

Quelques caractéristiques des mouvements océaniques à moyenne et grande échelle

par M. CRÉPON,

Laboratoire d'océanographie physique
du Museum National d'Histoire Naturelle

et J. CASTAGNÉ,

Lycée de Sèvres (92).

I. INTRODUCTION.

Les mouvements de la mer sont de caractéristiques très variées. Certains sont très rapides et présentent de sérieux inconvénients pour ceux qui y sont soumis (les vagues), d'autres au contraire ont des variations très lentes et semblent quasi-permanents (grands courants océaniques tel le Gulf Stream). Une démarche assez naturelle est d'essayer de les classer selon leurs périodes ou pseudo-périodes. On remarque alors qu'aux mouvements de courte période sont associées des échelles spatiales petites, aux mouvements de longue période des échelles spatiales très grandes. Celles-ci vont du 1/10 de seconde et du 1/10 de millimètre, (turbulence de petite échelle) à quelques dizaines d'années et quelques milliers de kilomètres (circulation générale).

Certains de ces mouvements sont bien connus et leur étude est relativement aisée (marées), d'autres sont beaucoup plus difficiles à appréhender (tourbillons, oscillations du Gulf Stream par exemple) (fig. 1). Dans ce qui suit, nous allons essayer de décrire un certain nombre de mouvements d'échelle moyenne (quelques dizaines de km) et de grande échelle (quelques centaines de km) et d'en esquisser une théorie.

II. CARACTERISTIQUES DES MOUVEMENTS OCEANIQUES DE MOYENNE ET GRANDE ECHELLE.

La dynamique des fluides océaniques est soumise à deux contraintes particulières :

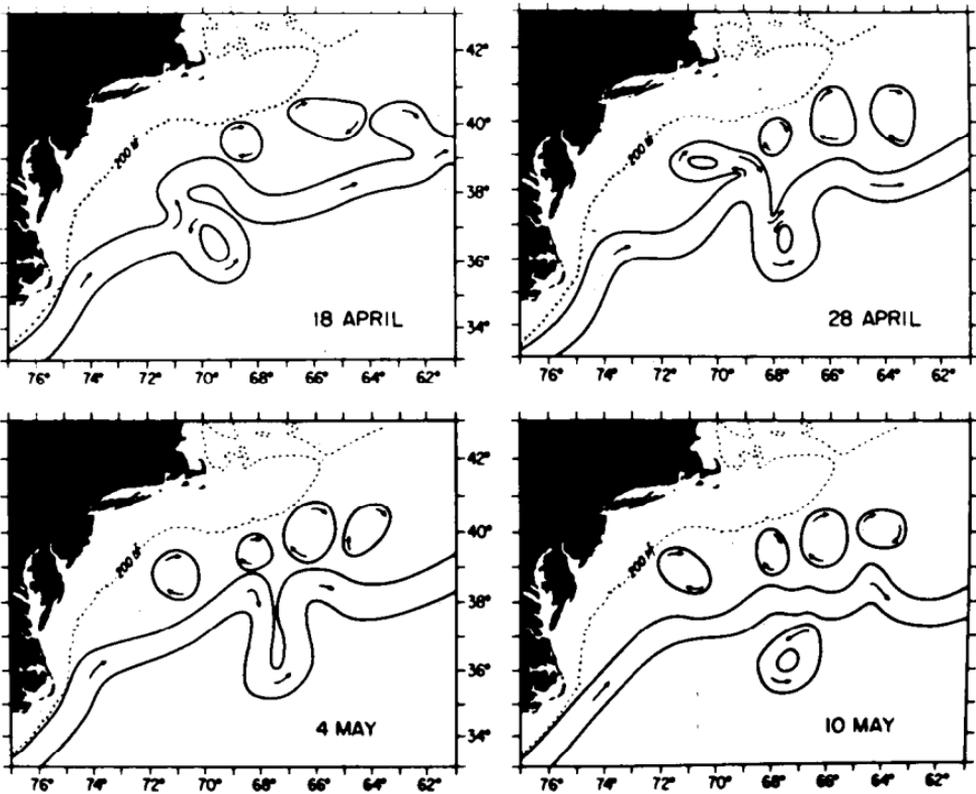


Fig. 1. — Structure complexe du Gulf Stream et des tourbillons qui lui sont associés. Cette configuration évolue lentement dans le temps.

