

ÉTUDE NUMÉRIQUE DE LA CIRCULATION DANS L'ATLANTIQUE INTERTROPICAL

FRANÇOISE BROSSIER

Laboratoire d'Océanographie Physique, Université de Brest

RÉSUMÉ

Ce travail est une tentative de calcul des courants induits par le vent dans l'Atlantique équatoriale, pour la couche homogène superficielle située au-dessus de la thermocline. Pour ce faire, on utilise un modèle théorique qui néglige les termes d'inertie et le frottement latéral, mais tient compte du frottement vertical. La résolution numérique de ce modèle permet d'obtenir des schémas de circulation, tant superficielle que subsuperficielle.

ABSTRACT

The object of this work has been to calculate currents induced by the wind in the homogeneous upper layer of the equatorial part of the Atlantic, situated above the thermocline. A theoretical model has been used for this, which takes into account vertical friction, but neither inertia nor lateral friction. Numerical calculation of the model produces idealistic plans of surface- and sub-surface circulation.

1. INTRODUCTION

La circulation dans l'Atlantique Équatoriale est maintenant bien connue mais les problèmes d'interprétation présentent ici de grandes difficultés puisque, la force de CORIOLIS disparaissant à l'équateur, il n'est pas possible d'utiliser l'approximation géostrophique dans une bande zonale équatoriale.

Trois objectifs principaux se proposent aux travaux théoriques s'intéressant à la circulation dans la couche superficielle influencée par le vent : d'une part essayer de reconstituer les courants réels de surface, d'autre part tenter une interprétation des distributions verticales des vitesses et de leur variabilité en direction dans la couche homogène superficielle, et enfin retrouver au niveau de la thermocline les transports considérables vers l'Est qui sont dus à la présence du contre-courant subsuperficiel équatorial.

De tels modèles ont été présentés par STOMMEL, CHARNEY, GILL, MAC KEE, FELZENBAUM, etc. Mais tous ces travaux restent très théoriques. Ils donnent simplement une description qualitative de la circulation, la plupart pour un océan rectangulaire de profondeur constante, et n'utilisent pas les données physiques propres à la région considérée.

Le but du travail qui est exposé ici est de calculer les courants induits par le vent dans la couche homogène superficielle située au-dessus de la thermocline dans l'Atlantique Équatoriale. La zone étudiée s'étend de 24° N à 24° S et à la différence des modèles précédemment cités, on s'est attaché à tenir compte au maximum des données disponibles. La comparaison des résultats obtenus par le calcul, tant pour les courants de surface que pour la distribution des vitesses en fonction de la profondeur, avec les schémas de circulation déduits des mesures

directes de courant et des mesures hydrologiques permettra une critique des différentes hypothèses adoptées par le modèle. Il faut toutefois noter qu'en étudiant la couche située au-dessus de la thermocline, nous ne pouvons espérer obtenir que des indications sur le sous-courant équatorial, le noyau de ce sous-courant se situant généralement au niveau ou au dessous de la thermocline.

2. LE MODÈLE

Le modèle utilisé a été proposé par FELZENBAUM (1966). Il néglige les termes d'inertie et le frottement latéral. La force d'entraînement du vent et le gradient de pression à l'intérieur du fluide sont équilibrés par le frottement vertical. On considère une couche d'eau homogène d'épaisseur variable H (H représente ici la profondeur de la thermocline). Si on se donne le champ de vent, la topographie de la thermocline, le coefficient de viscosité virtuelle et les valeurs de la fonction de transport sur la frontière du domaine étudié, ce modèle permet de calculer les composantes de la vitesse du courant à n'importe quelle profondeur dans la couche homogène superficielle. La zone étudiée présentant des frontières ouvertes, il s'est bien sûr posé le problème de la détermination des conditions aux limites.

Le mouvement est supposé permanent. La partie de la force de CORIOLIS due à la composante horizontale de la rotation de la terre va être négligée, ainsi que la composante suivant \vec{Oz} du frottement vertical.

On va utiliser le repère (O, x, y, z) lié à la terre tel que l'origine O soit située sur la surface de la mer au repos, l'axe \vec{Ox} dirigé vers l'Est, \vec{Oy} vers le Nord et \vec{Oz} suivant la verticale descendante. En projection sur ce repère et compte tenu des hypothèses simplificatrices adoptées, les équations du mouvement sont constituées par la forme simplifiée des équations de NAVIER-STOKES :

$$\left. \begin{aligned} \nu \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} + fv &= \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} \\ \nu \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} - fu &= \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} \\ g &= \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

$$\text{et par l'équation de continuité : } \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (2)$$

$u, v,$ et w sont les composantes de la vitesse du courant \vec{U} , ρ est la masse volumique de l'eau de mer, p la pression.

Le coefficient de viscosité virtuelle ν est fonction des coordonnées horizontales x et y mais on le suppose indépendant de la profondeur z . Le paramètre de CORIOLIS $f = 2 \omega \sin \varphi$ est compté positivement dans l'hémisphère Nord, négativement dans l'hémisphère Sud.

$\xi(x, y)$ représente la cote de la surface de la mer, $H(x, y)$ la topographie de la limite inférieure de la couche d'eau considérée.

Sur la surface de la mer, la tension tangentielle du vent \vec{T} est équilibrée par les frottements et la pression est égale à la pression atmosphérique que l'on suppose constante :

$$\nu \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)_{z=\xi} = - \frac{T_x}{\rho}, \quad \nu \left(\frac{\partial v}{\partial z} \right)_{z=\xi} = - \frac{T_y}{\rho}, \quad (p)_{z=\xi} = P_a \quad (3)$$

Au fond de la couche d'eau considérée, la vitesse du courant tend vers zéro :

$$(u)_{z=H} = (v)_{z=H} = (w)_{z=H} = 0 \quad (4)$$

De plus, la surface de la mer étant une surface rigide, on aura :

$$(w)_{z=\xi} = (u)_{z=\xi} \frac{\partial \xi}{\partial x} + (v)_{z=\xi} \frac{\partial \xi}{\partial y} \quad (5)$$

Introduisons le paramètre d'EKMAN a qui est défini par $a = \sqrt{\frac{f}{2\nu}}$ dans l'hémisphère Nord, $a = \sqrt{\frac{-f}{2\nu}}$ dans l'hémisphère Sud.

Partant des équations (1) on montre que v est solution de l'équation différentielle :

$$\frac{\partial^4 v}{\partial z^4} + 4a^4 v = -4a^4 \frac{g}{f} \frac{\partial \xi}{\partial x} \quad (6)$$

u se déduit de la valeur de v et est donné par :

$$u = \frac{1}{2a^2} \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} + \frac{g}{f} \frac{\partial \xi}{\partial y} \quad \text{dans l'hémisphère Nord} \quad (7)$$

$$u = -\frac{1}{2a^2} \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} + \frac{g}{f} \frac{\partial \xi}{\partial y} \quad \text{dans l'hémisphère Sud.}$$

On résout ce système d'équations différentielles en tenant compte des conditions (3) et (4), ce qui permet d'écrire u et v sous la forme :

$$u = N T_x + M T_y + \Theta \frac{\partial \xi}{\partial x} + \Lambda \frac{\partial \xi}{\partial y} \quad (8)$$

$$v = -M T_x + N T_y - \Lambda \frac{\partial \xi}{\partial x} + \Theta \frac{\partial \xi}{\partial y}$$

en posant :

$$\delta = \frac{2a}{f} \frac{\text{chaH} \text{cosaH} + \text{shaH} \text{sinaH}}{\text{ch}2aH + \text{cos}2aH}, \quad \gamma = \frac{2a}{f} \frac{\text{chaH} \text{cosaH} - \text{shaH} \text{sinaH}}{\text{ch}2aH + \text{cos}2aH}$$

$$\theta = aH \left(1 + \frac{z}{H}\right), \quad \eta = aH \left(1 - \frac{z}{H}\right)$$

$$M = \frac{\delta}{\rho} \text{sh}\eta \text{cos}\eta - \frac{\gamma}{\rho} \text{ch}\eta \text{sin}\eta, \quad N = \pm \left(\frac{\delta}{\rho} \text{sin}\eta \text{ch}\eta + \frac{\gamma}{\rho} \text{cos}\eta \text{sh}\eta \right)$$

$$\Lambda = \frac{g}{f} \left(1 - \frac{\text{ch}\theta \text{cos}\eta + \text{ch}\eta \text{cos}\theta}{\text{ch}2aH + \text{cos}2aH}\right), \quad \Theta = \pm \frac{g}{f} \frac{\text{sh}\theta \text{sin}\eta + \text{sh}\eta \text{sin}\theta}{\text{ch}2aH + \text{cos}2aH}$$

(dans ces expressions le signe $+$ correspond à l'hémisphère Nord, le signe $-$ à l'hémisphère Sud).

