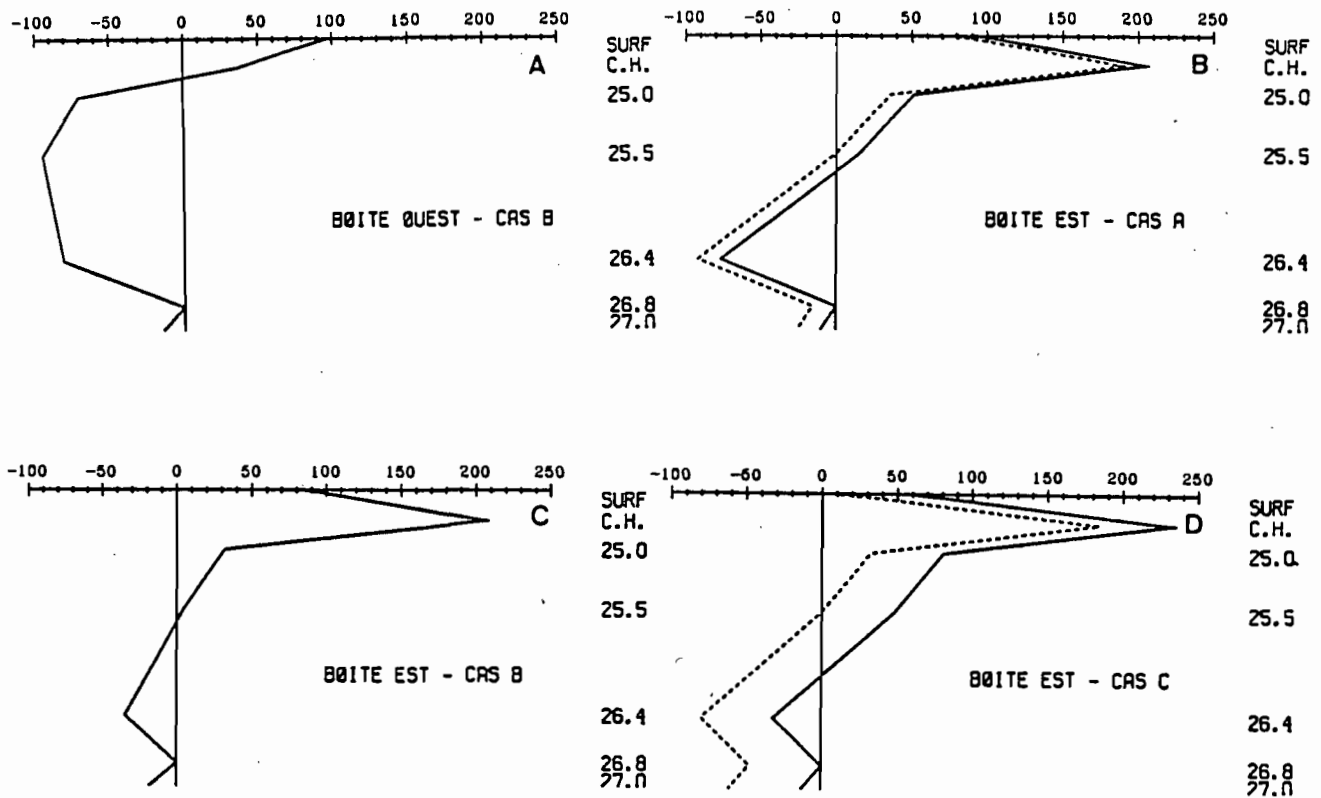


Figure IV.25 Moyenne des flux turbulents de sel ($\omega'S'$, en 10^{-8} m/s) sur 3° de latitude. Seuls les cas retenus après analyse des flux turbulents de chaleur sont représentés.

- a) Boîte Ouest - Cas B - $\omega=0$ sur la surface 26.4
- b) Boîte Est - Cas A - $\omega=0$ sur la surface 26.4
- c) Boîte Est - Cas B - $\omega=0$ sur la surface 26.4
- d) Boîte Est - Cas C - $\omega=0$ sur la surface 26.4
- * trait continu: $\omega'S'=0$ au travers de la surface 26.8.
- * pointillés: $\omega'S'=0$ au travers de la surface 25.5.

éliminé car le bilan de sel en surface est d'un ordre de grandeur supérieur aux autres estimations (tableau IV.5).

Boîte Ouest.

Le profil correspondant au profil de flux de chaleur que nous avons retenu précédemment (cas B, $\omega=0$ sur 26.4, $\omega'\theta'=0$ sur 26.8, figure IV.21 a), donne:

- Un bilan E-P en surface négatif de -0.86 m/an, comparable à ce que l'on obtient dans la boîte Est.
- Un zéro des flux qui se situe entre la base de la couche de surface et la surface 25.0, comparable à ce qui est obtenu à partir du bilan saisonnier (figure V.19, Chapitre Bilan Saisonnier).

Il est donc difficile d'obtenir une information précise sur les flux turbulents de sel à partir du bilan moyen que nous venons d'effectuer, au moins entre 1.5°N et 1.5°S . Il semble que les incertitudes du calcul des vitesses méridiennes dans la couche de surface à 1.5°N et 1.5°S soient trop fortes pour faire un bilan de sel cohérent. Pour réduire ces incertitudes, liées au calcul du transport d'Ekman et à notre ignorance du transport induit par les ondes longues, nous avons calculé le bilan de sel entre 4.5°N et 4.5°S et entre 35°W et la côte africaine (tableau IV.4 b). Le calcul au Nord de l'équateur (boîtes Ouest et Est entre 1.5°N et 4.5°N), au Sud de l'équateur (boîtes Ouest et Est entre 1.5°S et 4.5°S) et dans le Golfe de Guinée à l'est de 4°W a été conduit de manière identique à celui que nous avons présenté précédemment entre 1.5°N et 1.5°S . Les résultats sont présentés sur le tableau IV.4 b. Ils sont complètement opposés à ceux de Yoo et Carton (tableau IV.4 a):

- au nord de 1.5°N , l'évaporation domine dans notre bilan.
- à l'équateur, les pluies dominent.

Néanmoins, bien que ce résultat soit à priori surprenant, l'inclusion des termes associés aux ondes longues modifieraient notre résultat en le rapprochant des estimations de Yoo et Carton. En effet ce terme correspond, dans la couche mélangée, à un transport d'eau 'peu salée' vers l'équateur.

Finalement nous avons calculé le bilan moyen sur l'ensemble de la zone (entre 4.5°N et 4.5°S de 35°W à la côte africaine). En utilisant un bilan E-P négatif de -0.85 m/an entre 1.5°N et 1.5°S pour les boîtes Ouest et Est, nous trouvons un bilan E-P total de -106 mm/an.

Ces chiffres sont du même ordre de grandeur que le bilan E-P déduit des estimations de Yoo et Carton ($+53$ mm/an) pour la même zone. Nos 2 estimations sont de

Bilan Carton

	Boîte Ouest	Boîte Est	Golfe de Guinée
4.5°N - 1.5°S	-677	-656	+146
1.5°N - 1.5°S	+192	+69	
1.5°S - 4.5°S	+540	+580	
4.5°N - 4.5°S	+18	-3	

Bilan Moyen

	Boîte Ouest	Boîte Est	Golfe de Guinée
4.5°N - 1.5°S	+2470	+1040	-1500
1.5°N - 1.5°S	-860	-850	
1.5°S - 4.5°S	+450	+1290	
4.5°N - 4.5°S	+690	+490	

Tableau IV.4 Bilan E-P moyen en mm/an de novembre 1982 à juillet 1984. Entre 4.5°N et 4.5°S, de 35°W à la côte africaine.

- a) Bilan de Yoo et Carton (1990)
b) Estimation à partir du Bilan moyen

BOITE EST

	Cas A 'barotrope' $\omega'\theta'=0$ 26.8	Cas A $\omega=0$ 26.4 $\omega'\theta'=0$ 26.8	Cas A $\omega=0$ 26.4 $\omega'\theta'=0$ 25.5	Cas B $\omega=0$ 26.4 $\omega'\theta'=0$ 26.8	Cas C $\omega=0$ 26.4 $\omega'\theta'=0$ 26.8	Cas C $\omega=0$ 26.4 $\omega'\theta'=0$ 25.5
Bilan E-P (mm/an)	-2200	-850	-710	-770	-540	-110

BOITE OUEST

	Cas B $\omega=0$ 26.4 $\omega'\theta'=0$ 26.8
Bilan E-P (mm/an)	-860

Tableau IV.5 Bilan E-P moyen en mm/an, dans les boîtes Ouest et Est, pour les cas retenus après analyse des flux turbulents de chaleur.

signe opposé, mais la différence n'est sans doute pas significative, d'autant plus que pour le Golfe de Guinée, notre bilan inclut en plus l'apport d'eau douce par les fleuves à l'est de 4°W et au nord de 4.5°S (noter la grande différence pour la boîte 'Golfe de Guinée').

D - CONCLUSION

Le bilan moyen que nous venons d'effectuer, nous a permis de préciser la circulation moyenne dans l'Atlantique équatorial, notamment au niveau du SCE entre novembre 1982 et août 1984.

1 - Les mesures de profileurs de courant, après comparaison avec les mouillages équatoriaux, nous ont permis de calculer le transport dû à la composante zonale du SCE et de montrer qu'il décroît d'Ouest en Est : 18.2, 16.0 et 10.2 Sv respectivement à 35°W , 23°W et 4°W . Décroissance qui se produit uniquement entre la base de la couche de surface et la surface sigma-thêta 26.0. En-dessous, entre les surfaces 26.0 et 26.5, le transport augmente d'Ouest en Est ce qui montre qu'en moyenne le SCE se trouve dans la partie supérieure de la thermocline dans l'Ouest du bassin et dans la partie inférieure de la thermocline dans l'Est. C'est ce que faisait déjà remarquer Wacongne (1989) lors de son analyse de la circulation moyenne de l'Atlantique tropical à partir de la simulation d'un modèle aux équations primitives.

2 - Les données hydrologiques et les profileurs de courant nous ont permis de calculer la circulation méridienne entre 4.5°N et 4.5°S , à l'exception de la bande équatoriale entre 1.5°N et 1.5°S , en utilisant 2 méthodes. Les schémas de circulation obtenus sont conformes à la théorie et aux modélisations numériques :

- divergence des vitesses méridiennes dans la couche de surface
- convergence des flux au niveau du SCE

Les 2 méthodes diffèrent par les amplitudes des vitesses. Celles-ci sont plus fortes avec le calcul direct que par l'intégration méridienne à partir de 4.5°N et 4.5°S . Par ailleurs, tant dans la boîte Est que dans la boîte Ouest, le calcul direct nous montre un maximum de vitesse à 2.5°N dans la partie haute du SCE. Ce maximum, que nous ne retrouvons pas dans le calcul par intégration méridienne, est-il l'expression des ondes longues que nous n'avons pas pris en compte ?

Ces schémas de circulation sont imparfaits, car nous avons fait l'hypothèse arbitraire en dehors de l'équateur que les courants sont nuls à 500 db tant dans la boîte Ouest que dans la boîte Est.

3 - les différentes hypothèses que nous avons faites pour équilibrer le bilan de masse, nous permettent de donner une fourchette de valeurs pour les transports verticaux à la base de la couche de surface, et des transports diapycnes au travers des surfaces sigma-thêta entre 35°W et la côte africaine, entre 1.5° et 1.5°S.

Base de la couche de surface :	10.6 Sv à 18.8 Sv
Surface 25.0	: 5.2 Sv à 12.7 Sv
Surface 26.5	: 1.3 Sv à 7.1 Sv

Mais les différents profils de ω ainsi calculés ne sont pas tous cohérents avec les flux de chaleur à la surface. L'analyse des flux turbulents de chaleur nous a permis de choisir des profils de ω compatibles avec le bilan de chaleur.

Les profils retenus pour la boîte Est et pour la boîte Ouest sont reportés sur la figure IV.26 (la variabilité associée à ces profils est détaillée dans l'appendice F).

Nous avons retenu 3 profils pour la boîte Est : Il s'agit des profils estimés à partir des vitesses méridiennes calculées par les méthodes A, B et C, en spécifiant une vitesse ω nulle sur les surfaces 27.0 et 26.4. Pour la boîte Ouest, nous avons retenu 1 profil, les surfaces où ω est spécifié nul étant les mêmes que pour la boîte Est et les vitesses méridiennes ont été calculées par la méthode B.

Le maximum de vitesse diapycne centré sur la surface 26.6 dans la boîte Est et sur la surface 26.7 dans la boîte Ouest, nous a surpris car il est situé dans une zone où la relation θ -S est presque linéaire et avec nos hypothèses sur le mélange, il y a une relation directe entre ω et les flux turbulents :

$$\omega = \frac{(-\omega'\theta')_z}{\theta_z}$$

Ce qui signifie donc qu'il y aurait une augmentation du mélange diapycne sur ces surfaces. Il faut noter que Crawford et Osborn (1981) ont montré, à partir de mesures de microstructure, qu'il y avait une augmentation de la turbulence sous le SCE.

Seuls les profils de la boîte Est montrent des vitesses négatives, dirigées vers le bas, au niveau du SCE entre les surfaces 25.9 et 26.4. Les profils retenus sont ceux pour lesquels nous avons supposé $\omega=0$ sur la surface 26.4 (à la base du SCE). Ceci est contraire à l'idée que la thermostadt soit alimentée par les eaux du SCE situées au-dessus (Katz et

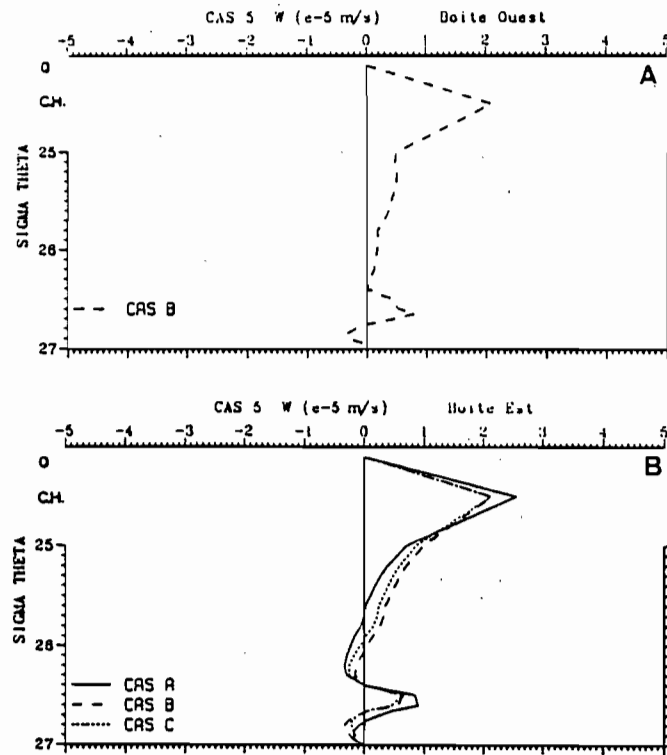


Figure IV.26 Vitesses diapycnes, en 10^{-5} m/s, retenues après analyse des flux turbulents de chaleur et de sel.
Symbole C.H.: base de la couche de surface.

al., 1979). On peut noter que Bryden et Brady (1985) estiment, pour le Pacifique central, que la vitesse cross-isotherme est nulle au niveau des isothermes 16°C et 17°C qui représentent la base de la thermocline entre 150°W et 110°W, soit sensiblement à la position de notre surface 26.4.

Entre 35°W et la côte africaine, entre 1.5°N et 1.5°S, les transports verticaux associés aux profils de ω de la figure IV.26 sont alors :

* Base de la couche de surface

11.6 Sv (en utilisant le cas A pour la boîte Est)

10.6 Sv (en utilisant le cas B pour la boîte Est)

10.6 Sv (en utilisant le cas C pour la boîte Est)

Ce calcul a été fait en utilisant l'estimation minimale de transport dans le Golfe de Guinée. L'estimation maximale augmenterait ces transports de $1.7 \cdot 10^6 \text{ m}^3/\text{s}$.

* Surface 25.0

4.5 Sv (en utilisant le cas A pour la boîte Est)

5.2 Sv (en utilisant le cas B pour la boîte Est)

4.9 Sv (en utilisant le cas C pour la boîte Est)

Ce calcul a été fait en utilisant l'estimation minimale de transport dans le Golfe de Guinée. L'estimation maximale augmenterait ces transports de $1.5 \cdot 10^6 \text{ m}^3/\text{s}$.

* Surface 26.5

2.1 Sv (en utilisant le cas A pour la boîte Est)

1.6 Sv (en utilisant le cas B pour la boîte Est)

1.5 Sv (en utilisant le cas C pour la boîte Est)

Ce calcul a été fait en utilisant l'estimation minimale de transport dans le Golfe de Guinée. L'estimation maximale augmenterait ces transports de $0.9 \cdot 10^6 \text{ m}^3/\text{s}$.

4 - Les flux turbulents de chaleur ($\rho C_p \omega' \theta'$) associés à ces profils de ω varient de -50 W/m² à -70 W/m² (calculés sur 3° de latitude) à la base de la couche de surface dans la boîte Est et sont de -67 W/m² dans la boîte Ouest. La plupart des profils de la boîte Est montrent un minimum de flux dans le coeur du SCE et un maximum relatif sur la surface 26.4 d'environ -20 W/m² (cas A) et -9 W/m² (cas C). Dans la boîte Ouest, les flux décroissent régulièrement de -40 W/m² sur la surface 25.0 à -20 W/m² sur la surface 26.4. Peters et al. (1988), Moum et al. (1989) à partir des mesures de microstructures de l'expérience TROPIC HEAT dans l'océan Pacifique, et en utilisant une paramétrisation de type Osborn et Cox (1972), ont donné une estimation du flux turbulent de chaleur vertical moyen (moyenne sur 4 jours et demi pour Peters et al., et 12 jours pour Moum et al.).

Leurs résultats sont très proches, le flux turbulent vertical de chaleur est de -80 W/m^2 dans les 30 premiers mètres, puis il décroît rapidement pour devenir négligeable près du coeur du SCE. Peters et al. notent que s'ils utilisent K_ρ pour calculer les flux turbulents de chaleur, leur estimation est doublée. Dans ce cas, leur estimation est comparable à la notre, si nous exprimons les flux sur 1° de latitude. Dans notre estimation, les flux de chaleur ne sont pas nuls au niveau du SCE dans la boîte Ouest et pour un profil de la boîte Est (cas B). En fait, notre calcul donne une image moyenne du mélange entre 2 longitudes où le coeur du SCE n'est pas à la même immersion (sur la même σ_θ), ce qui pourrait expliquer que les flux turbulents que nous calculons ne s'annulent pas sur une de ces surfaces.

5 - Le bilan de sel ne permet pas, par contre, de faire une estimation précise des flux turbulents de sel et d'apporter ainsi une nouvelle contrainte à l'estimation de la circulation équatoriale. En particulier, le bilan en surface est incohérent entre 1.5°N et 1.5°S . Nous suspectons que les erreurs dues à l'omission des termes associés aux ondes longues dans la couche de surface sont prépondérantes pour le bilan de sel. D'ailleurs, notre bilan global entre 4.5°N et 4.5°S est proche de celui de Yoo et Carton (compte tenu des incertitudes liées à chacun des bilans). En subsurface, nous avons vu que les gradients des flux turbulents de sel étaient corrects pour les profils de ω que nous avons retenus. En particulier, le changement de signe dans la partie haute de la thermocline est compatible avec l'idée que le SCE perd du sel vers les couches de surface par turbulence.

6 - Nous avons vu au chapitre III.B, qu'avec les hypothèses que nous avons faites, la vitesse diapycne est reliée aux flux turbulents de chaleur et de sel par la relation :

$$\omega = \frac{\rho_\theta}{\rho_z} (-\omega'\theta')_z + \frac{\rho_s}{\rho_z} (-\omega'S')_z + \frac{\rho_\theta Q_z}{\rho_z C_p}$$

A partir des gradients verticaux des flux turbulents, il est possible de calculer le profil de ω et vérifier que celui-ci est égal au profil de ω obtenu à partir de l'intégration verticale de l'équation de continuité. Les résultats sont reportés sur la figure IV.27 (méthode B, $\omega=0$ sur les surface $\sigma_\theta=26.4$ et 27.0). Les profils de ω calculés directement et reconstitués à partir des flux turbulents sont très proches (excepté dans la boîte est sur la surface 26.9). Cette comparaison ne peut toutefois constituer une vérification de la qualité des profils obtenus, car les flux turbulents sont calculés à partir de notre schéma de circulation : ω , $(-\omega'\theta')_z$, $(-\omega'S')_z$ ne sont pas des estimations indépendantes.

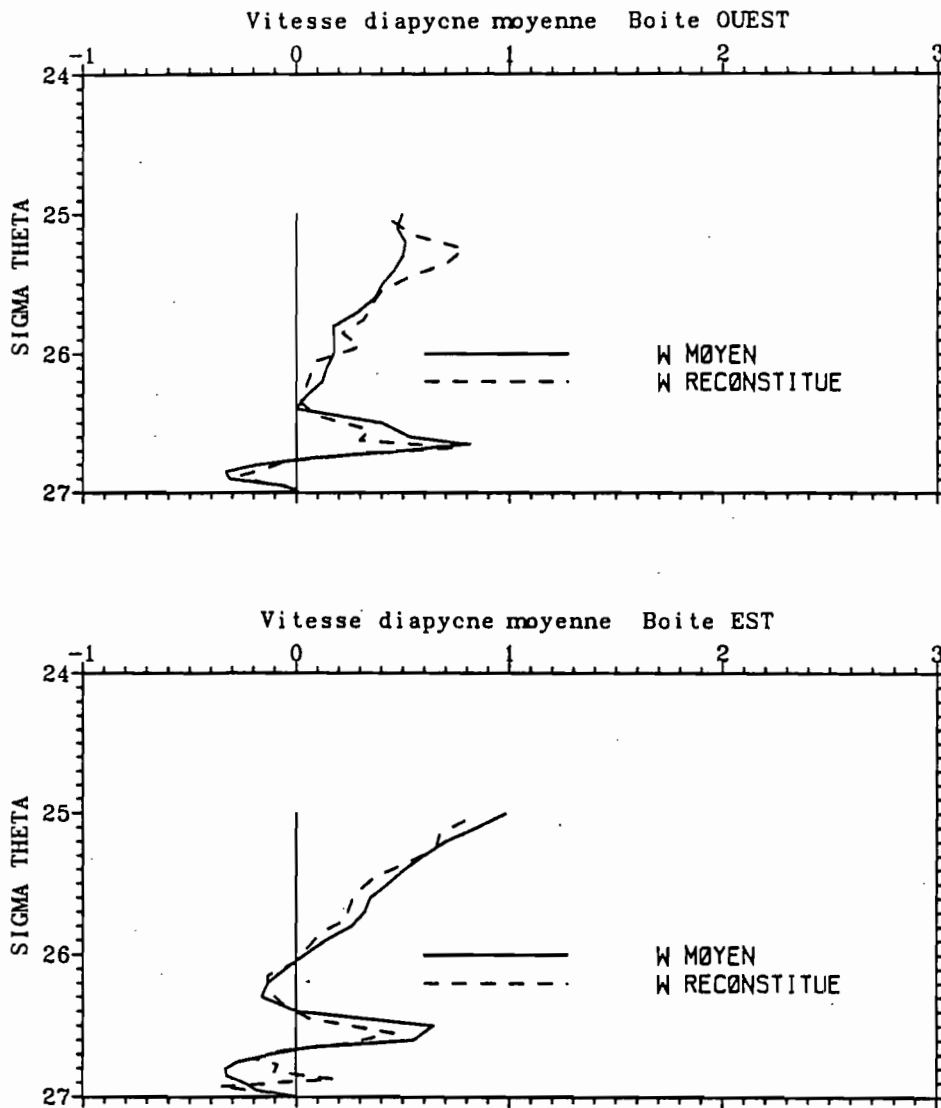


Figure IV.27 Profil de ω moyen calculé à partir de l'intégration de l'équation de continuité (trait continu) et ω reconstitué à partir des flux turbulents de chaleur et de sel (tirets) en utilisant la relation suivante :

$$\omega \rho_z = \rho_\theta (-\omega' \theta')_z + \rho_s (-\omega' S')_z$$

V - BILAN SAISONNIER

A - VARIATIONS SAISONNIERES DES COURANTS ET DE LA SALINITE

La durée des campagnes FOCAL étant en moyenne de 1 mois et demi, les différentes radiales ne sont pas simultanées et échantillonnent différentes phases du cycle saisonnier du courant, de la température et de la salinité. Pour faciliter le calcul et l'intégration des termes que nous allons utiliser pour étudier le cycle saisonnier des processus diapycnes, ainsi que la visualisation de ce cycle saisonnier, nous avons créé des séries temporelles de U, V, S, en faisant sur les surfaces de densité potentielle un ajustement par spline cubique, tous les demi-degrés de latitude entre 1.5°N et 1.5°S, des 8 campagnes FOCAL, à 35°W, 23°W et 4°W.

Les détails de cet ajustement sont décrits dans l'appendice C.

Les principales conclusions de la comparaison entre l'ajustement de U et du cycle saisonnier de la composante zonale du courant mesurée par des mouillages équatoriaux sont reprises ci-dessous :

- A 4°W-0°N, le cycle saisonnier de la composante zonale du courant reconstitué par un spline cubique permet de reproduire le signal basse fréquence du mouillage. Il peut exister un déphasage de l'ordre de 2 mois entre le cycle saisonnier donné par le mouillage et le signal reconstitué à partir de l'échantillonnage des campagnes FOCAL. La variabilité associée à l'échantillonnage de hautes fréquences varie entre 10 cm/s et 20 cm/s. Le manque de résolution verticale du mouillage nous incite à utiliser les données du profileur de courant et non celles du mouillage pour reconstituer les séries temporelles.

- Dans l'Ouest du bassin (à 28°W-0°N et 24°W-0°N), les variations hautes fréquences de la composante zonale du courant sont d'une amplitude égale ou supérieure aux variations basses fréquences (qui ne sont pas très intenses) et rendent difficiles la reproductibilité du cycle saisonnier par les profileur de courant. Il apparait donc que l'utilisation du signal basse fréquence de la composante zonale du courant à 28°W et 24°W est illusoire et qu'il serait tout autant justifié d'utiliser la moyenne des courants sur la période considérée pour faire notre analyse.

Les comparaisons, entre le cycle saisonnier de la salinité reconstitué à partir des mesures des campagnes FOCAL et celui déduit de mesures de navire de commerce dans la couche de surface, montrent que les campagnes FOCAL ont permis d'échantillonner correctement le cycle saisonnier basse fréquence de la salinité à l'équateur. L'amplitude de ce cycle est faible à l'ouest de 23°W dans les couches de surface.

Le cycle saisonnier de la salinité à 4°W diffère sensiblement de celui à 10°W. Nous tiendrons compte de cette particularité dans le bilan de la couche de surface dans la boîte Est (23°W - 4°W). En particulier, nous utiliserons les valeurs de $\frac{\partial S}{\partial t}$ estimées à 10°W.

Nous n'avons pas de moyen de vérifier l'ajustement sous la couche de surface. Il semble cependant raisonnable d'admettre que les variations basses fréquences sont aussi bien reproduites à ces immersions, par l'échantillonnage des campagnes FOCAL.

B - BILAN SOUS LA COUCHE DE SURFACE

Pour estimer les variations saisonnières à grande échelle du mélange turbulent diapycne dans la thermocline, nous allons utiliser l'équation d'évolution de la salinité (sous la forme 'advection') que nous avons formulée au chapitre III (équation 3). Nous allons calculer le coefficient de mélange turbulent k dans les mêmes boîtes que précédemment, en intégrant l'équation de sel entre les bornes méridiennes à 1.5°N et 1.5°S et entre 2 radiales zonales :

$$\int_{1.5S}^{1.5N} \left(\left(\frac{\partial S}{\partial t} \right)_{\sigma_\theta} + U \nabla_{\sigma_\theta} S \right) dy = - \int_{.5S}^{.5N} Dk dy - \int_{1.5S}^{1.5N} \rho_\theta \frac{S_z Q_z}{\rho_z C_p} dy \quad (3)$$

où $D = \frac{\rho_\theta}{\rho_z} S_z^2 \left(\frac{\theta_z}{S_z} \right)_z$; $U=(u,v)$: composantes horizontales du courant

Nous avons supposé comme précédemment que le mélange turbulent ne se produit que sur 1° de latitude à l'équateur.

1 - Analyse de l'équation de sel

Chacun des termes de l'équation 3) est estimé tous les demi-degrés entre 1.5°N et 1.5°S pour chacune des boîtes Est et Ouest, puis intégré entre ces 2 latitudes. Par exemple,

$$\int_{1.5S}^{1.5N} \left(\frac{\partial S}{\partial t} \right)_{\sigma_\theta} dy \text{ est calculé de la manière suivante:}$$

$$\int_{1.5S}^{1.5N} \left(\frac{\delta S}{\delta t_{35^{\circ}W}} + \frac{\delta S}{\delta t_{23^{\circ}W}} \right) \sigma_{\theta} * .5 * dy$$

Nous avons pris un pas de temps de 1 mois pour calculer $\frac{\partial S}{\partial t}$, estimant que les mesures intégrées sont représentatives de cette période de temps et de la saison échantillonnée.

Le problème principal vient de l'intégration du terme de transport méridien du gradient méridien de sel :

$$\int_{1.5S}^{1.5N} v(S_y)_{\sigma_{\theta}} dy$$

car nous avons calculé v simplement à $1.5^{\circ}N$ et $1.5^{\circ}S$ et il nous est impossible de le calculer plus près de l'équateur.

En développant cette intégrale :

$$\int_{1.5S}^{1.5N} v(S_y)_{\sigma_{\theta}} dy = (vS)_{1.5N} - (vS)_{1.5S} - \int_{1.5S}^{1.5N} v_y S dy$$

et en supposant que le gradient méridien de vitesse méridienne est constant entre $1.5^{\circ}N$ et $1.5^{\circ}S$, on obtient :

$$\int_{1.5S}^{1.5N} v(S_y)_{\sigma_{\theta}} dy = (vS)_{1.5N} - (vS)_{1.5S} - \frac{(v_{1.5N} - v_{1.5S})}{\Delta y} \int_{1.5S}^{1.5N} S dy$$

où $\Delta y = 3 * 60 * 1852$. (3° de latitude)

Cette hypothèse est forte. La figure IV.5 montre qu'au niveau du SCE, quand on calcule v par intégration méridienne jusqu'à l'équateur (méthode C), en supposant la divergence horizontale de masse nulle, la vitesse méridienne augmente entre 1.5° et 1° . Bien entendu les estimations de v sont sujettes à caution quand on se rapproche de l'équateur, car la composante diapycne de la vitesse, ω , ne peut plus être négligée. En se basant sur l'augmentation observée,

nous avons décidé de faire une seconde estimation de $\int_{1.5S}^{1.5N} v(S_y)_{\sigma_{\theta}} dy$ en supposant que v

augmente de 20% entre 1.5° et 1° et que v_y était constant entre $1^{\circ}N$ et $1^{\circ}S$.

Ce problème de l'intégration de $v(S_y)_{\sigma_\theta}$ ne se pose pas si l'on utilise l'équation de sel sous la forme 'flux' et non sous la forme 'advection', telle que nous le faisons. Mais d'autres inconvénients apparaissent. Ceux-ci sont exposés dans l'appendice D.

Pour estimer $\int_{1.5S}^{1.5N} v(S_y)_{\sigma_\theta} dy$, nous utilisons les vitesses méridiennes présentées pour le

bilan moyen. J'ai choisi les profils calculés par la méthode **B**, modifiés par la contrainte $\omega = 0$ sur les surfaces 27.0, 26.4 et à la surface de la mer (ces profils ont été retenus après l'analyse des flux turbulents de chaleur au chapitre IV). Evidemment, l'erreur associée à ces profils individuels est beaucoup plus forte que celle associée au profil moyen. Il ne faut tout de même pas surestimer l'importance de ces erreurs sur un calcul que nous effectuons dans la thermocline, où le transport zonal du gradient zonal de sel est le terme dominant, comme nous le verrons ci-après. D'autre part, le signal contenu dans les gradients méridiens et zonaux de sel est dominant. L'utilisation des profils de v calculés par les autres méthodes (A et C) a d'ailleurs peu d'influence sur l'estimation du mélange vertical.

Par ailleurs, nous avons remarqué au chapitre précédent que l'estimation de v pendant FOCAL 6 était fortement bruitée, au point d'impliquer des directions de v différentes entre les deux boîtes. Pour réduire cet effet, nous avons décidé d'utiliser pour cette campagne le profil de v moyenné entre les boîtes Ouest et Est. L'utilisation de ce profil moyen ne change pas fondamentalement le résultat.

Les résultats des 3 méthodes d'estimation de $\int vS_y dy$ sont reportés sur la figure V.1 pour la boîte Ouest et sur la figure V.2 pour la boîte Est.

1 - En a), $\int vS_y dy$ est calculé en supposant que v varie linéairement entre 1.5°N et 1.5°S.

2 - En b), $\int vS_y dy$ est calculé en supposant que v varie linéairement entre 1.5°N et 1.5°S. De plus, pour FOCAL 6 nous avons fait la moyenne de v entre les boîtes Est et Ouest.

3 - En c), $\int vS_y dy$ est calculé en supposant que v augmente de 20% entre les latitudes 1.5° et 1°, et que v varie linéairement entre 1°N et 1°S. Pour FOCAL 6, nous avons fait la moyenne de v entre les boîtes Est et Ouest.

La figure V.1 d (resp. V.2 d) représente la différence entre les cas b et c. Pour faciliter la description de ces figures et de celles qui suivront, nous dirons qu'il y a un "gain" de sel

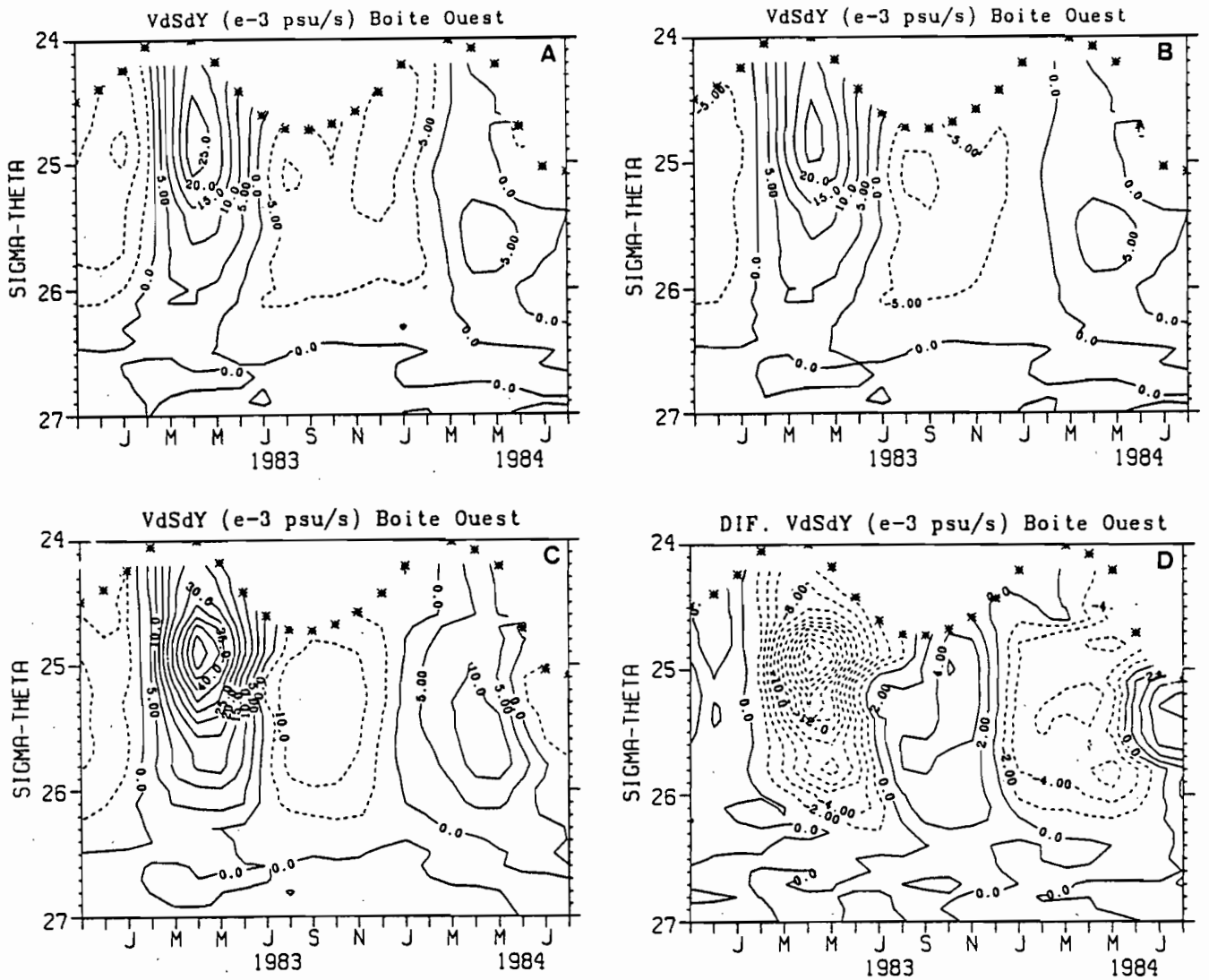


Figure V.1 Calcul de $\int_{1.5S}^{1.5N} v \frac{\partial S}{\partial y} dy$ dans la boîte Ouest suivant 3 méthodes :

- on utilise v calculé par la méthode B et modifié par la contrainte $\omega=0$ sur les surfaces 27.0 et 26.4. L'intégrale est calculée en supposant que v est linéaire entre 1.5°N et 1.5°S.
- on utilise le même v que pour a) mais pour FOCAL 6 (janvier 1984) la vitesse méridienne à 1.5°N et 1.5°S a été moyennée entre les boîtes Est et Ouest. L'intégrale est calculée en supposant que v est linéaire entre 1.5°N et 1.5°S.
- on utilise le même v que pour b). L'intégrale est calculée en supposant que v augmente de 20% entre 1.5° et 1° et que v est linéaire entre 1°N et 1°S.
- différence entre les figures b) et c).

* : position de la base de la couche de surface

lorsque $\frac{\partial S}{\partial t}$ (ainsi que les autres termes de l'équation du bilan de sel) est positif, et qu'il y a une "perte" de sel lorsque les termes sont négatifs.

Prendre un profil moyen de v pendant FOCAL 6 réduit légèrement la "perte" de sel en décembre-janvier 1984 (figures V.1 a et b) et aussi en janvier 1983 dans la boîte Ouest, et l'augmente dans la boîte Est (la vitesse méridienne n'a pu être calculée en janvier 1983 (FOCAL 2) dans les boîtes Est et Ouest et c'est donc la valeur de FOCAL 6 qui a été utilisée pour pouvoir reconstituer les séries temporelles par ajustement par spline cubique). Par contre, les différences sont plus importantes entre les figures V.1 b et c (resp. V.2 b et c), l'utilisation d'un profil de v non linéaire entre 1.5°N et 1.5°S conduit à une augmentation de $\int vS_y dy$ d'environ un facteur 2. Cette variation n'est pas dramatique, car le terme dominant du transport intégré de sel est, comme nous le verrons ci-après, $\int uS_x dy$.

Le second problème délicat dans l'équation de sel est l'estimation du coefficient D (Cf équation 3) qui est une fonction de $\left(\frac{\partial \theta}{\partial S}\right)_z$. Cette estimation a été faite par G.Reverdin. Le problème provient de l'extrême irrégularité des diagrammes θ - S des stations CTD. Au niveau du maximum de salinité du SCE, certaines courbes θ - S présentent un pic de salinité bien marqué (discontinuité de la dérivée première), alors que d'autres sont plus régulières. Généralement sous le pic, on atteint le profil θ - S standard (eaux Centrales équatoriales, mélange des eaux Centrales du Sud et du Nord) où D est pratiquement nul ($\frac{\partial \theta}{\partial S} = \text{cst}$). Il est difficile de savoir comment procéder dans la moyenne d'estimations individuelles de D pour ne pas biaiser la moyenne du terme diapycne. En effet, pour un profil donné, le mélange doit se produire juste au voisinage du pic ou au-dessus, là où D est grand. En moyennant les estimations individuelles de D , nous allons réduire D et par conséquent surestimer k (kD est calculé indépendamment, c'est le résultat de la somme des termes de l'équation 3). Pour éviter que cet effet ne soit trop grand, nous ne gardons que les profils de D au voisinage du SCE (bande de 1°). Pour chaque profil θ - S , on calcule un profil de D , en imposant un intervalle vertical pour calculer une dérivée verticale, telle que :

$$\Delta S > .05, \quad \Delta z > 4.5\text{m}, \quad \Delta T > .3^\circ\text{C}.$$

afin d'éviter que le bruit lié à l'échantillonnage et à la résolution du profil ne soit trop grand. On applique ensuite un lissage 1/4, 1/2, 1/4 entre estimations voisines, pour une longitude donnée, puis on projette sur coordonnées σ_θ . Les estimations à partir des campagnes individuelles de D nous ont semblé trop bruitées et nous présentons le cycle saisonnier moyen des moyennes de D par boîte.

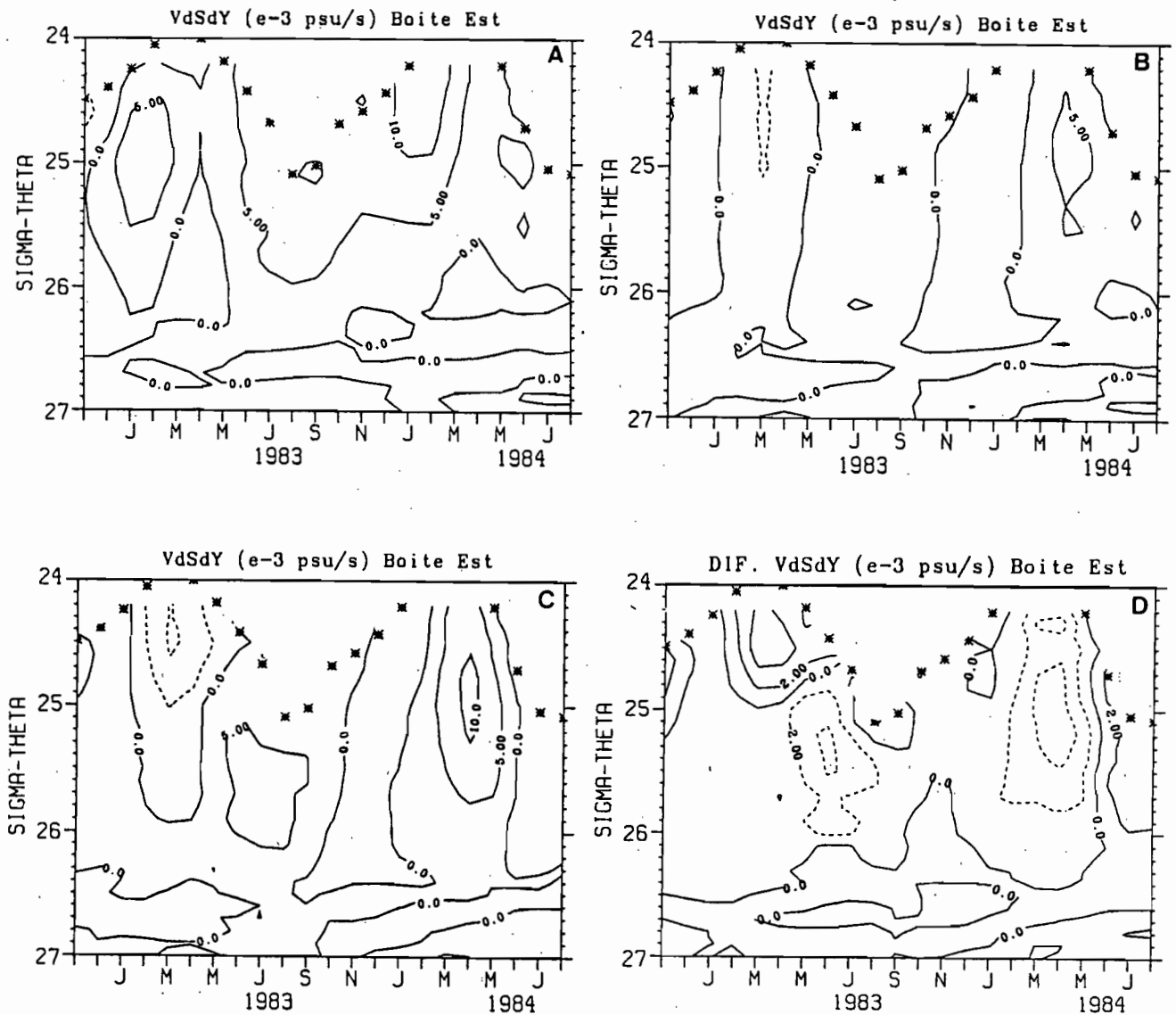


Figure V.2 Calcul de $\int_{1.5S}^{1.5N} v \frac{\partial S}{\partial y} dy$ dans la boîte est suivant 3 méthodes :

- on utilise v calculé par la méthode **B** et modifié par la contrainte $\omega=0$ sur les surfaces 27.0 et 26.4. L'intégrale est calculée en supposant que v est linéaire entre $1.5^{\circ}N$ et $1.5^{\circ}S$.
- on utilise le même v que pour a) mais pour FOCAL 6 (janvier 1984) la vitesse méridienne a $1.5^{\circ}N$ et $1.5^{\circ}S$ a été moyennée entre les boîtes Est et Ouest. L'intégrale est calculée en supposant que v est linéaire entre $1.5^{\circ}N$ et $1.5^{\circ}S$.
- on utilise le même v que pour b). L'intégrale est calculée en supposant que v augmente de 20% entre 1.5° et 1° et que v est linéaire entre $1^{\circ}N$ et $1^{\circ}S$.
- différence entre les figures b) et c).