— La rotation de la Terre joue un rôle très important dans la détermination des mouvements marins. L'accélération de CORIOLIS doit être prise en compte dans les équations de la dynamique.

— L'océan est stratifié, c'est-à-dire qu'il y a variation selon la verticale de la densité. Celle-ci dépend de la température, de la salinité et de la pression et croît avec la profondeur. La stratification conditionne la répartition des mouvements en fonction de la profondeur.

Très souvent en été, on observe près de la surface une couche d'eau bien mélangée, homogène, d'une profondeur de quelques dizaines de mètres. Au bas de cette couche, il y a une zone où la variation de température est très rapide. Cette zone est appelée thermocline (fig. 2). Elle sépare des eaux chaudes et peu denses

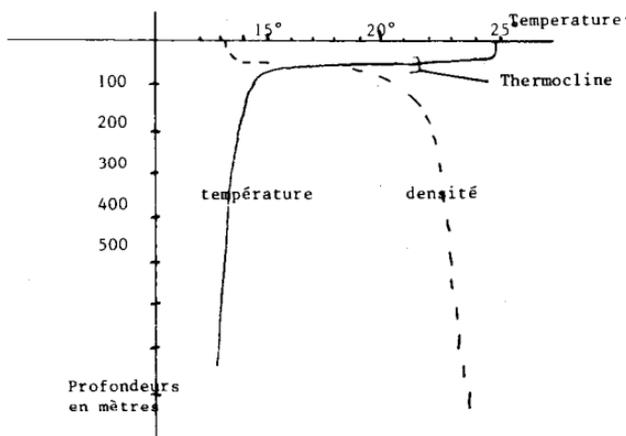


Fig. 2. — Schéma de la thermocline en été en Méditerranée.

en surface, d'eaux plus froides et plus denses en dessous. On peut schématiser son influence en supposant que l'océan est un océan à deux couches, formé de deux eaux de densités légèrement différentes superposées. Souvent, on observe des variations de température qui peuvent dépasser 10° en quelques mètres et des variations relatives de densité de l'ordre de 10^{-3} .

Une autre caractéristique fréquemment rencontrée dans les mouvements de grande échelle est que les vitesses horizontales U sont d'un ordre de grandeur supérieure aux vitesses verticales W . La profondeur moyenne h des océans est de l'ordre de 4 km. La dimension horizontale moyenne L des océans est de l'ordre de 4 000 km. Il y a donc un facteur $1/1\ 000$ entre l'échelle verticale et l'échelle horizontale.

On peut écrire en première approximation :

$$\frac{h}{L} = \frac{dh/dt}{dL/dt} \approx \frac{w}{U} = 10^{-3}. \quad (2.1)$$

Les vitesses horizontales des océans dépassent rarement 1 ms^{-1} (2 nœuds). Les vitesses verticales des mouvements de grande échelle sont donc inférieures au mm^{-1} .

III. EQUATIONS SIMPLIFIEES DE LA DYNAMIQUE MARINE.

3.1. Equations de mouvement. Accélération.

On applique la deuxième loi de NEWTON à une particule élémentaire B - de masse dm d'un fluide. On a :

$$dm \vec{\gamma}_A = \vec{F} \quad (3.1)$$

ou :

$\vec{\gamma}_A$ est l'accélération de B dans un repère galiléen A,
 \vec{F} l'ensemble des forces qui s'exercent sur B.

Dans un premier temps, on néglige le mouvement de la Terre autour du Soleil (cette approximation n'est pas valable dans le cas de la théorie des marées). On choisit comme repère relatif un repère R lié à la Terre dont l'axe OZ passe par les pôles. Le repère R est animé d'un mouvement de rotation autour de OZ par rapport au repère A.

En appliquant la loi de composition des accélérations, $\vec{\gamma}_A$ s'écrit :

$$\vec{\gamma}_A = \vec{\gamma}_E + \vec{\gamma}_R + \vec{\gamma}_c \quad (3.2)$$

où $\vec{\gamma}_E$ est l'accélération d'entraînement,

$\vec{\gamma}_R$ l'accélération relative,

$\vec{\gamma}_c$ l'accélération de CORIOLIS : $\vec{\gamma}_c = 2\vec{\Omega} \wedge \vec{v}_R$,

où \vec{v}_R est la vitesse relative,

$\vec{\Omega}$ le vecteur rotation de la Terre, vecteur qui est porté par l'axe des pôles, dirigé du Sud vers le Nord puisque la Terre tourne dans le sens trigonométrique direct pour un observateur situé au pôle Nord, et dont le module ω vaut $2\pi/86\ 164\ \text{s}^{-1}$ (*) (fig. 3).