L'équation de continuité intégrée entre la surface de la mer $\xi(x, y)$ et la profondeur $H(x, y)$ permet d'introduire la fonction de transport Ψ définie par :

$$S_x = -\frac{\partial \Psi}{\partial y}, \quad S_y = \frac{\partial \Psi}{\partial x}$$

$$S_x = \int_{\xi}^H u \, dz \quad \text{et} \quad S_y = \int_{\xi}^H v \, dz \quad \text{sont les composantes du flux total.}$$

En intégrant les relations (8) entre $z = \xi(x, y)$ et $z = H(x, y)$, on va pouvoir exprimer la pente de la surface de la mer qui est donnée par :

$$\frac{\partial \xi}{\partial x} = -m' T_x + n' T_y - \lambda' \frac{\partial \Psi}{\partial x} - \nu' \frac{\partial \Psi}{\partial y}$$

(9)

$$\frac{\partial \xi}{\partial y} = -n' T_x - m' T_y + v' \frac{\partial \Psi'}{\partial x} - \lambda' \frac{\partial \Psi'}{\partial y}$$

avec :

$$m' = \frac{m\lambda + n v}{\lambda^2 + v^2} \quad n' = \frac{n\lambda - m v}{\lambda^2 + v^2}$$

$$\lambda' = \frac{\lambda}{\lambda^2 + v^2} \quad v' = \frac{v}{\lambda^2 + v^2}$$

$$m = \int_{\xi}^H M dz, \quad n = \int_{\xi}^H N dz, \quad \lambda = \int_{\xi}^H \Lambda dz, \quad v = \int_{\xi}^H \Theta dz$$

Par différentiation croisée des équations (9) on obtient l'équation aux dérivées partielles en Ψ' :

$$v' \Delta \Psi' + \left(\frac{\partial v'}{\partial x} + \frac{\partial \lambda'}{\partial y} \right) \frac{\partial \Psi'}{\partial x} + \left(\frac{\partial v'}{\partial y} - \frac{\partial \lambda'}{\partial x} \right) \frac{\partial \Psi'}{\partial y} = \text{rot}_z m' \vec{T} + \text{div } n' \vec{T} \quad (10)$$

On va calculer les coefficients m , n , λ et v en faisant l'hypothèse que la profondeur H du bassin est suffisamment élevée pour qu'on puisse, avec une précision suffisante, confondre $H - \xi$ avec H .

Les expressions de ces coefficients sont alors données par :

$$m = \frac{1}{f\rho} \left(1 - \frac{2\text{chaH} \cos aH}{\text{ch}2aH + \cos 2aH} \right), \quad n = \pm \frac{2}{f\rho} \frac{\text{shaH} \sin aH}{\text{ch}2aH + \cos 2aH}$$

$$\lambda = \frac{gH}{f} - \frac{g}{2fa} \frac{\text{sh}2aH + \sin 2aH}{\text{ch}2aH + \cos 2aH}, \quad v = \pm \frac{g}{2fa} \frac{\text{sh}2aH - \sin 2aH}{\text{ch}2aH + \cos 2aH}$$

Pour déterminer les composantes horizontales de la vitesse du courant dans un domaine \mathcal{D} de l'océan qui s'étend verticalement entre la surface de la mer $\xi(x, y)$ et une profondeur $H(x, y)$ on est ramené à résoudre l'équation aux dérivées partielles en Ψ' (10). C'est une équation linéaire, de type elliptique. On va se donner les valeurs de Ψ' sur la frontière (Γ) du domaine \mathcal{D} . Le problème à résoudre est donc un problème de Dirichlet qui admet une solution et une seule. Connaissant les valeurs de la fonction de transport Ψ' on calcule la pente de la surface de la mer, donnée par les relations (9), et les relations (8) permettent de calculer u et v .

La composante verticale w de la vitesse peut être obtenue en intégrant l'équation de continuité :

$$w = \int_{\xi}^H \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) dz$$

A l'équateur, le paramètre d'Ekman a s'annule et la plupart des formules données précédemment pour calculer les coefficients présentent une forme indéterminée. Pratiquement pour des valeurs du paramètre sans dimension aH supérieures à 1, on calculera les coefficients en appliquant ces formules. Lorsque aH est inférieur à 1, on écrit des formules approchées permettant de lever l'indétermination en faisant des développements limités à l'ordre 8 au voisinage de $aH = 0$.

Il peut aussi être intéressant, pour interpréter la circulation, de connaître le flux d'eau qui s'écoule entre deux niveaux h_1 et h_2 . Les composantes S_{1x} et S_{1y} du flux sont obtenues en intégrant les relations (8) entre $z = h_1$ et $z = h_2$ et sont données par :

$$S_{1x} = n_1 T_x + m_1 T_y + v_1 \frac{\partial \xi}{\partial x} + \lambda_1 \frac{\partial \xi}{\partial y}$$

$$S_{1y} = -m_1 T_x + n_1 T_y - \lambda_1 \frac{\partial \xi}{\partial x} + v_1 \frac{\partial \xi}{\partial y} \quad (11)$$

avec :

$$m_1 = \int_{h_1}^{h_2} M dz, \quad n_1 = \int_{h_1}^{h_2} N dz, \quad \lambda_1 = \int_{h_1}^{h_2} \Lambda dz, \quad \mathbf{v}_1 = \int_{h_1}^{h_2} \Theta dz$$

$$\text{En posant } \eta_1 = aH \left(1 - \frac{h_1}{H} \right), \quad \eta_2 = aH \left(1 - \frac{h_2}{H} \right), \quad \theta_1 = aH \left(1 + \frac{h_1}{H} \right), \quad \theta_2 = aH \left(1 + \frac{h_2}{H} \right)$$

on obtient pour m_1, n_1, λ_1 et \mathbf{v}_1 les expressions suivantes :

$$m_1 = \frac{2}{\rho f (\text{ch} 2aH + \cos 2aH)} \left[\text{shaH sinaH} (\text{sh}\eta_1 \sin\eta_1 - \text{sh}\eta_2 \sin\eta_2) + \text{chaH cosaH} (\text{ch}\eta_1 \cos\eta_1 - \text{ch}\eta_2 \cos\eta_2) \right]$$

$$n_1 = \frac{\pm 2}{\rho f (\text{ch} 2aH + \cos 2aH)} \left[-\text{shaH sinaH} (\text{ch}\eta_1 \cos\eta_1 - \text{ch}\eta_2 \cos\eta_2) + \text{chaH cosaH} (\text{sh}\eta_1 \sin\eta_1 - \text{sh}\eta_2 \sin\eta_2) \right]$$

$$\lambda_1 = \frac{g}{f} (h_2 - h_1) + \frac{g}{2af (\text{ch} 2aH + \cos 2aH)} \frac{(\sin\eta_2 \text{ch}\theta_2 - \sin\eta_1 \text{ch}\theta_1 - \cos\eta_2 \text{sh}\theta_2 + \cos\eta_1 \text{sh}\theta_1 - \text{ch}\eta_2 \sin\theta_2 + \text{ch}\eta_1 \sin\theta_1 + \text{sh}\eta_2 \cos\theta_2 - \text{sh}\eta_1 \cos\theta_1)}{\text{ch}\eta_1 \sin\theta_1 + \text{sh}\eta_2 \cos\theta_2 - \text{sh}\eta_1 \cos\theta_1}$$

$$\mathbf{v}_1 = \frac{\pm g}{2af (\text{ch} 2aH + \cos 2aH)} \frac{(\sin\eta_2 \text{ch}\theta_2 - \sin\eta_1 \text{ch}\theta_1 - \text{sh}\eta_2 \cos\theta_2 + \text{sh}\eta_1 \cos\theta_1 + \cos\eta_2 \text{sh}\theta_2 - \cos\eta_1 \text{sh}\theta_1 - \text{ch}\eta_2 \sin\theta_2 + \text{ch}\eta_1 \sin\theta_1)}{\text{ch}\eta_1 \sin\theta_1 + \text{sh}\eta_2 \cos\theta_2 - \text{sh}\eta_1 \cos\theta_1}$$

On retrouve à l'équateur le même problème que pour le calcul des vitesses. Ces formules seront utilisées tant que la valeur de aH est supérieure à 1. Pour des valeurs du paramètre aH inférieures à 1, on utilise des formules approchées obtenues en faisant des développements limités à l'ordre 8 au voisinage de $aH = 0$.

3. ÉTUDE NUMÉRIQUE

La région étudiée s'étend entre 24° N et 24° S. Elle présente donc au Nord et au Sud deux frontières ouvertes. Elle est limitée à l'Est par la côte africaine. La zone d'étude ne comprenant pas la Mer des Caraïbes et le golfe du Mexique, la frontière Ouest est constituée par la côte américaine, le méridien 64° W à l'entrée de la mer des Caraïbes, l'archipel des Antilles et le méridien 81° W, fermant le détroit de Floride, ce qui introduit encore deux portions de frontières ouvertes.

On va résoudre numériquement dans ce domaine \mathcal{D} l'équation aux dérivées partielles (10), connaissant les valeurs de Ψ sur la frontière (Γ) du domaine. Pour ce faire, on quadrille le domaine \mathcal{D} par des droites $x = \text{constante}$, $y = \text{constante}$ et on discrétise l'équation (10) en introduisant des formules aux différences finies.