* : position de la base de la couche de surface

Nous allons maintenant décrire chacun des termes de l'équation 3) d'abord pour la boîte Ouest (figures V.3 et 4), puis pour la boîte Est (figure V.5 et 6) (la base de la couche de surface est indiquée par des étoiles sur ces figures). Ils deviennent petits en-dessous de la surface 26.2, nous nous attacherons donc à décrire le bilan saisonnier entre cette surface et la base de la couche de surface, soit au niveau du SCE.

Le terme $\int kD dy$, qui inclut les différents termes associés au mélange vertical est calculé en faisant la somme des autres termes, puis, grâce à notre estimation de D , nous pourrions donner un ordre de grandeur du coefficient de mélange turbulent k : $\int k = \frac{\int kD dy}{\int D dy}$

Boîte Ouest

Le terme associé au réchauffement des surfaces sigma-thêta (figure V.4 b), par divergence des flux radiatifs, est d'un ordre de grandeur inférieur aux autres termes de l'équation en-dessous de la couche de surface. Dans la boîte Ouest, les surfaces de densité potentielle qui nous intéressent sont suffisamment profondes pour être relativement peu affectées par le rayonnement solaire incident.

$$\int_y \frac{\partial S}{\partial t} dy$$

(figure V.3 a) présente les variations saisonnières attendues : une "perte" de sel, d'avril à juillet et un "gain" de sel, d'août à novembre. La "perte" de sel est 2 fois plus importante entre les surfaces 24.2 et 26.0 en 1984 qu'en 1983, et elle dure aussi plus longtemps en 1984 (mi-mars à début août) qu'en 1983 (début avril - fin juillet). En novembre-décembre de chaque année nous rencontrons aussi une "perte" de sel entre les surfaces 24.9 et 25.7, soit entre FOCAL 1 et FOCAL 2 et entre FOCAL 5 (la salinité n'a pas été mesurée à 35°W pendant cette période) et FOCAL 6.

$$\int_y u \frac{\partial S}{\partial x} dy$$

(figure V.3 b) est le terme dominant du membre de gauche de l'équation et il présente les amplitudes les plus fortes. Il y a une "perte" de sel pratiquement toute l'année sauf en janvier-février 1983 en dessous de la surface 24.8 et surtout de mars à mi-mai 1984 en-dessous de la surface 24.2. Durant ces périodes l'amplitude de ce terme est comparable à $\int S_t dy$ et $\int v S_y dy$ et par conséquent le résidu $\int kD dy$ est faible. La différence entre les deux années est très marquée ici. Durant 3 mois, de mars à mi-mai 1984, il y a un "gain" de sel dû au transport

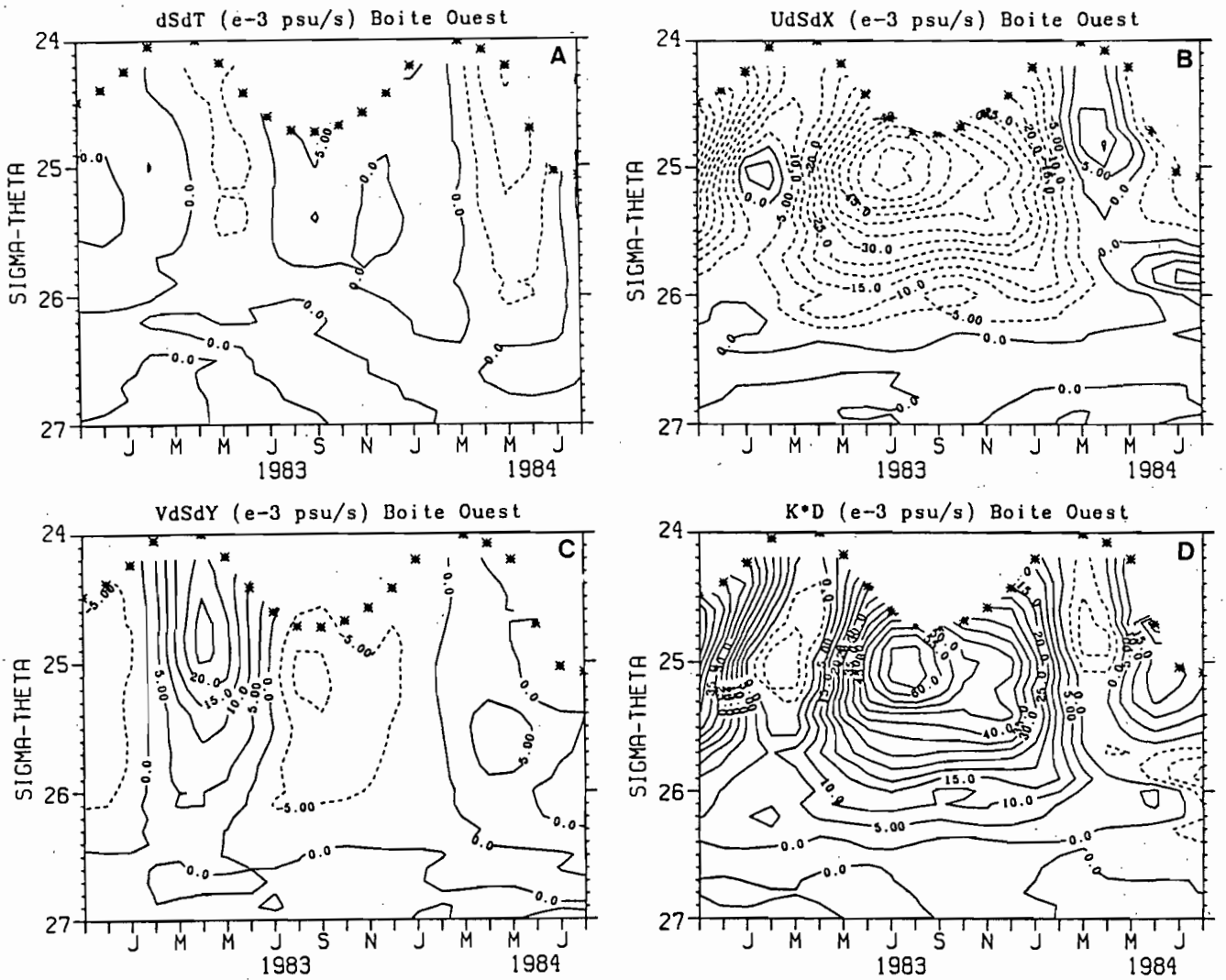


Figure V.3 Termes de l'équation de sel pour la boîte Ouest

$$a) \int_{1.5N}^{1.5S} \frac{\partial S}{\partial t} dy$$

$$b) \int_{1.5N}^{1.5S} u \frac{\partial S}{\partial x} dy$$

$$c) \int_{1.5N}^{1.5S} v \frac{\partial S}{\partial y} dy$$

$$d) \int_{1.5N}^{1.5S} kD dy$$

* : position de la base de la couche de surface

zonal, ce qui signifie que la salinité de l'eau qui traverse 23°W est égale ou supérieure à celle qui traverse 35°W. Le maximum de "perte" de sel se produit vers la mi-juillet 1983 ($< -60 \cdot 10^{-3}$ psu.m/s), il est centré sur la surface 25.0. En juillet-août 1984, la "perte" de sel est au maximum de $-10 \cdot 10^{-3}$ psu.m/s sous la couche de surface, soit très inférieure à la perte de sel l'année précédente à la même époque. A la mi-novembre 1982, la "perte" est au maximum de $50 \cdot 10^{-3}$ psu.m/s.

$$\int_y v \frac{\partial S}{\partial y} dy$$

(figure V.3 c) présente aussi des variations saisonnières. Ce terme a été calculé en supposant que v était linéaire entre 1.5°N et 1.5°S, et les vitesses méridiennes de FOCAL 6 ont été moyennées entre les boîtes Ouest et Est. Ce terme contribue aux "pertes" de sel de juillet à décembre 1983 et aux "gains" de sel entre février et juillet 1983 et entre février et mai 1984. Le "gain" de sel par le transport méridien est beaucoup plus fort en 1983 qu'en 1984, le maximum est atteint en avril 1983 entre la surface 24.3 et 25.2 ($> 25 \cdot 10^{-3}$ psu.m/s).

$$\int_y kD dy$$

(figure V.3 d) est calculé en faisant la somme des termes de gauche de l'équation et du terme de réchauffement. Il reflète l'ensemble des processus diapycnes, vitesse et mélange (par abus de langage j'emploierai le terme 'mélange'). Ce terme doit être positif quand D est positif (k doit toujours être positif). Les variations saisonnières sont très fortes, et reflètent le terme dominant du membre de gauche de l'équation $\int u S_x dy$.

Les périodes de fort mélange durent de mai à décembre 1983 avec 1 maximum juillet-août 1983 autour de la surface 25.0 ($> 60 \cdot 10^{-3}$ psu.m/s). En juillet 1984, le mélange atteint au maximum $20 \cdot 10^{-3}$ psu.m/s, soit près du tiers de celui observé en 1983 à la même époque. En novembre 1982, le mélange est proche de celui observé en novembre 1983 ($> 40 \cdot 10^{-3}$ psu.m/s). Les périodes de faible mélange se situent de la mi-février à la mi-avril 1983 et de la mi-mars à la mi-mai 1984.

Le coefficient de mélange vertical est calculé à partir des estimations de D , dont les variations saisonnières sont représentées sur la figure V.4 c. Nous n'avons pas d'estimation campagne par campagne assez précise pour pouvoir être utilisée ici et nous avons simplement calculé un cycle saisonnier moyen. Ce terme intervient au dénominateur du membre de gauche de l'équation 3) lorsque l'on veut estimer k . Quand la valeur de D est proche de 0, et à cause des incertitudes sur les différents termes, le coefficient de mélange calculé n'a plus aucune signification. Et ce d'autant plus que le membre de gauche est très faible aux mêmes saisons

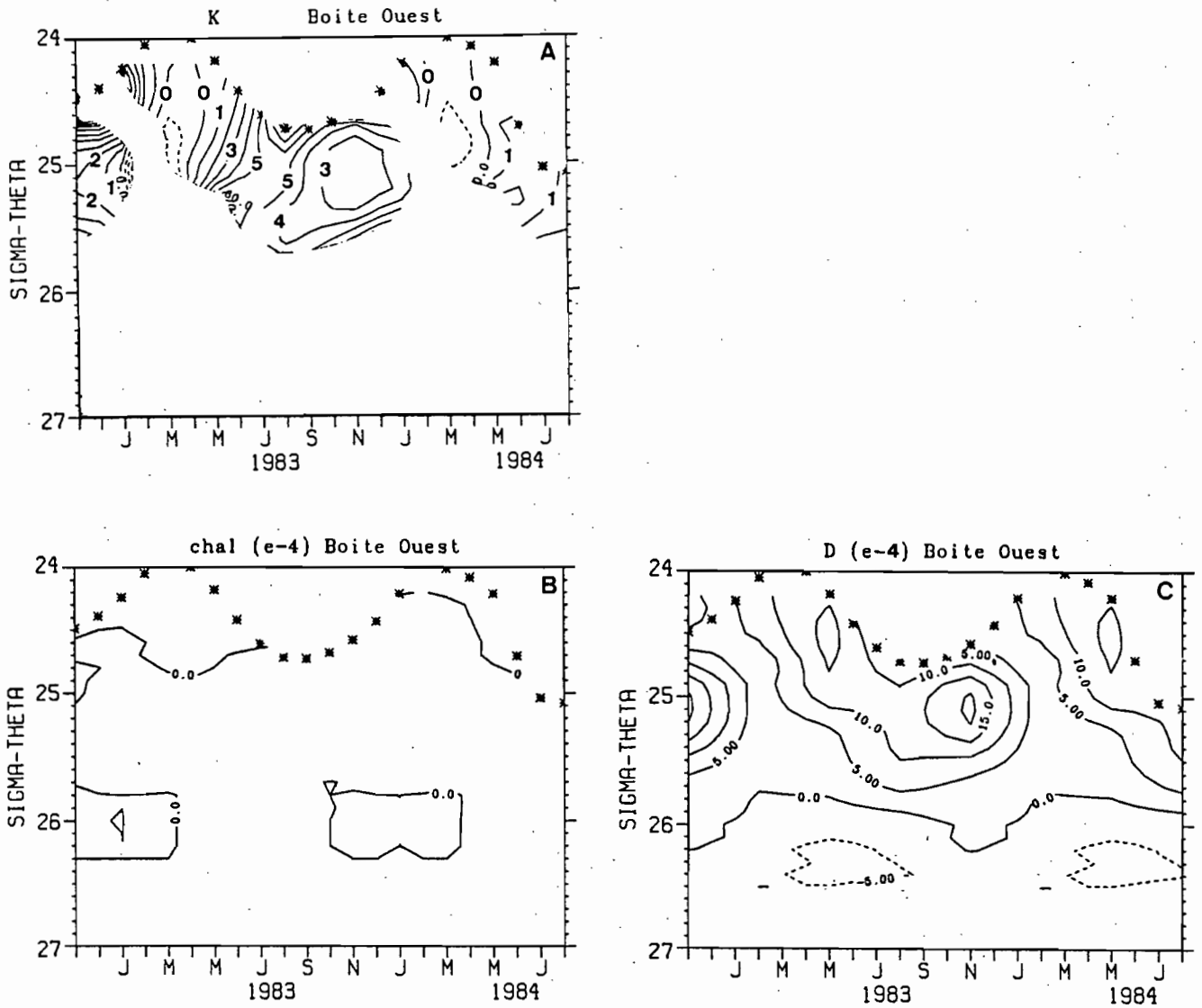


Figure V.4 Termes de l'équation de sel pour la boîte Ouest

a) Coefficient de mélange turbulent en calculé sur 1° de latitude (cm²/s)

$$b) \int_{1.5N}^{1.5S} \rho\theta \frac{S_z Q_z}{\rho_z C_p} dy$$

$$c) D = \frac{\rho\theta}{\rho_z} \left(\frac{\partial S}{\partial z} \right)^2 \left(\frac{\theta_z}{S_z} \right)_z$$

* : position de la base de la couche de surface

que D (comparer D et le résidu $\int kD \, dy$). En effet $D = \frac{\rho_\theta}{\rho_z} S_z^2 \left(\frac{\theta_z}{S_z} \right)_z$, et devient petit lorsque le

pic de salinité au niveau du SCE n'a pas été érodé, signe que le mélange n'a pas eu lieu. Pendant ces périodes, nous pouvons simplement dire que le mélange est très faible, mais il est impossible de quantifier k . En fait, il apparaît que lorsque D est inférieur ou égal à $5 \cdot 10^{-4}$ psu/s, le calcul de k n'a plus de sens (sur la figure V.4 nous avons supprimé les isolignes qui correspondent à $D < 5 \cdot 10^{-4}$ psu/s). Les valeurs de k s'échelonnent de $0 \text{ cm}^2/\text{s}$ (où D est faible) en janvier-février 1983 et en mars-avril-mai 1984 à $5 \text{ cm}^2/\text{s}$ en juillet 1983. La valeur de k en juillet 1984 est supérieure à $1 \text{ cm}^2/\text{s}$. Ces chiffres sont calculés en faisant l'hypothèse que le mélange se produit sur un degré de latitude.

Boîte Est

Les figures V.5 et 6 reproduisent les principaux résultats pour la boîte Est. Les variations saisonnières de chacun des termes sont similaires à celles observées dans la boîte Ouest. Par contre, les intensités et le cycle de ces variations diffèrent sensiblement.

$$\int_y \frac{\partial S}{\partial t} \, dy$$

(figure V.5 a) : l'amplitude du cycle saisonnier est deux fois plus forte que dans la boîte Ouest et il n'y a plus de "perte" de sel en novembre-décembre entre les surfaces 25.0 et 25.5. Remarquez l'amplitude de la "perte" de sel de mai à août 1984. Les "pertes" de sel se produisent au même moment que dans la boîte Ouest :

- * de début avril à fin juillet 1983, la "perte" de sel est maximum autour de la surface 25.0.
- * de fin mars à début août 1984, la "perte" de sel est maximum au niveau de la surface 24.2 et est deux fois plus importante qu'en 1983. Durant cette période, ce terme à la même amplitude que $\int u S_x \, dy$

$$\int_y u \frac{\partial S}{\partial x} \, dy$$

(figure V.5 b) reste toujours négatif au-dessus de la surface 26.0. Il n'existe pas de période où il y ait une "gain" de sel comme dans la boîte Ouest. L'amplitude du cycle saisonnier est 2 fois plus faible que dans la boîte Ouest. Les valeurs maximales de "perte" de sel apparaissent de la mi-septembre à la mi-novembre 1983 ($-30 \cdot 10^{-3}$ psu.m/s) entre les surfaces 24.9 et 25.5, et contrairement à la boîte Ouest, la "perte" est équivalente en août 1984 (un peu

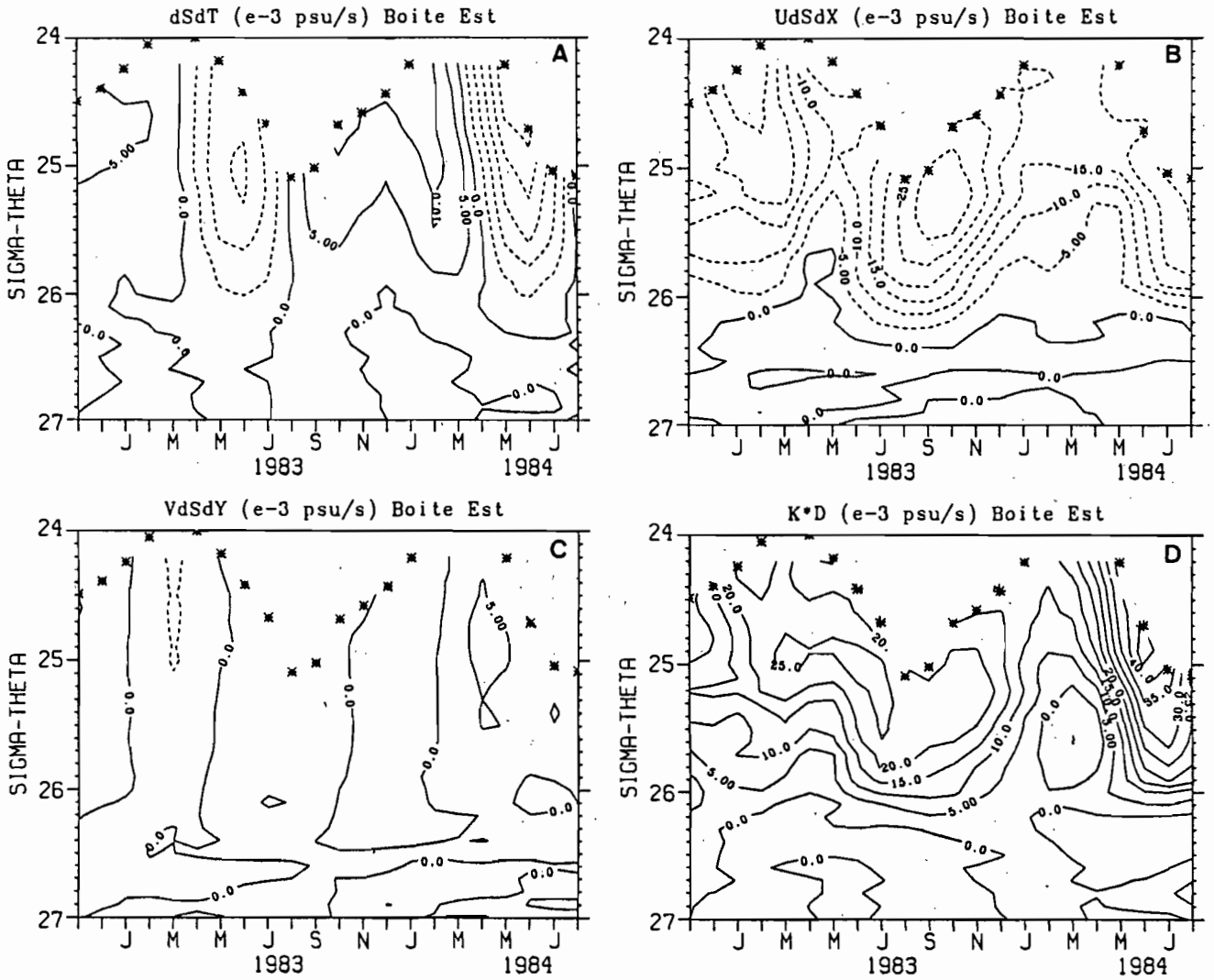


Figure V.5 Termes de l'équation de sel pour la boîte Est

a) $\int_{1.5N}^{1.5S} \frac{\partial S}{\partial t} dy$	b) $\int_{1.5N}^{1.5S} u \frac{\partial S}{\partial x} dy$
c) $\int_{1.5N}^{1.5S} v \frac{\partial S}{\partial y} dy$	d) $\int_{1.5N}^{1.5S} kD dy$

* : position de la base de la couche de surface

plus faible, $-20 \cdot 10^{-3}$ psu/s). Les valeurs minimales sont décalées de 3 mois en 1983 par rapport à la boîte Ouest, puisqu'elles apparaissent maintenant centrées sur la mi-mai. En 1984, il n'y a pas de déphasage à proprement parler, car la zone de faibles valeurs est étalée dans le temps et dure de janvier à juin 1984 (de mars à mai 1984 pour la boîte Ouest).

$$\int_y v \frac{\partial S}{\partial y} dy$$

(figure V.5 c) est 2 à 3 fois plus faible que dans l'ouest. Les valeurs minimales se situent de janvier à mai 1983 et de novembre 1983 à février 1984.

$$\int_y kD dy$$

(figure V.5 d) n'est plus aussi étroitement lié à $\int uS_x dy$ que dans la boîte Ouest, car $\int S_t dy$ à certaines saisons possède la même amplitude que $\int uS_x dy$. $\int kD dy$ diffère alors sensiblement de ce que nous avons observé dans la boîte Ouest:

* le mélange est plus fort en juin-juillet 1984 ($> 40 \cdot 10^{-3}$ psu.m/s) qu'il n'était en juillet 1983. C'est une situation inverse de celle observée dans la boîte Ouest, principalement à cause de $\int S_t dy$ entre mai et août 1984, car la perte due à $\int uS_x dy$ est plus faible durant cette saison qu'en septembre-octobre 1983. Le maximum de mélange en 1984 se situe au-dessus de la surface 25.0 ($> 45 \cdot 10^{-3}$ psu.m/s).

* $\int kD dy$ reste positif en 1983 au-dessus de la surface 26.0, contrairement à la boîte Ouest. Le minimum n'est pas très marqué en 1983. En 1984, la période de minimum de mélange dure de décembre 1983 à avril 1984. Les valeurs sont légèrement négatives alors que D (figure V.6 c) reste positif, ce qui est une illustration du bruit de l'estimation.

* la période de faible mélange de début 1984 dure plus longtemps dans la boîte Est que dans la boîte Ouest.

Le terme lié à l'absorption du rayonnement solaire (figure V.6 b) est plus fort que dans la boîte Ouest, car les isopycnes se rapprochent de la surface notamment à $4^\circ W$. Mais, globalement, il reste d'un ordre de grandeur inférieur aux autres termes.

D (figure V.6 c) entre les surfaces 25.7 et 25.0 ne présente pas de valeurs inférieures à $5 \cdot 10^{-4}$ ce qui permet une estimation correcte de k (figure V.6 a) au cours des 2 cycles autour de la surface 25.5. Les valeurs de k varient de 0 cm^2/s en février-mars 1984 à 3 cm^2/s en juillet 1984. Les valeurs les plus faibles sont trouvées en début 1984. Les variations sont moins importantes en 1983.

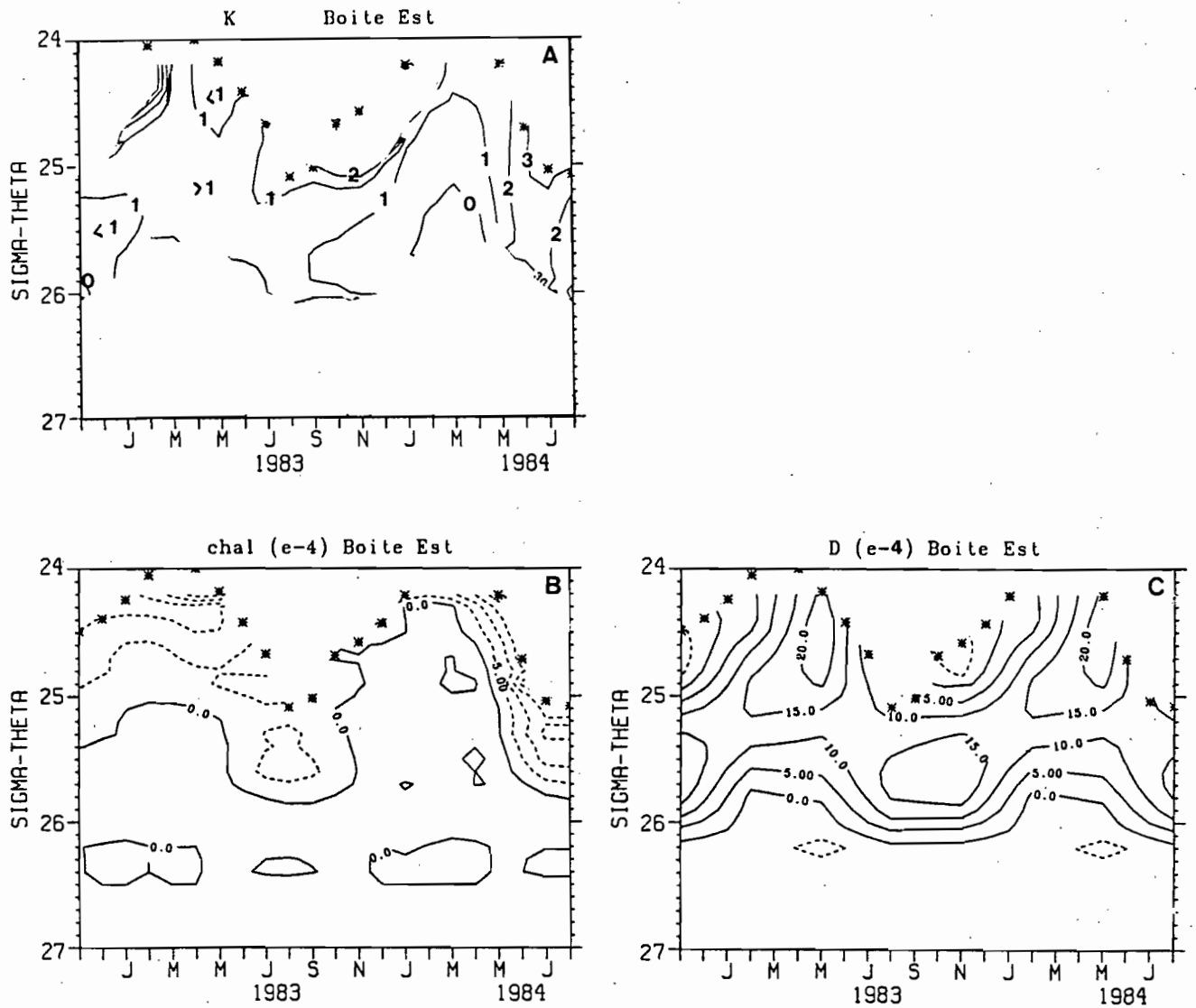


Figure V.6 Termes de l'équation de sel pour la boîte Est

a) Coefficient de mélange turbulent en calculé sur 1° de latitude (cm²/s)

$$b) \int_{1.5N}^{1.5S} \rho_{\theta} \frac{S_z Q_z}{\rho_z C_p} dy$$

$$c) D = \frac{\rho_{\theta}}{\rho_z} \left(\frac{\partial S}{\partial z} \right)^2 \left(\frac{\theta_z}{S_z} \right)_z$$

* : position de la base de la couche de surface

La figure V.7 représente $\int kD dy$, pour les boîtes Ouest et Est, dans le cas où l'on suppose que V augmente de 20% entre 1.5° et 1° et que le gradient de vitesse méridienne est constant entre $1^\circ N$ et $1^\circ S$. Nous avons aussi reporté les différences par rapport à l'estimation présentée précédemment. L'influence de cette nouvelle estimation de $\int vS_y dy$ sur le résidu $\int kD dy$ n'est pas fondamentale. Pour la boîte Ouest, les maximum de juillet-août 1983 et de juin-juillet 1984 n'ont pas varié de manière significative. Le minimum de février-mars 1983 s'est accru puisqu'il est égal à -25.10^{-3} psu/s. Pour la boîte Est, la diminution ou l'augmentation est d'environ 5.10^{-3} psu/s. Ces variations n'entraînent pas de différence fondamentale dans l'estimation de k .

Lorsque nous avons discuté de la reconstitution du cycle saisonnier de la composante zonale du courant (appendice C), nous avons remarqué que, dans la boîte Ouest (aux longitudes $28^\circ W$ et $24^\circ W$), l'amplitude des variations saisonnières au niveau du SCE était faible, et inférieure à l'amplitude des variations hautes fréquences. Il était donc illusoire de vouloir reconstituer le signal basse fréquence à ces longitudes à l'équateur. Nous avons donc repris l'analyse dans la boîte Ouest en supposant que la composante zonale du courant U est constante sur une surface sigma-thêta et égale à la moyenne de U entre novembre 1982 et août 1984. La figure V.8 représente $\int uS_x dy$ calculé avec U constant, et la différence avec la précédente estimation. Le terme $\int kD dy$ est aussi représenté, ainsi que la différence avec la précédente estimation. Le changement est minime, la différence maximum sur $\int uS_x dy$ est inférieure à $-8 \cdot 10^{-3}$ psu/s en avril 1984. Les conséquences sur l'estimation du mélange sont donc faibles (figure V.8 c et d).

La figure V.9 montre les conséquences d'une hypothèse similaire pour la boîte Est. Elle montre que le résultat est plus sensible à l'hypothèse qui est faite sur U . Considérer que U est constant dans cette boîte conduit à augmenter sensiblement le terme $\int kD dy$ en juillet 1983. Comment on pouvait s'y attendre, il est important de conserver le cycle saisonnier de U pour estimer le mélange dans la boîte Est.

2 - Discussion

Le mélange turbulent diapycne est normalement représenté par le coefficient de mélange k . Mais, nous l'avons vu, l'estimation de ce terme est assez incertaine, en particulier à cause des incertitudes sur le terme D . Aussi nous ferons porter la discussion sur le résidu, que nous interprétons comme étant une expression du mélange vertical : $\int kD dy$. Ce terme représente en fait l'ensemble des processus diapyques (si l'on omet les processus radiatifs), tant l'advection diapycne que les mélanges turbulents (par abus de langage je parlerai de mélange).

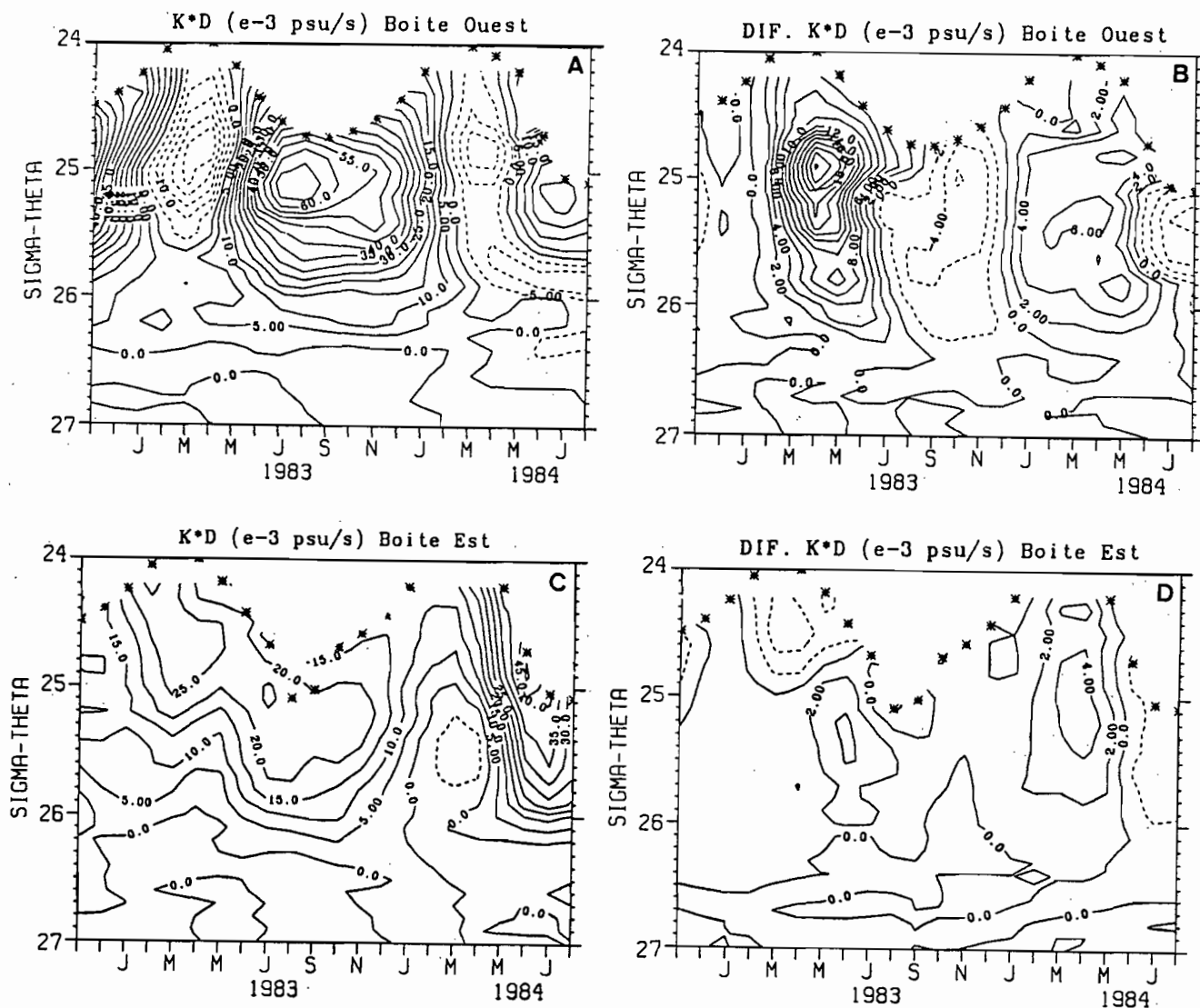


Figure V.7 $\int_{1.5N}^{1.5S} kD \, dy$ Pour les boîte Ouest (a) et Est (c) calculé en supposant que v augmente de 20% entre 1.5° et 1° et que v varie linéairement entre $1^\circ N$ et $1^\circ S$. Les figures b) et d) représente la différence avec le terme calculé en supposant que v varie linéairement entre $1.5^\circ N$ et $1.5^\circ S$.

* : position de la base de la couche de surface

Le mélange diapycne présente des différences importantes entre la boîte Ouest et la boîte Est :

- * l'amplitude des variations saisonnières est plus importante dans la boîte Ouest, où maximum et minimum sont plus forts (le calcul d'erreur détaillé dans l'appendice F montre que ces variations saisonnières sont supérieures au bruit).

- * Dans la boîte Ouest les périodes de forts mélanges durent plus longtemps que les périodes de faibles mélanges. Dans la boîte Est, ces périodes sont à peu près équivalentes. Par exemple, le maximum de mélange dure de juin à octobre 1983 et le minimum de décembre 1983 à mars 1984 dans la boîte Est.

- * Pour autant que les variations interannuelles soient significatives, le mélange le plus important dans la boîte Ouest est observé en juillet 1983 ($> 60 \text{ psu.m/s}$), il est supérieur à 40 psu.m/s en novembre 1982 et en juillet 1984, il atteint 20 psu.m/s . Dans la boîte Est, c'est l'inverse, puisque le maximum de mélange est supérieur à 40 psu.m/s en juin 1984 et n'est que de 25 psu.m/s en juillet 1983.

- * le mélange a été beaucoup plus faible au début de l'année 1984 qu'en 1983, puisqu'il est inférieur à 5 psu.m/s (de janvier à mars 1984) sur toute la colonne d'eau dans la boîte Est. Il est un peu plus difficile de tirer des conclusions sur ce point pour la boîte Ouest, car les composantes horizontales du courant utilisées pour le calcul pendant FOCAL 2 (janvier 1983) sont celles qui ont été mesurées et calculées pendant FOCAL 6 (février 1984). Mais le cycle saisonnier du courant est faible dans la boîte Ouest et nous avons vu que prendre U constant dans cette boîte change peu la physionomie de $\int kD dy$. Les saisons de faible mélange semblent toutefois décalées dans la boîte Ouest, avec un minimum en janvier-février en 1983 et en mars-avril en 1984.

Le mélange, beaucoup plus faible, que l'on trouve dans la boîte Est en début d'année 1984, par rapport à la même époque en 1983, corrobore l'hypothèse de Piton et Wacongne (1985). Selon eux, la présence d'eau anormalement salée observée en mai 1984 dans l'Est du Golfe de Guinée serait due à une perte faible ou nulle de sel par le SCE au cours de son trajet d'Ouest en Est. Le mélange turbulent vertical au-dessus du SCE aurait été très faible. Cette hypothèse d'un faible mélange vertical en avril 1984, entre les eaux de surface et les eaux transportées par le SCE, serait expliquée par les conditions de vent sur l'ensemble du bassin (Horel et al., 1986). Au début 1984, la zone de convergence inter-tropicale (ZCIT) est restée dans une position anormalement Sud, traversant même l'équateur. En conséquence, les vents ont été particulièrement faibles dans la bande équatoriale durant cette période. A la même époque, le gradient de pression zonal le long de l'équateur est devenu très faible, s'annulant même (Hisard et Hénin, 1987). Les dérives de surface mesurées par des bouées dérivantes ont été très faibles de janvier à mars 1984 dans le Golfe de Guinée, suggérant un affaiblissement du

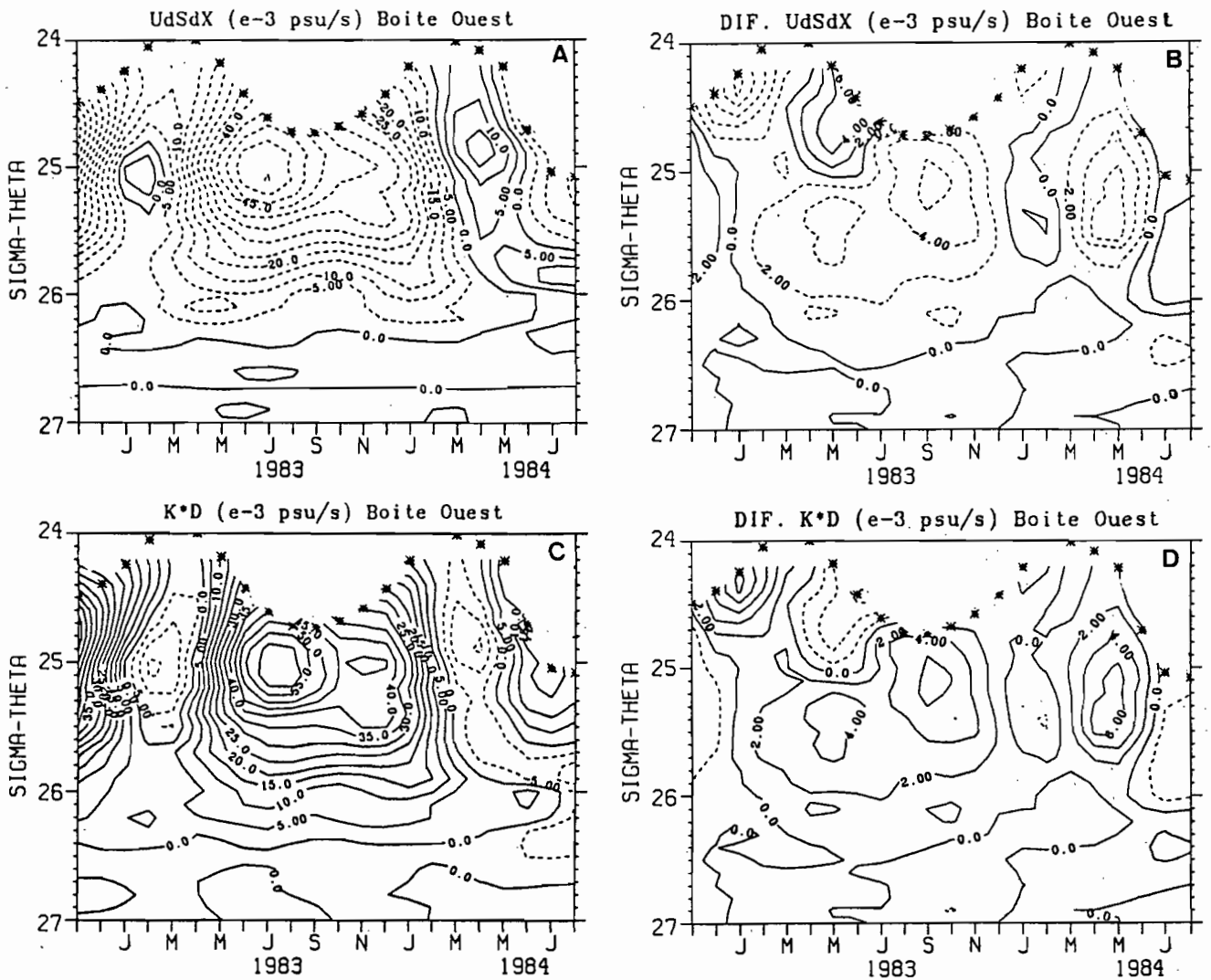


Figure V.8 $\int_{1.5N}^{1.5S} u \frac{\partial S}{\partial x} dy$ (figure a) et $\int_{1.5N}^{1.5S} kD dy$ (figure c) calculée en supposant que la

composante zonale du courant u est constante sur les surfaces sigma-thêta dans la boîte Ouest. Les figures b) et d) représentent les différences avec le calcul où u varie de façon saisonnière.

* : position de la base de la couche de surface

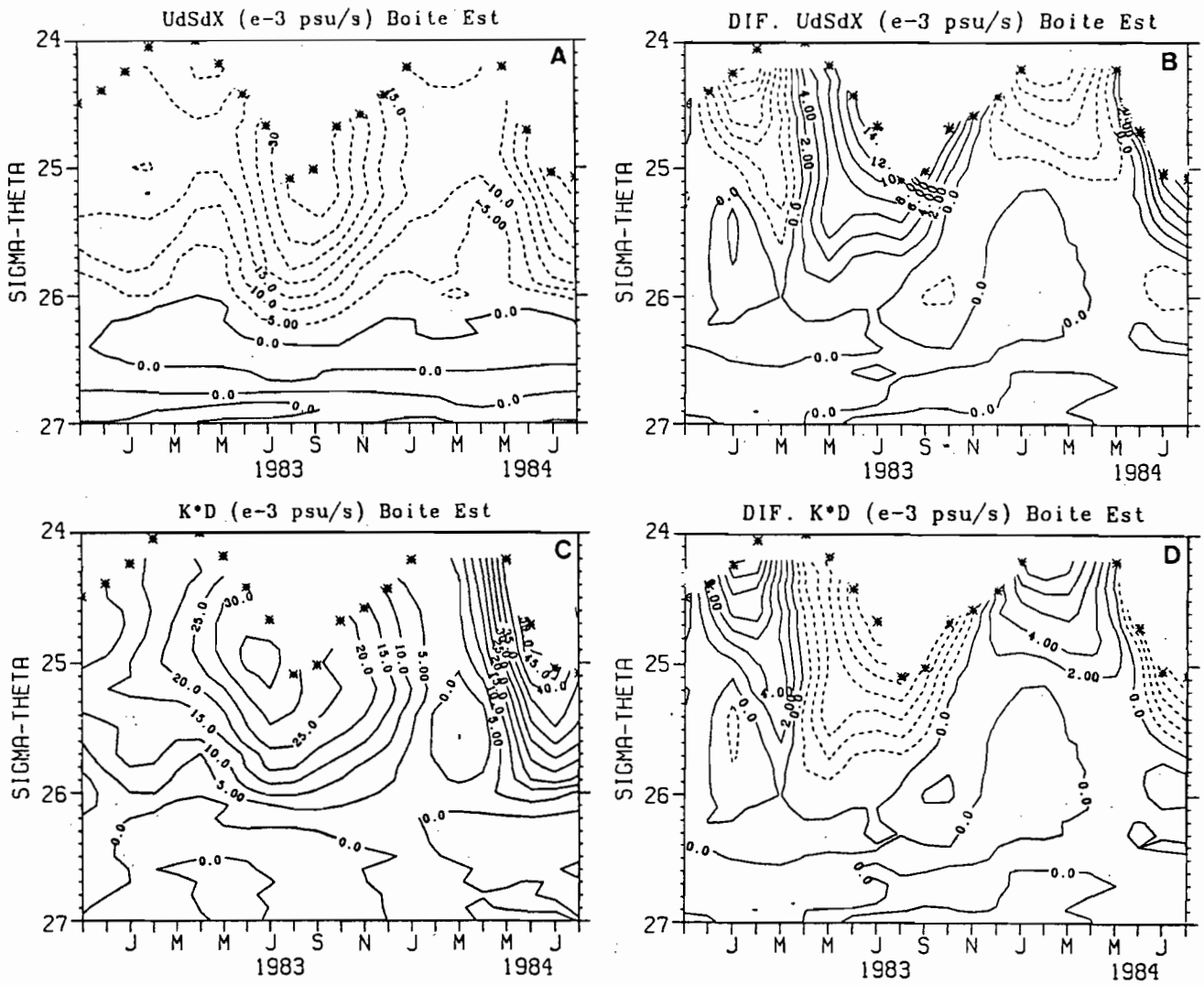


Figure V.9 $\int_{1.5N}^{1.5S} u \frac{\partial S}{\partial x} dy$ (figure a) et $\int_{1.5N}^{1.5S} kD dy$ (figure c) calculée en supposant que la composante zonale du courant u est constante sur les surfaces sigma-thêta dans la boîte Est. Les figures b) et d) représentent les différences avec le calcul où u varie de façon saisonnière.