L'accélération $\vec{\gamma}_E$ est portée par la perpendiculaire à l'axe des pôles passant par le point considéré, est dirigée vers l'axe des pôles (accélération centripète) et a pour module $\omega^2 r \cos \varphi$ où r est le rayon de la Terre, φ la latitude (fig. 3').

L'équation (3.1) s'écrit alors :

$$dm \left(\frac{D}{Dt} \vec{v}_R + 2\vec{\Omega} \wedge \vec{v}_R \right) = \vec{F} - dm \vec{\gamma}_E. \quad (3.3)$$

Remarque.

L'opérateur $D\vec{v}_R/Dt$ représente la dérivée temporelle de la vitesse de la particule B. Or, très souvent, en mécanique des fluides, on considère les vitesses, et les forces en des points fixes. Un point fixe M voit alors défiler une succession de particules, et la dérivée temporelle de la vitesse mesurée, un point fixe $\partial\vec{v}_R/\partial t$ ne coïncide pas avec $D\vec{v}_R/Dt$.

(*) Un jour sidéral vaut 86 164 secondes.

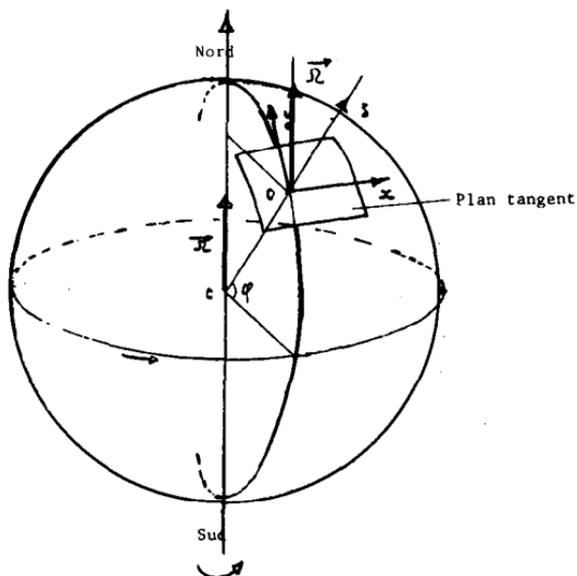


Fig. 3. — La Terre et le système de coordonnées du plan tangent.

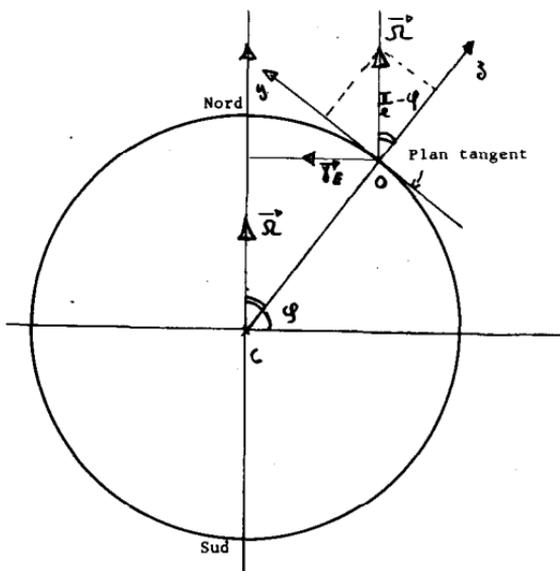


Fig. 3'. — Décomposition du vecteur rotation $\vec{\Omega}$ dans le plan tangent.

En effet, $\partial \vec{v}_R / \partial t$ fait intervenir la différence entre la vitesse de la particule coïncidant avec M au temps t et celle de la particule coïncidant avec M au temps $t - \Delta t$ et non pas la différence entre deux instants successifs de la vitesse d'une même particule.