Utilisant les 5 points du maillage ci-dessus, les dérivées premières et secondes de toute fonction f de classe C^2 sont discrétisées de la manière suivante au point (I, J) :

$$\frac{\partial f}{\partial x} \simeq \frac{L_2}{L_1(L_1+L_2)} f_{I, J+1} - \frac{L_1}{L_2(L_1+L_2)} f_{I, J-1} - \frac{L_2-L_1}{L_1L_2} f_{I, J}$$

$$\frac{\partial f}{\partial y} \simeq \frac{L_4}{L_3(L_3+L_4)} f_{I+1, J} - \frac{L_3}{L_4(L_3+L_4)} f_{I-1, J} - \frac{L_4-L_3}{L_3L_4} f_{I, J}$$

(12)

$$\frac{\partial^2 f}{\partial x^2} \simeq \frac{2}{L_1(L_1+L_2)} f_{I, J+1} + \frac{2}{L_2(L_1+L_2)} f_{I, J-1} - \frac{2}{L_1 L_2} f_{I, J}$$

$$\frac{\partial^2 f}{\partial y^2} \simeq \frac{2}{L_3(L_3+L_4)} f_{I+1, J} + \frac{2}{L_4(L_3+L_4)} f_{I-1, J} - \frac{2}{L_3 L_4} f_{I, J}$$

Le maillage utilisé comprend tous les nœuds situés à l'intérieur du domaine \mathcal{D} , auxquels on rajoute les points d'intersection des droites du quadrillage avec la frontière (Γ). Pour des points voisins de la frontière, le pas du maillage est donc variable.

Compte tenu des relations (12), l'équation (10) est remplacée par l'équation discrétisée :

$$D_1 \Psi_{I-1, J} + D_2 \Psi_{I, J-1} + D_3 \Psi_{I, J} + D_4 \Psi_{I, J+1} + D_5 \Psi_{I+1, J} = \frac{\partial}{\partial x} (m' Ty + n' Tx) \quad (13)$$

$$+ \frac{\partial}{\partial y} (n' Ty - m' Tx)$$

avec :

$$D_1 = \frac{2 \psi'_{I, J}}{L_4(L_3+L_4)} + \frac{L_3}{L_4(L_3+L_4)} \left(\frac{\partial \lambda'}{\partial x} - \frac{\partial \psi'}{\partial y} \right), \quad D_2 = \frac{2 \psi'_{I, J}}{L_2(L_1+L_2)} - \frac{L_1}{L_2(L_1+L_2)} \left(\frac{\partial \psi'}{\partial x} + \frac{\partial \lambda'}{\partial y} \right)$$

$$D_3 = -\frac{2 \psi'_{I, J}}{L_1 L_2} - \frac{2 \psi'_{I, J}}{L_3 L_4} - \frac{L_2 - L_1}{L_1 L_2} \left(\frac{\partial \psi'}{\partial x} + \frac{\partial \lambda'}{\partial y} \right) + \frac{L_4 - L_3}{L_3 L_4} \left(\frac{\partial \lambda'}{\partial x} - \frac{\partial \psi'}{\partial y} \right)$$

$$D_4 = \frac{2 \psi'_{I, J}}{L_1(L_1+L_2)} + \frac{L_2}{L_1(L_1+L_2)} \left(\frac{\partial \psi'}{\partial x} + \frac{\partial \lambda'}{\partial y} \right), \quad D_5 = \frac{2 \psi'_{I, J}}{L_3(L_3+L_4)} + \frac{L_4}{L_3(L_3+L_4)} \left(\frac{\partial \psi'}{\partial y} - \frac{\partial \lambda'}{\partial x} \right)$$

Les dérivées $\frac{\partial \psi'}{\partial x}$, $\frac{\partial \psi'}{\partial y}$, $\frac{\partial \lambda'}{\partial x}$, $\frac{\partial \lambda'}{\partial y}$, $\frac{\partial}{\partial x} (m' Ty + n' Tx)$ et $\frac{\partial}{\partial y} (n' Ty - m' Tx)$ seront calculées en utilisant les mêmes relations. La condition aux limites discrétisée consiste à se donner les valeurs de Ψ en tous les points du maillage situés sur la frontière.

Le problème initial a été remplacé au moyen des différences finies par un système d'équations linéaires qui peut se mettre sous la forme $AX = B$.

X est le vecteur inconnu, B est un vecteur contenant le deuxième membre de l'équation (10) et les valeurs de Ψ sur la frontière. A est une matrice carrée pentadiagonale. La matrice A étant inversible ce système linéaire admet une solution et une seule. Numériquement, on le résoud par la méthode de Gauss-Jordan avec recherche du pivot par colonne.

4. LES DONNÉES

La période retenue pour étudier la circulation est le mois d'octobre.

4.1. Topographie de la thermocline.

Pour la déterminer, on dispose des mesures des campagnes Équalant. On a retenu les stations d'Équalant II, réalisées sur une période allant de juillet à octobre, comme étant celles qui se rapprochent le plus du mois étudié. Ces mesures ne couvrant pas toute la zone d'étude, on les a complétées par les coupes zonales figurant dans « Atlantic Ocean Atlas » de FUGLISTER mais qui, elles, ont été réalisées à des périodes très différentes de l'année. Compte tenu de ce fait, il a fallu lisser les différentes valeurs obtenues pour la profondeur de la thermocline.

4.2. Valeurs de la fonction Ψ sur la frontière.

On impose que la fonction de transport Ψ soit nulle sur la côte américaine et la côte africaine, ce qui revient à supposer que la côte est une ligne de courant et que le débit global à travers une coupe zonale de l'Atlantique est nul.

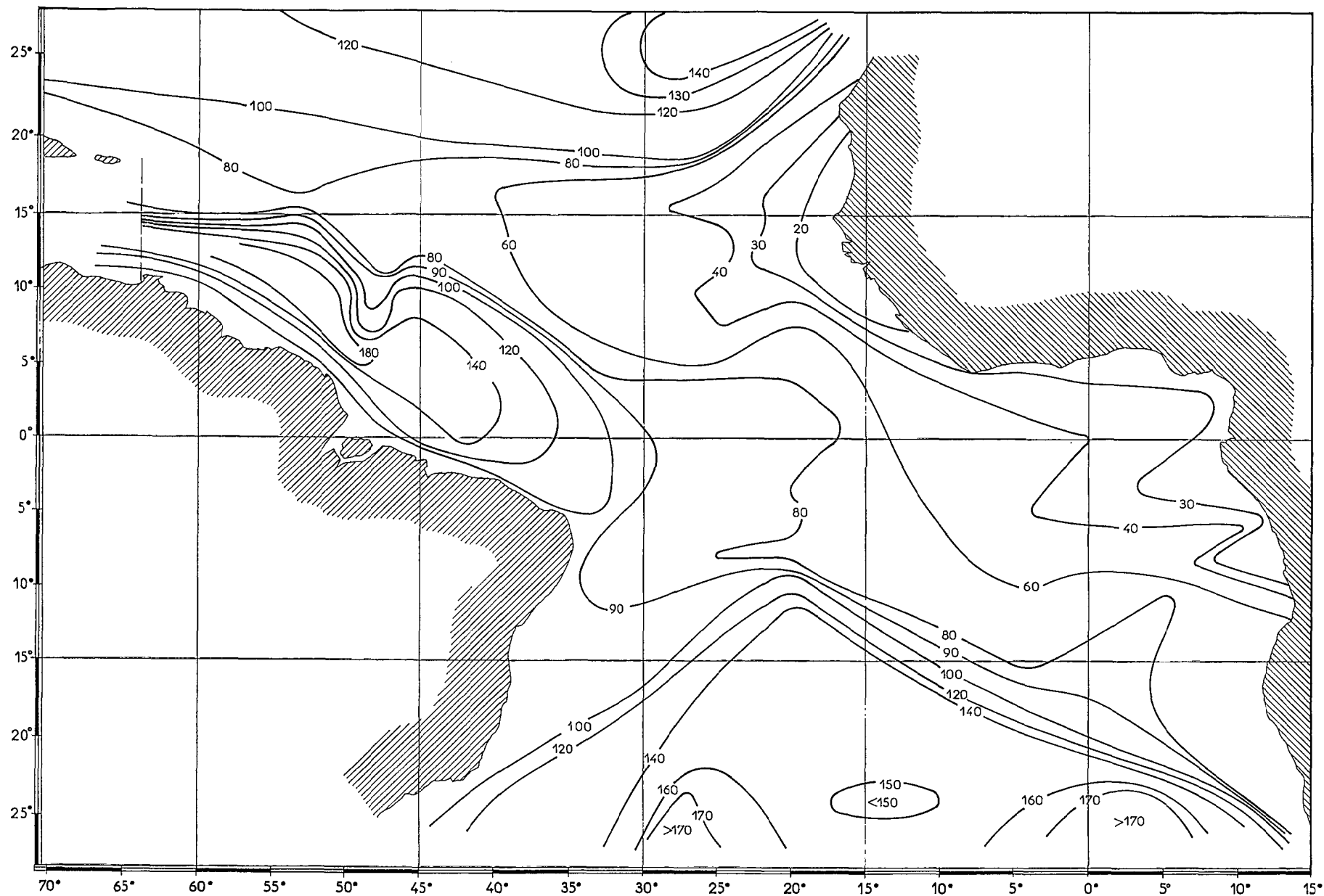


Fig. 1. — Topographie de la thermocline.