* : position de la base de la couche de surface

CES (Reverdin et Mc Phaden, 1986), et, par conséquent, du cisaillement vertical de courant entre le CES et le SCE.

Par ailleurs, le décalage temporel des périodes de faible mélange entre 1983 et 1984 dans la boîte Ouest pourrait refléter le décalage temporel dans la remontée vers le Nord de la ZCIT entre ces 2 années. En effet la zone de vent faible s'est maintenue à une latitude basse au début de l'année 1984 et l'intensification des vents due à la migration vers le Nord de la ZCIT a eu lieu 1 mois plus tard en 1984 par rapport à 1983 (mi-avril en 1983, mi-mai en 1984). Ce déphasage est visible dans les enregistrements de vent effectués au rocher St Pierre et St Paul (0°55'N, 29°20'W) (Garzoli et Katz, 1984). Le décalage de l'époque d'intensification du vent à l'équateur doit se traduire par un décalage dans l'intensification des dérives de surface vers l'Ouest. En admettant que le mélange turbulent dans la thermocline est dominé par le cisaillement vertical de courant entre le CSE et le SCE, nous devons observer un décalage temporel du mélange turbulent vertical. C'est ce que traduit le déphasage, entre 1983 et 1984, des périodes de minimum de $\int kD dy$.

3 - Les flux turbulents

En exprimant les flux turbulents de chaleur sous la forme $\overline{\omega'\theta'} = -k \frac{\partial \theta}{\partial z}$ et les flux turbulents de sel $\overline{\omega'S'} = -k \frac{\partial S}{\partial z}$, il est possible à partir de nos estimations de k de calculer $\overline{\omega'\theta'}$ et

$\overline{\omega'S'}$ sous la couche de surface. Etant donné le bruit attaché à notre estimation mensuelle de k, nous n'avons calculé que la moyenne des estimations. Nous avons fait le calcul des flux de chaleur en utilisant différents profils de vitesse méridienne.

Les résultats sont reportés sur la figure V.10.

Boîte Ouest

Les résultats obtenus pour cette boîte ne sont pas très concluants. Les flux de chaleur moyens estimés à partir du bilan saisonnier augmentent de la surface 24.2 à la surface 25.7. Que $\rho C_p \overline{\omega'\theta'}$ augmente de la surface 24.2 à la surface 25 n'est pas surprenant, car nous n'avons moyenné que les flux turbulents situés sous la couche de surface, or les surfaces situées entre 24.0 et 25.0 ne se trouvent sous la couche de surface qu'en début d'année lorsque le mélange est faible (cf figure V.3 d). Le maximum de flux turbulent devrait donc se trouver vers la surface 25.1 et ensuite décroître avec la profondeur. Or il augmente de -81 W/m^2 (flux correspondant à un mélange réparti sur 3° de latitude) sur la surface 25.1 à -164 W/m^2 sur la surface 25.6. Les estimations faites en prenant des hypothèses différentes sur V ou sur U ne

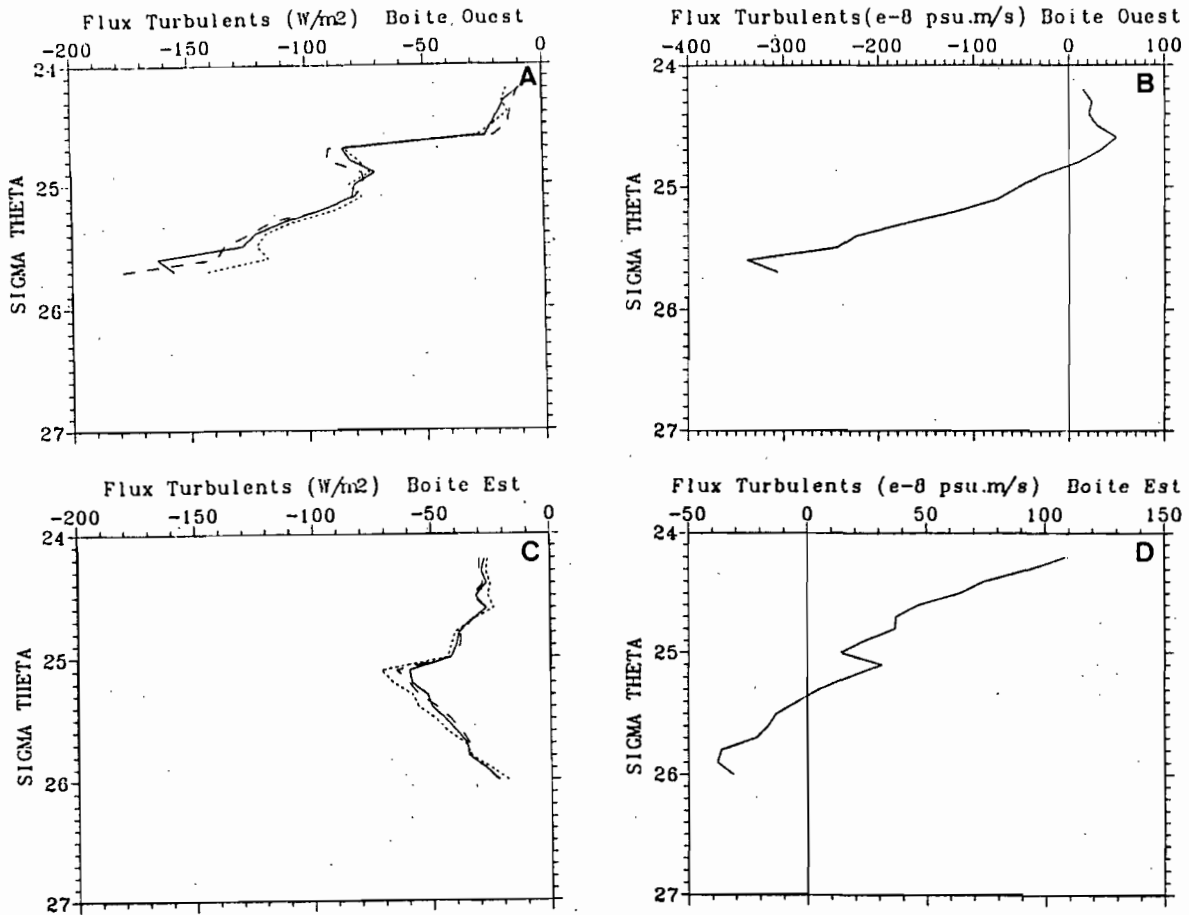


Figure V.10 Moyenne des flux turbulents de chaleur ($\rho C_p \omega' \theta'$) et de sel ($\omega' S'$) à partir du bilan saisonnier. Les flux sont calculés sur 3° de latitude pour les boîtes Ouest et Est.

- a) et c) flux turbulents de chaleur ($\rho C_p \omega' \theta'$) en W/m^2 .
 b) et d) flux turbulents de sel en $psu.m/s$

* Trait continu, flux estimé en utilisant v calculé par la méthode **B**, corrigé par la contrainte $\omega=0$ sur les surfaces 27.0 et 26.4. v est supposé varier linéairement entre $1.5^\circ N$ et $1.5^\circ S$.

* Petits tirets, flux estimé en utilisant v calculé par la méthode **B**, corrigé par la contrainte $\omega=0$ sur les surfaces 27.0 et 26.4. on a supposé que v augmente de 20% entre 1.5° et 1° et qu'il varie linéairement entre $1^\circ N$ et $1^\circ S$.

* Pointillés, flux estimé en utilisant v calculé par la méthode **B**, corrigé par la contrainte $\omega=0$ sur les surfaces 27.0 et 26.4. v est supposé varier linéairement entre $1.5^\circ N$ et $1.5^\circ S$. U est supposé constant sur les surfaces sigma-têtha.

Pour faire la moyenne, nous n'avons pas tenu compte des régions où $k < 0$ et $D < 5 \cdot 10^{-4}$ psu/s.

changent pas le résultat. Le fait que les flux turbulents augmentent avec la profondeur peut s'expliquer en partie par la façon dont nous effectuons la moyenne de $\rho C_p \overline{\omega' \theta'}$. En effet pour calculer cette moyenne nous n'avons pas tenu compte des périodes pour lesquelles D était inférieur à $5 \cdot 10^{-4}$ psu/s et k inférieur à 0. Ces périodes sont celles pour lesquelles le mélange est minimum, nous obtenons donc des valeurs moyennes de $\rho C_p \overline{\omega' \theta'}$ qui sont surestimées, en particulier dans la boîte Ouest. En faisant l'hypothèse que $k = 0$ durant ces périodes (lorsque $k < 0$ et $D < 5 \cdot 10^{-4}$ psu/s), on obtient les flux turbulents représentés sur la figure V.11 a). Il apparaît alors que dans la thermocline les flux turbulents augmentent jusqu'à la surface 25.4, puis diminuent ensuite. De plus les valeurs calculées sont moins fortes : -59 W/m^2 sur la surface 25.1, -64 W/m^2 sur la surface 25.4, -14 W/m^2 sur la surface 25.7.

Les profils verticaux des flux turbulents de sel semblent plus cohérents. A la base de la couche de surface les flux sont positifs, ce qui indique une perte de sel avec les couches de surfaces. Le 0 des flux se situe entre les surfaces 24.8 et 24.9, là où $\frac{\partial S}{\partial t}$ change de signe (entre 24.7 et 24.8 à 35°W et entre 24.8 et 24.9 à 23°W). Ensuite les flux diminuent jusque vers la surface 25.6, vers le coeur du SCE. En faisant l'hypothèse que $k=0$ quand $D < 5 \cdot 10^{-4}$ psu/s, les flux turbulents de sel diminuent fortement dans la thermocline (figure V.11 b)

Boîte Est

Dans cette boîte, les résultats obtenus sont cohérents. Le flux de chaleur turbulent diminue avec la profondeur à partir de la surface 25.1. Au-dessus de la surface 25.1, le profil de $\rho C_p \overline{\omega' \theta'}$ décroît vers la surface, car la moyenne est faite uniquement à partir des estimations sous la couche de surface et, sur ces surfaces, seules les estimations de début d'année, où le mélange est faible, sont utilisées. Sur la surface 25.1, $\rho C_p \overline{\omega' \theta'}$ est égal à -59 W/m^2 , il est de -5 W/m^2 sur la surface 26.0. Les estimations faites en prenant des hypothèses différentes sur V ne changent pas fondamentalement le résultat.

La forme du profil de mélange turbulent de sel semble aussi cohérente ($\frac{\partial S}{\partial t}$ change de signe entre les surfaces 25.4 et 25.5 à 4°W), sans que nous puissions dire si l'amplitude est correcte.

Nous avons aussi fait une estimation du coefficient k moyen sous la thermocline, sur la surface 26.5, où la courbure du diagramme θ - S est suffisante pour calculer D . En faisant l'analyse des masses d'eau sur cette surface dans le chapitre II, nous sommes arrivés à la conclusion qu'un mélange diapycne devait exister sur cette surface afin d'expliquer l'augmentation de sel d'Ouest en Est.

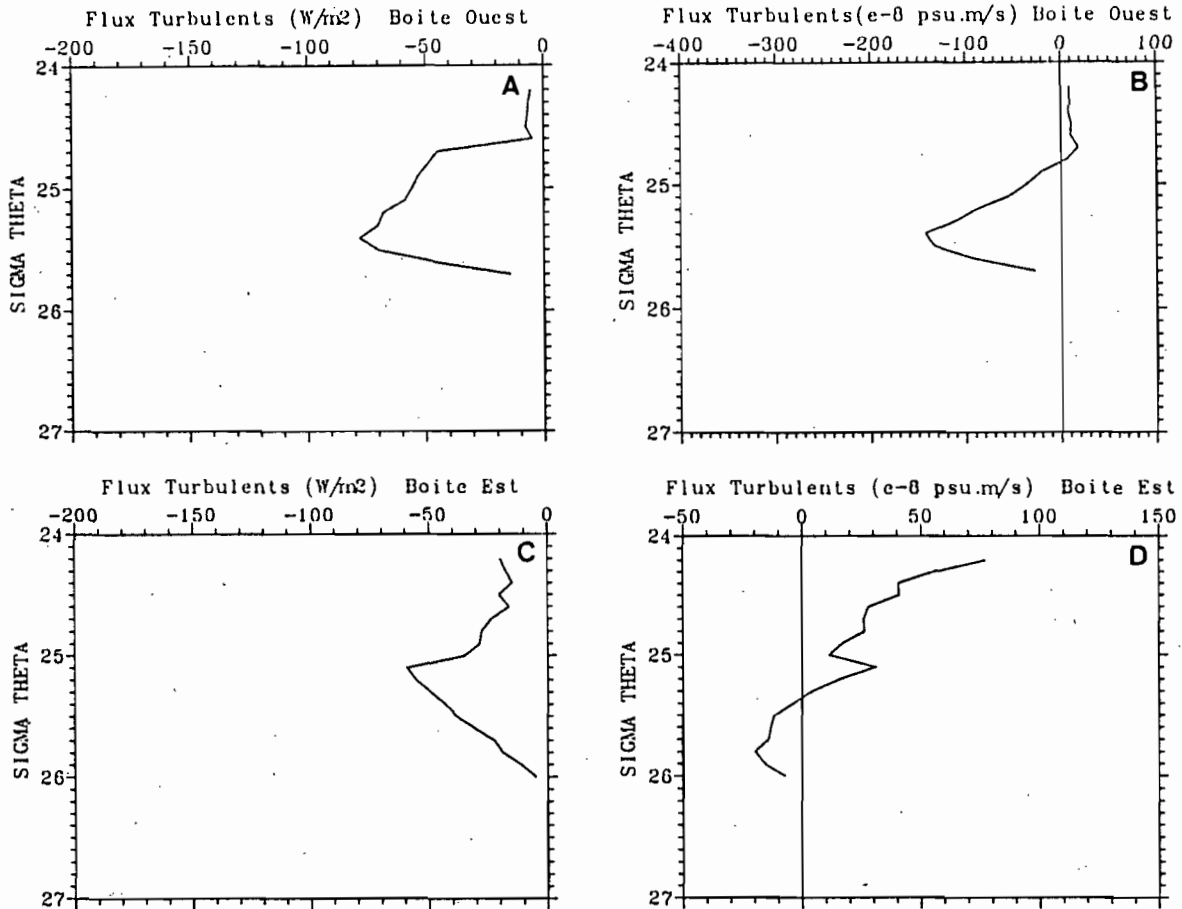


Figure V.11 Moyenne des flux turbulents de chaleur ($\rho C_p \omega' \theta'$) et de sel ($\omega' S'$) à partir du bilan saisonnier. Les flux sont calculés sur 3° de latitude pour les boîtes Ouest et Est.

a) et c) flux turbulents de chaleur ($\rho C_p \omega' \theta'$) en W/m^2 .
 b) et d) flux turbulents de sel en $psu.m/s$

Les flux sont estimés en utilisant v calculé par la méthode **B**, corrigé par la contrainte $\omega=0$ sur les surfaces 27.0 et 26.4. v est supposé varier linéairement entre $1.5^\circ N$ et $1.5^\circ S$.

Pour faire la moyenne, nous n'avons supposé que k était nul dans les régions où $k < 0$ et $D < 5 \cdot 10^{-4}$ psu/s .

Nous avons calculé, sur la surface 26.5, un coefficient k identique dans les 2 boîtes et égal à $.6 \text{ cm}^2/\text{s}$ (moyenne sur 1° de latitude). Les flux de chaleur turbulent calculé avec ce coefficient sont petits. La valeur moyenne sur 3° de latitude est de de -2.7 W/m^2 dans la boîte Est et de -6 W/m^2 dans la boîte Ouest. Ils sont 3 à 6 fois moins forts que ceux que nous avons calculés par le bilan moyen. Mais notre confiance dans les estimations faites sous le SCE à partir du bilan moyen est limitée, à cause des incertitudes sur les mesures de courant à ces immersions, et donc des estimations de ω qui nous ont permis d'atteindre $\omega'\theta'$.

Katz et al. (1979) font aussi une estimation de ce coefficient sous le SCE. Ils trouvent $2 \text{ cm}^2/\text{s}$ (moyenne sur 1° de latitude). Pour calculer ce coefficient, ils se basent sur l'augmentation de la salinité dans la thermostadt entre l'Ouest et l'Est du bassin. L'augmentation observée dans cette couche est supérieure à celle que l'on peut observer si l'on se place sur une surface sigma-thêta. Nous pensons donc qu'ils surestiment le coefficient de mélange turbulent sous le SCE.

4 - Conclusion

L'étude des variations saisonnières du mélange turbulent est basée sur une formulation séduisante de l'équation de sel sur une surface sigma-thêta. En particulier, la vitesse verticale diapycne, dont les variations saisonnières auraient été très bruitées, n'apparait pas dans ce formalisme. Par contre, les variations saisonnières du coefficient D , qui permet de calculer le coefficient de mélange diapycne, sont difficiles à estimer avec précision. Mais nous pouvons calculer $\int kD dy$ qui est une expression du mélange diapycne, ce qui nous a permis de discuter les variations saisonnières du mélange à l'équateur.

Le problème principal de cette approche saisonnière est la construction des séries temporelles de U , V , et S . Avec 4 campagnes par an, pendant 2 ans, le programme FOCAL avait pour but d'échantillonner le cycle saisonnier de ces paramètres. Mais les mesures 'instantanées' de chaque campagne, sont 'perturbées' par les variations hautes fréquences. Nous avons voulu vérifier que ces mesures étaient tout de même représentatives du cycle saisonnier basse fréquence de U , V et S (cf appendice C).

La comparaison sur des surfaces sigma-thêta, avec les mesures de courant de mouillages équatoriaux montre que:

- lorsque les variations hautes fréquences de la composante zonale du courant sont inférieures ou du même ordre de grandeur que les variations hautes fréquences (à 4°W), ces dernières sont correctement reproduites par l'ajustement par spline cubique. Il peut tout de même exister un déphasage de l'ordre de 2 mois entre le cycle saisonnier donné par le mouillage et le signal reconstitué à partir de l'échantillonnage des campagnes FOCAL.

- à 28°W et 24°W, les variations saisonnières de la composante zonale du courant sont faibles. Il est donc illusoire de vouloir reconstituer le cycle saisonnier basse fréquence de U dans la boîte Ouest, avec les mesures dont nous disposons.

- la variabilité associée à l'échantillonnage de hautes fréquences varie entre 10 cm/s et 20 cm/s.

La vérification de la bonne qualité du cycle saisonnier de la salinité n'a pu être faite qu'en comparant les mesures de surface avec les mesures effectuées par les bateaux marchands. Les conclusions sont identiques à celles issues de la comparaison des courants. En particulier, le cycle saisonnier basse fréquence est correctement reproduit quand celui-ci a une amplitude importante (à 10°W). A 35°W et 23°W le cycle saisonnier est relativement faible.

Nous avons aussi remarqué que le cycle saisonnier de la salinité dans la couche de surface était différent entre 4°W et 10°W, particularité dont nous tiendrons compte dans le bilan de la couche de surface que nous exposons dans le chapitre suivant.

Un second problème important est attaché à l'estimation de l'intégrale méridienne de vS_y . Nous n'avons pu calculer v que de manière imparfaite à 1.5°N et 1.5°S. Néanmoins, nous pensons que les incertitudes sur l'estimation de ce terme affectent peu le résultat final car:

- c'est uS_x qui est le terme dominant de membre gauche de l'équation 3), et quel que soit le profil de v que nous utilisons (cas A, B ou C), les résultats que nous obtenons pour les variations saisonnières du mélange restent les mêmes.

- si nous considérons que v augmente de 20% entre 1°5 et 1° de latitude, les résultats ne sont pas modifiés de manière sensible.

L'ensemble des comparaisons et des tests que nous avons effectués nous conforte dans la réalité des variations saisonnières observées. Les principaux résultats de cette étude sont repris ci-dessous:

- des variations saisonnières du mélange apparaissent clairement dans la thermocline dans les 2 boîtes. Les périodes de faible mélange ont lieu en 'saison chaude' (\approx mars), celles de fort mélange en 'saison froide' (\approx juillet-août).

- ces variations saisonnières sont en phase avec les périodes d'intensification et d'affaiblissement du CES, donc avec les variations de cisaillement de courant entre les dérives de surface et le SCE. Il faut noter aussi que le SCE subit des variations de profondeur en phase avec celles de la thermocline, et donc qu'en période d'upwelling ('saison froide'), le SCE se rapproche de la surface. Ceci contribue aussi à augmenter le cisaillement de courant au-dessus du SCE.

- bien qu'il faille être prudent sur la représentativité des variations interannuelles révélées par notre analyse, il semble que dans la boîte Est le mélange a été plus faible en début d'année 1984, qu'en début d'année 1983. Cette observation permet d'expliquer la présence d'eau anormalement salée dans le Golfe de Guinée en mai 1984 (Cf figure II.7), et démontre, comme l'ont suggéré Piton et Wacongne (1985), que la perte de sel, transportée par le SCE, a été faible ou nulle en début d'année 1984.

- l'estimation du coefficient D est délicate et ne nous permet d'obtenir que des informations grossières sur le coefficient de mélange vertical k. Nous avons pu tout de même montrer que ce coefficient varie de façon saisonnière. Les valeurs sont faibles lors des périodes de faible mélange, mais nous ne pouvons les calculer, et maximales de l'ordre de 4-5 cm²/s (moyenne sur 1° de latitude), dans les périodes de fort mélange.

- Enfin nous avons pu calculer le coefficient de mélange turbulent k sous la surface 26.5. Nous avons trouvé la même valeur dans les 2 boîtes, soit 0.6 cm²/s (valeur moyenne sur 1° de latitude).

C - BILAN SAISONNIER DE LA COUCHE DE SURFACE

1 - Bilan de chaleur

Afin d'estimer le bilan de la couche de surface, dont l'immersion de la base est définie par la température de la surface de la mer moins 1°C, nous avons utilisé les équations de conservation de la température et du sel en coordonnée verticale Z. Pour la température le bilan s'écrit :

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + u \frac{\partial \theta}{\partial x} + v \frac{\partial \theta}{\partial y} + w \frac{\partial \theta}{\partial z} = - (u'\theta')_x - (v'\theta')_y - (w'\theta')_z + \frac{Q_z}{C_p}$$

où:

Q est le flux de chaleur du rayonnement diabatique.

Les conditions aux limites à la surface de la mer, sont données par les flux de chaleur net de l'atmosphère vers l'océan (flux incident ondes courtes + flux de chaleur latente + flux de chaleur sensible + flux ondes longues). Dans la suite du texte, nous appellerons 'Bilan net' :

'Bilan net' = flux incident ondes courtes - flux de chaleur latente - flux de chaleur sensible
- flux ondes longues

Nous avons choisi d'écrire les termes de Reynolds sous forme de flux.

Nous essayons d'atteindre le bilan saisonnier (échantillonnage tous les 3 mois). Par conséquent, les 3 premiers termes du membre de droite de l'équation représentent la contribution au bilan saisonnier, de la variabilité aux échelles inférieures à 3 mois. Ces termes incluent la contribution des ondes à 10-30 jours dont nous avons discuté l'importance pour l'équation de quantité de mouvement zonal, lors du calcul de vitesses méridiennes. Séparons, dans le membre de droite de l'équation, la contribution des ondes longues (l), des termes de turbulence petites échelles (t) qui n'influent que par leur composante verticale. Les termes associés aux ondes longues sont alors :

$$(u' \theta' l)_x + (v' \theta' l)_y + (w' \theta' l)_z = (u' \theta' l)_x + (v' \theta' l)_y + w_z' \theta' l + w' \theta' l_z$$

Comme nous faisons le bilan dans la couche surface :

$$w' \theta' l_z \simeq 0$$

Weisberg et Weingartner (1988) montrent que $v' T' l$ à l'équateur induit un flux de chaleur moyen entre $15^\circ W$ et $28^\circ W$ vers le sud (ils estiment la convergence de flux de chaleur à 100 W/m^2 en juin 1983 à l'équateur à $28^\circ W$). Ce terme augmente entre l'équateur et $0.75^\circ N$ et est nul à $6^\circ N$. La résolution méridienne des mouillages étant insuffisante, ils ne donnent pas d'estimation de $(v' T' l)_y$.

$u' T' l$, d'après les mesures du mouillage de $28^\circ W$, est dirigé vers l'Ouest à l'équateur. Il est nul à $6^\circ N$ et maximum à $1.75^\circ N$ avec une amplitude comparable à $v' T' l$ à cette latitude, soit 2 à 3 fois moindre que l'amplitude de $v' T' l$ à l'équateur. Ils ne donnent pas d'estimation de ce terme à d'autres longitudes, mais il est probable que le gradient zonal de ce terme soit faible devant le gradient méridien de $v' T' l$.

Les termes restants $(v' T' l)_y$ et $w'_z T' l$, d'après les observations de bouées dérivantes dans le Pacifique équatorial, seraient de signe opposé et se compenseraient partiellement (G.Reverdin communication personnelle). Quel est le résidu de ces 2 termes ?, dans quelle mesure $u' T' l$ pourrait alors être négligé ? Nous l'ignorons, mais nous n'avons pas inclus ce résidu dû aux ondes longues dans notre bilan. Sous cette hypothèse, nous ne conservons que les termes de turbulence petite échelle :

$$(u' \theta' t)_x + (v' \theta' t)_y + (w' \theta' t)_z$$

Les gradients horizontaux des termes de Reynolds sont négligeables devant les gradients verticaux (la turbulence petite échelle est proche de l'isotropie, $u' \theta' t = O(w' \theta' t)$, or les échelles verticales sont beaucoup plus petites que les échelles horizontales).

D'autre part dans la couche de surface $\frac{\partial \theta}{\partial z} \sim 0$ et donc $w \frac{\partial \theta}{\partial z} \sim 0$

$$\Rightarrow \frac{\partial \theta}{\partial t} + u \frac{\partial \theta}{\partial x} + v \frac{\partial \theta}{\partial y} = - (w' \theta')_z + \frac{Q_z}{C_p}$$

Nous avons intégré cette équation sur l'épaisseur de la couche de surface entre 1.5°N et 1.5°S et entre les longitudes 35°W et 23°W et 23°W et 4°W, pour estimer le 'bilan net' de la couche de surface :

$$\text{'Bilan net'} = \int_y \int_z \left(\frac{\partial \theta}{\partial t} + u \frac{\partial \theta}{\partial x} + v \frac{\partial \theta}{\partial y} \right) dz dy - (w' \theta')_z \frac{Q}{C_p} \text{ base couche surface}$$

L'intégration méridienne de $v \theta_y$ pose toujours le même problème que pour l'intégration sous la couche de surface. Ici encore, nous avons supposé que v varie linéairement entre 1.5°N et 1.5°S (nous utilisons les valeurs de v calculées par la méthode B).

Pour le calcul de $w' \theta'$ nous avons supposé que $w' \theta' = -k \frac{\partial \theta}{\partial z}$.

Dans le calcul du cycle saisonnier des flux turbulents, nous n'avons pas fait d'estimations de k à la base de la couche de surface, mais pour des surfaces proches. Nous avons donc attribué à la base de la couche de surface les valeurs calculées sur les surfaces les plus proches. En saison chaude, notre calcul de k ne débute que sur la surface 24.2 (le coefficient D n'a pu être estimé qu'à partir de cette surface) et nous avons alors utilisé les valeurs estimées sur cette surface. θ_z est la valeur moyenne sur 1° de latitude, centrée sur la position du maximum de vitesse du SCE.

Les flux turbulents ($\rho C_p \omega' \theta'$) à la base de la couche de surface pour la bande de 3° de latitude entre 1.5°N et 1.5°S sont représentés sur la figure V.12 a) pour la boîte Ouest (trait continu) et pour la boîte Est (pointillés). Le signe négatif indique que ces flux sont descendants et contribuent à refroidir la couche de surface. Ils présentent un cycle saisonnier marqué et similaire dans les 2 boîtes. Les minima de flux se produisent dans les 6 premiers mois de chaque année, les flux augmentent à partir de mai au moment où la couche de surface devient moins épaisse, alors que les eaux froides se rapprochent de la surface de la mer et que le CES se renforce (cf Weisberg et Tang (1987), pour les variations saisonnières de profondeur de la thermocline à l'équateur). Le bruit associé à ces estimations est apparent, notamment en janvier-février 1983 pour la boîte Est et en janvier 1984 dans la boîte Ouest. Dans ces 2 cas, les flux turbulents de chaleur sont importants, alors que nous sommes en saison chaude.

La moyenne des flux sur l'ensemble des 2 années est de -57 W/m^2 dans la boîte Ouest et -62 W/m^2 pour la boîte Est. Les valeurs retenues dans le chapitre Bilan Moyen pour satisfaire

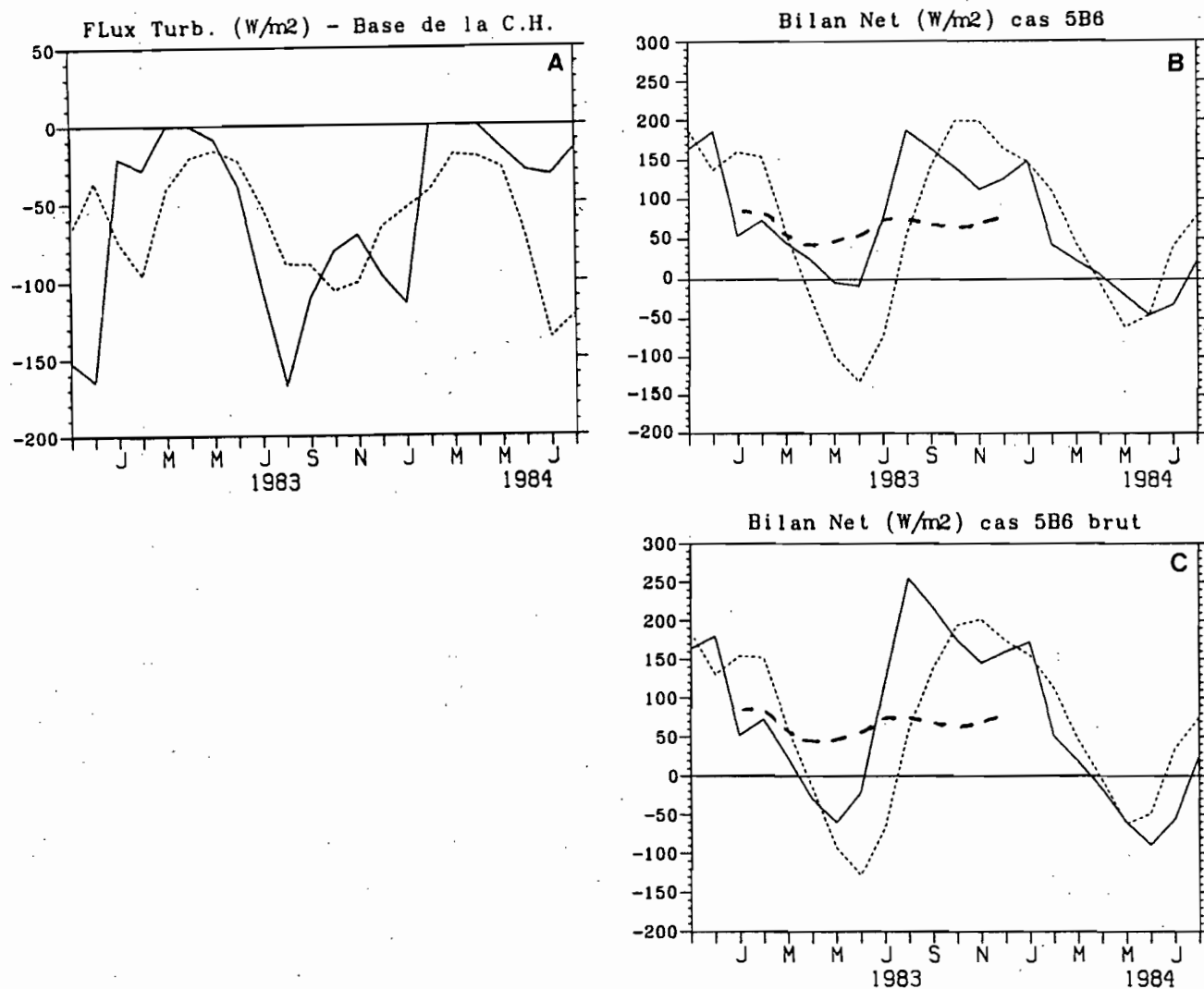


Figure V.12 a) Flux turbulents de chaleur ($\rho C_p \omega' \theta'$), sur une bande de 3° de latitude entre 1.5°N et 1.5°S à la base de la couche de surface.
 b) 'Bilan net' de la couche de surface dans le cas où la vitesse méridienne est calculée par la méthode B.
 c) 'Bilan net' de la couche de surface dans le cas où la vitesse méridienne est calculée par la méthode B - Vitesses non corrigées.

* trait continu : boîte Ouest

* pointillés : boîte Est

* tirets : Climatologie d'Esbensen et Kushnir (1981)

'Bilan net' = ondes courtes - ondes longues - chaleur latente - chaleur sensible

aux flux de surface sont comparables, elles sont de -67 W/m^2 pour la boîte Ouest et varient entre -46 et 70 W/m^2 (selon les différents cas retenus) pour la boîte Est.

Le bilan net $\frac{d\theta}{dt} - (w'\theta' - \frac{Q}{C_p})_{\text{base couche de surface}}$ de la couche de surface sur 3° de latitude est reporté sur la figure V.12 b). Malgré le bruit présent dans nos estimations, un fort cycle saisonnier du bilan net apparaît tant dans la boîte Ouest que dans la boîte Est. L'amplitude de ce cycle est plus forte que celle des flux turbulents à la base de la couche de surface, ce qui montre que la variabilité de l'advection est forte. Les minima se produisent vers mai et juin de chaque année, lorsque la température de surface de la mer commence à se refroidir (Servain et al., 1987). Les cartes de température de surface de la mer, construites à partir de mesures infrarouge satellitaire (cf Houghton et Colin, 1986) montrent que la température de surface à l'équateur diminue à partir de mai en 1983, et de juin en 1984. Nous nous attendions donc à ce que ces minima de bilan net apparaissent plus tôt. Dans les climatologies, telle que celle d'Hastenrath et Merle (1986), le cycle saisonnier du bilan net à l'équateur est similaire à celui que nous présentons, avec toutefois un minimum qui se situe en avril-mai. Nous observons les maxima entre mi-juillet et mi-décembre, avec des valeurs de l'ordre de $150-200 \text{ W/m}^2$. La climatologie de Hastenrath et Lamb (1977) montre que les valeurs maximum se produisent en août et sont de l'ordre de 120 W/m^2 .

La climatologie du bilan net d'Esbensen et Kushnir (1981) a été reportée sur ces figures (tirets). Il s'agit de moyenne mensuelle entre 35°W et 4°W , de 4°N à 4°S . L'amplitude des variations saisonnières du bilan net de cette climatologie est beaucoup plus faible que celle que nous calculons. A cela on peut avancer plusieurs raisons :

- La climatologie reproduit un cycle saisonnier moyen qui ne permet pas de tenir compte des variations interannuelles.

- Il s'agit d'une moyenne entre 35°W et 4°W , qui ne permet pas de différencier nos deux boîtes, et de 4°N à 4°S au lieu de 3°N à 3°S dans notre calcul. Le lissage spatial est donc plus important que pour les valeurs estimées dans les 2 boîtes.

- Enfin cette estimation est faite dans une zone qui chevauche l'équateur. Hastenrath et Lamb (1977), montrent que les variations saisonnières du bilan net n'ont pas la même phase au Nord ($0^\circ-5^\circ\text{N}$) et au Sud ($0^\circ-5^\circ\text{S}$) de l'équateur (à l'Est de 20°W). La moyenne entre ces 2 régions peut être donc délicate à interpréter.

S'il est probable que ces moyennes soient responsables de variations saisonnières un peu faibles, nous ne pensons pas qu'elles puissent expliquer les différences observées avec notre bilan, d'autant plus que l'analyse du bilan évaporation-précipitation du chapitre suivant conduit à un résultat analogue. Les raisons d'un tel résultat doivent sans doute être attribuées

aux erreurs sur les vitesses méridiennes et zonales dans la couche homogène. Néanmoins les valeurs moyennes de ce bilan semblent cohérentes avec des estimations indépendantes.

La moyenne du cycle saisonnier des 2 boîtes conduit à un gain de chaleur pour l'océan de 68 W/m^2 dans la boîte Ouest et de 66 W/m^2 dans la boîte Est. Ces valeurs moyennes sont proches de celles que trouvent Bryden et Brady (1985) pour la langue d'eau froide du Pacifique équatorial, entre 110°W et 150°W et entre 5°N et 5°S , soit 57 W/m^2 "which is in reasonable agreement with existing bulk formula estimates or air-sea energy exchange of 50 to 85 W/m^2 " (la climatologie d'Esbensen et Kushnir entre 35°W et 4°W , de 4°N à 4°S , donne une valeur moyenne de 68.5 W/m^2). Il est surprenant de constater, que dans la boîte Est, le bilan de chaleur net moyen puisse être expliqué pratiquement en totalité par le transport turbulent de chaleur moyen à la base de la couche mélangée, et donc que $\frac{d\theta}{dt}$ moyen soit nul, autrement dit que l'advection horizontale des gradients de chaleur soit nulle en moyenne. On peut noter dans la boîte Est les fortes valeurs négatives du bilan net de mai-juin 1983 qui suggèrent que la bande équatoriale se refroidit, en début d'upwelling, par une perte vers l'atmosphère autant que par les flux turbulents à la base de la couche de surface.

Pour faire l'étude de la circulation moyenne (chapitre IV), nous avons été amené à modifier les vitesses méridiennes pour équilibrer le bilan de masse. Afin de se rendre compte de l'effet de cette correction sur le 'bilan net', nous avons fait l'analyse en utilisant les valeurs brutes de la vitesse méridienne dans la couche de surface (avant correction). De plus, la méthode **B** (calcul de V à 1.5° par intégration de l'équation de continuité depuis 4.5° en utilisant la composante zonale du courant calculée par la géostrophie) nous permet de calculer V pour FOCAL2 dans la boîte Ouest. Le 'bilan net' calculé à partir des vitesses méridiennes brutes est décrit sur la figure V.12 c). Les résultats sont proches de ceux de la figure V.12 b). Seule l'amplitude des variations saisonnières est plus forte dans la boîte Ouest. La phase des cycles saisonniers n'a pas changé. La moyenne du 'bilan net' est de 69 W/m^2 dans la boîte Ouest et de 66 W/m^2 dans la boîte Est.

2 - Bilan de sel

Le même type de bilan a été réalisé à partir de la salinité, et nous permet d'estimer quel est le cycle saisonnier du bilan évaporation-precipitation entre 1.5°N et 1.5°S et 35°W et 4°W .

$$E-P = \int_y \int_z \left(\frac{\partial S}{\partial t} + u \frac{\partial S}{\partial x} + v \frac{\partial S}{\partial y} \right) dz dy - (w' S')_{\text{base couche de surface}}$$

où E-P correspond au bilan évaporation - précipitation à l'interface air-mer.

Pour estimer $w' S'$ à la base de la couche de surface, nous avons procédé de la même façon que pour $w' \theta'$. Nous avons supposé que $w' S' = -k \frac{\partial S}{\partial z}$; et nous avons donc attribué à la base de la couche de surface les valeurs de k calculées sur les surfaces les plus proches. S_z est la valeur moyenne sur 1° de latitude, centrée sur la position du maximum de vitesse du SCE.

D'autre part, nous avons dû négliger $(v' S')_y$ et $w' S'_z$ sans que nous sachions si ces termes se compensent.

Pour le calcul de S_t dans la boîte Est, nous avons tenu compte du fait que les variations temporelles de S dans la couche de surface à $4^\circ W$ étaient sensiblement différentes de celles observées à $10^\circ W$ (appendice C). Pour S_t dans la boîte Est nous avons moyenné les valeurs à $23^\circ W$, $10^\circ W$ et $4^\circ W$.

Le bilan E-P est reporté sur la figure V.13 pour les boîtes Est et Ouest. Dans l'Atlantique tropical les pluies et l'évaporation sont régies par la position de la zone intertropicale de convergence (ZCIT). Le maximum de convergence associé à la ZCIT se trouve au niveau de l'équateur en début d'année et se déplace vers le nord à partir du mois de mars ou d'avril pour atteindre sa position la plus nord, vers $10^\circ N$, en juillet-août et redescendre ensuite vers l'équateur à partir du mois de novembre. Les dates du déplacement méridien de la ZCIT sont sujettes à des variations zonales et interannuelles. Ainsi en 1983, dans l'Ouest de l'Atlantique, la ZCIT a commencé à se déplacer vers le nord à partir de la mi-avril, tandis qu'au début de 1984 la ZCIT est restée plus longtemps au niveau de l'équateur et n'est remontée vers le nord que vers la mi-mai (Horel et al., 1986). D'autre part, la date de migration vers le nord n'est pas uniforme sur l'ensemble du bassin, celle-ci commençant plus tôt dans l'Est que dans l'Ouest.

Les variations saisonnières liées au déplacement de la ZCIT semblent bien reproduites dans nos 2 boîtes (figure 13 a) et c) :

* Le bilan est négatif en début d'année au moment où la ZCIT (et donc les précipitations associées) est proche de l'équateur et il est positif en été boréal.