Néanmoins, on peut montrer que si les variations spatiales des vitesses sont faibles, alors $\partial \vec{v}_R / \partial t \sim D \vec{v}_R / Dt$, hypothèse que l'on fera par la suite. Le mouvement est dit alors linéarisé.

Dans toute leur généralité, les équations des mouvements à la surface de la Terre doivent s'exprimer en coordonnées sphériques. Ce système de coordonnées n'est pas facilement maniable; on préfère utiliser pour les petits mouvements (mouvements qui ont des échelles spatiales inférieures au rayon de la Terre r) un repère constitué par le plan tangent à la Terre au niveau du barycentre du mouvement considéré et la verticale passant par ce barycentre.

L'axe oz est choisi selon la verticale ascendante, l'axe ox est orienté Ouest-Est, l'axe oy Sud-Nord. Dans ce nouveau repère, $\vec{\Omega}$ a pour coordonnées $(0, \omega \cos \varphi, \omega \sin \varphi)$, $\vec{v}_R = (u, v, 0)$ si l'on suppose que les vitesses verticales sont négligeables (fig. 3).

On a donc :

$$2\vec{\Omega} \wedge \vec{v}_R = \begin{pmatrix} -fv \\ +fu \\ -2\omega \cos \varphi u \end{pmatrix} \quad (3.4)$$

en posant $2\omega \sin \varphi = f$. Sous nos latitudes, $f \simeq 10^{-4} \text{ s}^{-1}$.

3.2. Equation de mouvement : forces en présence.

Considérons maintenant l'ensemble des forces s'exerçant sur la particule B de masse dm . Ces forces se décomposent en forces gravitationnelles et en forces de contact (pression et forces tangentielles).

La force due au champ de gravité a pour expression $\vec{G} dm$ où \vec{G} est la résultante du champ d'attraction due aux masses qui constituent la Terre. La droite qui porte \vec{G} passe approximativement par le centre de la Terre.

On pose :

$$\vec{g} = \vec{G} - \vec{\gamma}_E.$$

\vec{g} est appelé pesanteur vulgaire. La droite qui porte \vec{g} définit la verticale du lieu. Elle est donc, par définition, confondue avec oz . La surface qui admet \vec{g} comme normale est appelée géoïde et définit l'horizontale du lieu considéré. Ce serait la surface de la mer si celle-ci n'avait pas de mouvement (voir plus loin).

La force de pression dépend de la différence de pression s'exerçant sur les faces de B. Admettons que B soit constituée par un petit cube dont les arêtes sont parallèles aux axes ox , oy , oz . Considérons la résultante des forces qui s'exercent sur les faces perpendiculaires à ox . Soit P la pression au sein du fluide. Sur la face 1 d'abscisse x (fig. 4) s'exerce une force dirigée selon ox

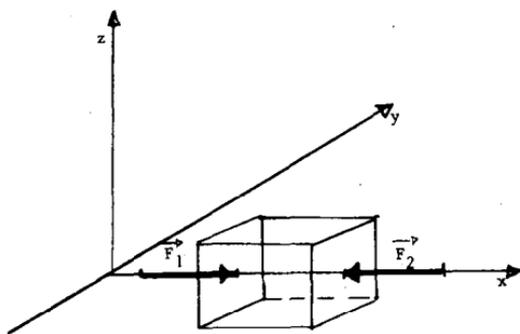


Fig. 4. — Décomposition des forces de pression sur deux faces parallèles d'un petit cube.

et égale à $F_1 = P(x) dy dz$, sur la face 2 d'abscisse $x + dx$ s'exerce une force de direction opposée et égale à $F_2 = -P(x + dx) dy dz$. La résultante de ces deux forces vaut :

$$\begin{aligned} F_1 + F_2 &= -[P(x + dx) - P(x)] dy dz \\ &= -\frac{\partial P}{\partial x} dv \quad \text{avec} \quad dv = dx dy dz. \end{aligned}$$

En faisant le même raisonnement pour les trois axes, on obtient pour la résultante des forces de pression :

$$\vec{F}_p = -\vec{\text{grad}} P dv.$$

Dans un premier temps, on n'explicite pas les forces tangentielles. Ces forces sont dues au glissement des feuillets fluides les uns par rapport aux autres et à la viscosité. Désignons leurs composantes sur ox , oy , par $dv F_x$, $dv F_y$.