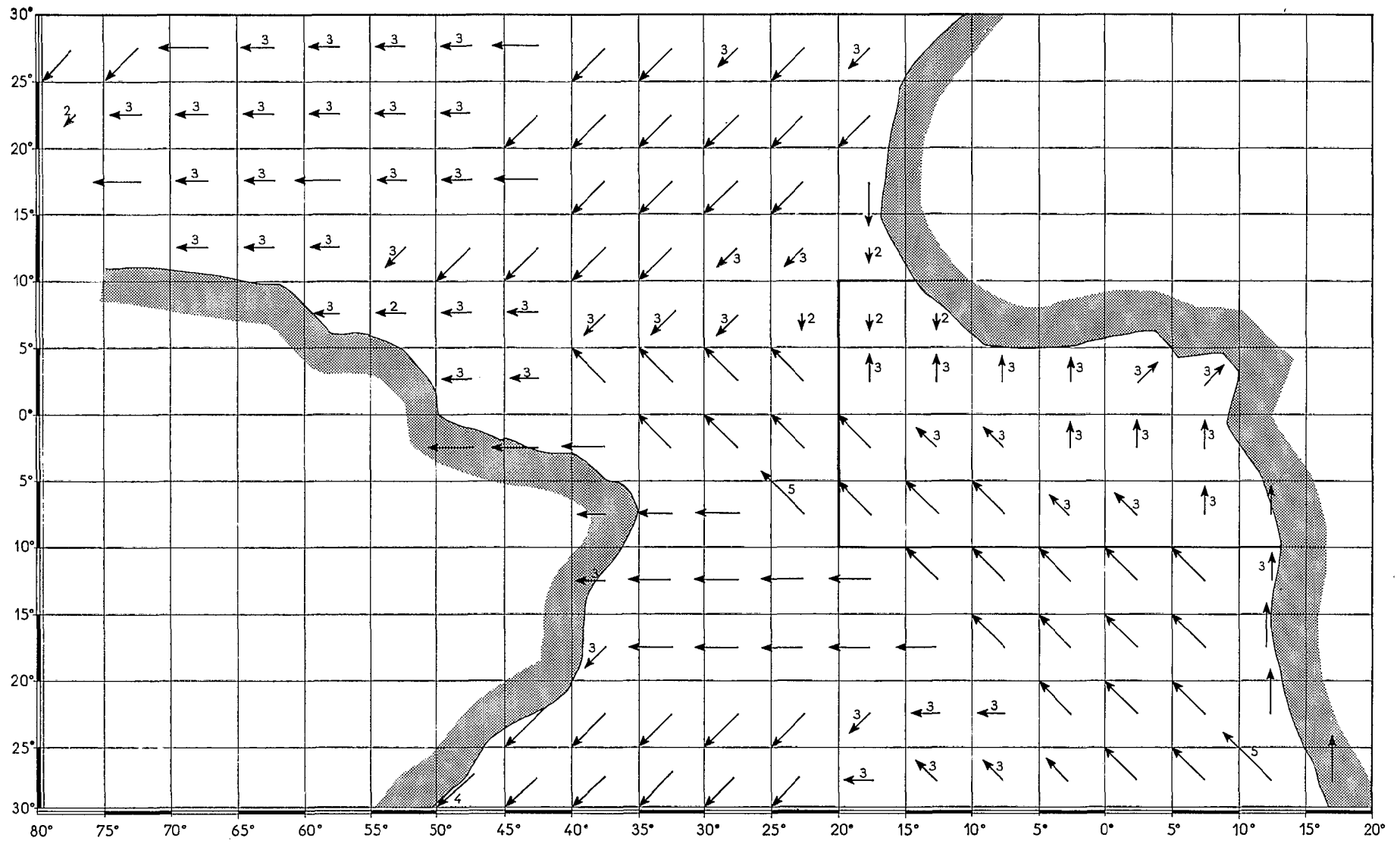
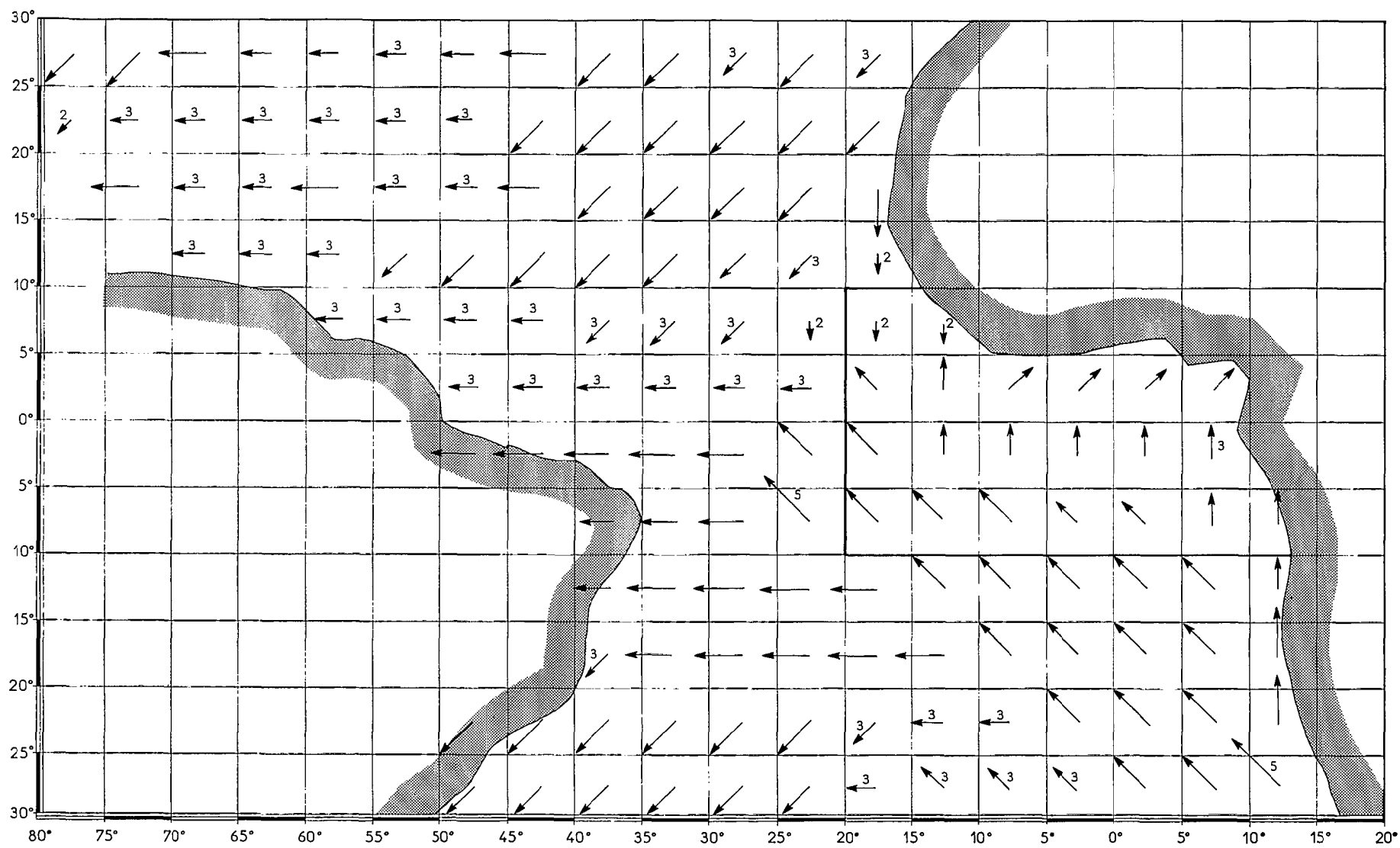


Fig. 2. — Situation de vent v_1 .

Fig. 3. — Situation de vent v_s .

Sur les frontières ouvertes les valeurs de la fonction Ψ ont été déterminées à l'aide de l'équation de Margules, en supposant que l'Océan est formé de deux couches d'eau homogènes, l'une au dessus de la thermocline, l'autre au dessous. Les calculs ont été effectués en prenant pour valeurs des densités des deux couches 1,0245 et 1,027. On a supposé que à 24° S la couche inférieure était au repos. Par contre à 24° N on observe au fond un courant vers le Sud qui se fait avec une vitesse de l'ordre de quelques cm/sec. La vitesse retenue est 2 cm/sec. On obtient pour le courant de Floride un débit égal à 15×10^6 m³/sec. Faisant l'hypothèse que la côte des îles Caraïbes constitue une ligne de transport, il entre aussi un flux de 15×10^6 m³/sec dans la mer des Antilles.