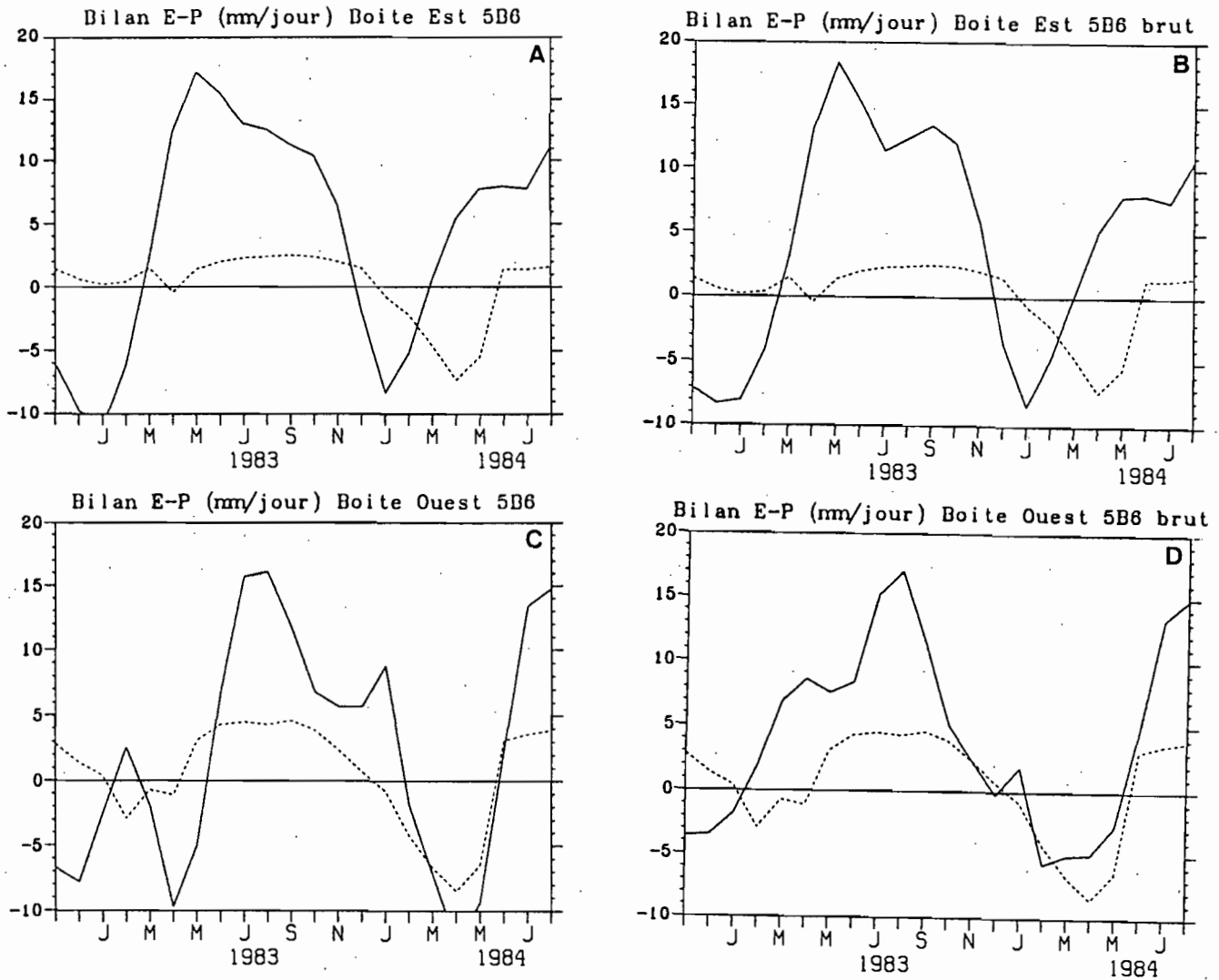


Figure V.13 Bilan Evaporation-Précipitation pour les boîtes Ouest et Est en mm/jour.

a) et c) Boîte Est et Ouest. V calculée par la méthode **B**
 b) et d) Boîte Est et Ouest. V calculée par la méthode **B** - Vitesses non corrigées.

* trait continu : estimation à partir de notre bilan saisonnier

* pointillés : estimation à partir des données de pluie de Yoo et Carton et des estimations d'évaporation de Reverdin

* Dans la boîte Ouest, le bilan E-P devient positif entre janvier et février 1983 et à partir de mai 1984, ces dates sont cohérentes avec les déplacements de la ZCIT pendant ces 2 années. Dans la boîte Est, on n'observe pas ce type de déphasage entre 1983 et 1984.

Par contre, l'amplitude des variations saisonnières est trop forte par rapport aux estimations que nous avons faites dans ces boîtes à partir des données de précipitation de Yoo et Carton et d'évaporation de Reverdin, celles-ci sont reportées en pointillés sur les graphiques.

Dans la boîte Est, les valeurs positives sont environ 10 fois trop fortes et dans la boîte Ouest 4 fois. Les valeurs négatives semblent plus cohérentes, notamment en 1984. Le bilan moyen, de novembre 1982 à juillet 1983, donne un excédent d'évaporation de 1.55 m/an pour la boîte Est (1.66 m en utilisant les vitesses méridiennes brutes) et de 0.76 m/an pour la boîte Ouest (1.52 en utilisant les vitesses brutes). Le bilan moyen à partir des données de Yoo et Carton et Reverdin, entre 1.5N et 1.5S et de 0.19 m/an pour la boîte Ouest et de 0.07 m/an pour la boîte Est.

Il faut noter que les ondes 'd'instabilités', dont nous n'avons pas tenu compte dans ce bilan, contribueraient à diminuer la salinité à l'équateur entre mai et août. Ceci rendrait le bilan E-P encore plus positif qu'il n'est déjà. Le mauvais résultat obtenu par ce calcul semble provenir de nos estimations de vitesses méridiennes dans la couche de surface. Par rapport au bilan de chaleur, l'advection méridienne du sel joue un rôle plus important dans le bilan, car les gradients méridiens de sel par rapport aux gradients verticaux sont plus importants que ceux observés pour la température.

3 - Conclusion

Le bilan de chaleur que nous avons effectué dans la couche de surface nous a permis:

1 - de calculer le flux de chaleur moyen de l'atmosphère vers l'océan (environ 70 W/m^2), ce qui est en accord avec les climatologies et l'estimation de Bryden et Brady (1985) pour le Pacifique central. Cet accord est inattendu, car nous avons négligé l'effet des ondes 'd'instabilités' dans notre budget.

2 - de retrouver les variations saisonnières du bilan net, conformes à celles décrites dans différentes climatologies. Il semble cependant que le minimum de ce bilan se produise 1 ou 2 mois trop tard par rapport à l'évolution observée de la température de surface de la mer.

3 - de montrer que les flux turbulents à la base de la couche de surface subissent d'importantes variations saisonnières. Les flux sont proches de 0 en saison chaude et de 100 W/m^2 en période d'upwelling. Pour évaluer quelle est la diminution de température de la couche

de surface, associée à ces flux turbulents, nous pouvons concevoir que ces flux servent au réchauffement des eaux entraînées dans la couche de surface depuis un niveau plus profond:

$$w_e \Delta T = (-\omega' \theta')$$

où:

ΔT est l'augmentation de température de l'eau entraînée dans la couche de surface,
 w_e est la vitesse d'entraînement dans la couche de surface.

L'analyse du bilan moyen nous a permis d'estimer un transport moyen dans la couche de surface, entre 35°W et la côte africaine, d'environ $11.5 \cdot 10^6 \text{ m}^3/\text{s}$.

Si :

- nous supposons que ce transport subit les mêmes variations saisonnières que le mélange turbulent, et donc qu'il est proche de 0 en saison chaude, l'entraînement dans la couche de surface serait de $23 \cdot 10^6 \text{ m}^3/\text{s}$ en période d'upwelling.

- nous supposons que ces flux turbulents et ce transport se produisent entre 35°W et la côte africaine (40° de longitude) et sur 3° de latitude,
 nous trouvons $\Delta T = 1.6^\circ\text{C}$.

A l'est de 20°W, le refroidissement saisonnier à l'équateur est supérieur à 5°C (il est un peu moins important dans le centre du bassin). Il apparaît donc que le mélange turbulent ne peut expliquer entièrement le refroidissement des couches de surface en période d'upwelling, mais que ce dernier est lié aux mécanismes qui provoquent la remontée des isopycnes vers la surface ainsi que le suggérait Voituriez (1983). Ce résultat est en accord avec la théorie dite du 'remote forcing', qui lie les variations de profondeur de la thermocline dans l'Est aux variations d'intensité de la tension du vent sur l'ensemble du bassin (celles-ci sont plus fortes dans l'Ouest du bassin) (Adamec et O'Brien, 1978; Servain et al., 1982). Il est aussi en accord avec les conclusions de Bryden et Brady (1985) qui considèrent que le refroidissement équatorial de surface dans le Pacifique central a sa source dans l'Ouest du bassin: les eaux froides sont amenées à la surface par le SCE qui s'écoulent vers l'Est en se rapprochant de la surface.

D - COMPARAISON DES FLUX TURBULENTS CALCULES PAR LE BILAN MOYEN ET LE BILAN SAISONNIER

Dans cette partie nous allons comparer les flux de chaleur moyens déduits de l'analyse de la circulation moyenne, à la moyenne des flux de chaleur issus de l'analyse saisonnière. L'approche de ces 2 méthodes est différente. Dans l'analyse de la circulation moyenne nous

avons accès directement à $\omega'\theta'$, et en supposant que $\omega'\theta' = -k \frac{\partial \theta}{\partial z}$ nous en déduisons k . Dans

l'analyse saisonnière de l'équation d'évolution du sel, nous avons accès directement à k , puis nous calculons $\omega'\theta'$.

L'analyse des flux turbulents de chaleur moyen (chapitre IV), nous a permis de choisir des schémas de circulation probables. Ceux-ci, tant dans la boîte Est que dans la boîte Ouest, correspondent à des profils de ω pour lesquels nous avons choisi $\omega=0$ sur les surfaces 27.0 et 26.4. Les vitesses méridiennes étant alors calculées par les méthodes A, B ou C dans la boîte Est et par la méthode B pour la boîte Ouest. L'analyse saisonnière de l'évolution du sel que nous venons d'effectuer a utilisé les profils de vitesse méridienne calculée par la méthode B. Afin de rendre la comparaison avec le bilan moyen la plus complète possible, nous avons aussi fait l'analyse saisonnière dans la boîte Est en utilisant les méthodes A et C. Les résultats sont reportés sur le tableau V.1 pour la boîte Ouest et le tableau V.2 pour la boîte Est. Dans ces tableaux, les flux turbulents de chaleur ($\rho C_p \omega'\theta'$) sont exprimés sur 3° de latitude, tandis que les coefficients de mélange turbulent (k) sont calculés sur 1° de latitude. La moyenne des flux turbulents issus de l'analyse saisonnière a été faite en supposant que $k = 0$ quand $D < 5.10^{-4}$ psu/s.

Boîte Est

Les résultats, que ce soit pour le bilan moyen ou pour le bilan saisonnier, dépendent peu de la méthode de calcul de la vitesse méridienne A, B ou C. Il faut tout de même signaler que les profils retenus correspondent tous à la même hypothèse, c'est à dire $\omega=0$ sur les surface 27.0 et 26.4.

Quelque soit la méthode utilisée, les flux turbulents moyens à la base de la couche de surface sont comparables. Ils varient entre -48 et -70 W/m² (k variant entre 1.5 et 2.2 cm²/s) quand ils sont calculés par le bilan moyen, et entre -53 et -62 W/m² (k variant entre 1.8 et 2.1 cm²/s) quand ils sont calculés par le bilan saisonnier.

Par contre, bien qu'avec les 2 méthodes les flux turbulents décroissent avec la profondeur dans la thermocline, ceux-ci sont beaucoup plus forts quand ils sont calculés par le bilan saisonnier (cf surface 25.5). Il est donc difficile de se faire une idée précise de l'amplitude des flux turbulents de chaleur dans la thermocline.

Boîte Ouest

Pour cette boîte (tableau V.2), un seul schéma de circulation avait été retenu après analyse des flux turbulents de chaleur moyens (chapitre IV). La cohérence entre les 2 méthodes à la base de la couche de surface est à nouveau très bonne puisque les flux turbulents de chaleur

BOITE EST

	BILAN MOYEN		BILAN SAISONNIER	
	Cas A $\omega = 0$ 26.4 $\omega'\theta' = 0$ 26.8		Cas A $\omega = 0$ 26.4	
	$\rho C_p \omega'\theta'$	k (cm ² /s)	$\rho C_p \omega'\theta'$	k (cm ² /s)
Base couche homogène	-48	1.5	-53	1.8
25.0	-5	0.1		
25.1			-51	1.4
25.5	-2	0.1	-34	1.0
26.0			-5	0.2
26.4	-23	2.6		

	BILAN MOYEN		BILAN SAISONNIER	
	Cas B $\omega = 0$ 26.4 $\omega'\theta' = 0$ 26.8		Cas B $\omega = 0$ 26.4	
	$\rho C_p \omega'\theta'$	k (cm ² /s)	$\rho C_p \omega'\theta'$	k (cm ² /s)
Base couche homogène	-70	2.2	-62	2.1
25.0	-20	0.6		
25.1			-59	1.6
25.5	-8	0.2	-38	1.1
26.0			-5	0.2
26.4	-9	1.0		
26.5			-3	0.6

	BILAN MOYEN		BILAN SAISONNIER	
	Cas C $\omega = 0$ 26.4 $\omega'\theta' = 0$ 26.8		Cas C $\omega = 0$ 26.4	
	$\rho C_p \omega'\theta'$	k (cm ² /s)	$\rho C_p \omega'\theta'$	k (cm ² /s)
Base couche homogène	-50	1.6	-58	1.9
25.0	-6	0.2		
25.1			-56	1.6
25.5	-3	0.1	-35	1.0
26.0			-4	0.2
26.4	-9	1.0		

Tableau V.1 Flux de chaleur ($\rho C_p \omega'\theta'$) en W/m² calculés sur 3° de latitude et coefficient de mélange turbulent en cm²/s exprimé sur 1° de latitude.

sont égaux à -67 W/m^2 ($k = 4.5 \text{ cm}^2/\text{s}$) pour le bilan moyen et -57 W/m^2 ($k = 2.6 \text{ cm}^2/\text{s}$) pour le bilan saisonnier.

Les flux dans la thermocline sont plus proches, entre les 2 méthodes, qu'ils ne l'étaient dans la boîte Est. Mais les flux déduits du bilan saisonnier augmente de la surface 25.1 à la surface 25.4 et ne décroissent que sous cette surface.

En conclusion, dans les 2 boîtes, les flux turbulents de chaleur moyens calculés par les 2 méthodes à la base de la couche de surface sont comparables, de l'ordre de -60 W/m^2 . Le coefficient de mélange associé, exprimé sur 1° de latitude, est de l'ordre de $3 \text{ cm}^2/\text{s}$ dans la boîte Ouest et $2 \text{ cm}^2/\text{s}$ dans la boîte Est. Katz et al. (1979), malgré les hypothèses qu'ils font dans leur formulation de l'équation de sel (cf appendice D), calculent aussi un coefficient de $3 \text{ cm}^2/\text{s}$ (moyenne sur 1° de latitude) au-dessus du SCE dans l'Atlantique équatorial. Dans la thermocline notre analyse montre que les flux turbulents de chaleur diminuent vers le coeur du SCE, mais elle ne nous permet pas de donner avec précision les valeurs de ces flux sur les surfaces isopycnes.

BOITE OUEST

	BILAN MOYEN		BILAN SAISONNIER	
	Cas B $\omega = 0$ 26.4 $\omega'\theta' = 0$ 26.8		Cas B $\omega = 0$ 26.4	
	$\rho C_p \omega'\theta'$	k (cm ² /s)	$\rho C_p \omega'\theta'$	k (cm ² /s)
Base couche homogène	-67	4.5	-57	2.6
25.0	-41	1.4		
25.1			-59	1.9
25.5	-33	1.0	-70	1.9
25.7			-14	0.4
26.4	-22	1.7		
26.5			-6	0.6

Tableau V.2 Flux de chaleur ($\rho C_p \omega'\theta'$) en W/m² calculés sur 3° de latitude et coefficient de mélange turbulent en cm²/s exprimé sur 1° de latitude.

VI - BILAN DE QUANTITE DE MOUVEMENT

A - INTRODUCTION

Les analyses précédentes faites à partir du bilan moyen et du bilan saisonnier, nous ont permis de mieux comprendre quelle était la circulation dans l'Atlantique équatorial. En particulier, nous avons pu quantifier la valeur moyenne et les variations saisonnières du coefficient de mélange turbulent de sel et de température au niveau du SCE.

Dans ce chapitre, nous allons étudier le bilan de force du SCE en détaillant l'équation de quantité de mouvement zonal, et en nous aidant des résultats précédents.

Nous souhaitons en particulier estimer quel est le mélange turbulent vertical de quantité de mouvement et vérifier s'il est compatible avec le coefficient de mélange turbulent de température que nous avons calculé dans les chapitres précédents. Les estimations de ce mélange et du coefficient de mélange associé K_m , qui ont été faites jusqu'à présent à l'équateur, sont basées sur 2 méthodes. La première s'appuie sur l'étude de la circulation grande échelle, la seconde sur des mesures de microstructure.

1 - L'étude du mélange vertical à partir de la circulation grande échelle est basée sur le principe que, dans la dynamique équatoriale, la tension zonale du vent est transmise de la surface de la mer en profondeur par un transport vertical à petite échelle. Ce transport, dans l'intérieur, est équilibré par les forces grandes échelles, par exemple le gradient de pression. Par exemple Bryden et Brady (1985) (voir aussi Wilson et Leetma, 1988; Dillon et al. 1989) écrivent l'équation de moment zonal à l'équateur :

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{u^2}{2} \right) + w \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial (\overline{u'u'})}{\partial x} + \frac{\partial (\overline{u'v'})}{\partial y} = - \frac{\partial (\overline{u'w'})}{\partial z} = \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \tau^x}{\partial z}$$

où $(\overline{u'u'})_x$ et $(\overline{u'v'})_y$ sont associés aux ondes d'instabilité, et donc $\overline{u'w'}$ est théoriquement calculable (ces équations sont écrites en coordonnées Z)

2 - La seconde méthode utilise les mesures de microstructure de courant pour estimer la turbulence petite échelle. Elle est basée sur l'hypothèse que la variation locale de production d'énergie cinétique turbulente est équilibrée par le taux de dissipation de cette énergie.

Ce qui permet par 'simple' mesure du taux de dissipation d'énergie cinétique turbulente,

$$\varepsilon = \nu \left(\left(\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial z} \right)^2 \right),$$

de calculer les flux turbulents associés (on ne mesure pas vraiment ε mais les petites échelles de la turbulence supposée isotrope). Cette méthode dite 'méthode de dissipation' est basée sur l'équation d'énergie turbulente. Elle est exposée en détail dans Gregg (1987) et je reprend ci-dessous les principaux concepts de cette méthode.

Si le phénomène de turbulence à petite échelle est stable dans le temps et dans l'espace, l'équation d'énergie cinétique turbulente se réduit alors à :

$$\overline{u'w'} \frac{\partial u}{\partial z} = J_b - \varepsilon \quad 1)$$

où J_b est le flux turbulent de densité $J_b = -\frac{g}{\rho} \overline{\omega' \rho'}$

La production de turbulence verticale est donc équilibrée par les pertes par dissipation visqueuse et par le flux turbulent de densité. En utilisant le nombre de Richardson de flux :

$$R_f = \frac{J_b}{\overline{u'w'} \frac{\partial u}{\partial z}} \quad 2)$$

on obtient : $-(1 - R_f) \overline{u'w'} \frac{\partial u}{\partial z} = \varepsilon$

Par analogie avec la diffusion moléculaire, on exprime $\overline{u'w'}$ en fonction du gradient

vertical de u : $\overline{u'w'} = -K_m \frac{\partial u}{\partial z}$

où K_m est le coefficient de mélange turbulent de quantité de mouvement. On obtient alors :

$$K_m = \frac{\varepsilon}{(1 - R_f) \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2} \quad 3)$$

Les présomptions sont fortes pour qu'il existe un seuil de R_f au-delà duquel la turbulence ne peut exister. Les calculs théoriques donnent 0.15 et les mesures suggèrent des valeurs de 0.18, 0.20. Pour des valeurs plus fortes, une grande part de l'énergie est 'transmise' au flux de densité et le mélange turbulent n'existe plus (Cox, 1980). Dans le

cas où R_f est petit (négligeable devant 1) il est alors possible de déduire K_m par l'équation 3) en mesurant ϵ .

Gregg (1987) fait remarquer qu'en général les fluctuations du cisaillement de courant dues aux ondes internes est supérieure au cisaillement moyen. La turbulence est produite par les fluctuations de cisaillement qui ont les mêmes échelles de temps que le mélange, c'est à dire N la fréquence de Brunt-Vaïssala. Dans ce cas, la méthode de dissipation n'est pas applicable et l'estimation de K_m par l'équation 3) ne peut être faite. A l'équateur, nous nous trouvons dans un cas particulier où le cisaillement moyen de courant est très important et est associé à un fort gradient de densité. Aussi cette méthode peut être et a été appliquée (Peters et al., 1988. Moum et al., 1989. Peters et al., 1989).

Par ailleurs, Osborn (1980) a développé le calcul suivant, basé sur la méthode de dissipation, pour calculer les flux turbulents de chaleur dans la thermocline :

Le flux turbulent de densité s'écrit :

$$\overline{\omega' \rho'} = - K_d \frac{\partial \rho}{\partial z}$$

K_d coefficient de mélange turbulent de densité (ce n'est pas la densité qui se mélange mais la température et la salinité)

or :

$$J_b = - \frac{g}{\rho} \overline{\omega' \rho'} \quad \Rightarrow \quad J_b = - K_d \frac{g}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial z} = - K_d N^2 \quad 4)$$

N^2 fréquence de Brunt-Vaïssala

En remplaçant 2) dans 1) on obtient :

$$\frac{J_b}{R_f} = J_b - \epsilon$$

Et en prenant l'expression 4) pour J_b :

$$- \frac{K_d N^2}{R_f} = - K_d N^2 - \epsilon$$

D'après Osborn $R_f \simeq .15$ et il écrit donc :

$$K_d < .2 \frac{\epsilon}{N^2} \quad 5)$$

K_m (équation 3) et K (équivalent à K_d dans notre cas) peuvent donc être reliés par la relation :

$$K_m = 5 R_i K \quad 6)$$

où $R_i = \frac{N^2}{\left(\frac{\partial u}{\partial z}\right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z}\right)^2}$ est le nombre de Richardson

La connaissance de K_m et de R_i permet d'estimer K et inversement une estimation de K_m et K permet de calculer le nombre de Richardson correspondant aux mouvements turbulents. Il faut tout de même noter que le coefficient qui lie K_d à ϵ n'est connu qu'à un

facteur 2 près. Par exemple Moum et al.(1989) estiment qu'il est compris entre 0.12 et 0.48. Peters et al. (1988) trouvent que ce coefficient est pratiquement constant et qu'il est égal à 0.10, sauf dans le coeur de la thermocline où il est égal à 0.20.

B - BILAN DE QUANTITE DE MOUVEMENT

L'analyse de l'équation de quantité de mouvement zonal :

$$\int_{1.5S}^{1.5N} \left[\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + \bar{\omega} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} - \overline{fv} \right] dy = \int_{1.5S}^{1.5N} \left[-\frac{\partial \bar{M}}{\partial x} - \frac{\partial \bar{u}'\omega'}{\partial z} \right] dy + \text{résidu} \quad (7)$$

est faite en négligeant le résidu qui correspond aux termes associés aux ondes

'd'instabilités' $\frac{\partial u'u'}{\partial x}$ et $\frac{\partial u'v'}{\partial y}$.

Nous avons utilisé les séries temporelles de u , v , ω et du gradient de pression que nous avons créées sur les surfaces sigma-thêta pour faire l'analyse du bilan saisonnier. Chacun des termes de l'équation a été intégré entre 1.5°N et 1.5°S. L'intégration méridienne de $v u_y$ et $f v$ a été faite en supposant que v variait linéairement entre 1.5°N et 1.5°S (voir l'intégration de $v S_y$ dans l'analyse du bilan saisonnier). Puis, nous avons fait la moyenne temporelle de chacun des termes de l'équation.

Pour faire ce bilan, nous avons choisi le cas où v a été calculé par la méthode B (v à 1.5° de latitude est obtenu en intégrant l'équation de continuité depuis une latitude où v a été calculé par géostrophie) et modifié en supposant que $\omega=0$ sur les surfaces 27.0 et 26.4. Ce sont ces cas qui ont été retenus après analyse des flux turbulents de chaleur et de sel.

La moyenne des différents termes de l'équation de quantité de mouvement zonal est exposée sur la figure VI.1 pour la boîte Ouest et VI.2 pour la boîte Est. Ce sont les valeurs moyennes sur 3° de latitude.

- $u u_x$ est négatif dans les 2 boîtes au niveau du SCE. Cela traduit la décélération du SCE entre l'Ouest et l'Est du bassin. $u u_x$ diminue de manière continue de la surface 26.0 à la surface 25.0 dans la boîte Est. Dans la boîte Ouest, $u u_x$ est pratiquement constant entre les surfaces 25.0 et 25.8. Sur la surface 25.0, ce terme est environ 2 fois plus petit dans la boîte Ouest que dans la boîte Est. Cette différence traduit simplement la décroissance de l'intensité du flux du SCE, plus forte dans la boîte Est que dans la boîte Ouest.

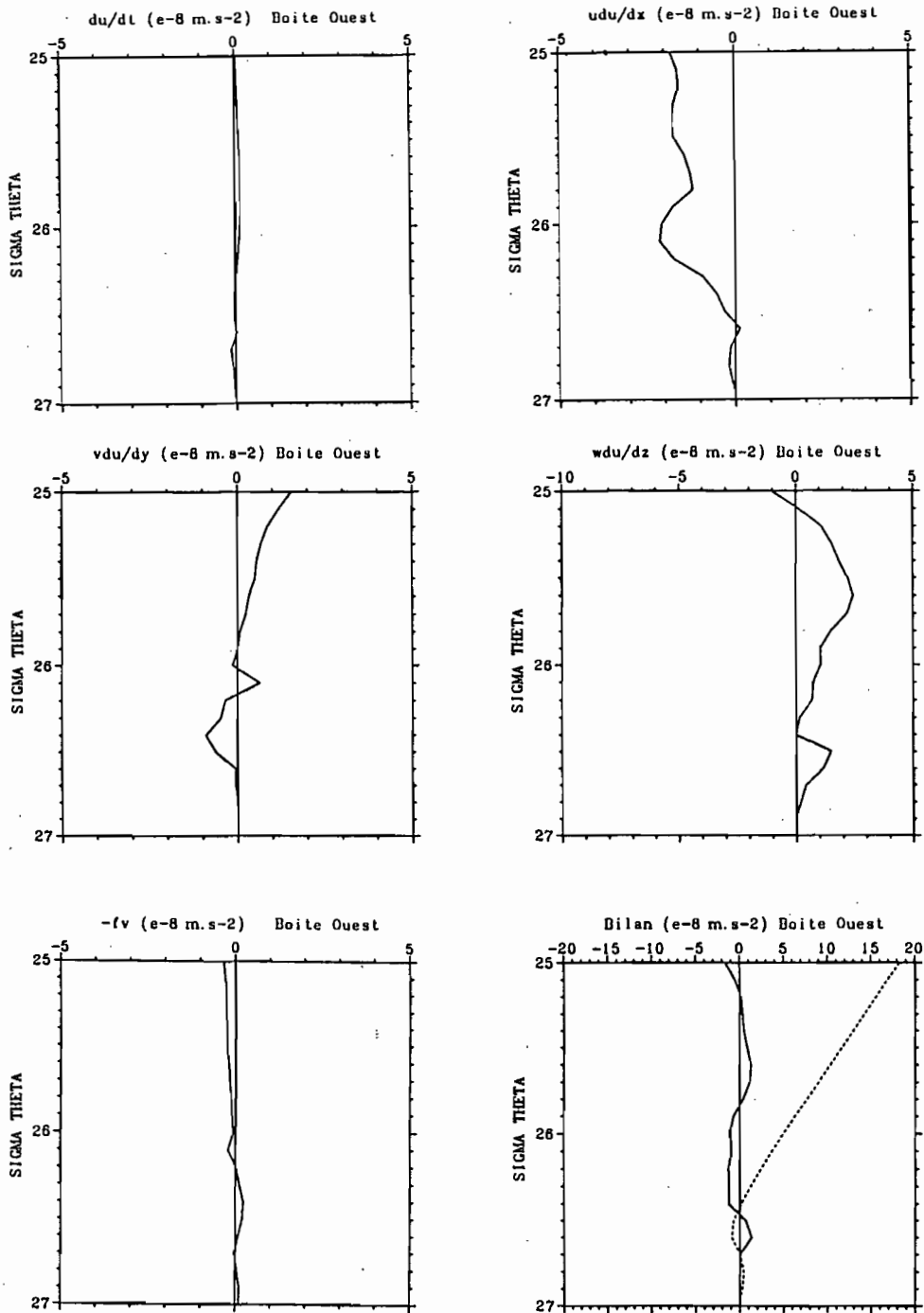


Figure VI.1 Boîte Ouest.

Termes de l'équation de mouvement zonal sur les surfaces sigma-thêta 25. à 27.0, en 10^{-8} m.s⁻². (moyenne sur 3° de latitude)

a) $\frac{\partial u}{\partial t}$ b) $u \frac{\partial u}{\partial x}$ c) $v \frac{\partial u}{\partial y}$ d) $\omega \frac{\partial u}{\partial z}$ e) $-fv$

f) trait continu : $\frac{du}{dt} - fv$

pointillés : $-\frac{\partial M}{\partial x}$

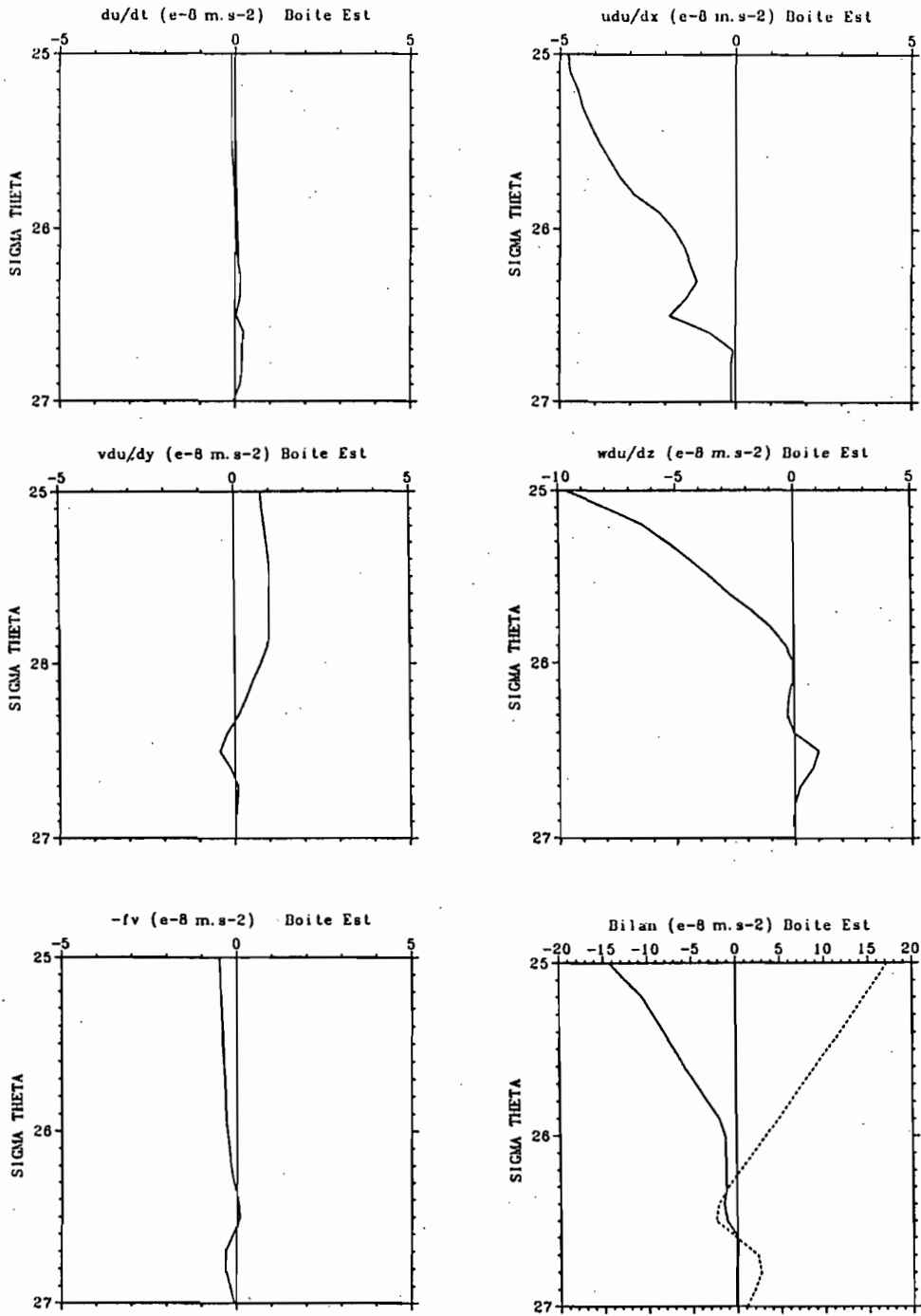


Figure VI.2 Boîte Est.

Termes de l'équation de mouvement zonal sur les surfaces sigma-thêta 25. à 27.0, en 10^{-8} m.s⁻². (moyenne sur 3° de latitude)

a) $\frac{\partial u}{\partial t}$ b) $u \frac{\partial u}{\partial x}$ c) $v \frac{\partial u}{\partial y}$ d) $\omega \frac{\partial u}{\partial z}$ e) $-fv$

f) trait continu : $\frac{du}{dt} - fv$

pointillés : $-\frac{\partial M}{\partial x}$

- v_{uy} est positif au-dessus de la surface 25.9 dans la boîte Ouest et au-dessus de la surface 26.3. Ce terme contribue donc à 'accélérer' le flux au-dessus de ces surfaces et à le ralentir en-dessous.

- Dans la boîte Ouest, $\overline{\omega u_z}$ est positif sous la surface 25.1, il contribue à accélérer la partie inférieure du SCE. Dans la boîte Est, ce terme est fortement négatif au-dessus de la surface 26.0. C'est le terme dominant du membre de gauche de l'équation dans cette boîte.

Le profil moyen de ω est positif au-dessus de la surface 26.0 dans la boîte Est et 26.8 dans la boîte Ouest (cf. chapitre Bilan moyen). Par contre, $\overline{u_z}$ devient négatif au-dessus de la surface 25.3 à 35°W, 25.4 à 23°W et 26.0 à 4°W. Le signe de $\overline{\omega u_z}$ au-dessus de la surface 26.0 reflète donc le signe de u_z .

Pour calculer $\overline{\omega u_z}$, nous avons utilisé les profils de ω et u_z estimés campagne par campagne, puis fait la moyenne de chaque réalisation de ωu_z . Le calcul de ω étant très bruité, nous avons recalculé $\overline{\omega u_z}$ de la façon suivante :

$$\overline{\omega u_z} = \frac{1}{N} \sum_N \overline{\omega} (u_z)_N$$

où N représente les campagnes Focal. Les résultats sont présentés sur la figure VI.3. L'effet est sensible, car $\overline{\omega u_z}$ diminue environ d'un facteur 2 dans les 2 boîtes. Par exemple sur la surface $\sigma_\theta = 25.0$, la valeur moyenne de $\overline{\omega u_z}$ dans la boîte Est est d'environ $-10 \cdot 10^{-8} \text{ m.s}^{-2}$ avec le premier calcul et n'est plus que de $-5 \cdot 10^{-8} \text{ m.s}^{-2}$ avec le nouveau calcul.

Les quantités qui nous intéressent directement sont le gradient de pression zonal $-M_x$ (courbes en pointillé sur les figures VI.1 f) et VI.2 f)) et la somme des termes de gauche de l'équation, soit $\frac{du}{dt} - fv$ (courbe en trait continu sur la figure VI.1 f) et VI.2 f)). La différence entre ces 2 termes représente le gradient vertical du mélange turbulent de $(u'\omega')_z$, plus les résidus (et erreurs).

Dans la boîte Ouest le gradient de pression zonal est supérieur au terme de gauche de l'équation au-dessus de la surface 26.3. Dans la boîte Est, la différence entre les 2 termes augmente fortement à partir de la surface 26.0. La différence entre les deux courbes est beaucoup plus forte dans la boîte Est que dans la boîte Ouest. Dans la boîte Ouest la différence sur la surface 25.0 est de $-1.9 \cdot 10^{-7} \text{ m.s}^{-2}$, elle est de $-3.1 \cdot 10^{-7} \text{ m.s}^{-2}$ dans la boîte Est. Si l'on utilise les estimations reportées sur la figure VI.3, la différence est de

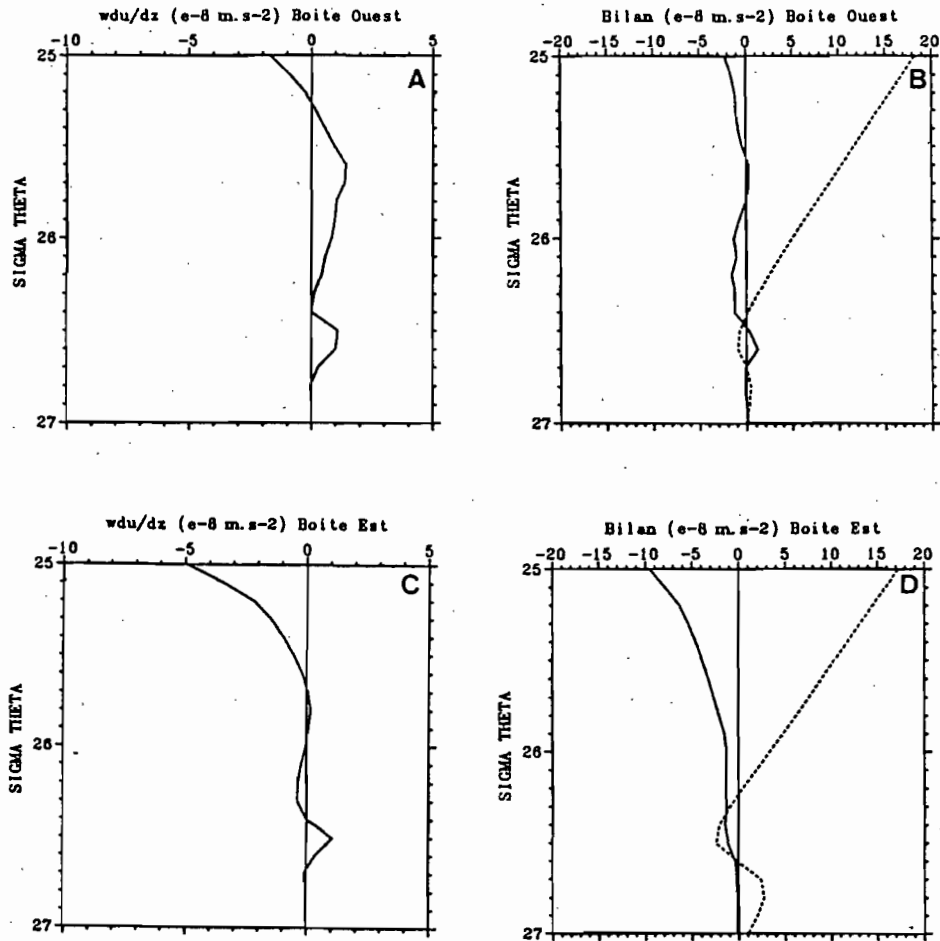


Figure VI.3 Termes de l'équation de mouvement zonal sur les surfaces sigma-thêta 25. à 27.0, en 10^{-8} m.s^{-2} . (moyenne sur 3° de latitude).

a) $\omega \frac{\partial u}{\partial z}$ Boîte Ouest. se référer au texte pour la méthode de calcul;

b) trait continu : $\frac{du}{dt} - fv$ Boîte Ouest

c) $\omega \frac{\partial u}{\partial z}$ Boîte Est. se référer au texte pour la méthode de calcul;

d) trait continu : $\frac{du}{dt} - fv$ Boîte Est

pointillés : $-\frac{\partial M}{\partial x}$

$2.0 \cdot 10^{-7} \text{ m.s}^{-2}$ dans la boîte Ouest et de $2.7 \cdot 10^{-7} \text{ m.s}^{-2}$ dans la boîte Est. La différence devient inférieure à $-1.0 \cdot 10^{-7} \text{ m.s}^{-2}$ à partir de la surface 25.6 dans la boîte Ouest (figure VI.1) et 25.8 dans la boîte Est (figure VI.2). Ceci est consistant avec l'idée que le mélange est maximum au-dessus du SCE.

Nous avons aussi fait une estimation à la base de la couche de surface. Pour cela, nous avons attribué à la base de la couche de surface les valeurs calculées sur les sigma-thêta les plus proches pour les différents termes de l'équation. C'est ainsi que nous avons procédé pour estimer $\omega'\theta'$ et $\omega'S'$ à la base de la couche de surface dans notre bilan de chaleur et de sel de la couche mélangée. Nous obtenons :

$$\text{Boîte Ouest} \quad \frac{du}{dt} - fv = -4.2 \cdot 10^{-8} \text{ m.s}^{-2} \quad - \frac{\partial M}{\partial x} = +24.1 \cdot 10^{-8} \text{ m.s}^{-2}$$

$$\text{Boîte Est} \quad \frac{du}{dt} - fv = -7.9 \cdot 10^{-8} \text{ m.s}^{-2} \quad - \frac{\partial M}{\partial x} = +22.2 \cdot 10^{-8} \text{ m.s}^{-2}$$

Dans la boîte Ouest, $(u'\omega')_z$ augmente donc de $-19 \cdot 10^{-8}$ à $-28 \cdot 10^{-8} \text{ m.s}^{-2}$ entre la surface 25.0 et la base de la couche de surface, tandis que dans la boîte Est il reste stable, $-31 \cdot 10^{-8} \text{ m.s}^{-2}$ sur la surface 25.0 et $30 \cdot 10^{-8} \text{ m.s}^{-2}$ à la base de la couche de surface.

En supposant que le coefficient de mélange turbulent de quantité de mouvement K_m est relié au gradient vertical de u par la relation

$$\frac{\partial \omega'u'}{\partial z} = - \frac{\partial}{\partial z} \left(K_m \frac{\partial u}{\partial z} \right),$$

nous pouvons tenter une estimation grossière de ce terme.

Pour cela, nous avons différencié $K_m \frac{\partial u}{\partial z}$ entre la profondeur où le cisaillement de courant est maximum et $\frac{\partial u}{\partial z}$ dans le coeur du SCE, où il doit être nul (ainsi que K_m).

Le calcul de $\frac{\partial u}{\partial z}$ a été fait pour chaque campagne FOCAL en moyennant le gradient sur 1 degré de latitude centré sur la latitude du maximum de vitesse du SCE, puis toutes les estimations ont été moyennées. Le gradient maximum augmente entre 35°W ($.0315 \text{ s}^{-1}$) et 4°W ($.0540 \text{ s}^{-1}$). Il se trouve à 30 m au-dessus du maximum de vitesse du SCE à 35°W , à 27 m à 23°W et 21 m à 4°W , soit sensiblement à la base de la couche de surface.

K_m à la base de la couche de surface est calculé ainsi :

$$\left(\frac{\partial \omega' u'}{\partial z}\right)_{\text{b.C.H.}} = -K_m \frac{\left(\frac{\partial u}{\partial z}\right)_{\text{b.C.H.}}}{\Delta z}$$

où le symbole b.C.H. signifie que les quantités sont calculées à la base de la couche de surface. Δz est la distance entre la base de la couche de surface et le coeur du SCE.

En procédant ainsi, nous n'avons fait aucune hypothèse sur K_m et pourrions donc calculer un profil de K_m .

. Les différentes valeurs servant au calcul de K_m sont indiquées ci-après

	Boîte Ouest	Boîte Est
$(\omega' u')_z$	$28.0 \cdot 10^{-8} \text{ m.s}^{-2}$	$30.1 \cdot 10^{-8} \text{ m.s}^{-2}$
$\frac{\partial u}{\partial z}$	$-.0343 \text{ s}^{-1}$	$-.0455 \text{ s}^{-1}$
Δz	30 m	25 m
K_m	$2.5 \text{ cm}^2/\text{s}$	$1.7 \text{ cm}^2/\text{s}$

Toutes ces valeurs correspondent à des estimations moyennes sur 3° de latitude. Si, comme nous l'avons supposé jusqu'à présent, le mélange est confiné sur 1° de latitude, ces coefficients sont 3 fois plus forts, soit $7.5 \text{ cm}^2/\text{s}$ dans la boîte Ouest et $5.1 \text{ cm}^2/\text{s}$ dans la boîte Est.

L'équation 6) nous permet alors de calculer le nombre de Richardson, R_i , associé à cette turbulence. Dans l'analyse du bilan saisonnier nous avons vu que la valeur du coefficient de mélange turbulent de sel pouvait varier entre 0 (pas de mélange) et $5-6 \text{ cm}^2/\text{s}$. Si l'on prend une valeur moyenne de $3 \text{ cm}^2/\text{s}$ pour k dans la boîte Ouest, R_i vaut 0.40 et une valeur de $2 \text{ cm}^2/\text{s}$ dans la boîte Est, R_i vaut 0.51. Pour vérifier ce résultat, nous avons calculé R_i pour l'ensemble des profils entre .5N et .5S, en-dessous de la couche de surface. Nous avons fait le calcul à partir des profils bruts avant interpolation et lissage vertical, mais en ayant corrigé U du biais observé lors de la comparaison avec les mouillages équatoriaux (appendice A). Aucune correction n'a été appliquée à V . Le calcul a été fait pour des échelles verticales supérieures à 5 db. Ce calcul ne peut nous apporter que des informations grossières, car les mesures de densité et de courant n'ont pas été faites simultanément. Le décalage temporel entre les mesures était de l'ordre de 30 mn.