L'équation (3.3) s'écrit alors dans le repère lié au plan tangent en tenant compte de (3.4) et en posant $dm/dv = \rho$ (masse volumique) :

$$\text{sur } ox : \quad \frac{\partial}{\partial t} u - f v = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} + \frac{1}{\rho} F_x \quad (3.5)$$

$$\text{sur } oz : \quad \frac{\partial}{\partial t} v + f u = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial y} + \frac{1}{\rho} F_y \quad (3.6)$$

$$\text{sur } oz : \quad 0 = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial z} - g. \quad (3.7)$$

Dans (3.7), on a négligé le terme $\partial\omega/\partial t$ qui est inférieur à 10^{-8} ms^{-2} (éq. 2.1) et $2\omega \cos\varphi u$ qui est inférieur à 10^{-4} ms^{-2} devant g qui vaut 10 ms^{-2} . On néglige aussi l'effet des forces tangentielles. L'équation (3.7) traduit le fait que la pression dans le fluide est hydrostatique, relation qui est valable pour tous les mouvements océaniques de grande échelle.

3.3. Equation de continuité.

Considérons la quantité de matière traversant un petit cube fixe dans l'espace et le temps dont les arêtes sont perpendiculaires à ox, oy, oz . Supposons que la masse volumique du fluide $\rho = dm/dv$ ne dépende pas du temps. La masse du petit cube est alors constante puisque son volume est fixe par définition. Il est clair que le flux de matière sortant est égal au flux de matière entrant.

Le bilan du flux entrant FL_{1X} et sortant FL_{2X} à travers les faces perpendiculaires à ox aux points d'abscisse x et $x + dx$ (fig. 5) est égal à :

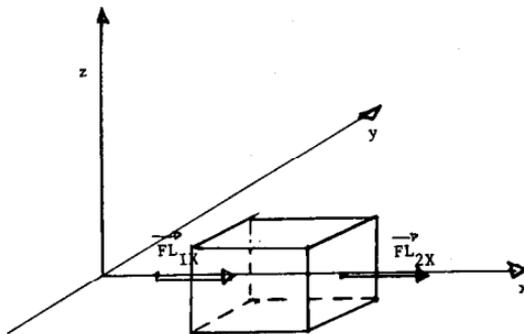


Fig. 5. — Bilan des flux à travers deux faces parallèle d'un petit cube.

$$\begin{aligned} FL_{1X} - FL_{2X} &= [\rho(x)u(x) - \rho(x+dx)u(x+dx)] dy dz \dots \\ &\dots = -\frac{\partial \rho u}{\partial x} dv. \end{aligned}$$

En réitérant le processus pour les faces perpendiculaires à oy et oz , on obtient en faisant le bilan global des flux entrants et sortants, bilan qui doit être nul.

$$\frac{\partial}{\partial x}(\rho u) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho v) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho w) = \operatorname{div}(\rho \vec{u}) = 0.$$

IV. MOUVEMENTS GEOSTROPHIQUES.

4.1. Propriétés.

Considérons des mouvements quasi-permanents dont les variations temporelles sont lentes. (Temps caractéristique d'évolution supérieur à la journée). Supposons que les courants soient de l'ordre de 1 m^{-1} . Les termes $\partial(u, v)/\partial t$ qui sont de l'ordre de 10^{-6} ms^{-2} sont négligeables par rapport à ceux relatifs à l'accélération de CORIOLIS qui sont de l'ordre de 10^{-4} ms^{-2} par 45° de latitude.

Supposons dans un premier temps que l'on puisse négliger F_x et F_y . Les mouvements sont alors régis par les équations :

$$\text{sur } ox : \quad -fv = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} \quad (4.1)$$

$$\text{sur } oy : \quad +fu = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial y} \quad (4.2)$$

$$0 = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial z} - g. \quad (4.3)$$

Si le courant est nul, $u = v = 0$, alors $\partial P/\partial x = \partial P/\partial y = 0$.

On en déduit que la normale aux surfaces $P = C^t$ est dirigée selon oz . La surface de la mer qui, en l'absence de variations de pression atmosphérique, est une surface d'égale pression, est donc perpendiculaire à \vec{g} et est confondue avec le géoïde. La surface de la mer est horizontale.