4.3. Situations de vents.

Pour fixer la situation de vent on dispose des données des pilot charts qui indiquent les pourcentages de vent observés dans chacune des huit directions retenues, chaque rose correspondant à des valeurs moyennes calculées pour une maille de 5° de côté. Ces données statistiques sont discutables dans la mesure où elles représentent des moyennes effectuées sur un grand nombre d'années et correspondent à un lissage des mesures effectuées. A partir de ces cartes, on peut établir différents champs de vent qu'il est possible de rencontrer au mois d'Octobre sur l'Atlantique Équatorial. On a retenu deux situations qui seront notées v_1 et v_2 . Pour toutes deux, la zone de convergence des alizés se situe à 5° N. Ces deux champs de vent diffèrent seulement entre l'équateur et 10° N. Pour le vent v_1 , la zone des calmes équatoriaux est peu marquée. On observe entre l'équateur et 5° N et à l'Ouest du méridien 20° W des vents soufflant du Sud-Est. Sur cette même région, on a pour la situation v_2 des vents faibles soufflant de l'Est. D'autre part, les calmes équatoriaux sont beaucoup plus importants, s'étendant entre l'équateur et 10° N.

Le module de la force \vec{T} exercée par le vent à la surface de la mer sera donné par la relation : $T = \rho_a C_z V_z^2$ où ρ_a est la densité de l'air, V_z la vitesse du vent à une hauteur z au-dessus de la surface de la mer.

Les mesures de la vitesse du vent ont été effectuées depuis la passerelle des navires, à une hauteur qu'on estime être en moyenne de 10 mètres. Le coefficient C_{10} sera calculé en utilisant la loi empirique : $C_{10} = (1 + 0,07 V_{10}) 10^{-3}$ où V_{10} est la vitesse du vent mesurée à 10 m et exprimée en m/sec (DEACON, SHEPPARD et WEBB, 1956).

4.4. Coefficient de viscosité virtuelle.

On prend pour le coefficient ν des valeurs liées à la vitesse du vent par la loi $\nu = kV^2$.

Pour fixer la valeur du coefficient de proportionnalité k , on a effectué des essais numériques avec des valeurs de k variant de 1 à 4,3. Les résultats obtenus sont très différents et ne sont réalistes que pour des valeurs de k comprises entre 2 et 3. Compte tenu de ces observations, on a retenu la valeur $k = 2,5$.

4.5. Valeur du pas du maillage.

Les vents étant donnés par les pilot charts tous les 5°, le pas adopté pour le maillage est de 5° en longitude et en latitude. Cette grande valeur du pas, si elle est acceptable dans une zone où l'on observe des courants stables et de direction bien définie, risque de laisser échapper un grand nombre de renseignements dans une région où la circulation est très complexe comme par exemple celle du Golfe de Guinée. C'est pourquoi on a réalisé un sous-modèle sur une région s'étendant entre 10° N et 10° S, limitée à l'Est par la côte africaine, à l'Ouest par le méridien 20° W. Le pas adopté pour le quadrillage du sous modèle est de 2° 30' et les valeurs de vent manquantes sont calculées en faisant des moyennes.

5. LES RÉSULTATS

Pour les deux situations de vent retenues, on a calculé les courants de surface et la circulation moyenne sur toute l'épaisseur de la couche située au-dessus de la thermocline. D'autre part, pour mettre en évidence les variations des courants en fonction de la profondeur, on a considéré quatre couches qui sont comprises : entre la surface et $z = H/4$, entre $z = H/4$ et $z = H/2$, entre $z = H/2$ et $z = 3H/4$, entre $z = 3H/4$ et $z = H$, et on a calculé la circulation moyenne dans chacune de ces couches.

5.1. Situation de vent v_1 .

— *La circulation superficielle :*

Le schéma de circulation superficielle résultant des calculs coïncide bien avec ce que l'on connaît de la circulation dans l'Atlantique Équatorial. On y retrouve les courants Nord et Sud Équatoriaux qui traversent

l'Atlantique d'Est en Ouest. Entre les deux, le contre-courant Nord-Équatorial s'écoule vers l'Est dans la région s'étendant entre 5° N et 10° N et à l'Est du méridien 35° W. Cette extension du contre-courant est conforme aux observations faites durant la période étudiée qui est le mois d'Octobre. Le contre-courant calculé à l'aide du modèle est alimenté conjointement par des eaux en provenance de l'Atlantique Nord et de l'Atlantique Sud.

Cette origine des eaux du contre-courant Nord-Équatorial est discutée : pour certains auteurs, le contre-courant est alimenté uniquement par le courant Nord-Équatorial. Par contre, si on se réfère aux schémas de circulation donnés par l'Atlas Russe Morskoï ou par PHILANDER on constate qu'il y a également un apport d'eau de l'Atlantique Sud, ce qui coïncide avec les résultats du calcul.

On retrouve aussi, sur le schéma de circulation fourni par le modèle, les principaux courants côtiers : dans l'hémisphère Sud, le courant de Benguela remonte vers le Nord le long de la côte africaine et, à l'Ouest, le courant du Brésil longe la côte américaine en direction du Sud. Le courant Sud-Équatorial alimente le courant côtier du Nord-Brazil qui longe la côte en direction du Nord-Ouest depuis le Cap Saint Roque. Le courant des Canaries descend vers le Sud le long de l'Afrique, puis entre dans le Golfe de Guinée où il va se mélanger aux eaux du contre-courant Nord-équatorial.

La répartition des zones de convergence et divergence en surface est très satisfaisante. On y retrouve bien la forte zone de convergence Nord-équatoriale bordée au Nord et au Sud par des zones de divergence. Les résultats obtenus peuvent être comparés avec les cartes établies par HIDAOKA et OGAWA (1958) qui donnent la position des zones de convergence et divergence durant l'automne et en moyenne annuelle. Ces cartes diffèrent peu de celle qu'on a obtenue sauf dans l'hémisphère Sud où la zone de divergence trouvée par HIDAOKA ne s'étend pas au-delà de 15 ou 20° S, mais comme les valeurs de la divergence qu'on obtient plus au Sud sont très faibles, ceci n'est pas très significatif.

Pour le courant Nord-Équatorial les vitesses calculées varient entre 15 cm/sec et 30 cm/sec. Ces valeurs coïncident avec celles figurant dans les pilot charts. Par contre pour le courant Sud-Équatorial, les pilot charts indiquent des valeurs allant de 25 cm/sec à 45 cm/sec et les valeurs maximales calculées sont d'environ 30 cm/sec. D'une manière générale, les valeurs obtenues par le calcul sont un peu plus faibles que les valeurs observées.

— La circulation subsuperficielle :

Le modèle met en évidence certaines variations des courants en fonction de la profondeur. On observe au niveau de l'équateur pour les deux couches comprises entre $z = H/2$ et $z = 3H/4$, $z = 3H/4$ et $z = H$ un sous-courant opposé au courant de surface, s'écoulant donc vers le Sud-Est. Ce sous-courant s'étend en latitude jusqu'à 5° S dans la partie Est de l'Atlantique. D'après les mesures effectuées dans cette région, on sait que le sous-courant équatorial s'écoule vers l'Est, qu'il est centré sur l'équateur, s'étend en latitude sur une largeur d'environ 1° 30' et atteint des vitesses considérables, de l'ordre de 80 cm/sec dans la partie Ouest, plus faibles à l'Est. Son noyau est situé au voisinage de la thermocline, tantôt au-dessus, tantôt au-dessous. Compte tenu du fait que les calculs sont effectués avec un pas de 5°, il est très difficile de mettre en évidence un phénomène localisé sur une bande aussi étroite. D'autre part on a déjà signalé que, s'intéressant uniquement à la couche d'eau située au-dessus de la thermocline, ce modèle ne pouvait donner que des indications sur le sous-courant.

Par contre la discontinuité dans le courant côtier entre le Cap Saint-Roque et la mer des Caraïbes apparaît très nettement sur les cartes obtenues. On observe une zone de tourbillon dans la partie Ouest de l'Atlantique, entre l'équateur et 10° N. Ce tourbillon a été mis en évidence par METCALF et STALCUP (1967). Il est provoqué par le courant côtier du Nord-Brazil qui, au voisinage de l'embouchure de l'Amazone, se retourne sur lui-même et s'enfonce pour alimenter le sous-courant équatorial.

Une autre zone tourbillonnaire apparaît dans l'hémisphère Sud, à l'Ouest du méridien 10° W, sous le courant Sud équatorial. C'est un phénomène qui a effectivement été constaté dans cette région et qu'on retrouve sur les cartes de topographie dynamique établies par DEFANT.

Le modèle ne permet pas de retrouver les deux contre-courants Sud-équatoriaux portant Est qui ont été signalés l'un par REID, l'autre par MAZEIKA mais ceci était prévisible compte tenu de la taille du pas adopté et de la faible largeur de ces courants.

— La circulation dans le Golfe de Guinée :

Si on se réfère aux courants observés par différents auteurs, dont LEMASSON et REBERT le modèle théorique fournit pour le Golfe de Guinée un schéma de circulation superficielle décalé vers le Sud. En effet, d'après ces campagnes de mesures, le courant de Guinée portant Est s'écoule le long de la Côte d'Ivoire entre 5° N et 3° N. Plus au Sud on trouve le courant Sud équatorial s'écoulant vers le Nord-Ouest.

Sur la carte de circulation donnée par le modèle, on observe que le contre-courant Nord-Équatorial augmenté du courant des Canaries alimente un courant portant Est qui se retrouve jusqu'au fond du Golfe de Guinée et s'étend en latitude jusqu'à l'Équateur. En descendant vers le Sud, on trouve une zone de tourbillon puis le courant Sud-Équatorial.