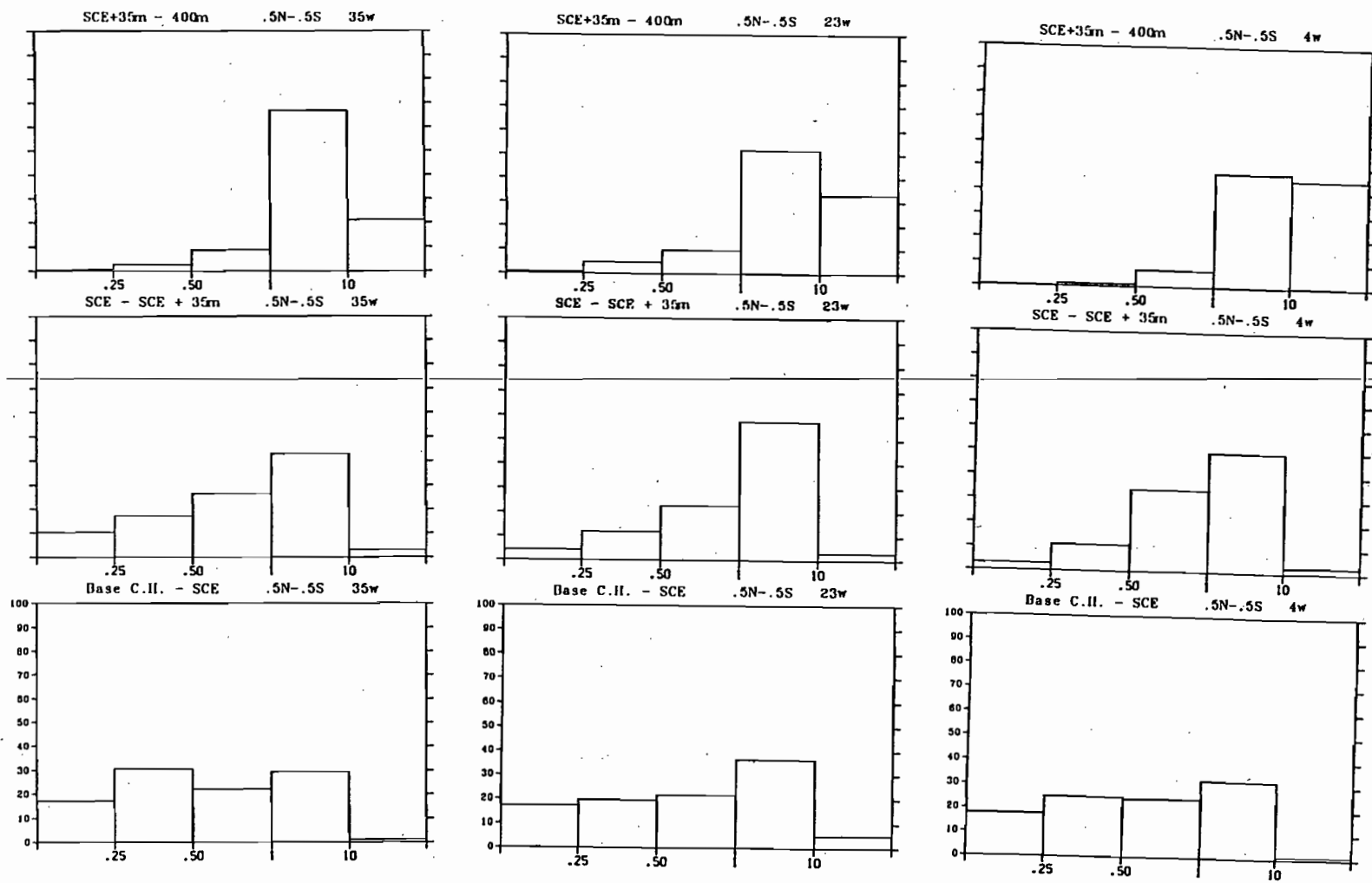


Figure VI.4 Histogramme (pourcentage) du nombre de Richardson à 35°W, 23°W et 4°W.

Les résultats sont présentés sous forme d'histogrammes (en pourcentage) pour les 3 longitudes et pour 3 classes de profondeur (figure VI.4):

- de la base de la couche de surface à la profondeur du maximum de vitesse du SCE.
- du maximum de vitesse du SCE à 35 m sous ce maximum.
- de 35 m sous le maximum de vitesse du SCE jusqu'à 400 m.

Ces histogrammes montrent qu'à chaque longitude, au voisinage de l'équateur, le pourcentage de $R_i < 0.5$ est fort au-dessus du SCE (50% à 35°W, 40% à 23°W, 45% à 4°W), il diminue en-dessous du SCE (28% à 35°W, 17% à 23°W et 13% à 4°W) et devient faible jusqu'à 400 db (<5% à 35°W, 23°W et 4°W). Ce calcul nous apporte les informations qui vont dans le sens de nos hypothèses sur le mélange. Il montre que la proportion de nombre de Richardson < 0.5 , signe d'une situation favorable à un mélange turbulent, est importante au-dessus du SCE. Il montre aussi qu'il doit exister un mélange sous le SCE (35 m sous le SCE).

Pour comparer les valeurs au voisinage du SCE avec les latitudes plus élevées, nous avons reporté, sur la figure VI.5, sous forme d'histogrammes, les occurrences du nombre de Richardson pour les mêmes classes que précédemment, mais pour des immersions comprises entre la base de la couche de surface et la profondeur 100 m. Le calcul a été fait aux 3 longitudes, 35°W, 23°W et 4°W, à l'équateur (.5°N-.5°S), au Nord de l'équateur (2°N-4°N) et au Sud de l'équateur (2°S-4°S). Il apparaît qu'à chaque longitude, la proportion de cas où le nombre de Richardson est inférieure à 1.0 est supérieure à l'équateur par rapport à celle observée au Nord et au Sud (près de 60% à l'équateur et inférieure à 20% en dehors de l'équateur). D'autre part le nombre de valeurs de $R_i > 10$ est très faible à l'équateur et augmente sensiblement en-dehors de l'équateur. Ces observations vont dans le sens de l'hypothèse que nous avons faite d'un mélange confiné à l'équateur.

Les valeurs de R_i que nous avons calculées à partir de K et de K_m sont typiques des valeurs au-dessus du SCE que nous venons de discuter et 60 à 70% des valeurs de R_i sont inférieures à 1.0 au-dessus du SCE, à chaque longitude.

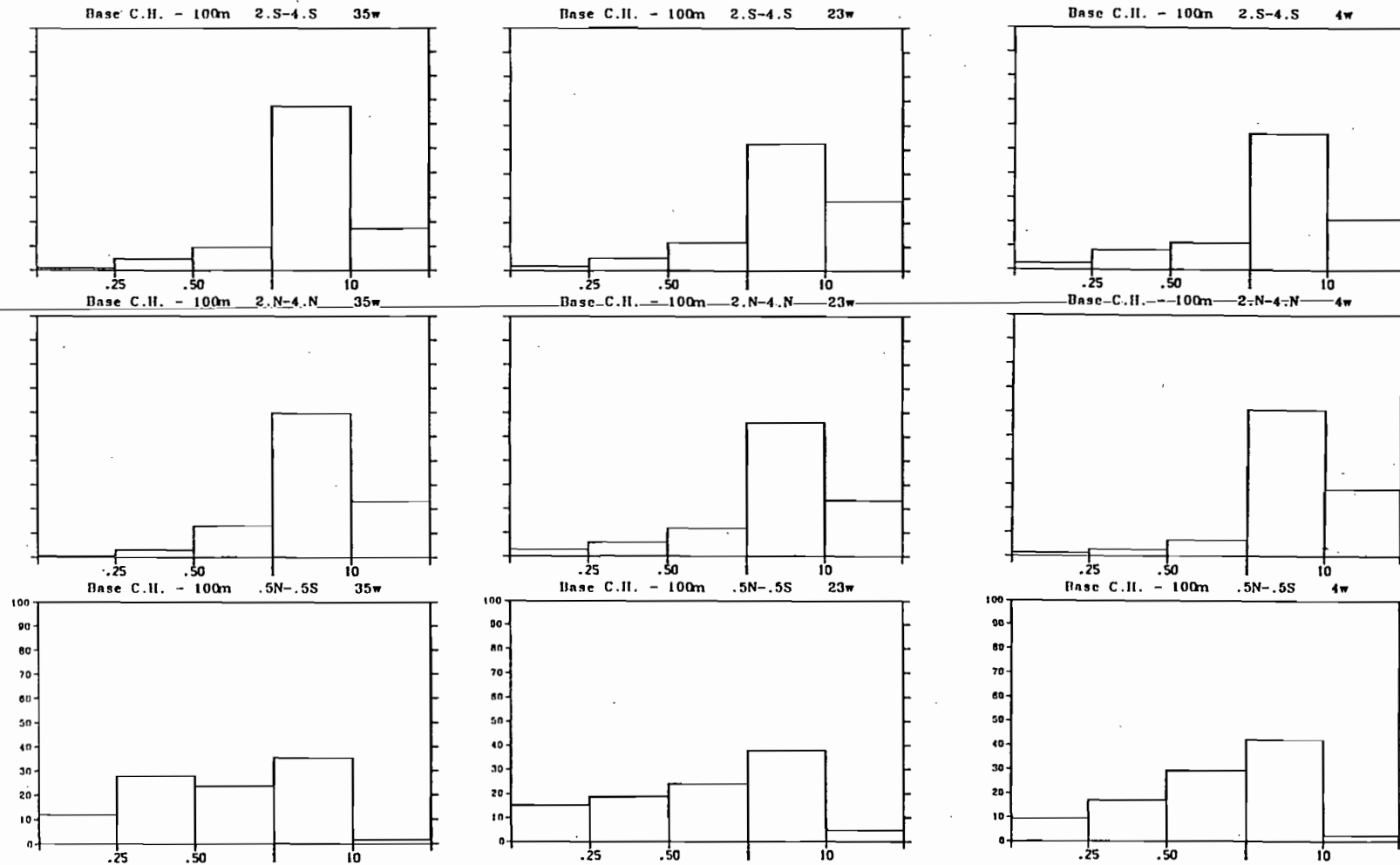


Figure VI.5 Histogramme (pourcentage) du nombre de Richardson à 35°W, 23°W et 4°W, entre .5°N et .5°S, 4°N et 2°N, 4°S et 2°S, entre la base de la couche de surface et 100 m.

Enfin nous avons étudié un bilan de quantité de mouvement dans la couche mélangée. Il est peu probable que u_z soit nul dans la couche de surface mais les mesures du profileur de courant étant incertaines dans cette couche, le bilan intégré dans la couche de surface a été fait en supposant que ωu_z était nul. Dans notre traitement des données de courant, nous avons d'ailleurs pris un courant constant entre la surface et 15 m, égal au courant à 15 m.

Nous obtenons dans la couche de surface :

$$\begin{array}{ll} \text{Boîte Ouest} & \frac{du}{dt} - fv = 3.0 \cdot 10^{-8} \text{ m.s}^{-2} \quad - \frac{\partial M}{\partial x} = +39.5 \cdot 10^{-8} \text{ m.s}^{-2} \\ \text{Boîte Est} & \frac{du}{dt} - fv = .8 \cdot 10^{-8} \text{ m.s}^{-2} \quad - \frac{\partial M}{\partial x} = +25.1 \cdot 10^{-8} \text{ m.s}^{-2} \end{array}$$

Noter les différences de gradient de pression entre les 2 boîtes. Le gradient dans la boîte Est représente 60% du gradient dans la boîte Ouest, alors qu'à la base de la couche de surface les valeurs étaient très proches dans les 2 boîtes, ce qui traduit l'importance de la contribution des gradients horizontaux de densité de la couche de surface au gradient zonal de pression.

Dans l'équation 7) l'intégrale verticale de la somme $\frac{du}{dt} - fv + \frac{\partial M}{\partial x}$ depuis une surface où le mélange turbulent $\overline{u'\omega}$ est faible par rapport à la tension du vent en surface, doit être en équilibre avec la tension du vent en surface. Nous avons effectué cette intégration depuis la surface 26.4 :

$$\begin{array}{ll} \text{Boîte Ouest} & \text{TauX} = -.41 \text{ dynes.cm}^{-2} \quad \int_z \frac{\partial M}{\partial x} = -.32 \text{ dynes.cm}^{-2} \\ \text{Boîte Est} & \text{TauX} = -.18 \text{ dynes.cm}^{-2} \quad \int_z \frac{\partial M}{\partial x} = -.16 \text{ dynes.cm}^{-2} \end{array}$$

où nous n'avons pas estimé les autres termes de l'équation.

Nous remarquons que l'intégrale du gradient de pression zonal représente entre 75 et 80% de la tension zonale du vent en surface, TauX. C'est un résultat similaire à celui que présente Bryden et Brady (1985) pour une analyse dans le Pacifique central.

Ceci impliquerait que l'intégrale des autres termes de l'équation soit faible. Bryden et Brady (1985) trouvent, par contre, que ces termes sont importants. Ils estiment que

$\frac{du}{dt} - fv + \frac{\partial p}{\partial x}$ est supérieur à la tension zonale du vent de .11 dynes.cm⁻². Ils pensent que

les termes de Reynolds horizontaux, dont ils ne tiennent pas compte pourraient expliquer cet écart. Ils contribueraient à diminuer les courants se dirigeant vers l'Est. Dans l'Atlantique, ce point ne semble pas exact. Weisberg et Weingartner (1988) trouvent que $(u'v')_y$ contribuerait à ralentir le CES (qui se dirige vers l'Ouest) au Nord de l'équateur, et à accélérer le CES au Sud de l'équateur. Ils ont calculé que l'effet net des ondes d'instabilité est équivalent à une tension zonale du vent de -0.05 dynes.cm⁻² au Sud de l'équateur et de +0.23 dynes.cm⁻² au Nord de l'équateur. Si les ondes d'instabilité agissent en ce sens, nous pourrions expliquer les différences que nous observons dans notre calcul

entre τ_x et $\int_z \frac{\partial M}{\partial x}$.

Par ailleurs, grâce à notre estimation de K_m et de u_z , nous pouvons calculer $\overline{u'\omega'}$ à la base de la couche de surface : $\overline{u'\omega'} = -K_m \frac{\partial u}{\partial z}$ et estimer la part de la tension du vent qui correspond à ces termes de Reynolds.

Nous trouvons:

- pour la boîte Ouest, $\overline{u'\omega'} = -0.079$ dynes.cm⁻² (moyenne sur 3° de latitude), soit 18% de la tension zonale du vent en surface.

- pour la boîte Est, $\overline{u'\omega'} = -0.088$ dynes.cm⁻² (moyenne sur 3° de latitude), soit 45% de la tension zonale du vent en surface.

C - DISCUSSION

Les estimations du bilan de force dans l'Atlantique sont peu nombreuses. Pour l'instant, les bilans les plus complets ont été réalisés dans l'océan Pacifique (Bryden et Brady, 1985; Wilson et Leetma, 1988; Bryden et Brady, 1989; Dillon et al., 1989). Dans l'Atlantique, Wacongne (1989) a détaillé le bilan de force, le long de l'équateur, d'un modèle aux équations primitives (Philander et Pacanowski, 1984). La figure VI.6, tirée de son article, décrit schématiquement l'équilibre des forces le long de l'équateur. Wacongne a distingué 4 régimes dynamiques.

A l'Ouest de 30°W, la thermocline est profonde et le gradient de pression est la force dominante qui provoque une accélération inertielle. Dans les régions 3, il n'y a pas de

force nette : le régime est inertiel. Les régions 1 et 4 sont les régions où le courant est ralenti, dans la région 1 par la diffusion verticale de la tension zonale du vent, dans la région 4 par la diffusion horizontale. Nos données ne nous permettent pas de faire d'estimation à l'Ouest de 35°W et donc d'explorer le régime d'accélération inertielle, de même nous n'avons pas fait d'estimation des termes de diffusion horizontale sous le SCE car nous n'avons pas les éléments qui permettent ce calcul.

Nous pouvons constater, que comme dans le modèle (région 1), les flux turbulents verticaux sont d'un ordre de grandeur comparable à celui du gradient de pression zonal au-dessus du SCE.

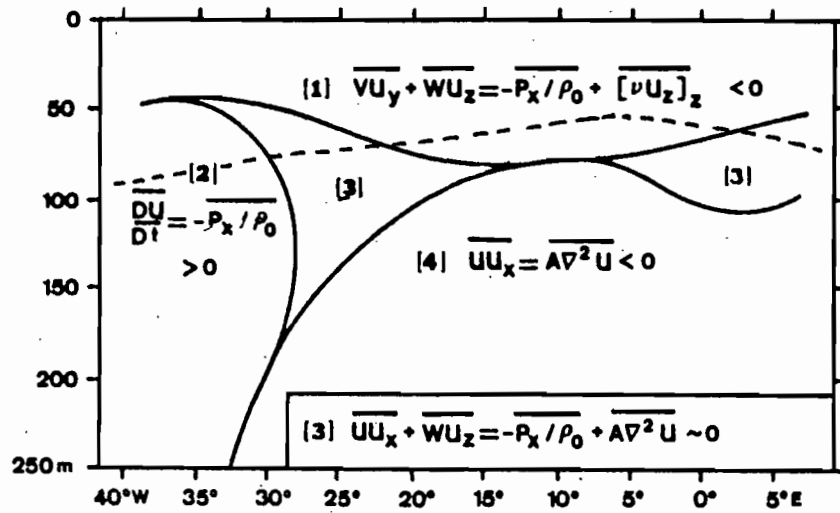
A la base de la couche de surface où se trouve le maximum de cisaillement de courant, il n'y a pas de différences significatives entre la boîte Ouest et la boîte Est pour nos estimations du gradient de pression zonal et des flux turbulent verticaux.

Par contre dans la couche de surface, les différences entre les deux boîtes sont significatives. Le gradient de pression zonal et $(\omega'u')_z$ augmentent fortement entre la boîte Est et la boîte Ouest, traduisant l'augmentation de la tension zonale du vent dans l'Ouest du bassin.

Crawford et Osborn (1979) à partir de mesures de microstructure faites pendant le programme GATE à 28°W, et en utilisant la méthode de dissipation de l'énergie ont calculé un coefficient de mélange turbulent de quantité de mouvement. Ils montrent que ce coefficient varie avec la profondeur. Il est maximum dans la zone de cisaillement de courant maximum et est difficilement calculable dans le coeur du SCE car u_z devient faible. Ils calculent une valeur moyenne de 8 cm²/s à l'immersion du maximum de cisaillement de courant, sur les 3 semaines de l'expérience, ce qui est proche de nos estimations (7.5 cm²/s et 5.1 cm²/s)

Les estimations de bilan faites dans le Pacifique, ont permis de donner des ordres de grandeur du coefficient de mélange turbulent. Les calculs n'ont pas été faits à la position du maximum de cisaillement de courant, mais nous avons accès à un profil vertical de K_m . Ceci rend difficile une comparaison directe avec notre estimation. Nous donnerons la valeur moyenne entre 50 m de profondeur et le coeur du SCE.

Peters et al. (1988), dans une analyse des mesures de microstructure de l'expérience TROPIC HEAT (140°W, en fin d'année 1984) ont calculé, en utilisant la



Equatorial section from the model run showing the location of (a) zero crossings of annual mean zonal forces and accelerations and (b) approximate boundaries for the various dynamical regimes. For reference, the limits of mean eastward flow, the EUC core and the thermocline are also represented in Figure 8a. Regions 1 and 4 in Figure 8b are decelerated inertio-frictional regimes, region 2 is the only accelerated inertial regime, and region 3 is an approximately free inertial regime (no net force applied).

Figure VI.6 Figure tirée de l'article de Wacongne (1989) montrant les différents régimes dynamiques le long de l'équateur dans un modèle aux équations primitives (Philander et Pacanowski, 1984). La position du maximum de vitesse du SCE est indiquée en pointillés.

méthode de dissipation de l'énergie, que K_m excédait $10^{-3} \text{ m}^2/\text{s}$ à 23 m (moyenne sur les 4 jours et demi de l'expérience). A 30 m, le coefficient est égal à $10^{-3} \text{ m}^2/\text{s}$ et il est très faible au niveau du SCE. Ceci donne pour K_m une valeur moyenne d'environ 5 ou 6 cm^2/s , c'est à dire très proche de notre estimation. D'autre part il note que K_m est environ 2 fois plus fort que K . Nous observons dans notre cas un facteur 2,5 entre K et K_m .

Wilson et Leetma (1988), par une analyse grande échelle, dans le Pacifique, déduisent un profil vertical du coefficient de viscosité vertical. Ils tiennent compte des termes dus aux ondes d'instabilité dans leur formulation. Ce coefficient est égal à 51 cm^2/s à la surface de la mer, 15 cm^2/s à 30 m et proche de 1.0 dans le coeur du SCE. Ce qui donne entre 50 m et le coeur du SCE une valeur moyenne de 8 cm^2/s . C'est encore l'ordre de grandeur de nos estimations. A la vue du profil de K_m qu'ils calculent, ils obtiennent sans doute des valeurs un peu plus fortes que les nôtres à la base de la couche de surface.

L'ensemble de ces estimations est cohérente, qu'elles aient été faites à partir de mesures de microstructures ou d'une étude grande échelle. Nos calculs donnent des valeurs très proches, sous la couche de surface, de celles déduites de l'expérience TROPIC HEAT (Eriksen, 1985), tant pour le coefficient de mélange turbulent de chaleur que pour celui de quantité de mouvement.

Toutefois, Dillon et al. (1989) font remarquer que Bryden et Brady (1985) calculent un coefficient de mélange vertical à 75 m (profondeur moyenne de la base de la couche mélangée entre 140°W et 110°W) de $1.7 \cdot 10^{-3} \text{ m}^2/\text{s}$. Soit un ordre de grandeur supérieur aux estimations de Peters et al. (1988) et Moum et al. (1989) à partir des mesures de microstructures. Bryden et Brady font leur calcul en utilisant des valeurs moyennes de gradient de pression entre 140°W et 110°W et des mesures historiques de tension zonale du vent. Il faut dire que l'estimation de Bryden et Brady sert juste à ajuster les profils de courant zonaux à l'équateur en surface (mais pas à la base de la couche de surface), et dont ils ne tirent aucune conclusion sur le mélange au-dessus du SCE.

Néanmoins, à partir de ce constat, Dillon et al. tentent de vérifier si les termes grandes échelles (gradient de pression zonal, divergence zonale de la quantité de mouvement zonale, upwelling de quantité de mouvement zonal, flux turbulents horizontaux) calculés par Bryden et Brady sont compatibles avec les mesures de turbulence effectuées pendant l'expérience TROPIC HEAT. Ils montrent que ces 2 types d'estimation ne permettent pas de fermer le bilan dans la couche de surface 0-30 m. Ils en concluent que

la dynamique proche de la surface a été mal appréhendée et que certaines hypothèses faites sont fausses. Enfin et bien que le bilan soit fermé (dans les limites des erreurs) en-dessous de 30 m, ils pensent que c'est pure coïncidence au vu des résidus énormes qu'ils obtiennent dans la couche de surface. La revue qu'ils font des sources d'erreurs probables les conduit à affirmer que celles-ci ne proviennent ni de l'estimation des termes grandes échelles, ni des mesures de taux de dissipation, ni du couplage dans l'équation de moment de ces 2 types d'estimations qui sont le fruit de moyennes différentes : les termes petites échelles sont le résultat de moyennes sur 12 jours, les termes grandes échelles sont des moyennes climatologiques. Par ailleurs, ils constatent, en analysant les coefficients K_m calculés à partir de ϵ que : '... If the surface stress is carried downward exclusively by turbulent processes, most of the surface stress does not penetrate very deeply... (the turbulent stress at 30 m depth is 20% of the surface stress)...'. Ils concluent que :

- soit la méthode de dissipation d'énergie pour estimer K_m à partir de ϵ est incorrecte et conduit à une sous-estimation des coefficients de mélange.
- soit il existe d'autres processus que le mélange turbulent qui permettent un transport vertical de quantité de mouvement.

Notre jeu de données ne nous permet pas de trancher ce délicat problème. Nous n'avons pas de moyen d'estimer les flux horizontaux turbulents dus aux ondes longues qui peuvent être grands, en particulier dans la couche de surface. Nous pouvons simplement faire remarquer :

- que les ordres de grandeur des coefficients de mélange turbulent que nous obtenons sous la couche de surface par notre analyse grande échelle (avec une forte moyenne en latitude), sont comparables à ceux obtenus par Peters et al., Moum et al., à partir de mesures de microstructure.
- que Wilson et Leetma (1988) par une analyse grande échelle dans le Pacifique Est retrouvent un profil de K_m comparable à celui obtenu par Moum et al. et Peters et al.. De plus, leur estimation à 50 m de profondeur est aussi de l'ordre de 20% de l'estimation qu'ils font en surface

Il n'est donc pas évident au vu de l'ensemble de ces résultats que Dillon et al. aient eu raison de rejeter les bons résultats qu'ils obtenaient sous la couche de surface.

Les observations du nombre de Richardson par Peters et al. (1988), durant 4 jours et demi dans le Pacifique à 140°W, montrent que au-dessus du cœur du SCE, Ri est compris entre 0.25 et 0.35, au niveau du cœur du SCE les valeurs augmentent fortement,

et deviennent inférieures à 1.0 sous le SCE. Moum et al. (1989) à partir d'un jeu de données plus important, 12 jours et demi de mesures dans la même zone, montrent que R_i peut atteindre des valeurs inférieures à 0.25 au-dessus du coeur du SCE, supérieures à 10.0 dans le coeur et ne descendent pas en-dessous de 1 sous le coeur (mais leurs mesures ne s'étendent pas très en profondeur). Ces résultats diffèrent sensiblement de ceux présentés par Chereskin et al. (1986) qui, en analysant le même jeu de données que Moum et al. montrent que R_i est compris entre 0.3 et 0.6 au-dessus du coeur du SCE et donc que la limite inférieure théorique de 0.25 n'est pas franchie. La différence entre ces 2 estimations peut provenir de procédures différentes dans le calcul de R_i , en particulier nous n'avons pas d'indication sur les échelles verticales utilisée par Moum et al. pour calculer R_i (Chereskin et al. utilise un Δz de 12 m). Quand le nombre de Richardson est inférieur à 0.25, il est souvent associé dans ces mesures à une activité turbulente provoquée par des instabilités de Kelvin-Helmoltz d'un cisaillement de courant stratifié.

Enfin Wilson et Leetmaa (1988) montrent une coupe le long de l'équateur, entre 155°W et 100°W, du nombre de Richardson. Les valeurs inférieures à 1.0 se produisent au-dessus du coeur du SCE et parfois en-dessous. Des valeurs inférieures à 0.25 apparaissent uniquement dans la couche des 50 premiers mètres.

Les valeurs que nous avons relevées lors des campagnes FOCAL sont donc en accord avec ces observations. Si, lorsque $R_i < 1.0$, il est facile lors du passage d'une perturbation d'atteindre le nombre critique. La turbulence se produit principalement au-dessus du SCE, quelquefois en-dessous et elle semble confinée à l'équateur. Toutefois il convient de remarquer que le taux de $R_i < 0.25$ que nous observons sous la couche de surface est assez anormal. Or de telles valeurs, semble-t-il, ne sont observées que dans la couche de surface. En tout état de cause, aucun des auteurs précédemment cités ne mentionne de valeurs inférieures à 0.25 sous le coeur du SCE, alors que nous en avons calculées (figure VI.3). Une source de bruit non négligeable de notre calcul de R_i est sans aucun doute la non-simultanéité des mesures de courant et de densité, il convient donc d'être prudent dans l'utilisation de ces estimations.

CONCLUSION

L'objectif principal de ce travail était de pouvoir quantifier la circulation dans la thermocline, à l'équateur. Nous avons voulu, en particulier, estimer les transports diapycnes et le mélange turbulent qui, nous le pensons, sont étroitement liés.

Nous disposions pour cela d'un jeu de données sans précédent, puisqu'il couvre l'Atlantique intertropical, entre 5°N et 5°S et entre 35°W et 6°E, pendant 2 années.

Pour mener à bien cet objectif, nous avons dû développer deux méthodes indépendantes:

1 - La première, nous a permis d'accéder à la circulation moyenne, isopycne et diapycne. A partir de cette circulation, les flux turbulents de chaleur ($\omega'\theta'$) et de sel ($\omega'S'$) étaient directement accessibles.

2 - La seconde, basée sur l'équation d'évolution du sel sur des surfaces sigma-thêta, nous a permis d'appréhender les variations saisonnières de l'ensemble des processus diapycnes : advection et mélange. Nous avons pu calculer le coefficient de mélange turbulent k . Pour cela nous avons supposé que ce coefficient était le même pour le mélange turbulent de température et de sel. Nous avons pu ensuite en déduire $\omega'\theta'$ et $\omega'S'$, en supposant que :

$$\omega'\theta' = -k \frac{\partial \theta}{\partial z} \quad \text{et} \quad \omega'S' = -k \frac{\partial S}{\partial z}$$

par analogie avec la diffusion moléculaire.

Les résultats principaux de ce travail sont repris ci-dessous :

* La majeure partie du flux diapycne se produit à la base de la couche de surface et décroît rapidement avec l'immersion. L'entraînement à la base de la couche de surface, entre 1.5°N et 1.5°S et entre 35°W et la côte africaine, est de $11.5 \cdot 10^6 \text{ m}^3/\text{s}$ (Valeur minimale : $10.6 \cdot 10^6 \text{ m}^3/\text{s}$. Valeur maximale : $18.5 \cdot 10^6 \text{ m}^3/\text{s}$)

* Les flux turbulents de température et de sel sont maximum à la base de la couche de surface (si on ne tient pas compte des valeurs dans la couche de surface), de l'ordre de 60 W/m^2 (valeur moyenne sur 3° de latitude). L'ensemble des processus diapycnes, advection et mélange turbulent, subit de fortes variations saisonnières. Ce résultat est contraire à ce que Voituriez (1983) avait déduit de son analyse du nombre de Richardson à 4°W-0°, sans doute

parce que les estimations du cycle saisonnier du nombre de Richardson ne s'appuyait pas sur un nombre suffisant de données. Ces processus sont minimum en saison chaude (début d'année) et maximum en période d'upwelling (juillet-août), où ils sont encore significatifs dans la thermocline. Nous avons estimé que le coefficient de mélange vertical de sel et de température, k , était égal en moyenne, au-dessus du SCE à $3.0 \text{ cm}^2/\text{s}$ (moyenne sur 1° de latitude) dans la boîte Ouest et $2 \text{ cm}^2/\text{s}$ dans la boîte Est, ce qui est de l'ordre de grandeur d'estimations déjà publiées.

* Nous avons pu vérifier qu'en début d'année 1984, l'ensemble des processus diapycnes était particulièrement faible. Le maximum de salinité associé au noyau du SCE a donc pu être advecté le long de l'équateur sans subir de mélange important, expliquant ainsi les valeurs anormalement fortes observées dans le Golfe de Guinée en avril-mai 1984.

* L'estimation grossière du refroidissement de la couche de surface induit par le mélange vertical, nous montre que celui-ci, s'il n'est pas négligeable (environ 1.5°C), est insuffisant pour expliquer le refroidissement saisonnier observé dans l'Est du bassin ($> 5^\circ\text{C}$). Ceci suggère que la remontée de la thermocline joue un rôle important dans le refroidissement des eaux de surface ainsi que le suggérait Voituriez (1983).

* A partir du bilan saisonnier nous avons pu calculer le coefficient de mélange turbulent, k , sur la surface 26.5 située à la base du SCE. Celui-ci est égal à $0.6 \text{ cm}^2/\text{s}$, et correspond à des flux de chaleur de l'ordre de $10 \text{ W}/\text{m}^2$ (valeur moyenne sur 1° de latitude). L'existence de ce mélange à la base de la thermocline est en accord avec notre analyse des masses d'eau sur la surface 26.5. Nous avons montré que l'existence d'un tel mélange était fortement probable pour pouvoir expliquer l'augmentation de salinité (0.04) entre 35°W et 4°W . Le coefficient que nous trouvons est plus faible que celui calculé par Katz et al. (1979), $2.0 \text{ cm}^2/\text{s}$ (moyenne sur 1° de latitude). Mais dans leur calcul, ils ne s'étaient pas placés sur une surface isopycne et avaient surestimé le flux de sel vertical à la base de la thermocline.

* Une analyse grossière de l'équation de quantité de mouvement nous a permis de calculer le coefficient de mélange de quantité de mouvement. Nous l'avons estimé à $7.5 \text{ cm}^2/\text{s}$ dans la boîte Ouest (moyenne sur 1° de latitude) et $5.1 \text{ cm}^2/\text{s}$ dans la boîte Est, soit le double du coefficient de mélange turbulent de température et de sel. Ce résultat est en accord avec les résultats de mesures de microstructure effectuées dans le Pacifique (Peters et al., 1988) et dans l'Atlantique (Crawford et Osborn, 1979).

Par ailleurs, l'analyse du nombre de Richardson confirme que les nombres de Richardson inférieurs à 1 (seuil à partir duquel il est probable qu'une perturbation permette d'atteindre le seuil critique de 0.25 pour lequel la turbulence se développe) se trouvent en

majorité au-dessus du SCE. En-dehors de l'équateur, la proportion de valeurs inférieures à 1 diminue fortement. Ceci va dans le sens de nos hypothèses de départ sur une turbulence confinée à l'équateur à la latitude du SCE.

Mais les incertitudes sur certains aspects de notre budget sont fortes et conduisent parfois à des résultats incohérents. C'est le cas pour le bilan de sel dans la couche surface. Nous pensons que les explications principales sont :

- Le manque d'information sur l'influence des ondes d'instabilité dans le bilan de la couche de surface et notre impossibilité de pouvoir quantifier les termes qui leur sont associés sur des surfaces sigma-thêta.

- Les incertitudes sur les estimations de vitesses méridiennes. En particulier, dans la couche de surface, nous avons vu que le calcul de la dérive d'Ekman était sujet à des variations non-négligeables suivant le coefficient de frottement aérodynamique que nous choissions pour estimer la tension du vent.

- Le petit nombre de campagnes dont nous disposons et la faible résolution longitudinale. En effet, notre analyse nous montre que les mélanges turbulents, et sans doute la vitesse diapycne, subissent de fortes variations saisonnières qu'il est difficile de saisir avec précision avec notre jeu de données. Une radiale plus complète le long de 10°W, nous aurait permis de diviser notre boîte Est et d'affiner ainsi notre bilan.

L'ensemble de ces informations nous permet de tracer un schéma de la circulation isopycne et diapycne dans l'Atlantique inter-tropical et de détailler les processus qui conduisent au refroidissement saisonnier de la couche de surface dans l'Est du bassin. L'image moyenne que nous offrons de la circulation isopycne et diapycne est similaire à celle que Bryden et Brady (1985) ont donné du Pacifique central équatorial. La langue d'eau froide équatoriale de surface qui semble avoir sa source dans l'Est du bassin, est en fait advectée de l'Ouest du bassin par le SCE qui s'écoule vers l'Est et vers le haut, principalement le long des isopycnes. D'autre part la température de la couche de surface est contrôlée par le déplacement vertical des isopycnes. Le mélange turbulent de température à la base de la couche de surface, ne permet d'expliquer que 20 ou 25% du refroidissement saisonnier de cette couche. Ceci est en accord avec la théorie du 'remote forcing' qui lie la remontée de la thermocline dans l'Est du bassin à l'intensification de la tension du vent sur l'ensemble du bassin. Nous rejoignons ainsi les conclusions de Voiturier (1983), qui, parce qu'il n'a pu observer de variations saisonnières du mélange turbulent au-dessus du SCE, attribue le refroidissement saisonnier au déplacement vertical de la structure hydrologique.

Nous n'avons malheureusement pas pu estimer de variations saisonnières du coefficient de mélange turbulent de quantité de mouvement au-dessus du SCE. Mais les présomptions sont fortes pour qu'elles existent, si l'on se fie aux variations saisonnières du mélange turbulent de

sel et de température. Auquel cas, et si comme le mélange turbulent de salinité, le mélange turbulent de quantité de mouvement reste fort dans la thermocline en période d'upwelling, ceci pourrait expliquer pourquoi le coeur du SCE se trouve alors dans la partie inférieure de la thermocline dans l'Est du bassin.

APPENDICE A

1 - Calibration des mesures de salinité

Les mesures de salinité faites par le N.O. Capricorne pendant les campagnes du programme FOCAL diffèrent systématiquement d'autres mesures faites en 1983-1984 dans l'Atlantique tropical : Les salinités ont été sous-estimées lors des campagnes FOCAL à 35°W, 23°W et 4°W. Nous faisons ici le bilan de ces écarts et des corrections à apporter.

Durant les campagnes FOCAL, les stations hydrologiques à l'ouest de 0°W ont été faites de 0 à 500 db avec une sonde CTDO (Neil Brown Mark III) équipée d'une rosette d'échantillonnage. Les salinités sont données au centième. La sonde a été calibrée au centre IFREMER de Brest avant la première campagne de mise au point en juillet 1982 et est restée ensuite à Dakar, sans autres calibrations, pendant toute la durée du programme FOCAL, soit 2 ans. Les capteurs n'ont pas été réétalonnés après la fin du programme.

La rosette équipée de 12 bouteilles de 5 litres devait permettre une calibration de la sonde en température, salinité et oxygène dissous. Mais un mauvais fonctionnement du salinomètre à partir de la troisième campagne n'a pas permis, semble-t-il, de faire des comparaisons systématiques avec les mesures de la sonde. Aussi nous avons comparé ces dernières avec d'autres campagnes se déroulant dans la même zone (TTO, Lynch, AJAX et du N.O. Wilkes du ONR (Office of Naval Research)). Les profils de salinité des campagnes TTO, Lynch, AJAX, ont été faits avec une sonde. Les salinités du N.O. Wilkes nous ont été transmises pour des isothermes données (25, 22.5, 20, 17.5, 15, 14, 13, 12, 11 et 10°C)

Les masses d'eau entre 100-200 m et 600-700 m à l'équateur, sont principalement d'origine Sud-Atlantique (Sverdrup et al., 1942). Elles sont limitées vers 10°N par les eaux Centrales de l'Atlantique Nord. Dans la bande équatoriale, les eaux Sud-Atlantiques ont une trace T-S pratiquement linéaire et qui montre peu de variabilité spatiale entre les isothermes 7°C et 14°C. Aussi, nous ne nous attendons pas à ce qu'il y ait de fortes variations des caractéristiques hydrologiques de cette masse d'eau pendant les deux années du programme FOCAL.

Nous avons donc fait les comparaisons entre 5°N et 5°S pour les températures comprises entre 7°C et 14°C (10°C et 14°C avec les données du N.O. Wilkes). Ces comparaisons sont résumées dans le tableau A1.

Les comparaisons sont faites :

	Nombre de Stations	Nombre de points	Décalage moyen en jours	Différence moyenne	Ecart-type
FOCAL 2 - TTO 28°W	7	48	20	-0.002	0.020
FOCAL 4 - Lynch 28°W	6	39	< 5	-0.030	0.016
FOCAL 5 - AJAX 4°W	9	69	40	-0.060	0.016
FOCAL 7 - Wilkes 4°W	8	40	40	-0.056	0.011

Tableau A.1 Différence de salinité moyenne entre les campagnes FOCAL et des campagnes étrangères au programme.

- avec la campagne FOCAL la plus proche dans le temps. Les écarts pouvant atteindre 40 jours (Cf comparaison FOCAL-AJAX)

- Pour des stations ayant la même position. Afin de pouvoir faire des comparaisons avec les mesures de TTO et Lynch, échantillonnées le long de 28°W, nous avons interpolé les données FOCAL entre 35°W et 23°W. Les comparaisons avec AJAX et le Wilkes sont faites le long de 4°W.

- pour chaque paire de profil, il y a 8 comparaisons faites tous les 1°C de 7°C à 14°C, mais cela peut-être moins si le profil n'atteint pas 7°C.

Cette comparaison montre clairement qu'après la campagne FOCAL 2 de janvier 1983, la sonde a sous-estimé la salinité d'une quantité variant de .030 à .060. Durant chaque campagne, l'écart-type de chaque comparaison est plus petit, entre .011 et .02, ce qui suggère qu'une correction peut-être apportée. Malheureusement, le faible nombre de campagnes externes au programme FOCAL ne permet pas de calibrer toutes les salinités (nous n'avons pas de points de comparaison pour les FOCAL 0, 1, 3, 6).

La sonde a été calibrée au début du programme FOCAL. Aussi si nous admettons que la relation T-S des eaux Centrales est restée stable durant le programme, nous pouvons comparer l'ensemble des campagnes à FOCAL 0 ou 1 et comparer les résidus avec ceux que nous avons trouvés avec le précédent jeu de données.

En prenant FOCAL 0 comme référence nous trouvons que (Cf tableau A2):

- La dérive de la sonde n'est pas linéaire dans le temps. Nous trouvons le maximum de différence avec FOCAL 7 et il y a un minimum relatif pour FOCAL 6.
- Lors d'une campagne, les différences sont habituellement très proches le long de 23°W et le long de 4°W, sauf pour FOCAL 6 et FOCAL 1, où il semble qu'une dérive de la sonde a eu lieu.
- Les différences entre FOCAL 0 et FOCAL 5 et entre FOCAL 0 et FOCAL 7 sont moins importantes que celles détectées entre FOCAL 5 et AJAX et entre FOCAL 7 et les données du Wilkes.

Pour illustrer le problème rencontré avec FOCAL 1, nous avons choisi cette campagne comme référence de nos comparaisons :

- Le long de 23°W les différences avec les autres campagnes sont proches de celles trouvées lorsque FOCAL 0 servait de référence.

- La non-stationnarité de la sonde pendant FOCAL 1 apparait clairement, la différence moyenne avec FOCAL 2 le long de 4°W devient positive (0.012) alors qu'elle était de -0.05 entre FOCAL 0 et FOCAL 2 et les comparaisons avec les autres campagnes le long de 4°W

	23°W 5°N - 5°S		4°W 4°N - 5°S	
	Différence moyenne	Ecart-type	Différence moyenne	Ecart-type
FOCAL 1	.007	.014	-.015	.007
FOCAL 2			-.005	.010
FOCAL 3	-.026	.017	-.030	.010
FOCAL 4	-.034	.013	-.027	.007
FOCAL 5	-.033	.016	-.039	.011
FOCAL 6	-.017	.013	-.034	.008
FOCAL 7	-.048	.015	-.048	.008
FOCAL 8	-.036	.017	-.045	.018

Tableau A.2 Comparaison des salinités entre la campagne FOCAL 0 et les autres campagnes du programme. Le long de 23°W et 4°W, entre 5°N et 5°S.

	23°W 5°N - 5°S		4°W 4°N - 5°S	
	Différence moyenne	Ecart-type	Différence moyenne	Ecart-type
FOCAL 0	-.007	.014	.015	.007
FOCAL 2	-.005	.017	.012	.011
FOCAL 3	-.032	.015	-.017	.011
FOCAL 4	-.036	.015	-.015	.010
FOCAL 5	-.036	.012	-.028	.012
FOCAL 6	-.025	.014	-.019	.009
FOCAL 7	-.054	.017	-.033	.012
FOCAL 8	-.043	.013	-.033	.017

Tableau A.3 Comparaison des salinités entre la campagne FOCAL 1 et les autres campagnes du programme. Le long de 23°W et 4°W, entre 5°N et 5°S.

donnent des valeurs plus faibles que le long de 23°W. Malheureusement une étude précise de chaque station ne nous a pas permis de déduire quand la dérive a débuté lors de cette campagne.

Afin de vérifier plus précisément la stabilité de la sonde pendant chaque campagne FOCAL, nous avons calculé la différence de salinité moyenne entre 23°W et 4°W (entre 4°N et 5°S, la station à 5°N est proche de la côte à 4°W). Celle-ci est inférieure à 0.01 sauf pour FOCAL 6 (0.013) et naturellement FOCAL 1 (0.018). Aussi nous avons préféré nous servir des mesures de FOCAL 0 comme référence.

En conclusion, nous pouvons assurer que les fortes variations temporelles des caractéristiques des eaux Centrales que nous avons trouvées dans les mesures du programme FOCAL sont dues à des erreurs instrumentales.

Après correction des salinités des différentes campagnes, nous avons remarqué qu'il existait toujours un écart moyen résiduel de 0.014 avec les mesures des campagnes AJAX et du N.O.Wilkes dans lesquelles nous avons confiance. L'examen des stations du programme GATE (1974) révèle un biais identique. Par conséquent nous avons décidé d'ajouter 0.014 à toutes les mesures de salinité du programme FOCAL. Nous pensons que les salinités ainsi corrigées ont une précision de l'ordre de 0.01. Naturellement, nous supposons ainsi que nous pouvons extrapoler les résultats de la comparaison effectuée dans la gamme 7°C-14°C aux autres températures.

2 - Calibration des profils de courant

Pendant les campagnes FOCAL, les profils de courant de 0 à 500 db ont été collectés entre 4°W et 35°W, par l'intermédiaire d'un profileur de courant de type 'Düing' (Düing et Johnson, 1976), en utilisant un courantomètre Anderaa RCM4 glissant librement le long d'un câble attaché sous une bouée dérivant librement. Des profils de courant ont aussi été collectés à le long de 1°E et 6°E par le N.O. A.Nizery, mais le câble était fixé au bateau.

Nous avons validé la composante zonale des profils de courants du N.O. Capricorne en les comparant avec les données de courant, mesurées par des VACM (Vector Averaging Current Meter) de 3 mouillages équatoriaux à 28°W, 24°W et 4°W (Weisberg, 1984; Colin, 1989). Les mesures des mouillages ont été moyennées sur une heure (l'échantillonnage était de un quart d'heure), les mesures issues du profileur de courant ont été interpolées tous les 5 db et lissées verticalement par un filtre 1/4, 1/2, 1/4 sur les mesures adjacentes. Les profils ont généralement été faits à proximité des mouillages, sauf pour 2 cas à 28°W et 2 cas à 24°W où les profils sont distants de 1° de longitude des mouillages. Dans ces cas, nous avons moyenné les données du mouillage sur 1 journée.