Corollaire : Lorsqu'il y a mouvement, les surfaces d'égale pression ne sont plus horizontales. Il y a apparition d'une pente de la surface de la mer. Multiplions (4.1) par u et (4.2) par v et additionnons.

On obtient :

$$u \frac{\partial P}{\partial x} + v \frac{\partial P}{\partial y} = 0. \quad (4.4)$$

La vitesse horizontale est donc perpendiculaire au gradient de pression et, par conséquent, parallèle aux lignes d'égalité de pression (isobares).

D'après (4.1) et (4.2), on voit que le courant est proportionnel à la pente des surfaces isobares. Plus les isobares sont resserrées, plus le courant est important.

Supposons maintenant, pour simplifier l'écriture des équations, que la vitesse soit dirigée selon oy , donc que $u = 0$ (fig. 6).

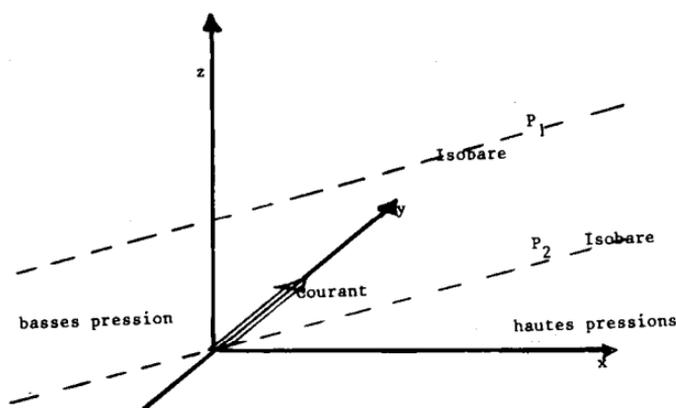


Fig. 6. — Schéma du courant géostrophique.

Les équations (4.1) et (4.2) s'écrivent alors :

$$efv = \frac{\partial P}{\partial x} \quad (4.5)$$

$$0 = \frac{\partial P}{\partial y}. \quad (4.6)$$

On obtient la règle suivante :

Un observateur regardant dans la direction de la force de pression c'est-à-dire vers les basses pressions, voit la vitesse dirigée vers sa droite dans l'hémisphère Nord (vers sa gauche dans l'hémisphère Sud puisque φ change de signe).

Les équations de la météorologie étant semblables à celles de l'Océanographie, ceci explique pourquoi dans les cyclones

(centre de basse pression), le vent suit les isobares en tournant dans le sens inverse des aiguilles d'une montre dans l'hémisphère Nord et dans le sens des aiguilles d'une montre dans l'hémisphère Sud (fig. 7).

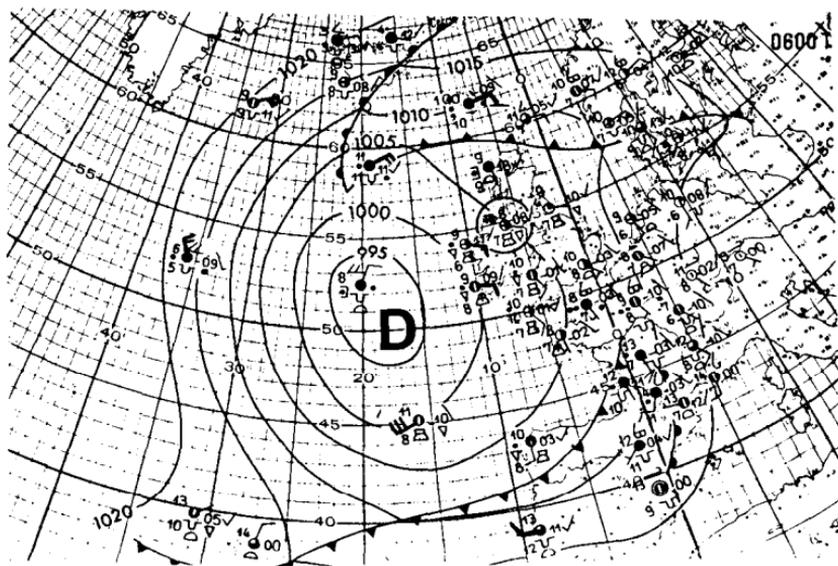


Fig. 7. — Dépression météorologique montrant que le vent a tendance à suivre les isobares. Le vent est symbolisé par des flèches barbées. Le nombre de barbes est proportionnel à la force du vent.