Toutefois MERLE en partant de toutes les données hydrologiques disponibles dans cette région a réalisé un travail statistique qui lui permet de tracer une carte de la topographie dynamique de la surface de la mer. La circulation qui découle de cette topographie est très proche de celle qu'on a obtenue. On y retrouve en particulier la zone de tourbillon qui s'étend entre le courant portant Est et le courant Sud équatorial.

Sous la couche superficielle, on obtient une circulation qui se fait vers le Sud-Est et dont les eaux proviennent du sous-courant équatorial. A la suite des mesures qu'ils ont effectuées dans cette région, LE FLOC'H (1968) et LEMASSON-REBERT (1971) ont conclu que en fin de parcours le courant de Lomonosov se divisait en deux branches, la plus importante en débit descendant vers le Sud-Est et l'autre remontant vers le Nord puis longeant la Côte d'Ivoire en direction de l'Ouest, sous le courant de Guinée. Le modèle ne permet pas de mettre en évidence ce sous-courant de Guinée.

5.2. Situation de vent v_2 .

Les circulations obtenues pour les champs de vent v_1 et v_2 diffèrent uniquement dans la région située entre l'équateur et 5° N.

Pour le champ de vent v_1 on avait obtenu au niveau de l'équateur et à l'Ouest du méridien 20° W un courant de surface portant vers le Nord-Ouest. Dans la même région on observe pour v_2 un courant dirigé vers l'Ouest. Dans les deux cas le sous-courant équatorial apparaît nettement sur les deux cartes tracées entre les profondeurs $z = H/2$ et $z = 3H/4$, $z = 3H/4$, et $z = H$. Le sous-courant est opposé au courant de surface. Pour le vent v_1 il s'écoule donc vers le Sud-Est, pour v_2 il est dirigé vers l'Est, ce qui correspond mieux aux observations effectuées.

D'après ces résultats, il semble que la direction des courants équatoriaux, tant courant de surface que sous-courant, soit liée à la direction du vent. En effet pour la situation de vent v_1 , on a dans la région s'étendant entre 5° N et 5° S et à l'Ouest du méridien 20° W, des vents du Sud-Est. Sur cette même région, il souffle des vents d'Est pour la situation v_2 . Dans les deux cas, on obtient un courant de surface qui s'écoule dans la direction du vent et un sous-courant de sens opposé.

6. CONCLUSION

La résolution numérique du modèle présenté a permis d'obtenir un schéma de circulation dans l'Atlantique Équatorial qui présente des aspects positifs : le modèle permet de retrouver une circulation superficielle en général très proche de la circulation observée, sauf dans le Golfe de Guinée, encore que pour cette région les auteurs ne soient pas tous en accord. On met aussi en évidence les variations des courants en fonction de la profondeur mais les résultats obtenus sont moins satisfaisants en ce qui concerne le sous-courant équatorial et la circulation subsuperficielle dans le Golfe de Guinée. On va tenter, en reprenant les différentes hypothèses adoptées, d'en retrouver les causes.

Il faut d'abord remarquer le peu de données dont on dispose tant pour établir les situations de vent que pour déterminer la topographie de la thermocline. La profondeur H de la couche de discontinuité intervenant dans tous les calculs, une imprécision dans sa détermination peut influencer considérablement les résultats. D'autre part, l'espacement des données de vent a imposé de faire les calculs avec un pas très grand qui ne permet pas de mettre en évidence des phénomènes localisés sur une zone très étroite tels que par exemple les deux contre-courants sud-équatoriaux. Il est aussi probable que la taille du pas ne soit pas adaptée au calcul du sous-courant équatorial.

En ce qui concerne ce sous-courant, ainsi qu'on l'a déjà signalé précédemment, en s'intéressant uniquement à la couche d'eau située au-dessus de la thermocline et en supposant que les vitesses s'annulent à ce niveau, on ne pouvait espérer obtenir des résultats très réalistes.

Pour aboutir aux équations simplifiées utilisées dans le modèle, on a négligé le frottement latéral et les termes d'inertie. On a tenu compte du frottement vertical mais en supposant le coefficient de viscosité virtuelle ν donné par la relation $\nu = kV^2$, k étant un coefficient que l'on a pris constant sur tout le domaine. La valeur du coefficient ν a une très grande influence sur les résultats du calcul, se retrouvant dans tous les coefficients par l'inter-

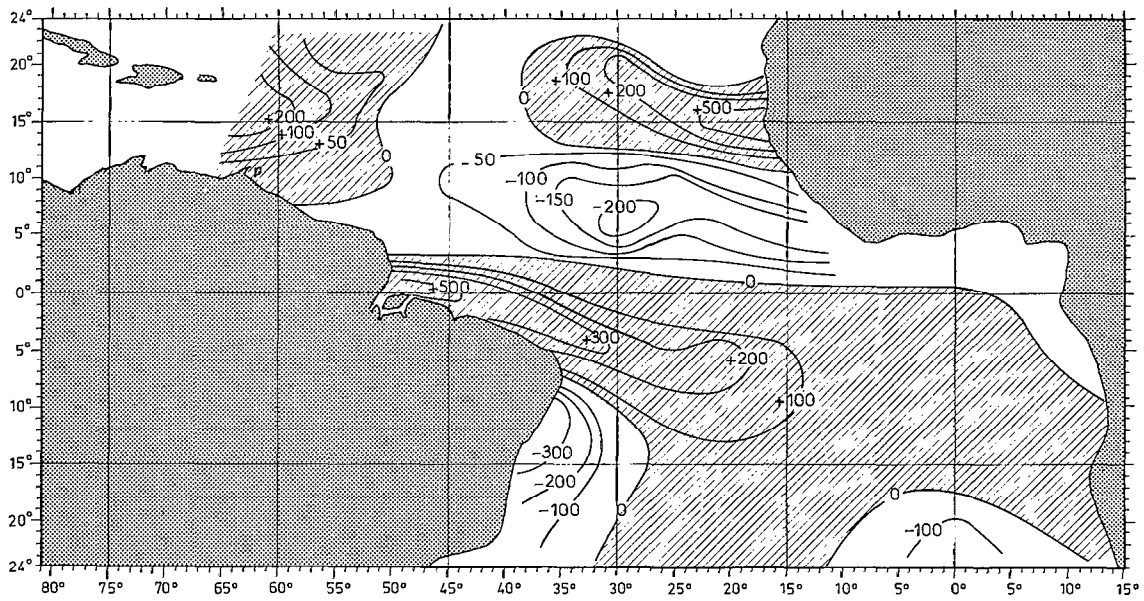


Fig. 4. — Distribution des zones de divergence et convergence en surface (vent \bar{v}_1).

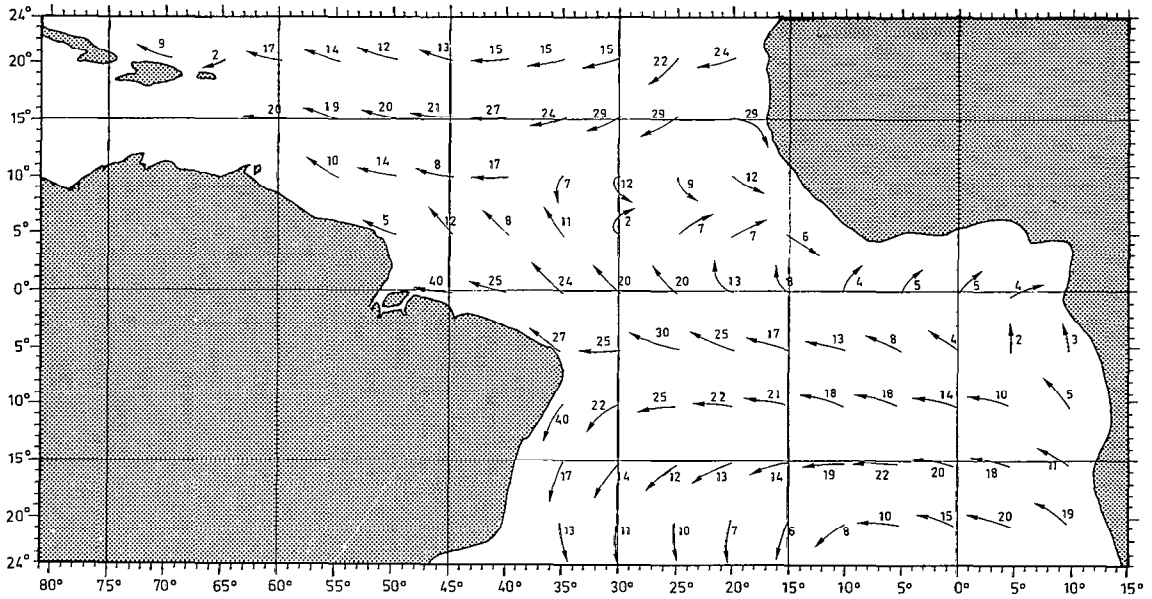


Fig. 5. — Vent \bar{v}_1 — courants de surface.