Les résultats pour les 3 longitudes sont présentés sur la figure A.1. En moyenne, le profileur de courant sous-estime le courant à chaque profondeur échantillonnée par les courantomètres du mouillage. Il y a peu de comparaisons à chaque longitude (au maximum 6), mais les profils moyens de différence ont des caractéristiques identiques aux 3 longitudes.

Les différences les plus importantes sont trouvées au niveau du coeur du Sous-Courant Equatorial (20 cm/s). C'est aussi là que l'écart-type des comparaisons est minimum (excepté à 4°W). En-dessous de 200 m à 28°W, la différence moyenne diminue jusqu'à 2.5 cm/s et elle est nulle à 300 m à 24°W (mais il y a peu de points de comparaison).

À 10 m, la différence est inférieure à 5 cm/s à 28°W et de 10 cm/s à 24°W et 4°W, mais l'écart-type est grand. Ceci suggère que le profileur de courant ne permet pas une estimation fiable des courants à cette immersion, le câble n'ayant sans doute pas eu le temps d'atteindre sa position d'équilibre. Nous estimons que les mesures deviennent correctes en-dessous de 15 m.

Des comparaisons similaires faites par Freitag et Firing (1984) dans le Pacifique à 150°W-0°, entre un profileur de courant de type Düing, dont le câble était attaché au navire, et des courantomètres mouillés montrent aussi que les mesures du profileur de courant sous-estiment la vitesse (17 cm/s) à la profondeur du coeur du SCE. Leur comparaison a été faite après avoir référencé les mesures du profileur de courant au courant moyen entre 300 m et 500 m.

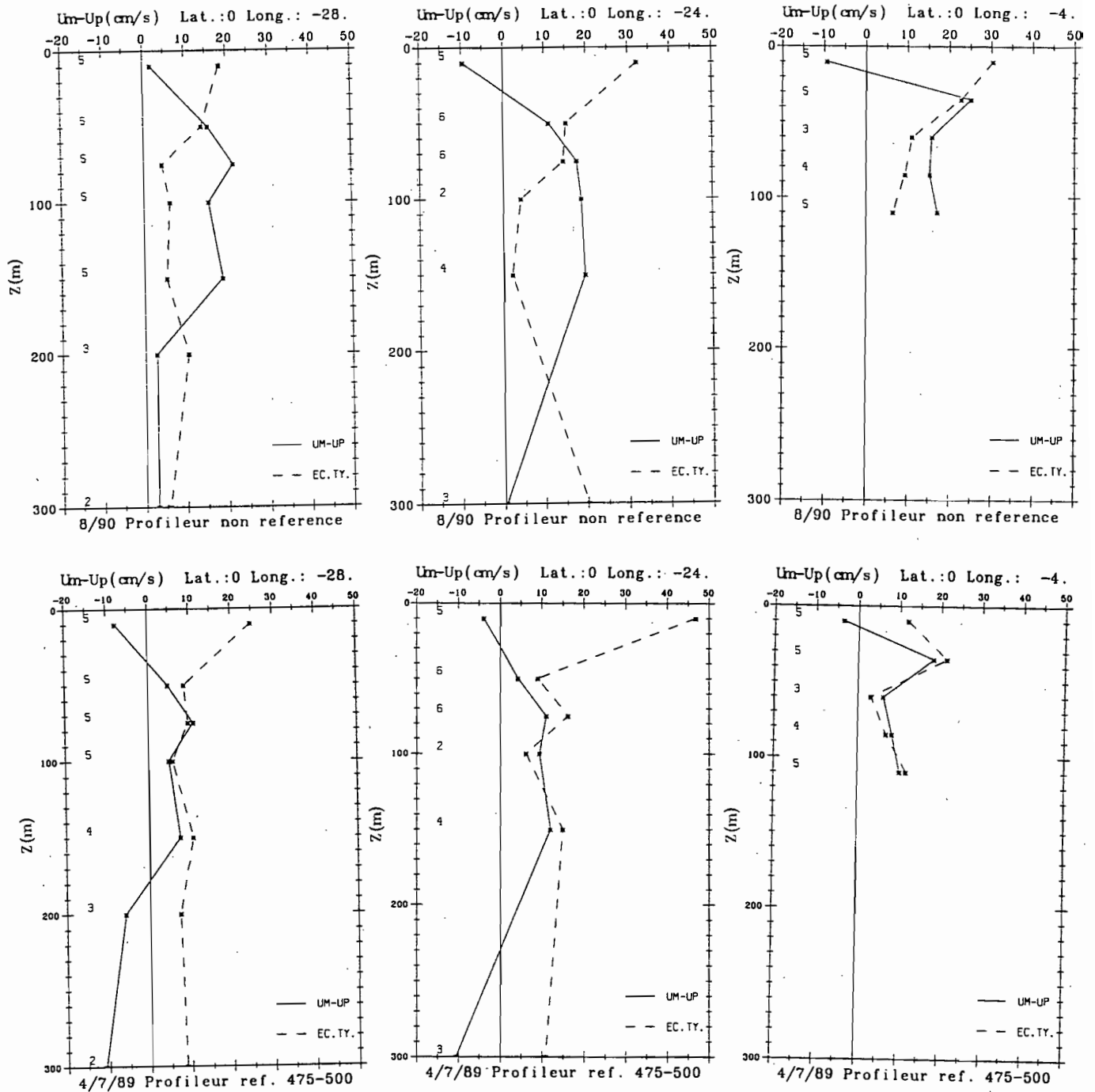


Figure A.1 Moyenne des différences entre les mesures de mouillage et de profileur de courant, de la composante zonale du courant, à 28°W, 24°W et 4°W.

En haut comparaison avant correction des profileurs de courant.

En bas comparaison après avoir référencés les mesures de profileur de courant par rapport à la moyenne des courant entre 475 m et 500m.

Trait continu : moyenne des différences mouillage moins profileur.

Tirets : écart-type.

Le nombre de points de comparaison est indiqué, pour chaque niveau, à gauche de chaque figure.

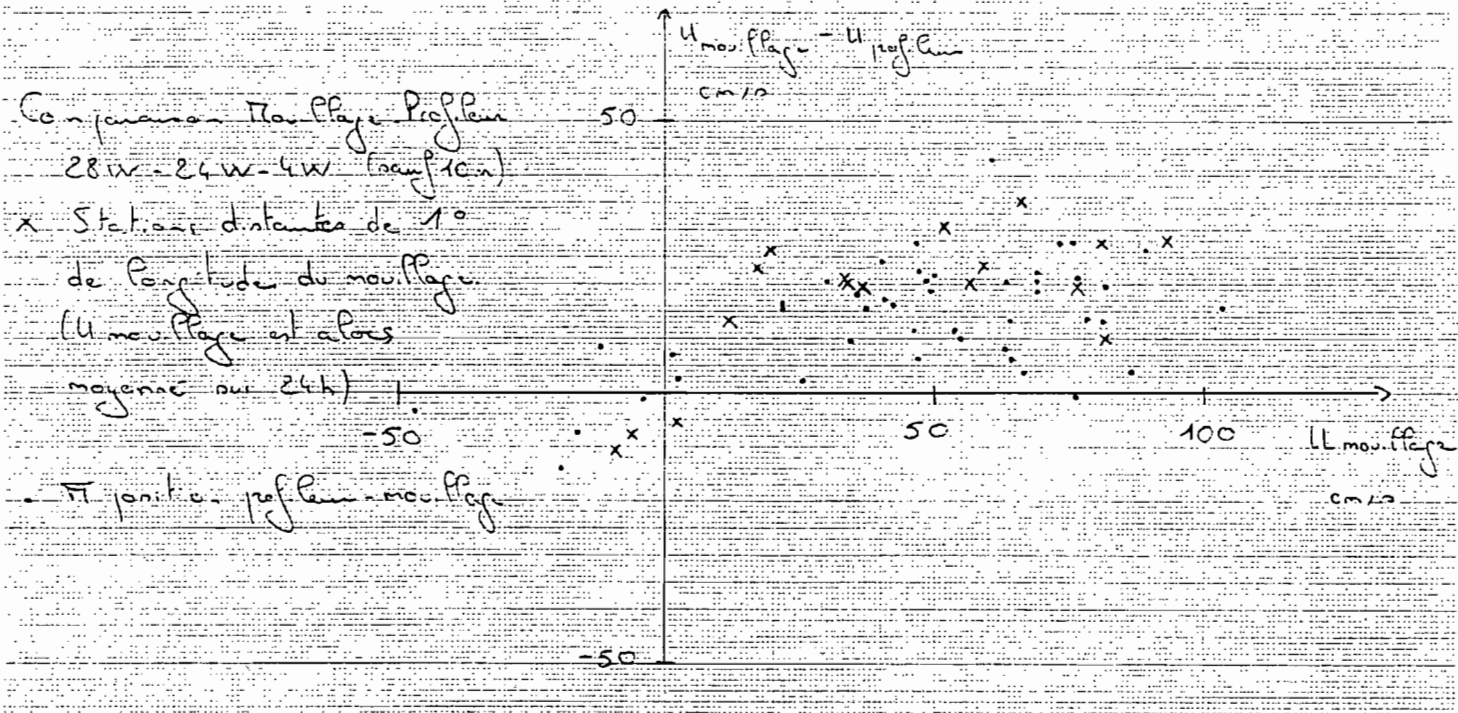


Figure A.2 Comparaison entre l'amplitude de la composante zonale du courant mesurée par les mouillages et les différences observées avec les mesures de profileur de courant. Les mesures à 10 m n'ont pas été incluses dans ce diagramme.

Il est difficile d'expliquer pourquoi nous observons ces différences systématiques, à cause de notre ignorance de la forme du câble en présence de cisaillements verticaux intenses et de l'inclinaison du corps du profileur.

Pour corriger les profils de courants de ces effets systématiques, nous avons essayé de les référencer au courant moyen entre 475 et 500 db (nous avons aussi fait le calcul avec une référence entre 450 et 500 db et obtenu les mêmes résultats) et refait la comparaison (Cf figure A.1). L'amélioration n'est pas satisfaisante. La différence moyenne observée à l'immersion du SCE est de l'ordre de 10 cm/s à 28°W et 24°W et de 18 cm/s à 4°W. Et il y a une différence d'environ -10 cm/s à 28°W et 24°W à 300 m. Les écarts-type associés sont devenus en général plus forts.

Par conséquent, nous avons appliqué les corrections suivantes :

- un décalage barotrope de 2.5 cm/s a été appliqué aux profils entre 1°N et 1°S pour compenser les différences observées à 200 m et 300 m à 28°W. Si nous admettons que le SCE a une épaisseur moyenne de 100 m entre 1°N et 1°S (qui est certainement une estimation maximum), cette correction induit une augmentation du transport du SCE de $.5 \cdot 10^6 \text{ m}^3/\text{s}$.

- nous avons ajouté un profil de correction schématique basé sur le profil de différence moyen. La correction maximum est de 17.5 cm/s à l'équateur. La figure A.2 montre l'ensemble des différences de la composante zonale du courant entre les mesures du mouillage et des profileurs de courant (hormis les comparaisons à 10 m). Il est impossible de déduire une relation fiable entre la vitesse mesurée par le mouillage et les différences observées. Tout au plus peut-on dire que les différences diminuent lorsque la composante zonale du courant est inférieure à 30 cm/s.

Bien que nous n'ayons aucun point de comparaison en dehors de l'équateur, nous avons appliqué le même profil de correction avec une amplitude réduite à une distance de 0.5° (15 cm/s), 1.0° (10 cm/s) et 1.5° (5 cm/s) de latitude, aux profils dont la vitesse maximum était supérieure à 30 cm/s. Le choix des amplitudes de la correction a été fait arbitrairement car nous n'avons pu mettre en évidence une relation claire entre les différences de vitesses observées et l'amplitude du courant.

Weisberg et al. (1987) montrent à partir du mouillage de 28°W-0° que le maximum du SCE suit le déplacement saisonnier de la thermocline. Pour prendre en compte cette caractéristique, nous avons centré notre profil de correction sur l'immersion du maximum du SCE.

- Entre 0 et 15 m, nous avons appliqué la valeur du courant mesurée à 15 m. Ceci sous-estime probablement le transport dans les couches de surface, mais nous n'avons pu trouver de moyen satisfaisant d'estimer le cisaillement vertical dans ces couches.

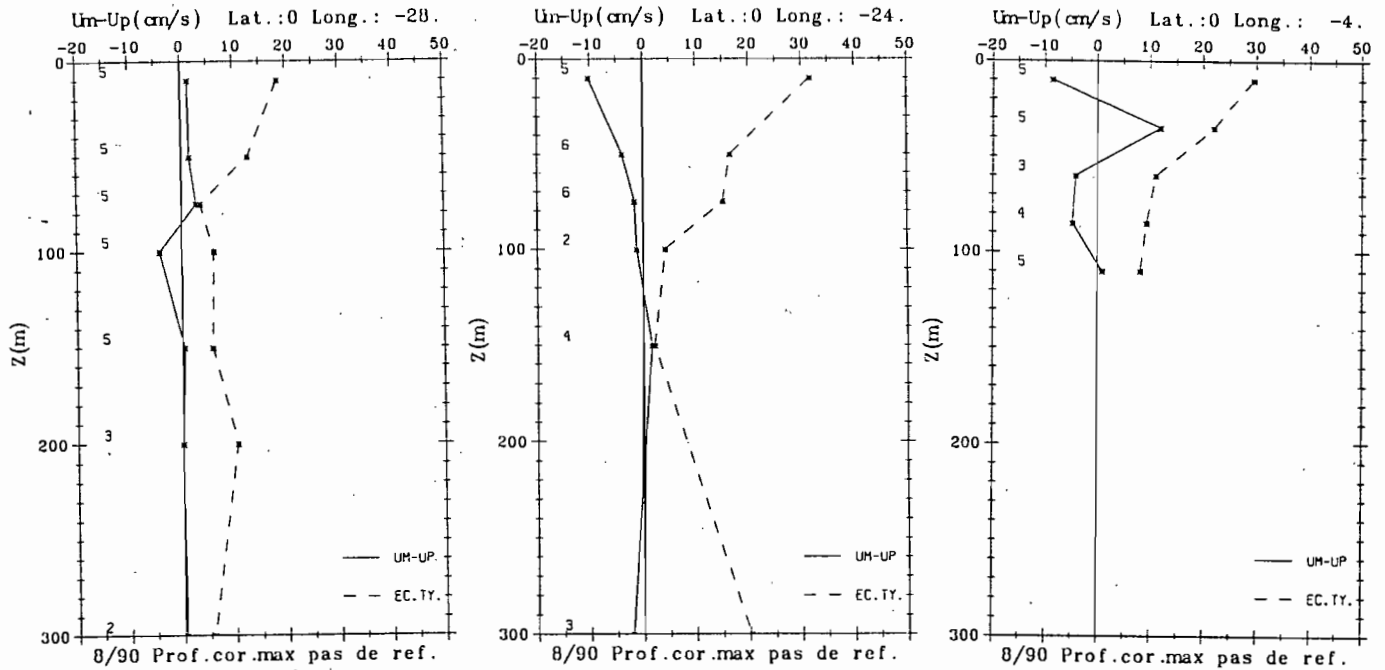


Figure A.3 Moyenne des différences entre les mesures de mouillage et de profileur de courant, de la composante zonale du courant, à 28°W, 24°W et 4°W.

Comparaison après correction des profileurs de courant.

Trait continu : moyenne des différences mouillage moins profileur.

Tirets : écart-type.

Le nombre de points de comparaison est indiqué, pour chaque niveau, à gauche de chaque figure.

La comparaison entre les profils ainsi corrigés et les mesures des mouillages est montrée sur la figure A.3. L'écart maximum est de l'ordre de 5 cm/s à 28°W et 24°W en-dessous de 10 m, et il est inférieur à 5 cm/s à ces 2 longitudes à l'immersion du SCE. A 4°W au niveau du SCE la différence est encore de 10 cm/s. Les écarts-type des comparaisons n'augmentent pas après que la correction ait été appliquée. La correction ainsi apportée nous permet d'estimer que le biais maximum sur la composante zonale du courant à l'équateur est au maximum de 10 cm/s sous les couches de surfaces.

APPENDICE B

1 - Expression de l'équation de quantité de mouvement en coordonnées verticales σ_θ

La dérivation de l'équation de quantité de mouvement sur une coordonnée verticale est explicitée dans plusieurs livres, par exemple dans :

An Introduction to Dynamic Meteorology

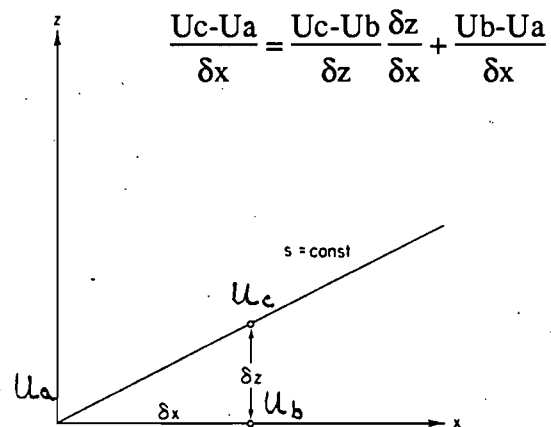
J.R.Holton

International Geophysics Series - Volume 23 - 1979

Nous allons détailler, rapidement, l'obtention de l'équation de quantité de mouvement en fonction de la coordonnée σ_θ . Les équations de chaleur et de sel s'obtiennent de la même manière.

Soit la coordonnée σ_θ . Elle est fonction des coordonnées horizontales, verticales et du temps : $\sigma_\theta = \sigma_\theta(x, y, z, t)$.

Le gradient d'une quantité scalaire ou vectorielle le long d'une surface sigma-thêta, s'exprime en fonction d'une coordonnée horizontale de la façon suivante



En prenant la limite $\delta x, \delta z \rightarrow 0$, on obtient :

$$\left(\frac{\partial U}{\partial x}\right)_{\sigma_\theta} = \frac{\partial U}{\partial z} \left(\frac{\partial z}{\partial x}\right)_{\sigma_\theta} + \left(\frac{\partial U}{\partial x}\right)_z \quad 1)$$

De même les dérivées verticales sont liées par la relation :

$$\frac{\partial U}{\partial \sigma_\theta} = \frac{\partial U}{\partial z} \frac{\partial z}{\partial \sigma_\theta} \quad \text{et réciproquement} \quad \frac{\partial U}{\partial z} = \frac{\partial U}{\partial \sigma_\theta} \frac{\partial \sigma_\theta}{\partial z} \quad 2)$$

Si l'on substitue 2) dans 1) on obtient :

$$\left(\frac{\partial U}{\partial x}\right)_{\sigma_\theta} = \frac{\partial U}{\partial \sigma_\theta} \frac{\partial \sigma_\theta}{\partial z} \left(\frac{\partial z}{\partial x}\right)_{\sigma_\theta} + \left(\frac{\partial U}{\partial x}\right)_z$$

Cette expression peut être utilisée en utilisant x , y , ou t comme variable de dérivation.

L'expression générale est alors :

$$\nabla_{\sigma_\theta} U = \nabla_z U + \frac{\partial U}{\partial \sigma_\theta} \frac{\partial \sigma_\theta}{\partial z} \nabla_{\sigma_\theta} z$$

Nous allons exprimer l'équation de quantité de mouvement zonal en coordonnées sigma-thêta :

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} - fv = -\frac{1}{\rho} \nabla_x P$$

* La dérivée totale exprimée en coordonnées sigma-thêta s'écrit :

$$\begin{aligned} \frac{du}{dt} &= \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} \\ &= \left(\frac{\partial u}{\partial t}\right)_{\sigma_\theta} - \frac{\partial u}{\partial \sigma_\theta} \frac{\partial \sigma_\theta}{\partial z} \left(\frac{\partial z}{\partial t}\right)_{\sigma_\theta} + u \left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)_{\sigma_\theta} - u \frac{\partial u}{\partial \sigma_\theta} \frac{\partial \sigma_\theta}{\partial z} \left(\frac{\partial z}{\partial x}\right)_{\sigma_\theta} + v \left(\frac{\partial u}{\partial y}\right)_{\sigma_\theta} \\ &\quad - v \frac{\partial u}{\partial \sigma_\theta} \frac{\partial \sigma_\theta}{\partial z} \left(\frac{\partial z}{\partial y}\right)_{\sigma_\theta} + w \frac{\partial u}{\partial \sigma_\theta} \frac{\partial \sigma_\theta}{\partial z} \\ &= \left(\frac{\partial u}{\partial t}\right)_{\sigma_\theta} + u \left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)_{\sigma_\theta} + v \left(\frac{\partial u}{\partial y}\right)_{\sigma_\theta} + \frac{\partial u}{\partial \sigma_\theta} \frac{\partial \sigma_\theta}{\partial z} \left(w - \left(\frac{\partial z}{\partial t}\right)_{\sigma_\theta} - u \left(\frac{\partial z}{\partial x}\right)_{\sigma_\theta} - v \left(\frac{\partial z}{\partial y}\right)_{\sigma_\theta} \right) \end{aligned}$$

or si nous exprimons w en coordonnées sigma-thêta, on obtient :

$$w = \frac{dz}{dt} = \left(\frac{\partial z}{\partial t}\right)_{\sigma_\theta} + u \left(\frac{\partial z}{\partial x}\right)_{\sigma_\theta} + v \left(\frac{\partial z}{\partial y}\right)_{\sigma_\theta} + \frac{d\sigma_\theta}{dt} \frac{\partial z}{\partial \sigma_\theta}$$

et donc :

$$\frac{du}{dt} = \left(\frac{\partial u}{\partial t}\right)_{\sigma_\theta} + u \left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)_{\sigma_\theta} + v \left(\frac{\partial u}{\partial y}\right)_{\sigma_\theta} + \omega \frac{\partial u}{\partial z}$$

où $\omega = \frac{d\sigma_\theta}{dt} \frac{\partial z}{\partial \sigma_\theta}$ est la vitesse diapycne, vitesse perpendiculaire aux surfaces sigma-thêta

*De même le gradient de pression s'exprime de la manière suivante :

$$\begin{aligned} -\frac{1}{\rho} \nabla_x P &= -\frac{1}{\rho} \nabla_{\sigma_\theta} P + \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial z} \nabla_{\sigma_\theta} z \\ &= -\frac{1}{\rho} \nabla_{\sigma_\theta} P - \nabla_{\sigma_\theta} \phi \end{aligned}$$

où ϕ est le géopotentiel

L'équation de quantité de mouvement zonal s'écrit alors :

$$\left(\frac{\partial u}{\partial t}\right)_{\sigma_{\theta}} + u \left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)_{\sigma_{\theta}} + v \left(\frac{\partial u}{\partial y}\right)_{\sigma_{\theta}} + \omega \frac{\partial u}{\partial z} - fv = -\frac{1}{\rho} \nabla_{\sigma_{\theta}} P - \nabla_{\sigma_{\theta}} \phi$$

U et V sont les composantes horizontales de la vitesse.

2 - Equation d'advection du sel sur une surface σ_θ

Les équations de sel et de température sur une surface de densité potentielle s'écrivent :

$$\left(\frac{\partial \theta}{\partial t}\right)_{\sigma_\theta} + U \nabla_{\sigma_\theta} \theta + \omega \frac{\partial \theta}{\partial z} = \frac{\partial \left(k \frac{\partial \theta}{\partial z}\right)}{\partial z} + \frac{Q_z}{C_p} \quad 1)$$

$$\left(\frac{\partial S}{\partial t}\right)_{\sigma_\theta} + U \nabla_{\sigma_\theta} S + \omega \frac{\partial S}{\partial z} = \frac{\partial \left(k \frac{\partial S}{\partial z}\right)}{\partial z} \quad 2)$$

En multipliant l'équation 1) par ρ_θ et l'équation 2) par ρ_s et en sommant les 2 équations, on obtient :

$$\begin{aligned} \rho_\theta \left(\frac{\partial \theta}{\partial t}\right)_{\sigma_\theta} + \rho_s \left(\frac{\partial S}{\partial t}\right)_{\sigma_\theta} + U (\rho_\theta \nabla_{\sigma_\theta} \theta + \rho_s \nabla_{\sigma_\theta} S) + \omega (\rho_\theta \theta_z + \rho_s S_z) = \\ \rho_\theta \left(k \frac{\partial \theta}{\partial z}\right)_z + \rho_s \left(k \frac{\partial S}{\partial z}\right)_z + \rho_\theta \frac{Q_z}{C_p} \end{aligned} \quad 3)$$

or :

$$\rho_\theta \nabla_{\sigma_\theta} \theta + \rho_s \nabla_{\sigma_\theta} S = 0 \quad \text{et} \quad \rho_\theta \left(\frac{\partial \theta}{\partial t}\right)_{\sigma_\theta} + \rho_s \left(\frac{\partial S}{\partial t}\right)_{\sigma_\theta} = 0$$

Par définition des surfaces isopycnes .

En effet, l'équation d'état $\rho = \rho(\theta, s) \Rightarrow \theta = \theta(\rho, s) = \theta(\sigma, s)$ (par définition de σ)

$$\Rightarrow d\rho = \frac{\partial \rho}{\partial \theta} d\theta + \frac{\partial \rho}{\partial S} dS \quad 4)$$

$$\text{et} \quad d\theta = \frac{\partial \theta}{\partial \sigma} d\sigma + \frac{\partial \theta}{\partial S} dS$$

sur une surface sigma-thêta, $\sigma = \text{cst}$ et $d\sigma = 0$ (ou $d\rho = 0$) :

$$\Rightarrow d\theta = \frac{\partial \theta}{\partial S} dS \quad \text{et} \quad \frac{\partial \rho}{\partial \theta} \frac{\partial \theta}{\partial S} = - \frac{\partial \rho}{\partial S}$$

De plus quelque soit la coordonnée horizontale (x,y) ou temporelle (t), que nous désignerons par ζ , nous avons :

$$\frac{\partial \theta}{\partial \zeta} = \frac{\partial \theta}{\partial S} \frac{\partial S}{\partial \zeta} \quad \Rightarrow \quad \frac{\partial \rho}{\partial \theta} \frac{\partial \theta}{\partial \zeta} = \frac{\partial \rho}{\partial \theta} \frac{\partial \theta}{\partial S} \frac{\partial S}{\partial \zeta} \quad \Rightarrow \quad \frac{\partial \rho}{\partial \theta} \frac{\partial \theta}{\partial \zeta} = - \frac{\partial \rho}{\partial S} \frac{\partial S}{\partial \zeta}$$

Finalement :

$$\frac{\partial \rho}{\partial \theta} \frac{\partial \theta}{\partial \zeta} + \frac{\partial \rho}{\partial S} \frac{\partial S}{\partial \zeta} = 0$$

D'autre part la relation 4) peut s'écrire : $\rho_z = \rho_\theta \theta_z + \rho_s S_z$ 5)

L'équation 3) devient alors :

$$\begin{aligned} \omega \rho_z &= \rho_\theta \left(k \frac{\partial \theta}{\partial z} \right)_z + \rho_s \left(k \frac{\partial S}{\partial z} \right)_z + \rho_\theta \frac{Q_z}{C_p} \\ &= \rho_\theta \left(k \frac{S_z}{S_z} \theta_z \right)_z + \rho_s \left(k S_z \right)_z + \rho_\theta \frac{Q_z}{C_p} \\ &= \rho_\theta \left(\frac{\theta_z}{S_z} \right) (k S_z)_z + \rho_\theta (k S_z) \left(\frac{\theta_z}{S_z} \right)_z + \rho_s \left(k \frac{\partial S}{\partial z} \right)_z + \rho_\theta \frac{Q_z}{C_p} \end{aligned} \quad 6)$$

$$\text{or 5) } \Rightarrow \rho_s = \frac{\rho_z - \rho_\theta \theta_z}{S_z}$$

$$\begin{aligned} \Rightarrow \omega \rho_z &= \rho_\theta \left(\frac{\theta_z}{S_z} \right) (k S_z)_z + \rho_\theta (k S_z) \left(\frac{\theta_z}{S_z} \right)_z + \frac{\rho_z}{S_z} (k S_z)_z - \frac{\rho_\theta \theta_z}{S_z} (k S_z)_z + \rho_\theta \frac{Q_z}{C_p} \\ \Rightarrow \omega \rho_z &= \rho_\theta (k S_z) \left(\frac{\theta_z}{S_z} \right)_z + \frac{\rho_z}{S_z} (k S_z)_z + \rho_\theta \frac{Q_z}{C_p} \end{aligned} \quad 7)$$

On remplace ω par cette expression dans 2) pour obtenir :

$$\left(\frac{\partial S}{\partial t} \right)_{\sigma_\theta} + U \nabla_{\sigma_\theta} S = -\omega S_z - (\omega' S')_z$$

$$\boxed{\left(\frac{\partial S}{\partial t} \right)_{\sigma_\theta} + U \nabla_{\sigma_\theta} S = - \frac{\rho_\theta S_z^2}{\rho_z} \left(\frac{\theta_z}{S_z} \right)_z k - \rho_\theta \frac{S_z Q_z}{\rho_z C_p}} \quad 8)$$

APPENDICE C

Cet appendice décrit la reconstitution du cycle saisonnier, par un spline cubique, de la composante zonale du courant, dans la thermocline, et de la salinité, dans la couche de surface, mesurée lors des campagnes FOCAL. Cet ajustement est fait sur les surfaces de densité potentielle. Les campagnes FOCAL couvrent 2 cycles saisonniers, lorsqu'un paramètre n'est pas mesuré au cours d'une campagne, il est remplacé par la valeur extraite d'une autre campagne à la même saison. Par exemple, le courant qui n'a pas été mesuré à 35°W au cours de FOCAL 2 a été remplacé par la valeur mesurée au cours de FOCAL 6. Ces cas sont heureusement rares et concernent : les courants, la température et le sel à 35°W pendant FOCAL 5. Et les mesures de courant à 23°W et 35°W durant FOCAL 2.

Pour contraindre l'ajustement aux extrémités de chaque série (FOCAL 1 et 8), nous avons ajouté deux points fictifs de part et d'autre de la série à 3 mois d'intervalle. Nous avons attribué à ces points la valeur du paramètre que l'on ajuste, échantillonné à la même saison pendant les années 1982 à 1984.

1 - Reconstitution du cycle saisonnier des courants

Les mesures de courant des mouillages équatoriaux à 4°W, 23°W et 28°W nous permettent de vérifier la qualité de l'ajustement réalisé, et de vérifier que l'échantillonnage des campagnes FOCAL est suffisant pour reproduire le cycle saisonnier de la composante zonale du courant sur les surfaces sigma-thêta.

Il nous faut pour cela un profil de densité associé aux mesures de courant des mouillages. La température est mesurée aux niveaux des mesures de courant et parfois aussi à des niveaux intermédiaires. Parallèlement, nous avons reconstitué le cycle saisonnier de la température, sur chaque surface sigma-thêta, à partir des mesures des campagnes FOCAL, par un ajustement par un spline cubique. Grâce aux profils de température donnés par le mouillage, nous pouvons interpoler les mesures de courant à la température des surfaces sigma-thêta. Nous avons ainsi pu reconstituer le cycle saisonnier de la composante zonale du courant sur chaque surface sigma-thêta.

La figure C.1 décrit les différents ajustements réalisés sur la surface 25.0 à 4°W-0°N. La figure C.1 a) montre la composante zonale du courant mesurée par le mouillage. Les mesures commencent en février 1983. Les données du mouillage ont été moyennées sur une journée. Les données manquantes ont été interpolées linéairement (tracé en tirets). Les niveaux d'échantillonnage de la température pour ce mouillage, dans le meilleur des cas, sont les suivants : 10, 18, 26, 35, 60, 73, 85, 110 et 311 mètres. Le courant est mesuré aux immersions 10, 35, 60, 85, 110 et 311 mètres. Tous ces niveaux n'ont pas été échantillonnés

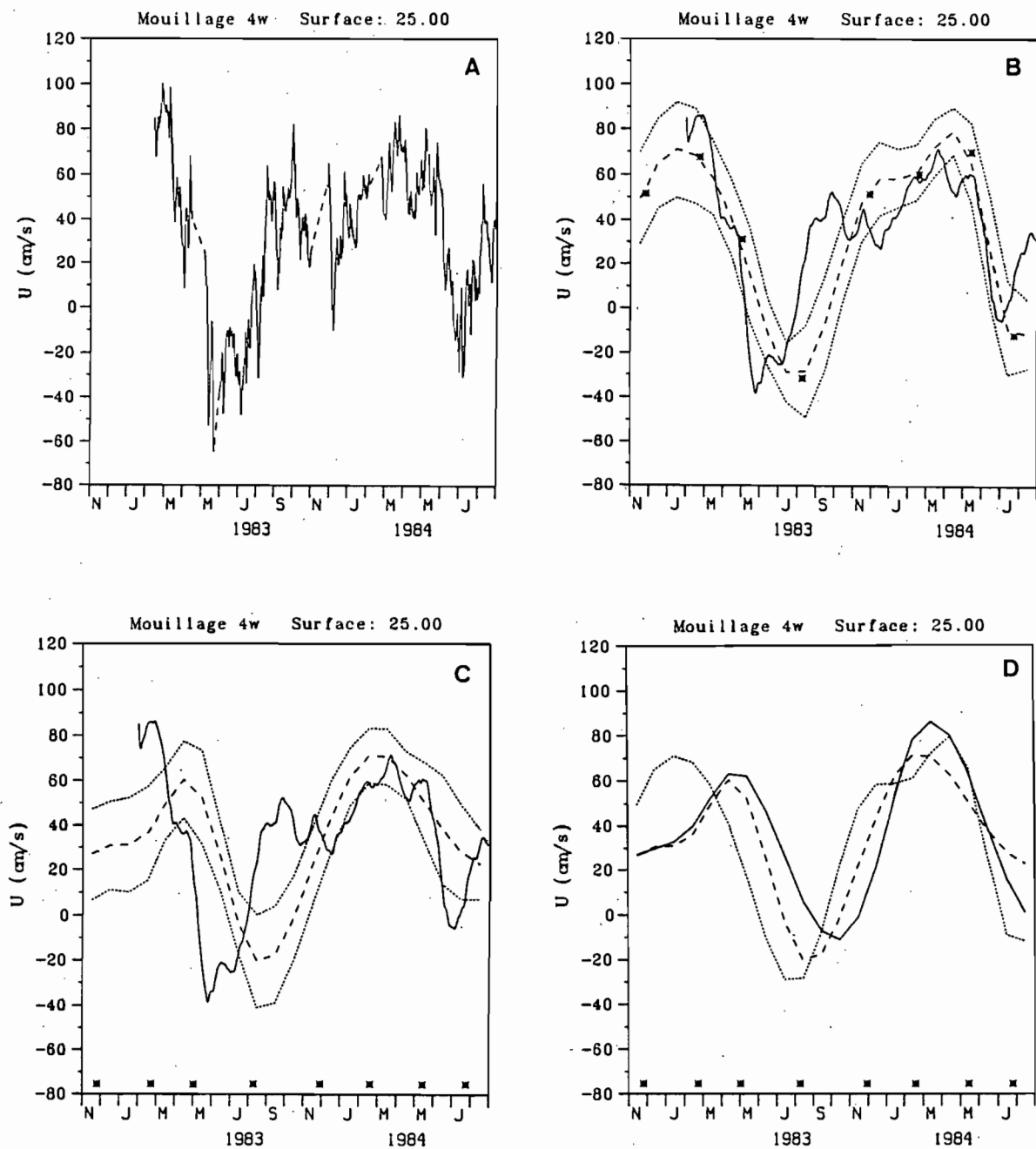


Figure C.1 Comparaison de l'ajustement par spline cubique de la composante zonale du courant à $4^{\circ}\text{W}-0^{\circ}$, sur la surface sigma-thêta 25.0.

a) Moyenne journalière du mouillage. Les données manquantes sont calculées par interpolation linéaire (tirets).

b) Cycle saisonnier reconstitué par spline cubique (tirets), après avoir échantillonné le mouillage aux dates des campagnes FOCAL (astérisques). En pointillé, écart-type associé à l'échantillonnage. En trait continu série temporelle du mouillage lissée par une moyenne glissante sur un mois.

c) En tiret, cycle saisonnier reconstitué à partir des données du profil de courant échantillonné aux mêmes immersions que le mouillage.

d) En pointillé, même courbe que sur b). En tiret même courbe que sur c). En trait continu, cycle saisonnier reconstitué à partir des données du profil de courant échantillonné en gardant toute leur résolution verticale.

Les tirets de l'abscisse sont positionnés au 1^{er} du mois

en permanence. Par exemple au niveau 311 m, la mesure à lieu de début mai 1984 à la mi-juillet 1984. En août 1983, seuls les niveaux 10, 35 et 110 m ont été échantillonnés pour les courants.

Nous avons échantillonné le mouillage (moyenne journalière) à la date des campagnes FOCAL (les étoiles sur le dessin) et reconstitué le cycle saisonnier par un ajustement spline cubique (Cf courbe en tirets de la figure C.1 b, la courbe en trait plein représente la série temporelle du mouillage filtrée par une moyenne glissante sur 1 mois). Les variations basses fréquences du mouillage sont reproduites correctement, avec un maximum en février 1983 et mars 1984, et un minimum en mai-juin 1983 et 1984. Il existe toutefois un déphasage d'environ 1.5 mois entre le minimum de juin 1983 vu par le mouillage, et celui décrit par la série reconstruite après échantillonnage du mouillage à la date des campagnes FOCAL. En fait, les campagnes FOCAL n'échantillonnent pas le minimum de juin 1983 et les hautes fréquences induisent un phénomène d'aliasing.

Afin d'approcher l'erreur associée à l'échantillonnage et d'estimer ainsi les perturbations dues aux hautes fréquences dans la reconstitution du cycle saisonnier, nous avons fait varier les dates d'échantillonnage par pas de 5 jours. En considérant que les campagnes sont espacées de 3 mois, nous avons obtenu 17 ajustements différents qui nous ont permis d'estimer l'écart-type associé à la moyenne de ces ajustements. Celui-ci est représenté par les 2 courbes en pointillés. Nous avons ajouté et retranché un écart-type à la courbe ajustée. L'écart-type associé à l'échantillonnage varie entre 15 et 20 cm/s.

La figure C.1 c) représente l'ajustement réalisé à partir des données du profileur de courant, mais échantillonnées sur la verticale aux même immersions que le mouillage. On retrouve le cycle saisonnier, mais avec un déphasage de l'ordre de 3 mois par rapport au signal basse fréquence du mouillage (de février à septembre 1983). Le plateau, centré sur 40 cm/s, qui existe entre août et décembre 1983, est complètement occulté.

Sur la figure C.1 d nous avons reporté les 2 courbes précédemment décrites :

courbe en pointillés : cycle saisonnier reconstitué à partir des données du mouillage

courbe en tirets : cycle saisonnier reconstitué à partir des données du profileur de courant en ne gardant que la résolution verticale du mouillage.

Les deux courbes suivent une évolution voisine avec toutefois un déphasage qui suggère que l'aliasing des hautes fréquences lors de l'échantillonnage des campagnes FOCAL affecte l'estimation des basses fréquences. On s'attendait à un accord plus prononcé entre le mouillage et les données du profileur de courant, car ce sont les données qui ont servi à la comparaison présentée dans l'annexe A (mais il subsistait un écart type lié à l'erreur de mesure). La courbe en trait plein représente l'ajustement réalisé à partir des données du profileur de courant, en gardant toute leur résolution verticale. Notons une différence importante entre cette courbe et les deux autres qui illustre l'importance de la résolution verticale pour l'interpolation sur les surfaces sigma-thêta : en août 1983, le mouillage n'échantillonnait que 3 niveaux (10, 35 et 110 m) ce qui est probablement insuffisant, même au niveau 25.0,

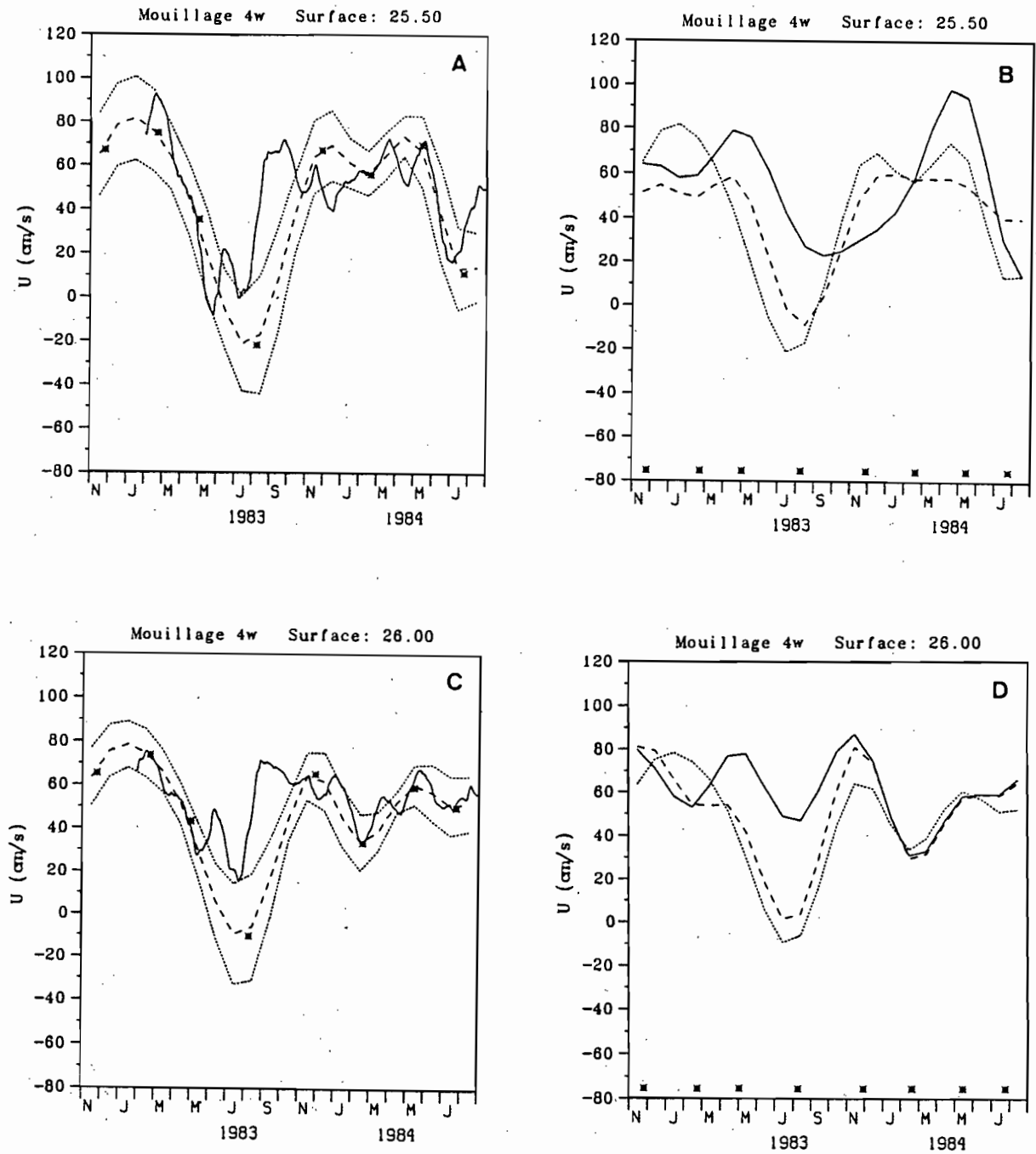


Figure C.2 Comparaison de l'ajustement par spline cubique de la composante zonale du courant à $4^{\circ}\text{W}-0^{\circ}$, sur les surfaces sigma-thêta 25.5 et 26.0.

a) et c) Cycle saisonnier reconstitué par spline cubique (tirets), après avoir échantillonné le mouillage aux dates des campagnes FOCAL (astérisques). En pointillé, écart-type associé à l'échantillonnage. En trait continu, série temporelle du mouillage lissée par une moyenne glissante sur un mois.

b) et d) En pointillé, cycle saisonnier reconstitué à partir des données du mouillage. En tiret, cycle saisonnier reconstitué à partir des données du profileur de courant en ne gardant que la résolution verticale du mouillage. En trait continu, cycle saisonnier reconstitué à partir des données du profileur de courant en gardant toute leur résolution verticale. Les tirets de l'abscisse sont positionnés au 1^{er} du mois

comme le suggère la différence entre la courbe en trait continu et la courbe en tirets, qui se traduit par un déphasage de 1.5 mois comparable à celui entre la courbe en tirets et la courbe en pointillé (le mouillage). Au vu de l'importance que revêt la résolution verticale pour le calcul du cycle saisonnier de la composante zonale du courant sur une surface sigma-thêta, il est difficile de faire une comparaison directe entre l'ajustement que nous utilisons et le signal basse fréquence du mouillage.