L'équation (4.4) montre que le travail effectué dans ce type de mouvement est nul. Le mouvement peut donc durer indéfiniment puisqu'il ne consomme pas d'énergie, contrairement à ce qui se passerait en milieu non tournant où les hautes pressions auraient tendance à combler les basses pressions.

4.2. Cas où la densité est constante. Pente de la surface de la mer.

Dans le cas où la densité est constante, on peut relier le courant à la pente de la surface de la mer. Pour cela, on intègre (4.3) depuis un point de profondeur z jusqu'à la surface libre d'altitude ζ (ζ est la surélévation de la surface libre par rapport à l'horizontale) (fig. 8).

On a :

$$\int_z^{\zeta} \rho g dz = - \int_z^{\zeta} dP \quad (4.7)$$

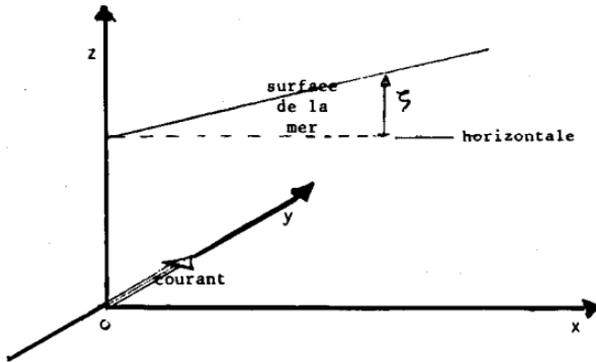


Fig. 8. — Relation entre niveau de la mer et courant géostrophique.

ce qui donne :

$$g \rho (\zeta - z) = P(z) - P(\zeta)$$

ou :

$$P(z) = P(\zeta) + g \rho (\zeta - z). \quad (4.8)$$

La relation (4.8) montre que la pression au sein du fluide est égale à la pression de surface augmentée du poids de la colonne d'eau. $P(\zeta)$ est égale à la pression atmosphérique que l'on suppose constante. En portant (4.8) dans (4.5), on obtient :

$$v = \frac{1}{\rho f} \frac{\partial P}{\partial x} = \frac{g}{f} \frac{\partial \zeta}{\partial x}.$$

Le courant ne dépend pas de l'immersion et est proportionnel à la pente de la surface libre.

Exemple : Soit un courant de 1 ms^{-1} par 45° de latitude.

La relation (4.9) donne :

$$\frac{\partial \zeta}{\partial x} = 10^{-5}$$

ce qui représente une pente de 1 cm par km ou encore de 1 m pour 100 km ; pente qui est difficilement mesurable.

4.3. Océan à deux couches.

Considérons un océan stratifié constitué de deux couches d'eau superposées de masse volumique ρ_1 et ρ_2 tel que $\rho_1 < \rho_2$ et, que l'eau de masse volumique ρ_1 surmonte celle de masse volumique ρ_2 .

On suppose que l'origine des coordonnées est prise à la surface libre du liquide supérieur au repos (fig. 9).

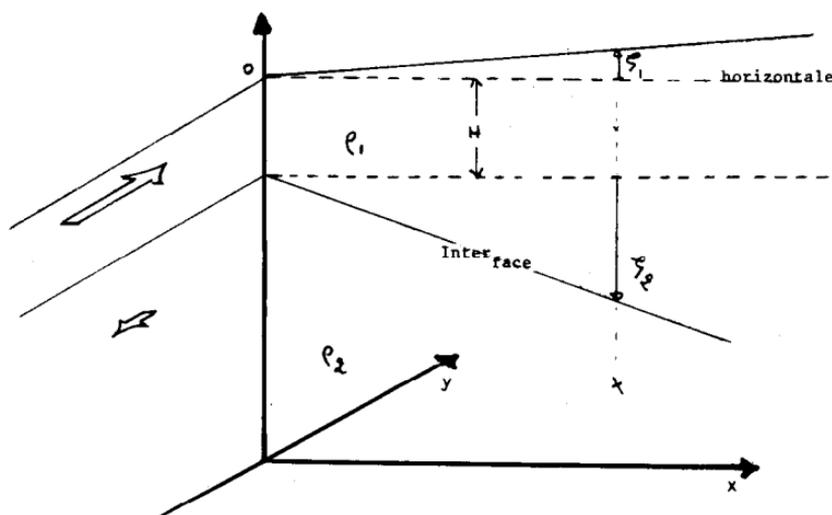


Fig. 9. — Courants géostrophiques dans un milieu à deux couches.