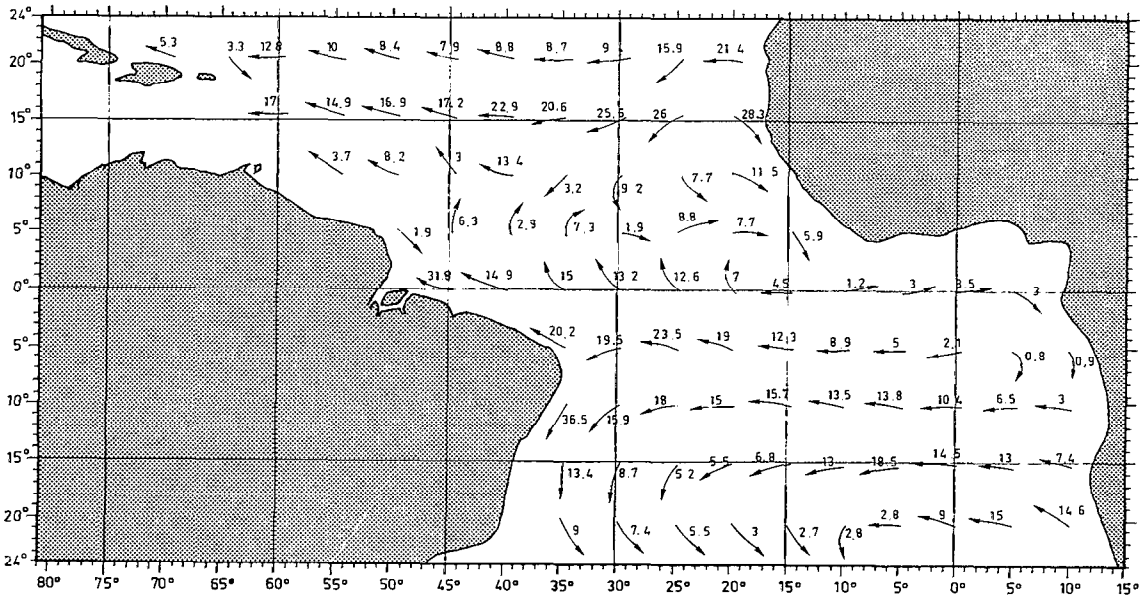


Fig. 6. — Vent \bar{v}_1 — circulation moyenne entre $z = 0$ et $z = H/4$.

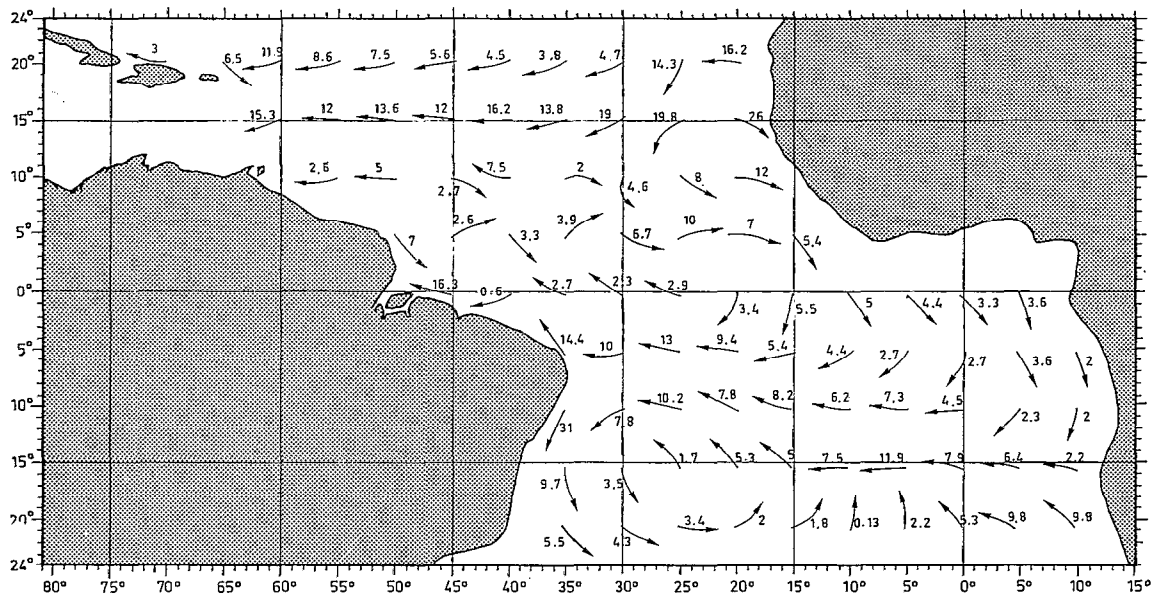


Fig. 7. — Vent v_1 — circulation moyenne entre $z = H/4$ et $z = H/2$.

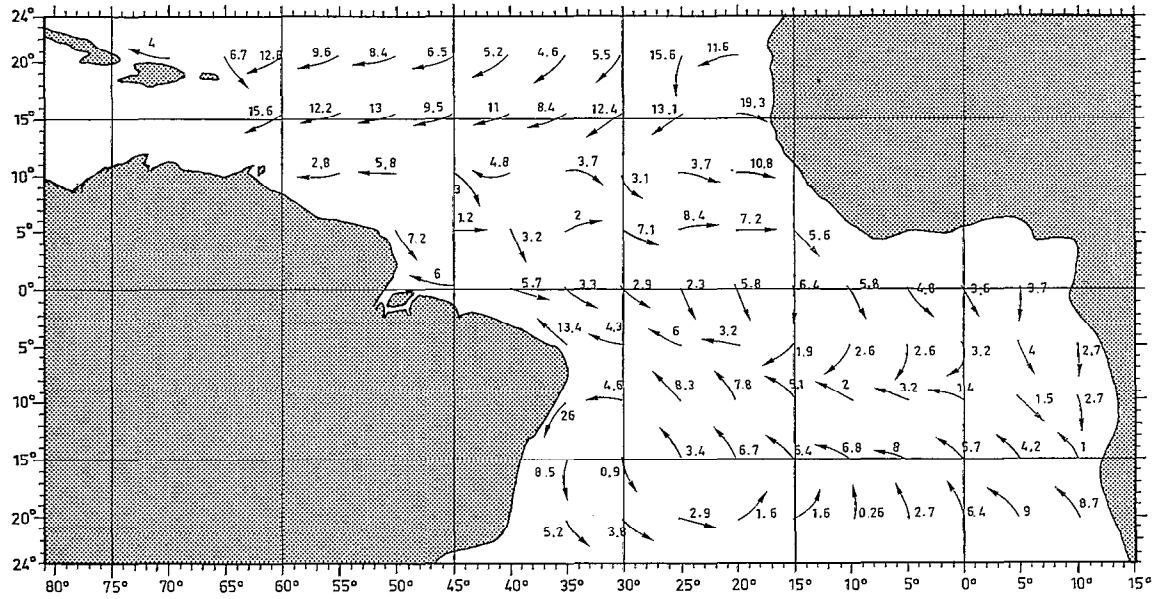


Fig. 8. — Vent v_1 — circulation moyenne entre $z = H/2$ et $z = 3H/4$.

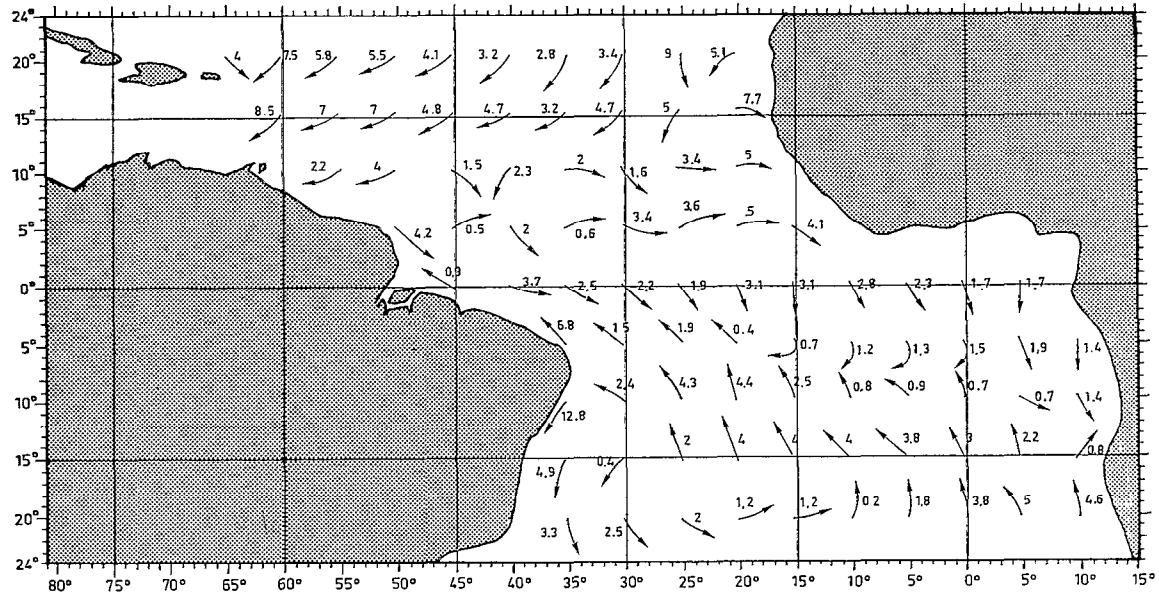


Fig. 9. — Vent v_1 — circulation moyenne entre $z = 3H/4$ et $z = H$.