Les figures C.2 a, b, c, d décrivent l'ajustement sur les surfaces 25.5 et 26.0 pour le même mouillage ($4^{\circ}\text{W}-0^{\circ}\text{N}$). Ces surfaces sont moins proches de la surface de la mer que la surface 25.0 en période d'upwelling. Les séries temporelles du mouillage ainsi que le cycle basse fréquence reconstitué à partir des mesures du mouillage aux dates des campagnes FOCAL sont présentées sur les figures V 2 a) et c). Alors que les courbes C.2 b et d correspondent aux différents ajustements réalisés. Les résultats sont comparables à ceux que nous obtenons pour la surface 25.0. Le déphasage temporel de juillet 1983 entre les séries temporelles du mouillage et celles du profileur échantillonné aux niveaux du mouillage, est réduit à un mois sur la surface 25.5 et il est inexistant sur la surface 26.0. Le signal basse fréquence du mouillage est correctement reproduit par l'échantillonnage des campagnes FOCAL. L'écart type varie de 10 à 20 cm/s avec un maximum en juillet 1983. Par contre, le signal basse fréquence déduit des données du profileur de courant en gardant toute la résolution verticale (courbe continue des figures C.2 b et d) est sensiblement différent (Cf l'amplitude du minimum de courant en juillet 1983 sur la surface 26.0). Ceci illustre encore une fois l'importance d'avoir un bon échantillonnage vertical pour estimer la vitesse sur les surfaces sigma-thêta.

En conclusion, les cycles saisonniers reconstitués par un spline cubique à partir des données du mouillage, échantillonnées aux dates des campagnes FOCAL, et à partir des données du profileur de courant, échantillonnées aux mêmes niveaux que le mouillage, sont très proches l'un de l'autre à $4^{\circ}\text{W}-0^{\circ}\text{N}$ et permettent de reproduire, avec une erreur acceptable, le signal basse fréquence du mouillage. Le manque de résolution verticale du mouillage nous incite à utiliser les données du profileur et non celles du mouillage pour reconstituer les séries temporelles.

Le manque de niveau profond sur le mouillage à 4°W ne nous permet pas de décrire la surface 26.4, base de la thermocline.

Le même type de comparaison a été effectué à partir du mouillage situé à $24^{\circ}\text{W}-0^{\circ}\text{N}$ (figure C.3 a, b, c, d pour la surface 25.0). A cette longitude, le cycle saisonnier a une amplitude plus faible qu'à $4^{\circ}\text{W}-0^{\circ}\text{N}$ (pour les couches dans la thermocline, car dès la surface 26.0 le cycle saisonnier est faible d'après les mesures du profileur de courant), et les hautes fréquences sont du même ordre de grandeur que le signal basse fréquence. D'autre part, la résolution verticale du mouillage n'est pas très bonne, ne correspondant qu'à 5 niveaux.

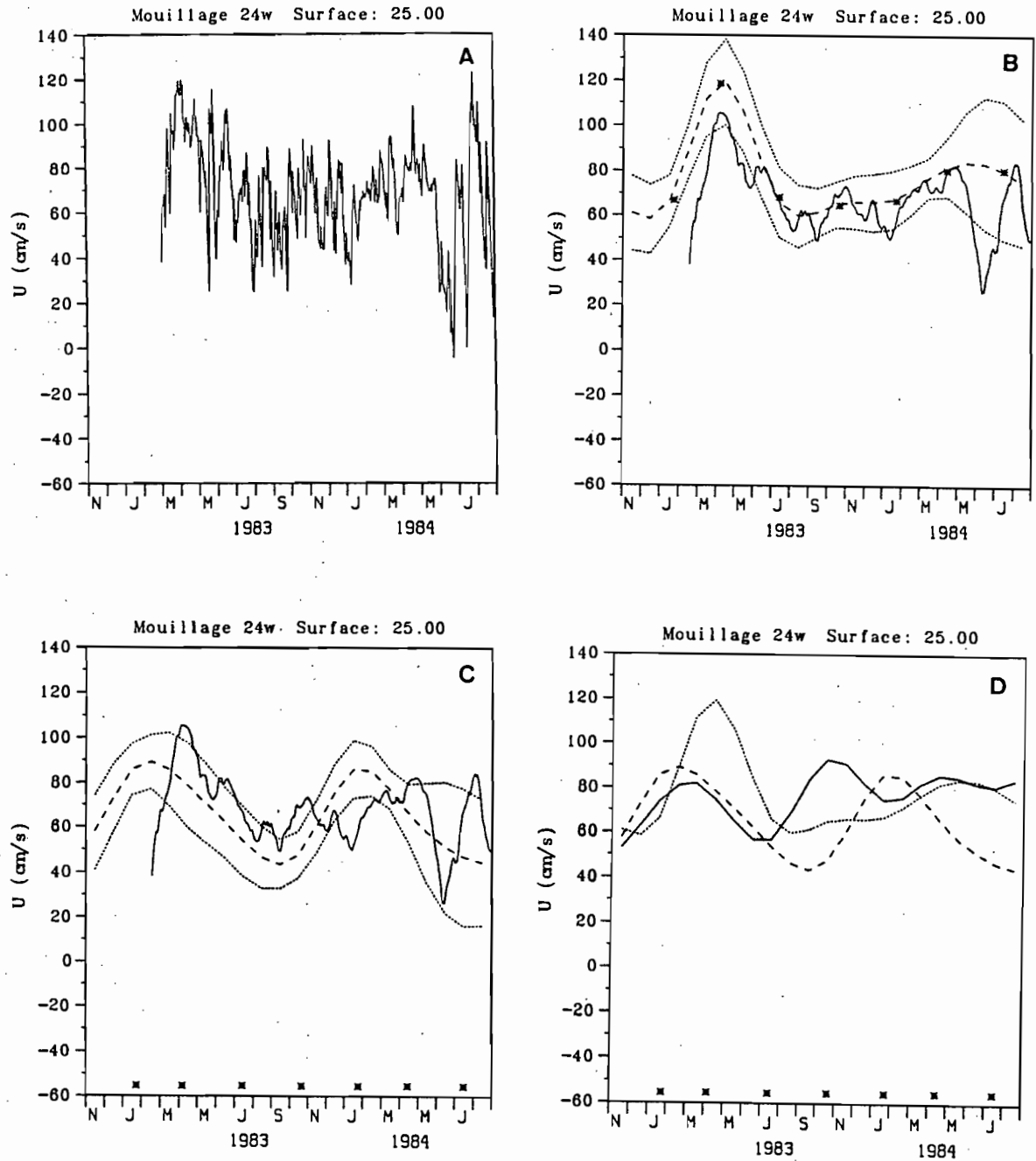


Figure C.3 Comparaison de l'ajustement par spline cubique de la composante zonale du courant à $24^{\circ}\text{W}-0^{\circ}$, sur la surface sigma-thêta 25.0.

- Moyenne journalière du mouillage. Les données manquantes sont calculées par interpolation linéaire (tirets).
- Cycle saisonnier reconstitué par spline cubique (tirets) après avoir échantillonné le mouillage aux dates des campagnes FOCAL (astérisques). En pointillé, écart-type associé à l'échantillonnage. En trait continu, série temporelle du mouillage lissée par une moyenne glissante sur un mois.
- En tiret, cycle saisonnier reconstitué à partir des données du profileur de courant échantillonné aux mêmes immersions que le mouillage.
- En pointillé, même courbe que sur b). En tiret même courbe que sur c). En trait continu, cycle saisonnier reconstitué à partir des données du profileur de courant échantillonné en gardant toute leur résolution verticale.

Les tirets de l'abscisse sont positionnés au 1^{er} du mois

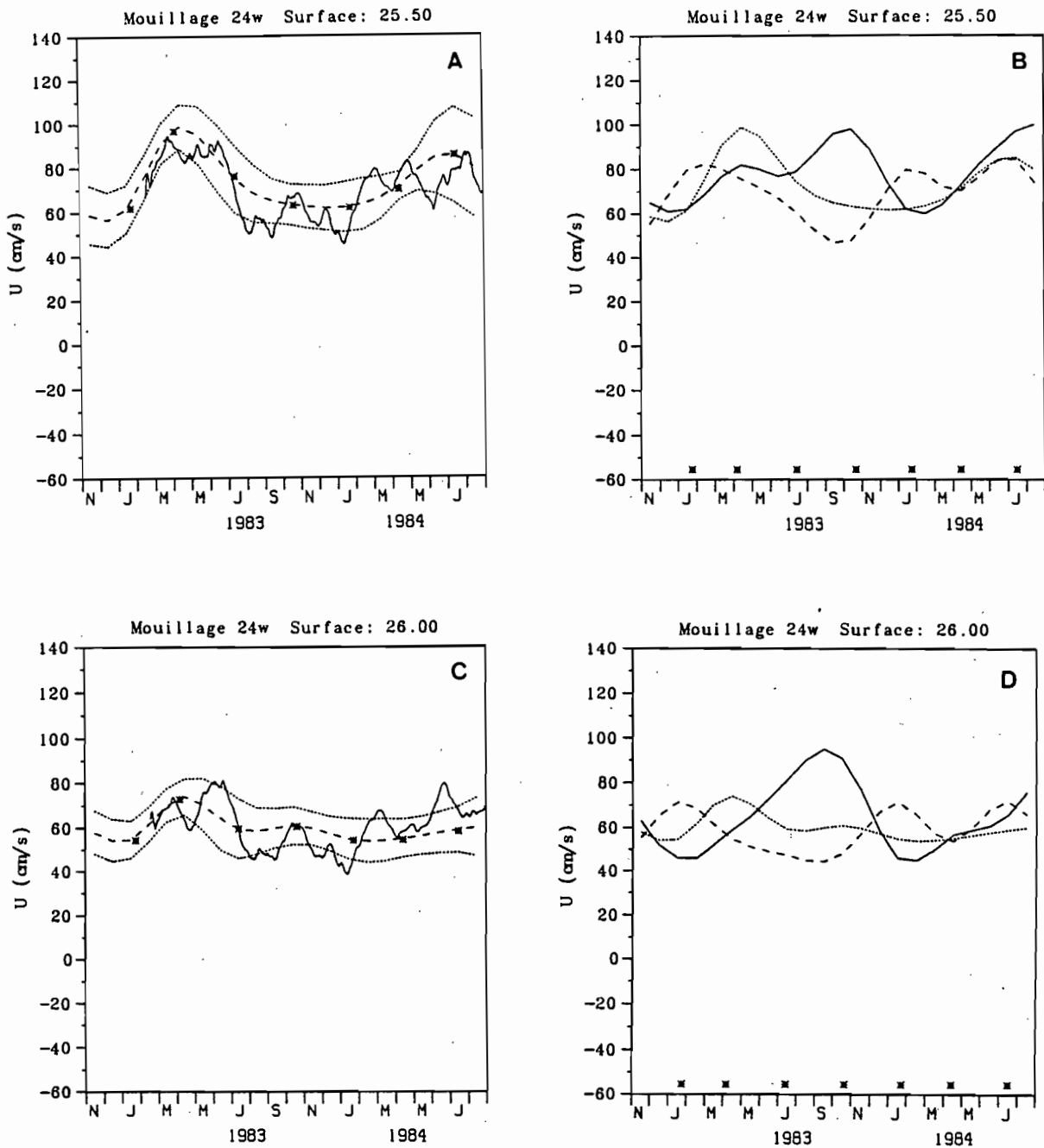


Figure C.4 Comparaison de l'ajustement par spline cubique de la composante zonale du courant à $24^{\circ}\text{W}-0^{\circ}$, sur les surfaces sigma-thêta 25.5 et 26.0.

a) et c) Cycle saisonnier reconstitué par spline cubique (tirets) après avoir échantillonné le mouillage aux dates des campagnes FOCAL (astérisques). En pointillé, écart-type associé à l'échantillonnage.

En trait continu, série temporelle du mouillage lissée par une moyenne glissante sur un mois.

b) et d) En pointillé, cycle saisonnier reconstitué à partir des données du mouillage.

En tiret, cycle saisonnier reconstitué à partir des données du profileur de courant en ne gardant que la résolution verticale du mouillage.

En trait continu, cycle saisonnier reconstitué à partir des données du profileur de courant en gardant toute leur résolution verticale.

Les tirets de l'abscisse sont positionnés au 1^{er} du mois

mesurés en 1983 et 1984 : 10, 50, 75, 100 et 150 m (le niveau 300 m est aussi mesuré du 21/9/83 au 28/3/84 et le niveau 100 m n'est pas échantillonné du 3/3/83 au 28/3/83). L'ajustement réalisé à partir des données du mouillage (figure C.2 b) permet de reproduire le maximum de mars 1983, mais occulte les variations à plus hautes fréquences (~2 mois de juin-juillet-août 1984). L'écart-type est de l'ordre de 15 cm/s, il augmente fortement en été 1984 (30-40 cm/s).

L'ajustement réalisé à partir des données du profileur de courant, échantillonnées aux mêmes niveaux que le mouillage (figure C.3 c), ne permet pas de reproduire le signal mesuré par le mouillage, en particulier le maximum de mars 1983. La différence avec le signal reconstitué en utilisant la pleine résolution verticale des profileurs de courant est frappante (trait continu de la figure C.3 d).

Les comparaisons pour les surfaces inférieures, 25.5 et 26.0, donnent des résultats analogues (figure C.4 a, b, c, d). Sur ces surfaces, l'amplitude des variations basse fréquence a diminué par rapport à la surface 25.0.

Dans le cas où la résolution verticale des mouillages est faible, il est difficile de tirer des conclusions sur la qualité de l'ajustement du cycle saisonnier à partir des données du profileur de courant. Il apparaît tout de même que lorsque les variations hautes fréquences (inférieures à 3 mois) sont d'une amplitude égale ou inférieure aux variations basses fréquences, ces dernières sont difficilement reproduites par l'ajustement spline cubique.

Enfin les figures C.5 et C.6 reproduisent les comparaisons, pour les même surfaces, avec le mouillage à 28°W-0°N. Ici encore les variations hautes fréquences sont d'une amplitude égale ou supérieure aux variations basses fréquences (qui ne sont pas très intenses) et rendent difficile, comme lors de la comparaison à 24°W, la reproductibilité du cycle saisonnier par les profileurs de courant.

Il apparaît donc que l'utilisation du signal basse fréquence de la composante zonale du courant à 28°W et 24°W est illusoire, et qu'il serait tout autant justifié d'utiliser la moyenne des courants sur la période considérée pour faire notre analyse. Par contre à 4°W nous arrivons à reproduire correctement les variations basse fréquence.

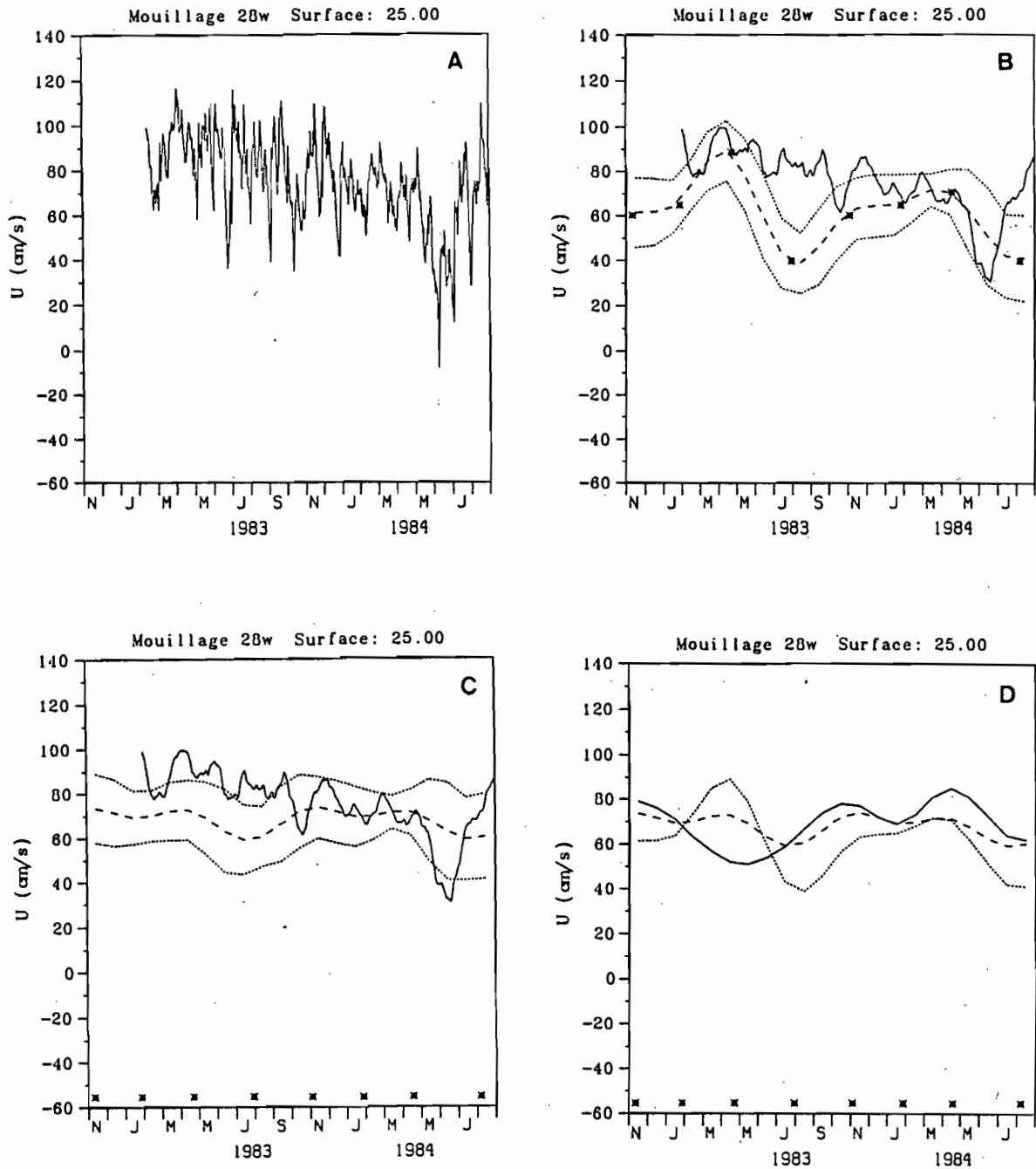


Figure C.5 Comparaison de l'ajustement par spline cubique de la composante zonale du courant mesuré à $28^{\circ}\text{W}-0^{\circ}$, sur la surface sigma-thêta 25.0.

a) Moyenne journalière du mouillage. Les données manquantes sont calculées par interpolation linéaire (tirets).

b) Cycle saisonnier reconstitué par spline cubique (tirets), après avoir échantillonné le mouillage aux dates des campagnes FOCAL (astérisques). En pointillé, écart-type associé à l'échantillonnage. En trait continu, série temporelle du mouillage lissée par une moyenne glissante sur un mois.

c) En tiret, cycle saisonnier reconstitué à partir des données du profileur de courant échantillonné aux mêmes immersions que le mouillage.

d) En pointillé, même courbe que sur b). En tiret même courbe que sur c). En trait continu, cycle saisonnier reconstitué à partir des données du profileur de courant échantillonné en gardant toute leur résolution verticale.

Les tirets de l'abscisse sont positionnés au 1^{er} du mois

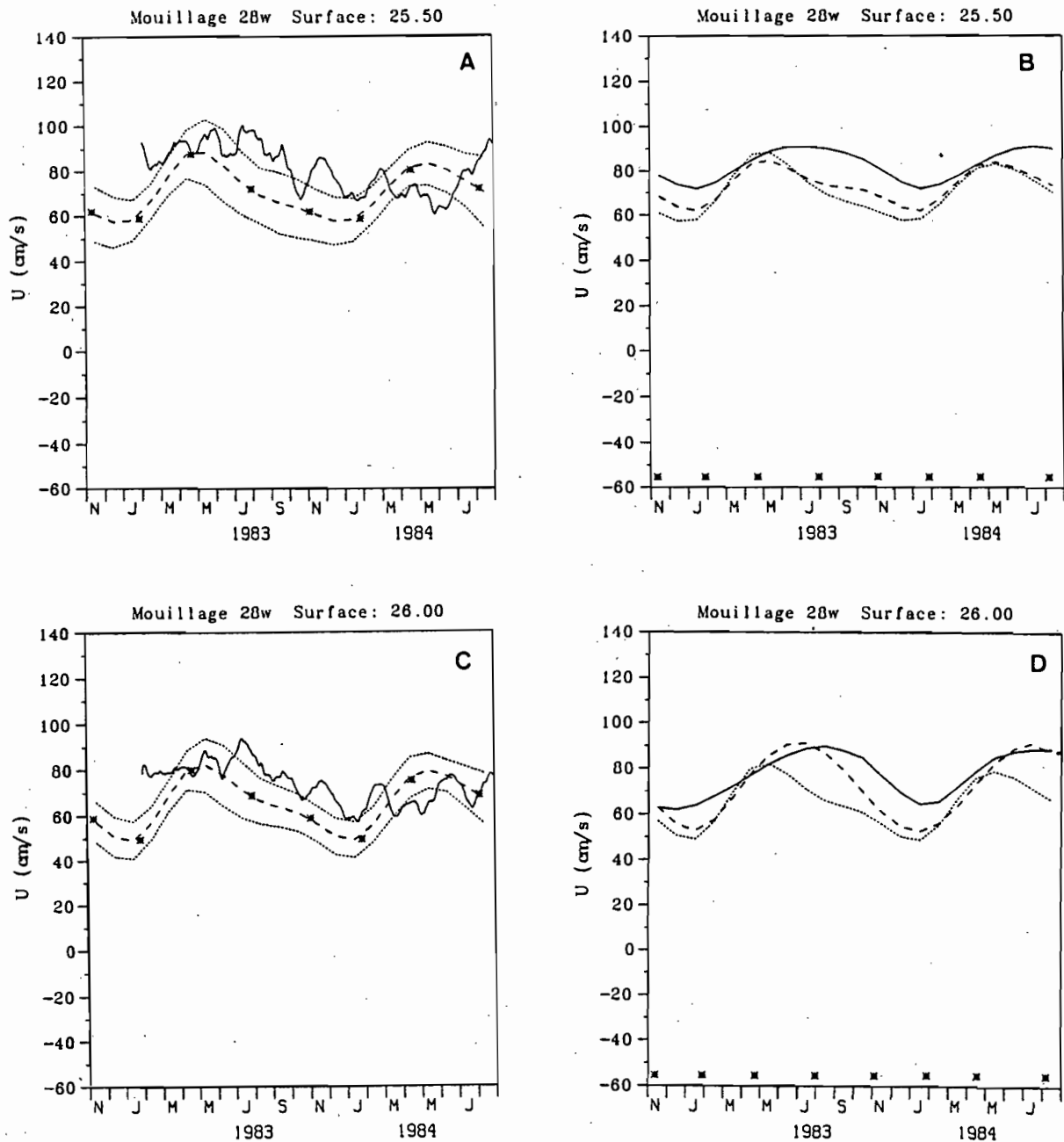


Figure C.6 Comparaison de l'ajustement par spline cubique de la composante zonale du courant à 28°W-0° sur les surfaces sigma-thêta 25.5 et 26.0.

a) et c) Cycle saisonnier reconstitué par spline cubique (tirets), après avoir échantillonné le mouillage aux dates des campagnes FOCAL (astérisques). En pointillé, écart-type associé à l'échantillonnage.

En trait continu, série temporelle du mouillage lissée par une moyenne glissante sur un mois.

b) et d) En pointillé, cycle saisonnier reconstitué à partir des données du mouillage.

En tiret, cycle saisonnier reconstitué à partir des données du profileur de courant en ne gardant que la résolution verticale du mouillage.

En trait continu, cycle saisonnier reconstitué à partir des données du profileur de courant en gardant toute leur résolution verticale.

Les tirets de l'abscisses sont positionnés au 1^{er} du mois

2 - Reconstitution du cycle saisonnier de la salinité

La qualité de l'ajustement de la salinité a aussi pu être vérifiée en surface grâce aux mesures effectuées par les navires de commerce. La comparaison a été faite à 35°W, 23°W, 10°W et 4°W, entre les valeurs ajustées à partir des mesures des campagnes FOCAL, intégrées entre 1.5°N et 1.5°S (1°N et 1°S à 10°W) et les valeurs de surface récoltées par les navires de commerce et moyennées par mois entre 1.5°N et 1.5°S (1°N et 1°S à 10°W) et sur 4° de longitude. La comparaison a été faite avec l'ajustement réalisé à partir des données de surface, et à partir de la salinité moyenne de la couche de surface. Les mesures des campagnes FOCAL ne sont pas incluses dans notre fichier de mesures 'navires de commerce'. Les comparaisons sont reproduites sur les figures C.7 et C.8. Les différences ont été calculées entre les valeurs FOCAL ajustées au 15 de chaque mois et les valeurs mensuelles issues des mesures de bateaux marchands.

Les différences sont minimales quand la comparaison est faite avec la quantité de sel moyenne de la couche de surface. La moyenne des différences et les écart-types associés sont indiqués ci-dessous pour les 4 longitudes:

Longitude	Moyenne des différences	Ecart-type
35°W	-.10	.14
23°W	-.17	.18
10°W	-.05	.26
4°W	-.09	.45

A 35°W, le nombre de points de comparaison est petit et nous ne pouvons tirer de conclusions sur ces chiffres, d'autant plus que, d'après l'ensemble de ces mesures (Cf figure C.7 a), il apparaît que le cycle saisonnier dans la couche de surface est faible.

A 23°W, le nombre de points de comparaison est en général plus important, nous observons de fortes différences, principalement entre mai et octobre 1983 pour 3 mois qui comportent moins de 4 points de mesures. De toute manière, à cette longitude, le cycle saisonnier paraît encore peu important.

A 10°W, le nombre de points de comparaison est suffisamment important et bien réparti dans le temps, pour vérifier que l'ajustement basse fréquence, à partir des données FOCAL, permet de reproduire correctement le cycle saisonnier de la salinité lorsque l'amplitude de ce dernier est important.

A 4°W, le nombre de points est insuffisant pour pouvoir conclure à partir de la comparaison.

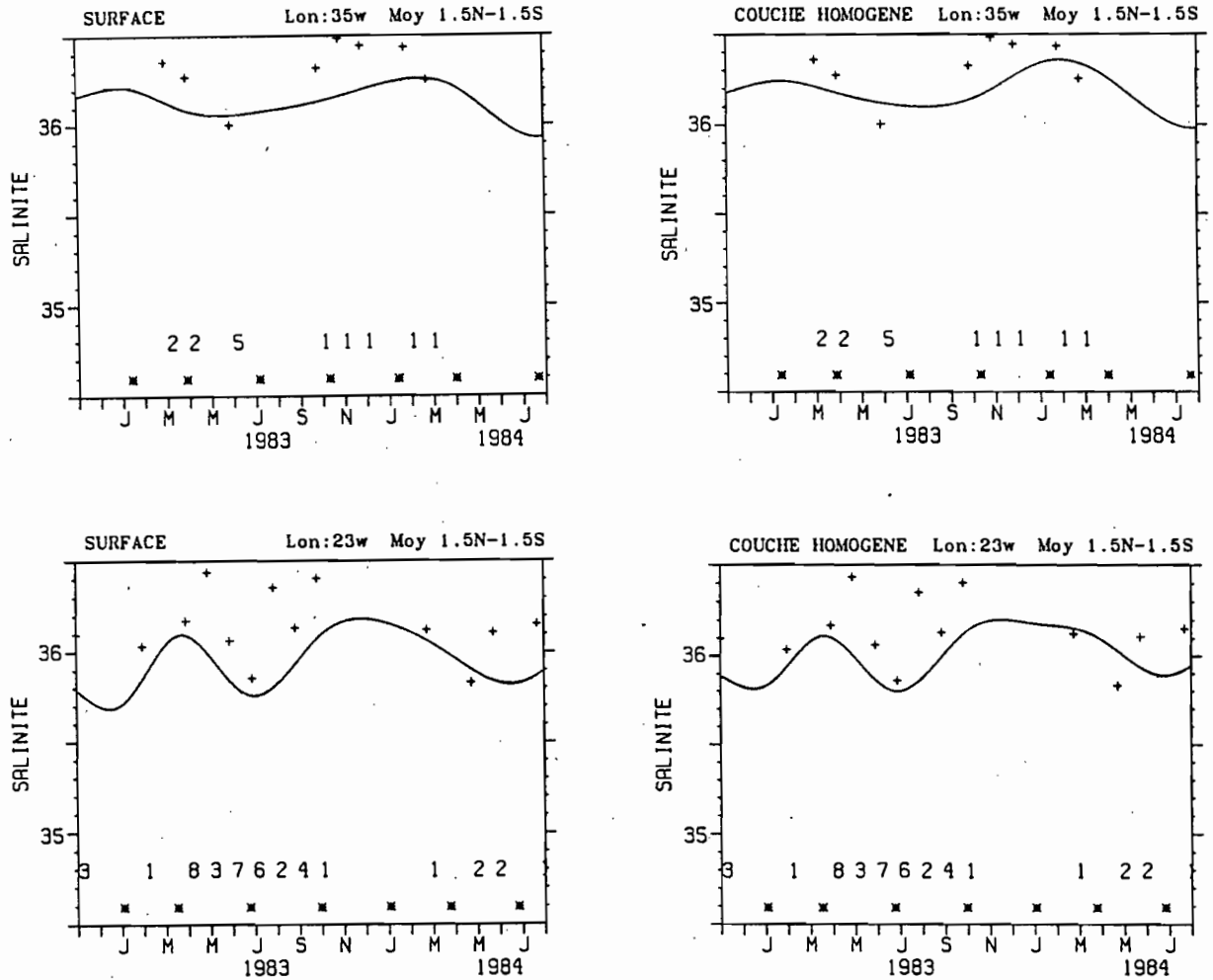


Figure C.7 Comparaison de l'ajustement par spline cubique à 35°W et 23°W, entre 1.5°N et 1.5°S, de la salinité.

a) et c) Comparaison avec les mesures de surface des campagnes FOCAL.

b) et d) Comparaison avec la quantité de sel intégré sur l'épaisseur de la couche de surface pendant les campagnes FOCAL.

* Trait continu: ajustement réalisé avec les données FOCAL.

* Astérisques: position des campagnes FOCAL.

* Croix: moyennes mensuelles entre 1.5°N et 1.5°S, sur 4° de longitude, des mesures de surfaces récoltées par les navires de commerce.

Les tirets de l'abscisses sont positionnés au 15 du mois

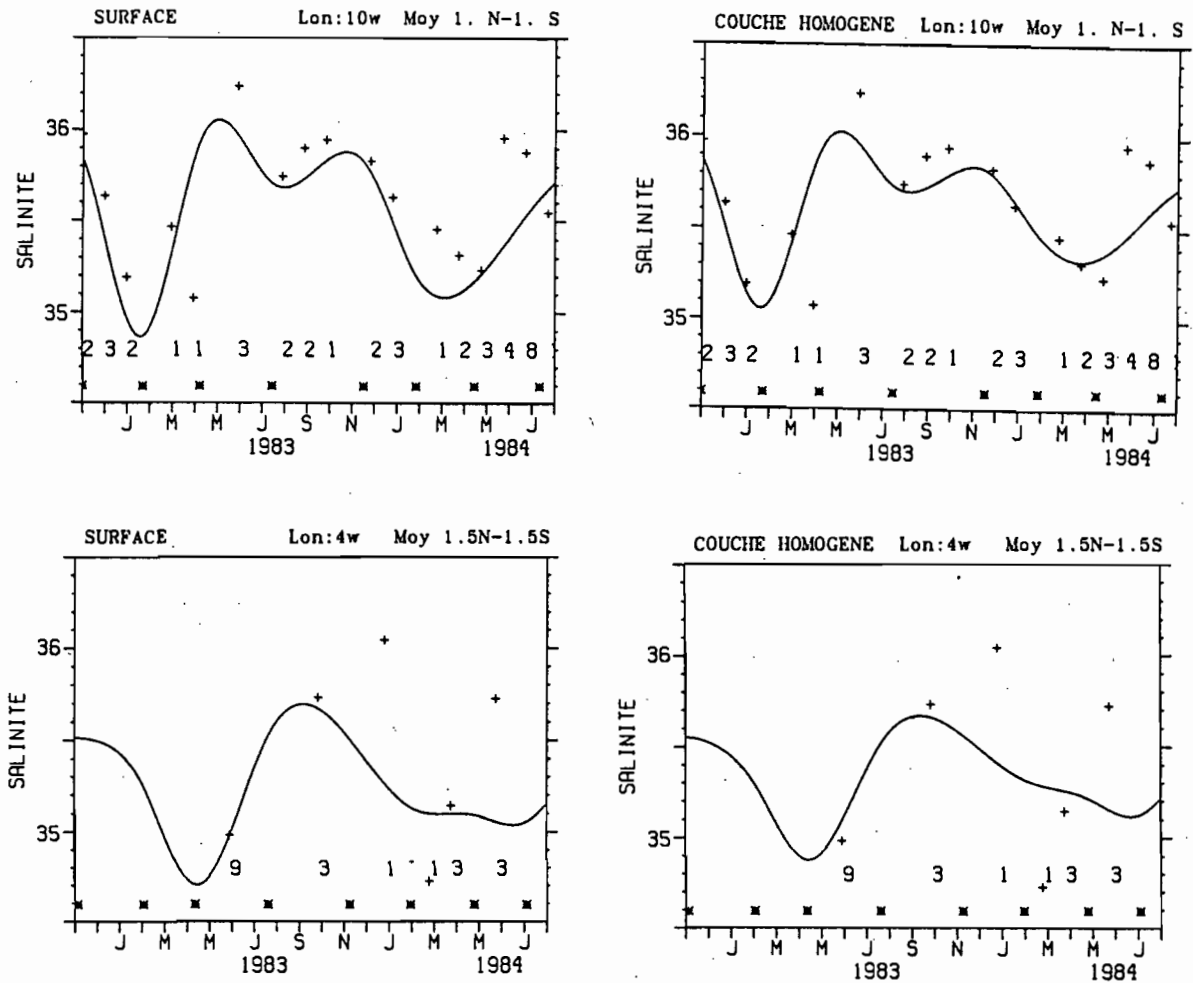


Figure C.8 Comparaison de l'ajustement par spline cubique à 10°W et 4°W, entre 1.5°N et 1.5°S, de la salinité (1°N et 1°S à 10°W).
 a) et c) Comparaison avec les mesures de surface des campagnes FOCAL.
 b) et d) Comparaison avec la quantité de sel intégré sur l'épaisseur de la couche de surface pendant les campagnes FOCAL.
 * Trait continu: ajustement réalisé avec les données FOCAL.
 * Astérisques: position des campagnes FOCAL.
 * Croix: moyennes mensuelles entre 1.5°N et 1.5°S (1°N et 1°S à 10°W), sur 4° de longitude, des mesures de surface récoltées par les navires de commerce.
 Les tirets de l'abscisses sont positionnés au 15 du mois.

Enfin, sur la figure C.9, nous avons représenté le cycle saisonnier de la salinité intégré entre 1.5°N et 1.5°S à 4°W , sur les surfaces sigma-thêta 24.5, 25.0, 25.5, et 26.0. Nous avons reporté sur ces courbes, les valeurs issues de la campagne AJAX (octobre 1983) et des données du N.O. Wilkes (juin 1984). Ces valeurs sont plus fortes. Les écarts observés sur la figure C.9 peuvent s'expliquer en partie par:

- la mauvaise résolution méridienne des stations des campagnes autres que FOCAL. Les campagnes AJAX ont une résolution de $.75^{\circ}$ entre 1.5°N et 1.5°S , soit 5 stations. Tandis que la valeur issue de la campagne du N.O. Wilkes n'est basée que sur 3 points à 1°N , 0° , et 1°S .

- La mauvaise résolution verticale des stations du N.O. Wilkes dont les valeurs ne nous ont été transmises que pour certaines isothermes.

En conclusion, ces comparaisons, notamment celle effectuée à 10°W , nous confortent dans l'idée que les campagnes FOCAL ont permis d'échantillonner le cycle saisonnier basse fréquence de la salinité à l'équateur. L'amplitude de ce cycle est faible à l'ouest de 23°W dans les couches de surfaces.

Il est intéressant de remarquer que ce cycle est assez différent à 4°W et 10°W , et nous tiendrons compte de cette particularité dans le bilan de la couche de surface dans la boîte Est.

Nous n'avons pas de moyen de vérifier l'ajustement sous la couche de surface. Il semble cependant raisonnable d'admettre que les variations basses fréquences sont aussi bien reproduites à ces immersions, par l'échantillonnage des campagnes FOCAL.

La comparaison avec les mesures des campagnes AJAX et du N.O. Wilkes à 4°W suggère que:

- l'accroissement de salinité, en octobre 1983, peut se produire plus rapidement.
- la décroissance se produit moins rapidement en 1984 que ne le suggère l'ajustement spline des données FOCAL.

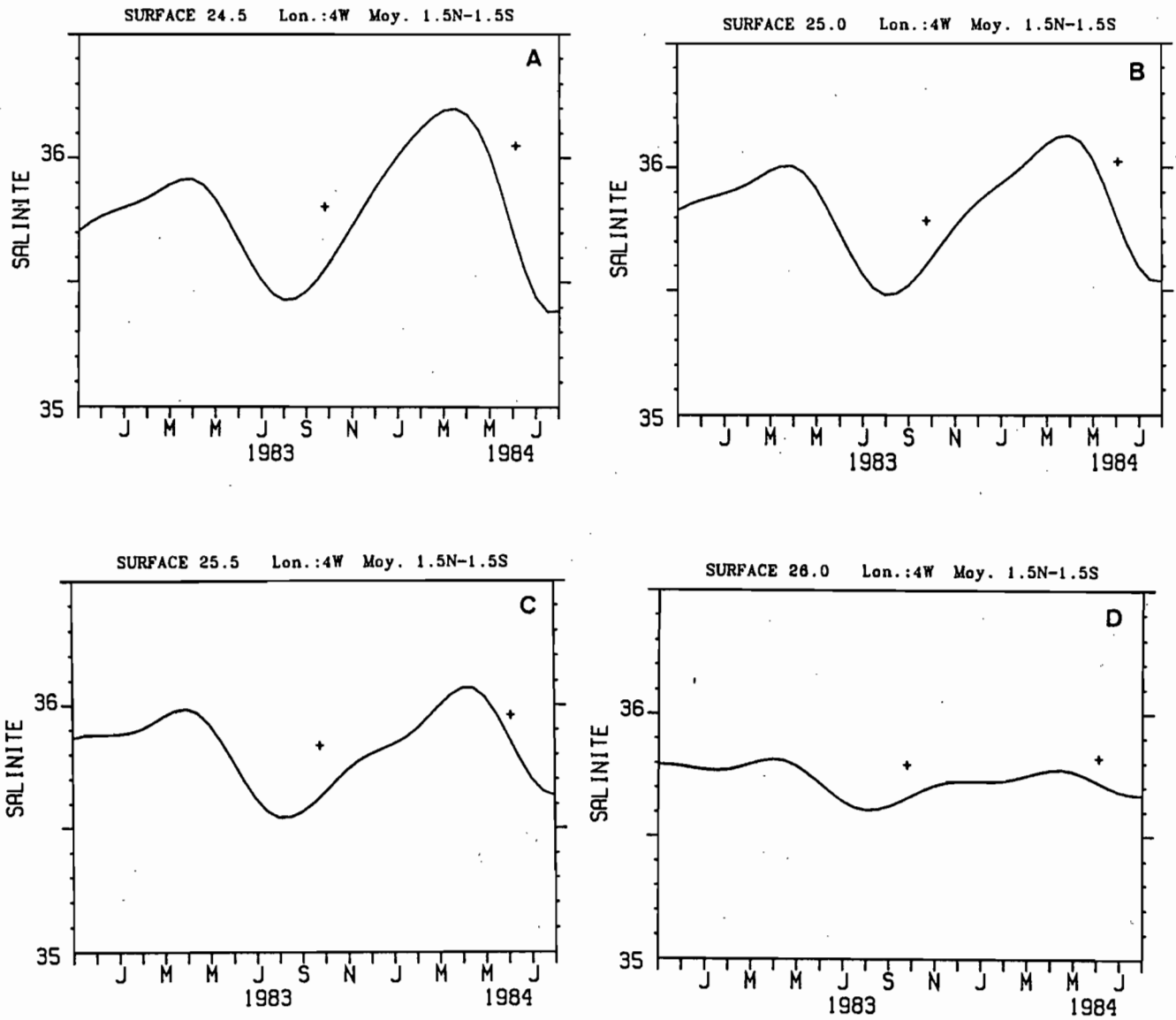


Figure C.9 Ajustement de la salinité des campagnes FOCAL par spline cubique à 4°W , entre 1.5°N et 1.5°S , sur les surfaces sigma-thêta 24.5, 25.0, 25.5, 26.0.

* Trait continu: ajustement réalisé avec les données FOCAL.

* Croix: en octobre 1983, campagne AJAX ($1.5^{\circ}\text{N}, 75^{\circ}\text{W}, 0^{\circ}, 75^{\circ}\text{S}, 1.5^{\circ}\text{S}$)
 en juin 1984, données de la NAVY ($1^{\circ}\text{N}, 0^{\circ}, 1^{\circ}\text{S}$)

* Les tirets de l'abscisses sont positionnés au 15 du mois

APPENDICE D

Equation de sel sous la forme flux

Il est intéressant de se rendre compte des problèmes rencontrés quand on utilise l'équation de sel écrite sous la 'forme flux' et non sous la 'forme advection', telle que nous l'utilisons dans le chapitre V. En fait le problème de l'intégration méridienne de vS_y n'existe pas quand on utilise l'équation de la conservation du sel sous la 'forme flux'. Katz et al. (1979) ont utilisé cette forme de l'équation. L'inconvénient majeur de cette formulation vient de l'intégration du terme de transport vertical, terme qui est délicat à estimer mais qui n'est pas négligeable d'après notre calcul du bilan moyen. Katz et al. l'ont d'ailleurs omis dans leur bilan ainsi que nous allons l'expliciter en écrivant l'équation de flux de sel :

$$\frac{\partial \rho S}{\partial t} + \frac{\partial \rho u S}{\partial x} + \frac{\partial \rho v S}{\partial y} + \frac{\partial \rho w S}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial y} \left(\rho K_h \frac{\partial S}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\rho K_v \frac{\partial S}{\partial z} \right)$$

Où Katz et al. paramétrisent l'effet des tourbillons horizontaux sous la forme d'une diffusion. Ils définissent une anomalie de sel par $S^* = S - S_0$ où :

S est la salinité in-situ

S_0 est la salinité moyenne extra-équatoriale sur une isopycne, calculée à partir de l'ensemble des stations à 2° - 1.5° N et S entre 35° W et 10° W.

Ils n'ont pas tenu compte du terme de diffusion zonal car :

$$\frac{\partial^2 S}{\partial x^2} \ll \frac{\partial^2 S}{\partial y^2}$$

$$\frac{\partial \rho(S^*+S_0)}{\partial t} + \frac{\partial \rho u(S^*+S_0)}{\partial x} + \frac{\partial \rho v(S^*+S_0)}{\partial y} + \frac{\partial \rho w(S^*+S_0)}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial y} \left(\rho K_h \frac{\partial(S^*+S_0)}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\rho K_v \frac{\partial(S^*+S_0)}{\partial z} \right)$$

En utilisant l'équation de continuité, le membre de gauche de l'équation peut s'écrire :

$$\frac{\partial \rho S^*}{\partial t} + \frac{\partial \rho u S^*}{\partial x} + \frac{\partial \rho v S^*}{\partial y} + \frac{\partial \rho w S^*}{\partial z} + \rho \left(\frac{\partial S_0}{\partial t} + \frac{\partial u S_0}{\partial x} + \frac{\partial v S_0}{\partial y} + \frac{\partial w S_0}{\partial z} \right)$$

Katz et al. intègrent l'équation de sel entre les bornes méridiennes où a été calculé S_0 , soit 2° N et 2° S et entre les surfaces σ_t : 26.4 et 24.4. S_0 est constant sur les surfaces σ_t , donc :

$$\frac{\partial S_0}{\partial t} = 0; \quad \frac{\partial S_0}{\partial x} = 0; \quad \frac{\partial S_0}{\partial y} = 0$$

Seulement, si les dérivées sont calculées à σ constant.

Par ailleurs, S^* est nul sur les parois méridiennes et :

$$\int_{1.5S}^{1.5N} \frac{\partial \rho v S^*}{\partial y} dy = 0$$

Par contre S_0 varie sur la verticale entre les surfaces 26.4 et 24.4 (figure 5 de leur article) et donc $\int_y \int_z \frac{\partial S_0}{\partial z} dy dz$ est différent de zéro, contrairement à ce qu'ils supposent pour

estimer le terme d'advection vertical (membre de gauche de l'équation), alors qu'ils gardent correctement S et non l'anomalie de sel S^* pour tenir compte du gradient vertical de S_0 , dans le terme du membre de droite.