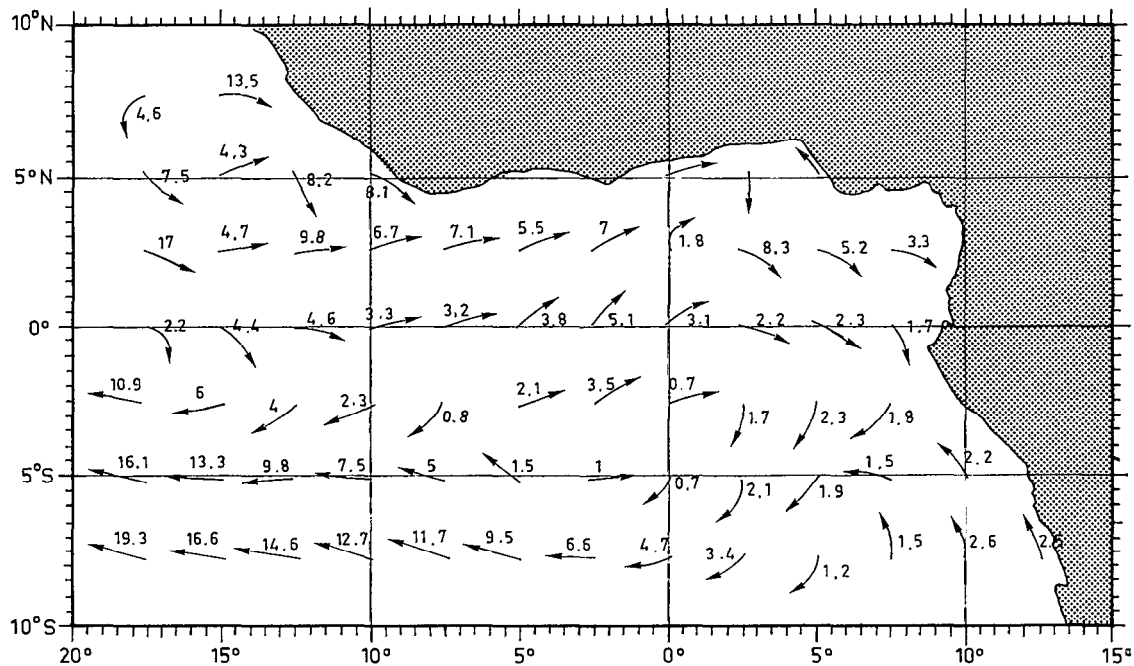


Fig. 10. — Vent v_1 — golfe de Guinée — circulation moyenne entre $z = 0$ et $z = H/4$.

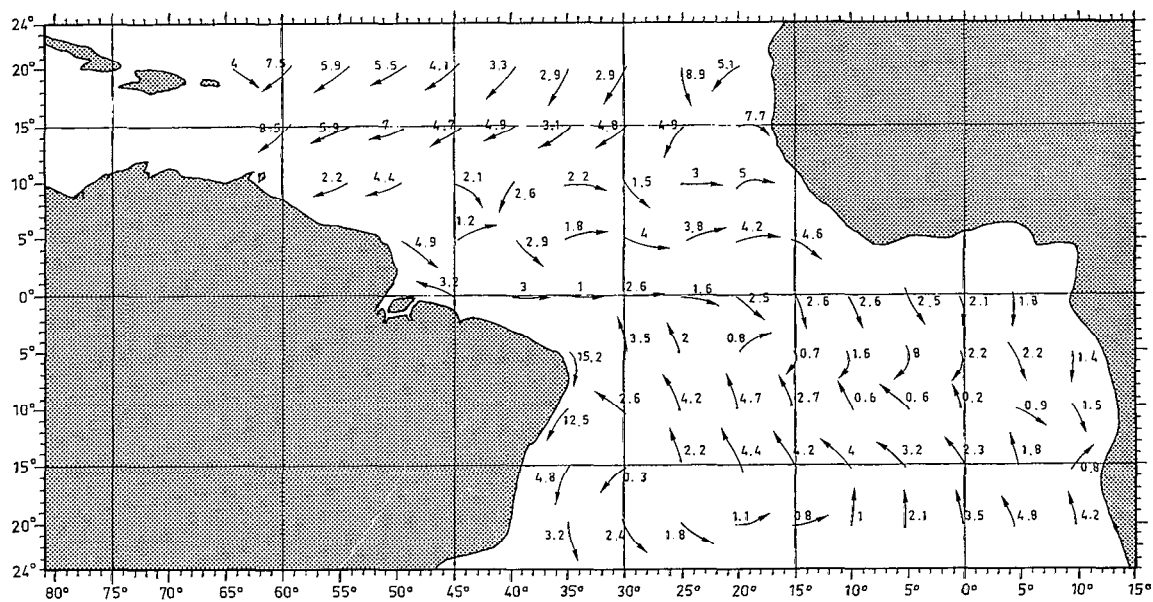


Fig. 11. — Vent v_2 — circulation moyenne entre $z = 3H/4$ et $z = H$.

médiaire du paramètre d'EKMAN α . Ainsi, lorsqu'on a effectué des essais numériques pour déterminer la valeur de k , faisant varier k de 1 à 4,3, on a obtenu des résultats très différents, certaines valeurs de k conduisant à des schémas de circulation aberrants. La valeur $k = 2,5$ a été retenue comme étant celle qui conduit à la meilleure circulation sur l'ensemble de la région étudiée mais il est probable qu'en différenciant les valeurs de k suivant les régions et en faisant varier ν en fonction de la profondeur, on aurait obtenu une circulation différente. Le problème est qu'on ne connaît pas de loi empirique permettant de fixer ces valeurs et que, pour les déterminer par tâtonnements, il aurait fallu réaliser un nombre très grand d'essais numériques.

Le fait de négliger les termes d'inertie risque aussi de modifier la circulation. Ces termes sont très faibles lorsqu'on est en présence d'un courant zonal intéressant toute l'épaisseur de la couche considérée mais dans la zone équatoriale où la circulation est très différenciée tant dans un plan horizontal qu'en profondeur les valeurs prises par les termes d'inertie peuvent être plus grandes. Ceci peut aussi s'observer au voisinage des côtes du fait des courants côtiers et de l'existence de forts mouvements verticaux. La force de CORIOLIS s'annulant à l'équateur, la force d'inertie peut jouer un rôle important.

Manuscrit reçu au S.C.D. de l'O.R.S.T.O.M. le 14 mai 1975.

BIBLIOGRAPHIE

- BROSSIER (F.), 1975. — Essai de résolution numérique d'un modèle théorique de la circulation dans l'Atlantique Équatorial. Thèse de 3^e cycle-Université de Bretagne Occidentale.
- DEFANT (A.), 1961. — *Physical Oceanography*, vol. I.
- FELZENBAUM (A. I.), 1966. — Théorie des courants océaniques induits par le vent (en Russe). Publ. 34, pp. 24-48. Moscow Hydrol. Inst., Ukr. Acad. Sci., Kiev, USSR.
- FORSYTHE (G. E.) and WASOW (W. R.), 1967. — Finite-difference methods for partial differential equations.
- FUGLISTER (F. C.), 1960. — *Atlantic Ocean Atlas*. Vol. I. Woods Hole Oceano. Inst., Woods Hole, Mass.
- HIDAKA (K.) and OGAWA (K.), 1958. — On the seasonal variations of surface divergence of the ocean currents in terms of wind stresses over the oceans. *Records of oceanographic works in Japan*, vol. 4, n° 2.
- LE FLOCH (J.), 1970. — Mesures différentielles de courants au large de la Côte d'Ivoire. *Cahiers océanographiques*, XXII, 8.
- LE FLOCH (J.), 1970. — La circulation des eaux d'origine subtropicale dans la partie orientale de l'Atlantique Équatorial étudiée en relation avec les mesures faites à bord du N.O. Jean-Charcot en mai 1968. *Cah. O.R.S.T.O.M., sér. Océanogr.*, vol. VIII, n° 3.
- LEMASSON (L.) et REBERT (J. P.), 1973. — Circulation dans la partie orientale de l'Atlantique Sud. *Doc. Scient. centre rech. océanogr. Abidjan*, vol. IV, n° 1 : 91-124.
- MERLE (J. F.) (en cours de publication). — Étude statistique des données hydrologiques dans l'Atlantique équatorial.
- METCALF (W. G.) and STALCUP (M. C.), 1967. — Origin of the Atlantic Equatorial undercurrent. *J. of Geoph. Res.*, vol. 72, n° 20 : 4959-4975.
- METCALF (W. G.), 1968. — Shallow currents along the Northeastern coast of South America. *J. Mar. Res.*, 26 : 232-243.
- PHILLANDER (S. G. H.), 1973. — Equatorial undercurrent, measurements and theories. *Review of Geo. and Space Physics*, vol. 11, n° 3 : 513-570.