D'autre part, ils négligent aussi le terme suivant :

$$\int_y [\rho w S^*]_{z_1}^{z_2} dy$$

en supposant que l'anomalie de sel S^* est nulle sur l'ensemble des parois des bornes d'intégration. Ceci est vrai sur les parois méridiennes, par définition. Ceci est aussi vrai sur la paroi inférieure, la surface 26.4, car elle se trouve alors dans la partie du diagramme T-S qui varie peu en latitude à l'équateur. Mais ce n'est pas vrai sur la surface 24.4. Ils négligent donc l'advection verticale d'anomalie de sel, ce qui induit une surestimation du mélange vertical au niveau de la surface 24.4.

Le calcul correct après intégration entre les parois méridiennes et les surfaces sigma-thêta donne:

$$\int_z \int_y \left(\frac{\partial \rho S^*}{\partial t} + \frac{\partial \rho u S^*}{\partial x} + \frac{\partial \rho w S^*}{\partial z} + \rho w \frac{\partial S_0}{\partial z} \right) dy dz =$$

$$\int_z \int_y \left(\frac{\partial}{\partial y} \left(\rho K_h \frac{\partial S^*}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\rho K_v \frac{\partial (S^* + S_0)}{\partial z} \right) \right) dy dz$$

Finalement la variation zonale du flux d'anomalie de sel dans cette couche est donnée par :

$$\int_z^y \int \left(\frac{\partial \rho u S^*}{\partial x} \right) dy dz =$$

$$-\frac{\partial}{\partial t} \int_z^y \int \rho S^* dy dz - \int_y^{z2} [\rho w S^*]_{z1} dy - \int_z^y \int \rho w \frac{\partial S_0}{\partial z} dy dz + \int_z^y \rho K_h \left[\frac{\partial S^*}{\partial y} \right]_{y1}^{y2} dz + \int_z^y \int \rho K_v \frac{\partial S}{\partial z} dy dz$$

Le problème de l'intégration méridienne de vS_y que nous avons dans notre formulation n'existe pas ici, mais est remplacé dans la méthode de Katz et al. par une estimation difficile du terme en S_{0z} et $\rho \omega S^*$ aux 2 niveaux.

APPENDICE E

1 - Principales abréviations utilisées dans le document

CEI.....	Courant Equatorial Intermédiaire
CCEN.....	Contre Courant Equatorial Nord
CSE.....	Courant Equatorial Sud
FOCAL.....	programme Français Océan Climat Atlantique équatorial
GARP.....	Global Atmospheric Research Program
GATE.....	GARP Atlantic Tropical Experiment
SCE.....	Sous Courant Equatorial
SCEN.....	Sous Courant Equatorial Nord
SCES.....	Sous Courant Equatorial Sud
SEQUAL.....	Seasonal Response of the Equatorial Atlantic
ZCIT.....	Zone de Convergence Inter-Tropicale

2 - Nomenclatures des méthodes de calcul

Rappel des différentes méthodes utilisées pour calculer la vitesse méridienne, la vitesse diapycne, et les flux turbulents dans le Chapitre IV Bilan Moyen

* *Calcul des vitesses méridiennes*

Cas A : Méthode de calcul de la vitesse méridienne.

V est calculée, à 1.5°N et 1.5°S, en utilisant une forme incomplète de l'équation de quantité de mouvement zonal.

$$\langle v \rangle = \frac{\left(\frac{\partial M}{\partial x} \right)_{\sigma_{\theta}} + \overline{\left(\langle u \rangle \frac{\partial u}{\partial x} \right)_{\sigma_{\theta}}}}{f - \left\langle \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)_{\sigma_{\theta}} \right\rangle}$$

C'est la composante zonale du courant mesuré par les profileurs de courant qui est utilisée.

Cas B: Méthode de calcul de la vitesse méridienne.

V est calculée, à 1.5°N et 1.5°S, en intégrant l'équation de continuité vers l'équateur à partir de 4.5°N et 4.5°S où V a pu être calculé par géostrophie. On a supposé $w=0$.

C'est la **composante zonale du courant calculée par géostrophie** qui est utilisée pour effectuer l'intégration.

Cas C : Méthode de calcul de la vitesse méridienne.

V est calculée, à 1.5°N et 1.5°S, en intégrant l'équation de continuité vers l'équateur à partir de 4.5°N et 4.5°S où V a pu être calculé par géostrophie. On a supposé $w=0$.

C'est la **composante zonale du courant mesuré par le profileur de courant** qui est utilisée pour effectuer l'intégration.

* *Calcul des vitesses diapycnes*

Le bilan de masse est 'fermé' en modifiant uniquement les vitesses méridiennes à 1.5°N et 1.5°S, 4 méthodes ont été utilisées :

1 - Le résidu de masse est résorbé en modifiant tout le profil de vitesse méridienne au nord et au sud. Correction que nous avons appelée 'barotrope'

2 - nous supposons $\omega = 0$ sur les surfaces **27.0** et **26.4**. Le résidu de masse est résorbé en modifiant uniquement les vitesses méridiennes de la couche de surface.

3 - nous supposons $\omega = 0$ sur les surfaces **27.0** et **26.8**. Le résidu de masse est résorbé en modifiant uniquement les vitesses méridiennes de la couche de surface.

4 - nous supposons $\omega = 0$ sur les surfaces **27.0** et **26.9**. Le résidu de masse est résorbé en modifiant uniquement les vitesses méridiennes de la couche de surface.

** Calcul des flux turbulents*

Les flux turbulents sont déduits des résidus de sel et de température dans les couches sigma-thêta. Nous devons faire une hypothèse sur la surface sur laquelle ces flux sont nuls pour pouvoir les calculer sur les autres surfaces.

Nous avons supposé successivement que ω'_{θ} et ω'_{S} sont nuls sur les surfaces **26.8**, **26.4**, **25.5**

APPENDICE F

Avec le jeu restreint de campagnes dont nous disposons pour analyser la circulation moyenne et la circulation saisonnière dans l'Atlantique équatorial, il n'est pas aisé de calculer les erreurs associées aux estimations des flux turbulents et de vérifier que leurs variations saisonnières sont réelles. Cet appendice tente de faire le point sur ces incertitudes. Celles-ci sont de trois types :

- Les incertitudes liées aux erreurs instrumentales. Pour les estimer nous avons fait, quand cela était possible, des comparaisons avec des données indépendantes (cf appendice A).
- Les incertitudes liées à l'échantillonnage : de quelle manière les variations temporelles hautes fréquences d'un paramètre affectent-elles le signal moyen ou saisonnier de ce paramètre ? La mesure instantanée est-elle représentative de la saison échantillonnée ? Ces erreurs dues à l'échantillonnage n'ont pu être estimées que de manière imparfaite, par exemple pour les courants à l'équateur et la salinité dans les couches de surface entre 1.5°N et 1.5°S (cf appendice C).
- Les erreurs liées à la méthode de calcul. Celles-ci ont en fait été discutées en partie dans les chapitre précédent : Pour le calcul de la vitesse méridienne nous avons utilisé deux approches différentes (chapitre IV.A), ou pour estimer la vitesse diapycne et les flux turbulents nous avons fait varier les surfaces de références pour atteindre ces quantités.

La synthèse des ces erreurs est faite ci-dessous pour le bilan moyen et les variations saisonnières de l'ensemble des processus diapycnes.

1 - Erreurs associées au bilan moyen

Pour estimer la vitesse diapycne moyenne, ω , nous avons dû calculer la composante méridienne de la vitesse V (la composante zonale des courants est déduite des mesures et leur précision a pu être estimée par comparaison avec des mouillages équatoriaux). Il est malheureusement impossible de vérifier la qualité des profils de V en les comparant à des données indépendantes. Nous avons donc fait varier les méthodes de calcul de V (méthode A, B et C). Il faut noter que les différents profils moyen de V obtenus ne sont pas en général différents de 0 pour un seuil de 95% : les incertitudes sur les profils sont fortes.

La seconde étape pour atteindre les profils de vitesses diapycnes a consisté à intégrer l'équation de continuité verticalement depuis une surface de référence. A nouveau nous avons multiplié les solutions en choisissant plusieurs surfaces de références.

La comparaison des flux diapycnes entre 35°W et la côte Africaine nous montre (tableau IV.2, en excluant le cas 'barotrope') que les valeurs des flux diapycnes et du transport à la base de la couche de surface dépendent plus de la surface de référence utilisée pour calculer ω , que de la méthode utilisée pour calculer V. La variation de transport entre les différentes méthodes (A, B ou C) est au maximum de :

- 20% à la base de la couche de surface ($\omega=0$ à 26.4).
- 30% sur la surface $\sigma_\theta = 25.0$ ($\omega=0$ à 26.4).
- 95% sur la surface $\sigma_\theta = 26.5$ ($\omega=0$ à 26.8).

Par contre la variation de transport dépend fortement de la surface de référence utilisée pour calculer ω . Plus la surface de référence est profonde, plus le transport vertical à la base de la couche de surface augmente. Les flux varient au maximum de :

- 77% à la base de la couche de surface.
- 145% sur la surface $\sigma_\theta = 25.0$.
- 450% sur la surface $\sigma_\theta = 26.5$.

Le choix entre tous les profils de ω a été fait après étude des flux turbulents de chaleur associés. Une estimation de l'erreur peut être faite en calculant la variabilité associée au profil moyen de ω , mais celle-ci contient aussi une information sur la variabilité saisonnière de ω et il est probable que nous surestimons l'erreur. L'écart-type et l'écart quadratique moyen sont reportés sur les figures F.1 et F.2 pour les profils de ω qui ont été retenus après analyse des flux turbulents. L'écart quadratique moyen, $\frac{\sigma}{\sqrt{n}}$ (où σ est l'écart-type associé à la moyenne et n le nombre de valeurs ayant servies à calculer cette moyenne) est une mesure de l'erreur associée à la moyenne de ω . Celui-ci est inférieur à la moyenne dans le haut de la thermocline et à la base de la couche de surface. Dans la boîte est ω est environ 4 fois supérieur à l'écart quadratique moyen à la base de la couche de surface, tandis que dans la boîte ouest ces quantités sont à peu près équivalente. Il apparait donc que la confiance que l'on peut accorder aux valeurs de ω est plus grande pour la boîte est que pour la boîte ouest.

Par ailleurs, l'erreur quadratique moyenne est inférieure à la moyenne de ω au niveau du maximum de vitesse verticale, sur les isopycnes 26.5 dans la boîte est et 26.7 dans la boîte ouest. Pourtant nous pensons que ce maximum de ω a peu de chance d'être réaliste, la convergence des transports zonaux est probablement trop forte dans la couche $\sigma_\theta=26.8$ - $\sigma_\theta=27.0$.

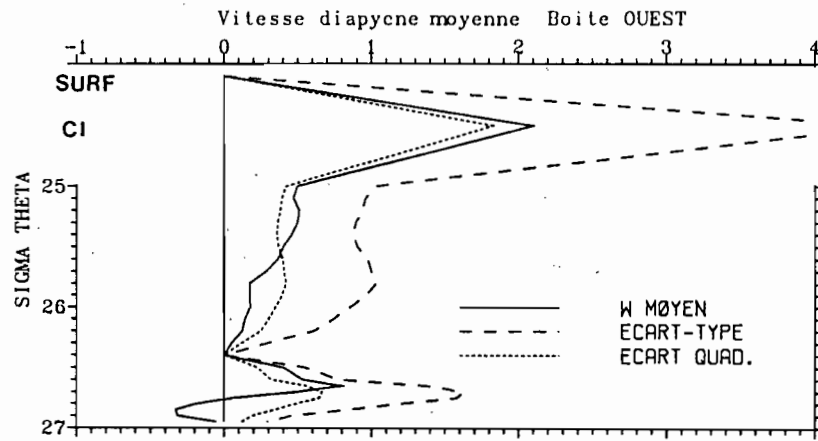


Figure F.1 Vitesses diapycnes, en 10^{-5} m/s, retenues après analyse des flux turbulents de chaleur et de sel. Boîte ouest. cas **B**, $\omega=0$ sur les surfaces 27.0 et 26.4.

SURF. : surface de la mer

C.S.: base de la couche de surface.

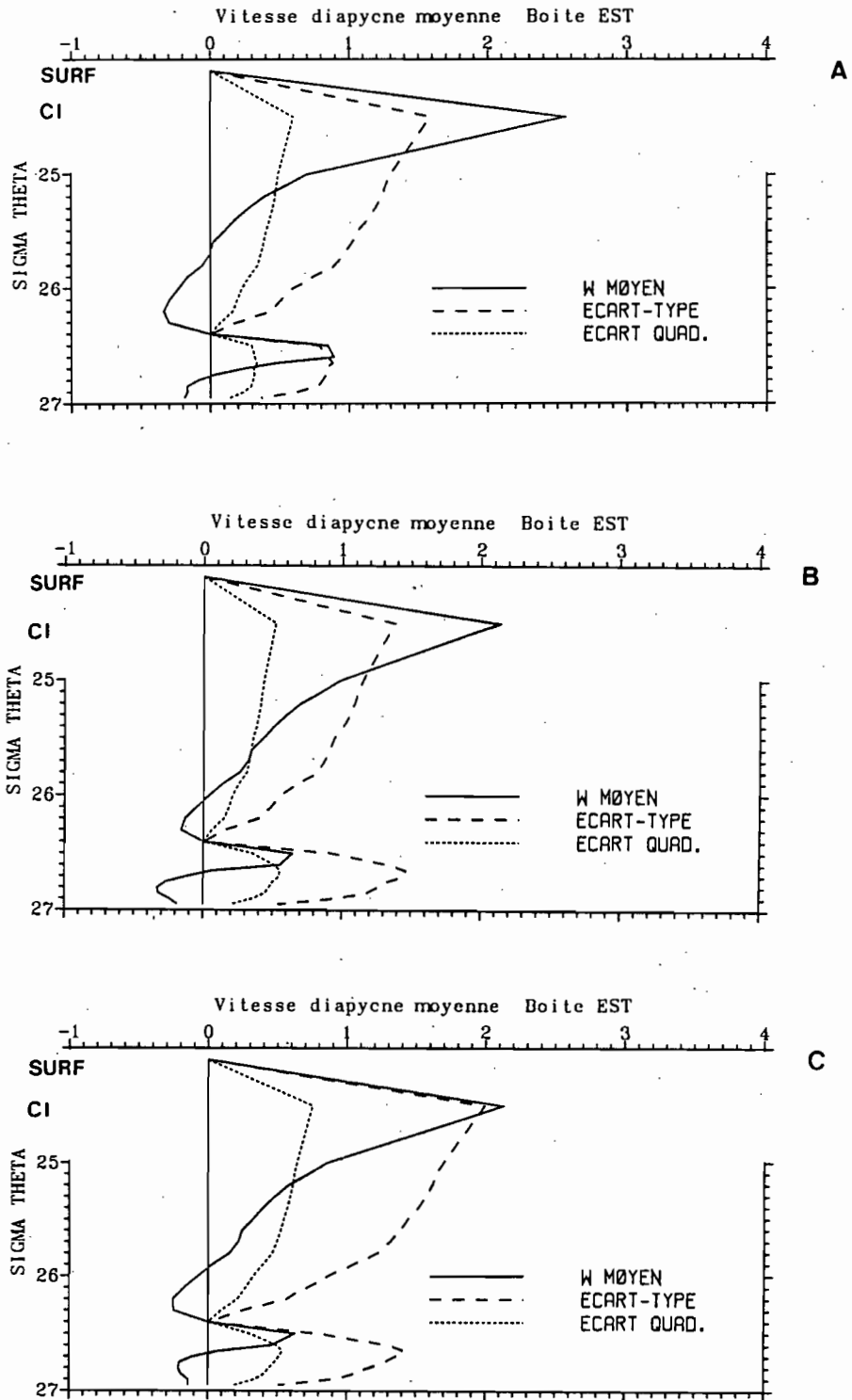


Figure F.2 Vitesses diapycnes, en 10^{-5} m/s, retenues après analyse des flux turbulents de chaleur et de sel. Boîte est.

- a) cas A, $\omega=0$ sur les surfaces 27.0 et 26.4.
- b) cas B, $\omega=0$ sur les surfaces 27.0 et 26.4.
- c) cas C, $\omega=0$ sur les surfaces 27.0 et 26.4.

SURF. : surface de la mer
C.S.: base de la couche de surface.

L'erreur associée aux flux turbulents moyen ne peut être estimée de façon satisfaisante, puisqu'elle dépend des erreurs sur les courants horizontaux et diapycnes (et nous n'avons qu'une vague idée de l'erreur associée à ω). La seule confirmation de la précision des flux turbulents moyens nous est donnée par la comparaison avec la moyenne des valeurs obtenus à partir de l'analyse des variations saisonnières. Cette comparaison faite au chapitre V.D montre que les flux de chaleurs moyen, à la base de la couche de surface, obtenus par les 2 méthodes sont cohérents et nous donne confiance dans ces estimations.

2 - Erreurs associées au bilan saisonnier

Par l'analyse qui va être faite, nous aimerions avoir une idée de l'erreur attachée aux variations saisonnières de l'ensemble des processus diapycnes (figures V.3 d et V.5 d) et notamment vérifier que l'amplitude de ces variations est distinguable du bruit. Pour cela il faut estimer l'erreur attachée à $\left(\frac{\partial S}{\partial t}\right)_{\sigma_\theta} + U\left(\frac{\partial S}{\partial x}\right)_{\sigma_\theta} + V\left(\frac{\partial S}{\partial y}\right)_{\sigma_\theta}$ sur les surfaces sigma-thêta et à chaque latitude entre 1.5°N et 1.5°S.

Les estimations d'erreur que nous avons pu obtenir sur la composante zonale du courant U et sur la salinité S sont imparfaites (cf appendice C) et n'ont pu être faites que ponctuellement (uniquement à l'équateur pour U, par exemple). Néanmoins, les erreurs obtenues ont l'avantage de regrouper les erreurs de mesures et les erreurs dues à l'échantillonnage.

L'amplitude des erreurs que nous avons retenues pour faire cette analyse sont reportées dans le tableau suivant :

sigma-thêta	U (cm/s)	S (psu)
24.0	20	0.10
25.0	15	0.05
25.5	10	0.05
27.0	10	0.05

L'estimation d'erreur sur la composante méridienne de la vitesse est encore plus délicate à réaliser car nous ne disposons pas de points de comparaison directs. Aussi nous supposé que cette erreur était proportionnelle au gradient de pression :

$$\text{erreur}(V) = \frac{10}{f \cdot L} \text{err}(\Delta HD)$$

où ΔHD est la différence de hauteur dynamique entre 2 longitudes distantes de L.

Pour estimer l'erreur sur ΔHD , nous avons utilisé les données de 2 marégraphes situés l'un au rocher S^t Pierre et S^t Paul (29°21'W-0°55'N) et l'autre à Sao-Tomé (6°30'E-0°01'N)

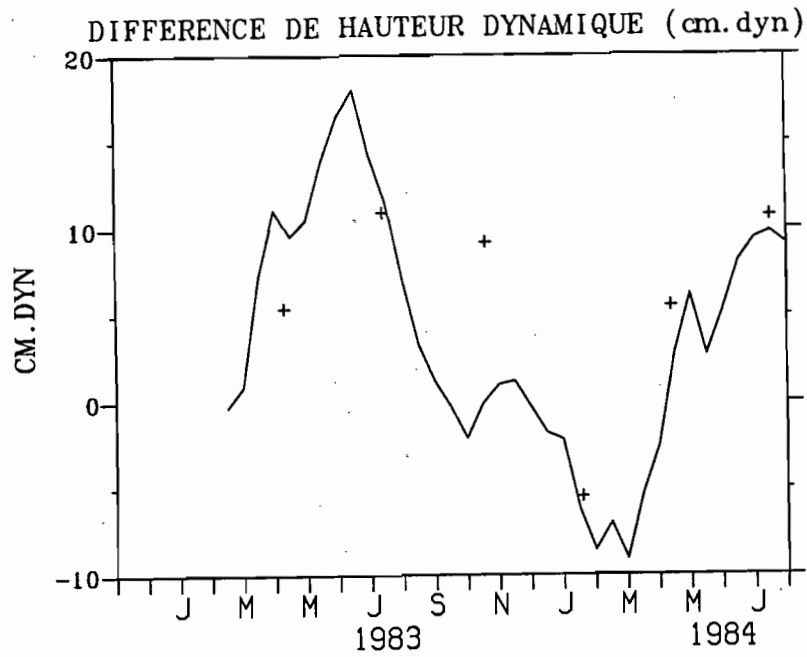


Figure F.3 Différence de hauteur dynamique en cm.dyn. entre le Rocher St Pierre et St Paul ($29^{\circ}21'W-0^{\circ}55'N$) et Sao-tomé ($6^{\circ}30'E-0^{\circ}01'N$).

trait continu : différence entre les marégraphes (Verstraete, 1990)
 croix : différence entre les mesures des campagnes FOCAL.

(Verstraete, 1990). Nous avons ainsi pu calculer le gradient de pression (moyenne sur 15 jours) par rapport à 500 db entre ces 2 points, entre mars 1983 et août 1984 (figure F.3) et le comparer au gradient de pression estimé à partir des mesures des campagnes FOCAL entre ces 2 mêmes points. L'écart-type entre le gradient estimé par les marégraphes et les campagnes FOCAL est de 4.5 cm.dyn.

Cette erreur regroupe l'erreur sur la mesure, l'échantillonnage des hautes fréquences et le fait que les mesures à 29°W et 6°E ne soient pas simultanées. Malheureusement c'est l'erreur estimée en surface et nous n'avons pas d'information sur son amplitude sous la couche de surface. On peut simplement supposer que celle-ci est proportionnelle au gradient de pression et qu'elle diminue quand le gradient de pression diminue.

Nous avons donc retenu les erreurs suivantes :

$$\sigma_{\theta}=24.0 \quad \text{err}(\Delta\text{HD}) = 4.0 \text{ cm.dyn}$$

$$\sigma_{\theta}=25.0 \quad \text{err}(\Delta\text{HD}) = 3.0 \text{ cm.dyn}$$

$$\sigma_{\theta}=26.0 \quad \text{err}(\Delta\text{HD}) = 2.0 \text{ cm.dyn}$$

$$\sigma_{\theta}=27.0 \quad \text{err}(\Delta\text{HD}) = 1.0 \text{ cm.dyn}$$

Nous avons supposé que les erreurs sur U, V, S étaient les mêmes à chaque latitude et pour l'ensemble de la période considérée.

L'erreur pour chacun des termes a été estimé ainsi :

$$\text{err}\left(\frac{\partial S}{\partial t}\right) = \frac{\text{err}(S) \cdot \sqrt{2}}{\Delta t}$$

$$\text{err}\left(\frac{\partial S}{\partial x}\right) = \frac{\text{err}(S) \cdot \sqrt{2}}{\Delta x}$$

$$\text{err}\left(U \frac{\partial S}{\partial x}\right) = \sqrt{(U \cdot \text{err}(S_x))^2 + (S_x \cdot \text{err}(U))^2}$$

Pour estimer l'erreur sur $V S_y$, nous avons utilisé la formulation du chapitre V.B :

$$\int_{1.5S}^{1.5N} v(S_y) \sigma_{\theta} dy = (vS)_{1.5N} - (vS)_{1.5S} - \frac{(v_{1.5N} - v_{1.5S})}{\Delta y} \int_{1.5S}^{1.5N} S dy$$

$$\int_{1.5S}^{1.5N} v(S_y) \sigma_{\theta} dy = v_{1.5N} \left(S_{1.5N} - \int_{1.5S}^{1.5N} \frac{S}{\Delta y} dy \right) - v_{1.5S} \left(S_{1.5S} - \int_{1.5S}^{1.5N} \frac{S}{\Delta y} dy \right)$$

où :

$$\text{err}\left(\int_{1.5S}^{1.5N} \frac{S}{\Delta y} dy\right) = \frac{\text{err}(S)\sqrt{6}}{6} \quad (1 \text{ valeur tous les demi-degré de latitude})$$

$$\text{err}(A_{1.5N}) = \text{err}(A_{1.5S}) = \sqrt{\text{err}(S)^2 + \left(\frac{\text{err}(S)\sqrt{6}}{6}\right)^2} \quad \text{où } A = S - \int_{1.5S}^{1.5N} \frac{S}{\Delta y} dy$$

$$\text{err}\left(v\left(S - \int_{1.5S}^{1.5N} \frac{S}{\Delta y} dy\right)\right) = \text{err}(v*A) = \sqrt{(v*\text{err}(A))^2 + (A*\text{err}(V))^2}$$

$$\Rightarrow \text{err}\left(\int_{1.5S}^{1.5N} v(Sy)_{\sigma_{\theta}} dy\right) = \sqrt{\text{err}(v*A)_{1.5N}^2 + \text{err}(v*A)_{1.5S}^2}$$

L'erreur totale a chaque latitude a été calculée ainsi :

$$\text{errLat} = \sqrt{\text{err}(St)^2 + \text{err}(USx)^2 + \text{err}(VSy)^2}$$

Et l'erreur totale intégrée entre 1.5°N et 1.5°S

$$\text{errTot} = \sqrt{\sum_{1.5S}^{1.5N} \text{errLat}^2 * .5*60*1852.}$$

En ayant supposé que les erreurs sont décorréllées entre les latitudes voisines. Ce n'est sans doute pas le cas, mais nous n'avons pas de moyen de connaître l'erreur due a cette corrélation.

Le résultat de ce calcul sommaire pour la boîte ouest et est est représenté sur la figure F.4, qui doivent être comparées aux figures V.3 d et V.5 d. Dans la thermocline, au niveau des surfaces $\sigma_{\theta}=25.0$ à 25.5 l'amplitude des variations saisonnières des processus diapycnes est supérieure à l'amplitude des variations saisonnières du bruit. En particulier, en période d'upwelling l'intensité des processus diapycnes est environ 2 fois plus forte que l'erreur calculée. Ceci est particulièrement net dans la boîte ouest entre juin et décembre 1983 (isopycne 25.0) et dans la boîte est en mai-juin-juillet 1984 sur la surface 25.0.

Il apparait donc que les variations saisonnières des processus diapycnes sont réelles dans la thermocline. Malheureusement il n'est pas possible de vérifier si c'est aussi le cas pour le coefficient de mélange turbulent k , car nous ne pouvons estimer l'erreur associé au terme D qui permet d'accéder à k .

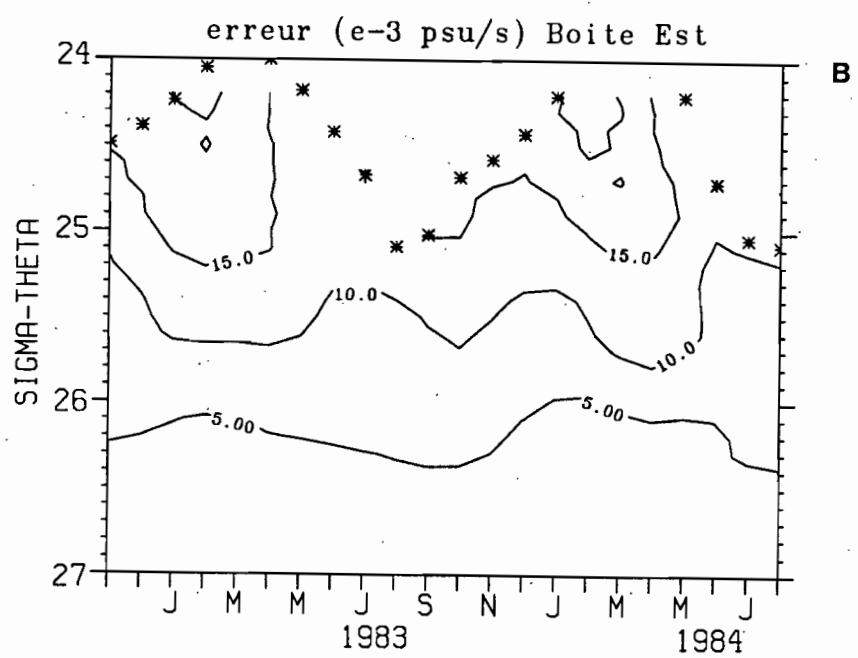
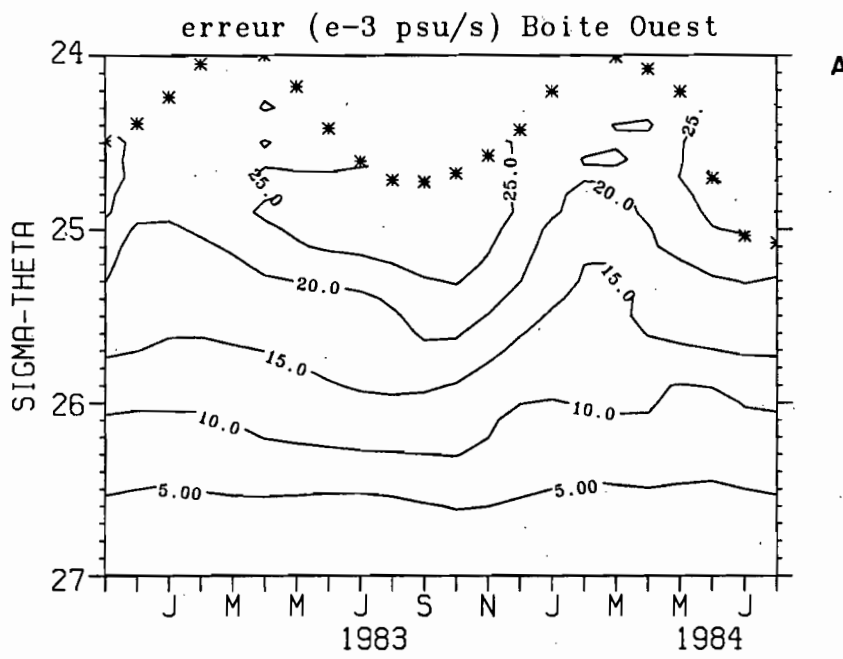


Figure F.4 Erreur (10^{-3} psu/s) associée à l'advection de sel $\int_{1.5S}^{1.5N} \left(\frac{\partial S}{\partial t} \right)_{\sigma_{\theta}} + UV_{\sigma_{\theta}} S dy$.

a) boîte ouest
b) boîte est

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- Adamec, D., et J.J. O'Brien, The seasonal upwelling in the Gulf of Guinea due to remote forcing, *J. Phys. Oceanogr.*, 8, 1050-1060, 1978.
- Arnault S., Tropical Atlantic geostrophic currents and ship drifts, *J. Phys. Oceanogr.*, 92, 5076-5088, 1987.
- Broecker, W.S., T.H. Peng et M. Stuiver, An estimate of the upwelling rate in the equatorial Atlantic based on the distribution of bomb radiocarbon, *J. Geophys. Res.*, 83, 6179-6186, 1978.
- Broecker, W.S., et H.G. Östlund, Property distributions along the $\sigma_\theta = 26.8$ isopycnal in the Atlantic ocean, *J. Phys. Oceanogr.*, 84, 1145-1154, 1979.
- Bryden, H.L., et E.C. Brady, Diagnostic Model of the three-dimensional circulation in the upper equatorial Pacific ocean, *J. Phys. Oceanogr.*, 15, 1255-1273, 1985.
- Bryden, H.L., et E.C. Brady, Eddy momentum and heat fluxes and their effects on the circulation of the equatorial Pacific ocean, *J. Mar. Res.*, 47, 55-79, 1989.
- Chereskin, T.K., J.N. Moum, P.J. Stabeno, D.R. Caldwell, C.A. Paulson, L.A. Regier, D. Halpern, Fine scale variability at 140°W in the equatorial Pacific, *J. Geophys. Res.*, 91, 12887-12897, 1986.
- Cochrane, J.D., F.J. Kelly Jr., et C.R. Olling, Subthermocline countercurrents in the western equatorial Atlantic ocean, *J. Phys. Oceanogr.*, 9, 724-738, 1979.
- Colin C., Sur la variabilité dans le Golfe de Guinée: Nouvelles considérations sur les mécanismes d'upwelling, *Thèse de Doctorat*, Muséum d'Histoire Naturelle, Paris, 57pp, 1987.
- Crawford, W.R., et T.R. Osborn, Energetics of the Atlantic equatorial undercurrent, *Deep Sea Res.*, Gate Supp. II, 26, 309-324, 1979.
- Crawford, W.R., et T.R. Osborn, Control of equatorial ocean currents by turbulent dissipation, *Science*, 212, 539-540, 1981.
- Dedieu, G., P.Y. Deschamps et Y.H. Kerr, Satellite estimation of solar irradiance of the earth and surface albedo using a physical model applied to METEOSAT data, *J. Climate and applied Meteor.*, 26, 79-87, 1987.
- Dillon, T.M., J.N. Moum, T.K. Chereskin, D.R. Caldwell, Zonal momentum balance at the equator, *J. Phys. Oceanogr.*, 19, 561-570, 1989.
- Düing, W., et D. Johnson, High resolution current profiling in the strait of Florida, *Deep Sea Res.*, 19, 259-274, 1972.
- Düing, W., P. Hisard, E. Katz, J. Meincke, L. Miller, K. Moroshkin, G. Philander, A. Ribnikov, K. Voigt, et R. Weisberg, Meanders and long waves in the equatorial Atlantic, *Nature*, 257, 280-284, 1975.
- Düing, W., F. Ostapoff, et J. Merle, Physical oceanography of the tropical Atlantic during Gate, pp 117, 1980.

Eriksen, C.C., The TROPIC HEAT program: an overview, *EOS*, 60, 50, 1985.

Esbensen, S.K., et Y.Kushnir, The heat budget of the global ocean : An atlas based on estimates from maritime surface observations. Climatic Research Institution, Rep. N.29, Oregon state University, Cornvallis, pp. 27, 1981.

Fahrbach, E., J. Meincke et A. Sy, Observations of horizontal separation of the salinity core and the current core in the Atlantic equatorial Undercurrent, *J. Mar. Res.*, 44, 763-779, 1986.

Firing, E., Mean zonal current below 1500 m near the equator, 159°W, *J.Geophys.Res*, 94, 2023-2028, 1989.

Freitag, H.P., et E. Firing, Comparison of profiling and moored current measurements in the equatorial Pacific, *J. Phys. Oceanogr.*, 89, 3724-3728, 1984.

Garzoli, S.L., et E.J. Katz, Winds at St Peter and St Paul rocks during the first SEQUAL year, *Geophys.Res.Lett.*, 11, 715-718, 1984.

Gregg, M.C., Diapycnal mixing in the thermocline: A review, *J.Geophys.Res*, 92, 5249-5286, 1987.

Hastenrath, S., et P. Lamb, Climatic atlas of the tropical Atlantic and eastern Pacific oceans. University of Wisconsin Press, Madison, 1977.

Hastenrath, S., et J. Merle, The annual march of heat storage and export in the tropical Atlantic ocean, *J. Phys. Oceanogr.*, 16, 694-708, 1986.

Hénin, C., P. Hisard, et B. Piton, Observations hydrologiques dans l'océan Atlantique équatorial (juillet 1982-août 1984), *Travaux et Doc. n° 196, édition de l'ORSTOM*, pp 191, 1987.

Hisard, P., et P. Rual, Courant équatorial intermédiaire de l'océan Pacifique et contre-courants adjacents, *Cah. ORSTOM - sér. océanogr.*, 8, 21-45, 1970.

Hisard, P., et A. Morlière, La terminaison du contre-courant équatorial subsuperficiel Atlantique (courant de Lomonossov) dans le Golfe de Guinée, *Cah. ORSTOM - sér. océanogr.*, XI (4), 455-464, 1973.

Hisard, P., J. Citeau, et A. Morlière, Le système des contre-courants équatoriaux subsuperficiels. Permanence et extension de la branche Sud dans l'océan Atlantique, *Cah. ORSTOM - sér. océanogr.*, XIV, 3, 209-220, 1976.

Hisard, P., Etat moyen et variabilité des courants équatoriaux et des structures thermiques associées dans l'océan Pacifique et l'océan Atlantique, *Thèse de Doctorat d'Etat*, Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, pp 127, 1986.

Hisard, P., et C. Henin, Response of the equatorial Atlantic ocean to the 1983-1984 wind from the Programme Français Océan et Climat dans l'Atlantique Equatorial cruise data set, *J.Geophys.Res*, 92, 3759-3768, 1987.

Houghton, R.W., et C. Colin, Thermal structure along 4°W in the Gulf of Guinea during 1983-1984, *J.Geophys.Res*, 91, 11727-11739, 1986.

Horel, J.D., V.E. Kousky, et M.T. Kagano, Atmospheric conditions in the Atlantic sector during 1983 and 1984, *Nature*, 322, 248-251, 1986.

Hsuing, J., Mean surface energy fluxes over the global ocean, *J.Geophys.Res*, 91, 10585-10606, 1986.

Katz, E.J., J.G. Bruce et B.D. Petrie, Salt and mass flux in the Atlantic equatorial undercurrent, *Deep-Sea Res.*, 26, Suppl. 2, 137-160, 1979.

Katz, E.J., R.L. Molinari, D.E. Cartwright, P. Hisard, H.U. Lass, A. de Mesquita, The seasonal transport of the equatorial undercurrent in the western Atlantic (during the Global Weather experiment), *Océanol. Acta*, 4, 445-450, 1981.

Katz, E.J., Seasonal response of the sea surface to the wind in the equatorial Atlantic, *J. Geophys. Res.*, 92, 1885-1893, 1987.

Kawase, M., et J.L. Sarmiento, Nutrients in the Atlantic thermocline, *J. Geophys. Res.*, 90, 8961-8979, 1985.

Legeckis, R., et G. Reverdin, Long waves in the equatorial Atlantic ocean during 1983, *J. Geophys. Res.*, 92, 2835-2842, 1987.

Liu, T.W., K.B. Katsaros et J.A. Businger, Bulk parameterization of air-sea exchanges of heat and water vapor including the molecular constraints at the interface, *J. Atmos. Sci.*, 36, 1722-1735, 1979.

Luyten, J.R., et D.H. Roemmich, Equatorial currents at semi-annual period in the Indian ocean, *J. Phys. Oceanogr.*, 12, 406-413., 1982.

Mc Dougall, T.J., The relative roles of diapycnal and isopycnal mixing on subsurface water conversion, *J. Phys. Oceanogr.*, 14, 1577-1589, 1984.

Merle J., Atlas hydrologique saisonnier de l'océan Atlantique intertropical, *Travaux et Doc. ORSTOM*, 82, pp 64 , 1978.

Merle, J., Seasonal budget in the equatorial Atlantic ocean, *J. Phys. Oceanogr.*, 10, 464-469, 1980.

Metcalf, W.G., et M.C. Stalcup, Origin of the Atlantic equatorial undercurrent, *J. Geophys. Res.*, 72, 4952-4957, 1967.

Minster, J.F., et M. Boulahdid, Redfield ratios along isopycnal surfaces - A complementary study, *Deep Sea Res.*, 34, 1981-2003, 1987.

Molinari, R.L., B. Voituriez, et P. Duncan, Observations in the subthermocline undercurrent of the equatorial south Atlantic ocean: 1978-1980, *Oceanol. Acta*, 4, 451-456, 1981.

Montgomery, R.B., A suggested method for representing gradient flow in isentropic surfaces, *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, 18, 210-212, 1937.

Montgomery, R.B., Circulation in upper layers of southern north Atlantic deduced with use of isentropic analysis, *Pap. Phys. Oceanogr. Meteorol.*, 6 (2), 55 pp, 1938.

Moum, J.N., D.R. Caldwell, C.A. Paulson, T.K. Chereskin et L.A. Regier, Does Ocean Turbulence Peak at the Equator ?, *J. Phys. Oceanogr.*, 16, 1991-1994, 1986.

Moum, J.N., D.R. Caldwell, et C.A. Paulson, Mixing in the equatorial surface layer and thermocline, *J. Geophys. Res.*, 94, 2005-2021, 1989.

Morel, A., Optical modeling of the upper ocean in relation to its biogenous matter content (case I waters), *J. Geophys. Res.*, 93, 10749-10768, 1988.

Oudot, C., Observations physico-chimiques et biomasse végétale dans l'océan Atlantique équatorial (juillet 1982 - août 1984), *Travaux et Doc. n° 209, édition de l'ORSTOM*, pp 215, 1987.

Osborn, T.R., Estimates of the local rate of vertical diffusion from dissipation measurements, *J. Phys. Oceanogr.*, 10, 83-89, 1980.

Peters, H., M.C. Gregg, et J.M. Toole, On the parameterization of equatorial turbulence, *J. Geophys. Res.*, 93, 1199-1218, 1988.

Peters, H., M.C. Gregg, et J.M. Toole, Meridional variability of turbulence through the equatorial undercurrent, *J. Geophys. Res.*, 94, 18003-18009, 1989.

Philander, S.G.H., and R.C. Pacanowski, Simulation of the seasonal cycle in the tropical Atlantic ocean, *Geophys. Res. Lett.*, 11, 802-804, 1984.

Piton B., et S. Wacongne, Unusual amounts of very saline subsurface water in the eastern Gulf of Guinea in May 1984, *T.O.A.N.*, 32, 5-8, 1985.

Reverdin G., et M.J. Mc Phaden, Near surface current and temperature variability observed in the equatorial Atlantic from drifting buoys, *J. Geophys. Res.*, 91, 6569-6581, 1986.

Reverdin G., P. Rual, Y. du Penhoat, et Y. Gouriou, Vertical structure of the seasonal cycle in the central equatorial Atlantic ocean: XBT sections from 1980-1988, *J. Phys. Oceanogr.*, (accepted), 1990.

Richardson, P.L., et D. Walsh, Mapping climatological seasonal variations of surface currents in the tropical Atlantic using ship drifts, *J. Geophys. Res.*, 91, 10537-10550, 1986.

Schmitt R.W., Form of the temperature-salinity relationship in the Central Water: evidence for double-diffusive mixing, *J. Phys. Oceanogr.*, 11, 1015-1026, 1981.

Schmitt R.W., H. Perkins, J.D. Boyd et M.C. Stalcup, C-SALT: an investigation of the thermohaline staircase in the western tropical north Atlantic, *Deep Sea Res.*, 34, 1655-1665, 1987.

Servain, J., J. Picaut, et J. Merle, Evidence of remote forcing in the equatorial Atlantic ocean, *J. Phys. Oceanogr.*, 12, 457-463, 1982.

Servain, J., M. Seva, S. Lukas, et G. Rougier, Climatic atlas of the tropical Atlantic windstress and sea surface temperature: 1980-1984, *Ocean-Air Interactions*, 1, 109-182, 1987.

Sverdrup H.U., M.W. Johnson et R.H. Fleming, *The Ocean*, Prentice Hall, pp1087, 1982.

Takahashi, T., W.S. Broecker, et S. Langer, Redfield ratio based on chemical data from isopycnal surfaces, *J. Geophys. Res.*, 90, 6907-6924, 1985.

Verstraete, J.M., Les upwellings saisonniers dans le Golfe de Guinée, *Thèse de Doctorat de l'Université de Paris VI*, 1990.

Voituriez, B., Les sous-courants équatoriaux nord et sud et la formation des dômes thermiques tropicaux, *Océanolo. Acta*, 4, 497-506, 1981.

Voituriez, B., Les variations saisonnières des courants équatoriaux à 4°W et l'upwelling équatorial du Golfe de Guinée. I - Le sous-courant équatorial, *Océanogr. trop.*, 18 (2), 163-183, 1983.

Wacongne, S., Dynamics of the equatorial undercurrent and its terminaison, *P.h.D. dissertation*, WHOI-88-10, January 1988, pp 365, 1988.

Wacongne, S., Dynamical regimes of a fully non-linear stratified model of the Atlantic equatorial undercurrent, *J. Geophys. Res.*, 94, 4801-4815, 1989.

Weisberg, R.H., et A.M. Horigan, Low frequency variability in the eastern equatorial Atlantic, *J. Phys. Oceanogr.*, 11, 913-920, 1981.

Weisberg, R.H., Seasonal adjustments in the equatorial Atlantic during 1983 as seen by surface moorings, *Geophys. Res. Lett.*, 11, 733-735, 1984.

Weisberg, R.H., et T.Y. Tang, Further studies on the response of the equatorial thermocline in the Atlantic ocean to the seasonal varying trade winds, *J. Geophys. Res.*, 92, 3709-3727, 1987.

Weisberg, R.H., J.H. Hickman, T.Y. Tang, et T.J. Weingartner, Velocity and temperature observations during the seasonal Response of the equatorial Atlantic Experiment, *J. Geophys. Res.*, 92, 5061-5075, 1987.

Weisberg, R.H., et T.J. Weingartner, Instability waves in the equatorial Atlantic ocean, *J. Phys. Oceanogr.*, 14, 1641-1657, 1988.

Wilson, D., et A. Leetma, Acoustic Doppler current profiling in the equatorial Pacific in 1984, *J. Geophys. Res.*, 93, 13947-13966, 1988.

Wunsch, C., An eclectic Atlantic ocean circulation model. Part I: The meridional flux of heat, *J. Phys. Oceanogr.*, 14, 1712-1733, 1984.

Wunsch, C., An estimate of the upwelling rate in the equatorial Atlantic based on the distribution of bomb radiocarbon and quasi-geostrophic dynamics, *J. Geophys. Res.*, 89, 7971-7978, 1984.

Yoo, J.M., et J.A. Carton, Annual and interannual variation of the freshwater budget in the tropical Atlantic ocean and the Caribbean sea, *J. Phys. Oceanogr.*, 20, 831-845, 1990.