Soit H l'épaisseur de la couche supérieure au repos,

ζ_1 (respectivement ζ_2) la dénivellation de la surface libre (respectivement de l'interface) par rapport à la position de repos.

En intégrant l'équation de pression hydrostatique (4.3), on montre que la pression au point z situé dans le milieu 1 est égale à :

$$P_1 = \rho_1 g (\zeta_1 - z) + P(\zeta_1). \quad (4.12)$$

De même, la pression au point z situé dans le milieu 2 est égale à :

$$P_2 = \rho_1 g (\zeta_1 - \zeta_2 + H) + \rho_2 g (\zeta_2 - z + H) + P(\zeta_1). \quad (4.13)$$

En portant ceci dans (4.1 et 4.2), on obtient dans le milieu 1 :

$$\begin{aligned} -f v_1 &= -g \frac{\partial \zeta_1}{\partial x} \\ +f u_1 &= -g \frac{\partial \zeta_1}{\partial y} \end{aligned} \quad (4.14)$$

et dans le milieu 2 :

$$\begin{aligned}
 -f v_2 &= -\frac{\rho_1}{\rho_2} \frac{\partial \zeta_1}{\partial x} - g \varepsilon \frac{\partial \zeta_2}{\partial x} \\
 +f u_2 &= -\frac{\rho_1}{\rho_2} \frac{\partial \zeta_1}{\partial y} - g \varepsilon \frac{\partial \zeta_2}{\partial y}
 \end{aligned}
 \tag{4.15}$$

avec : $\varepsilon = (\rho_2 - \rho_1)/\rho_2$.

En soustrayant (4.15) de (4.14), on obtient la relation dite de MARGULES :

$$f(\vec{u}_2 - \vec{u}_1) = -g' \overrightarrow{\text{grad}} (\zeta_2 - \zeta_1) \tag{4.16}$$

où $g' = g \varepsilon$ est la gravité réduite.

La différence de vitesse de part et d'autre de l'interface est proportionnelle à la différence des pentes de la surface et de l'interface multipliée par la gravité réduite g' .

On remarque sur les équations (4.16) que cette différence des vitesses est nulle si la surface et l'interface ont même pente, c'est-à-dire si la surface libre et l'interface sont des surfaces parallèles. On a là un mouvement barotrope où les vitesses horizontales sont identiques sur toute la verticale. La surface libre étant une surface d'égalité pression et l'interface étant une surface d'égalité densité, on voit que dans un mouvement barotrope, les surfaces d'égalité densité et d'égalité pression sont parallèles.

Si les surfaces d'égalité pression et d'égalité densité se coupent, on a un mouvement barocline. Dans ce cas, il y a variation selon la verticale des vitesses horizontales.

Supposons maintenant que la vitesse \vec{u}_2 dans le 2^e milieu, soit nulle. On a alors, d'après (4.15) :

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial}{\partial x} \zeta_1 &= -\varepsilon \frac{\partial}{\partial x} \zeta_2 \\
 \frac{\partial}{\partial y} \zeta_1 &= -\varepsilon \frac{\partial}{\partial y} \zeta_2.
 \end{aligned}
 \tag{4.17}$$

Dans l'océan, ε est de l'ordre de 10^{-3} . La pente de la surface libre est donc très petite par rapport à la pente de l'interface. De plus, les pentes sont de signes opposés.

On a là un mouvement barocline classique qui schématise en première approximation la circulation marine dans un milieu

stratifié, les vitesses importantes étant confinées dans les couches supérieures.

Dans ce cas, l'équation (4.16) peut alors s'écrire :

$$\begin{aligned} -f v_1 &= g' \frac{\partial}{\partial x} \zeta_2 \\ + f u_1 &= g' \frac{\partial}{\partial y} \zeta_2. \end{aligned} \tag{4.18}$$

Avec une approximation de l'ordre de ϵ , le courant dans le fluide supérieur est proportionnel à la pente de l'interface.

4.4. Relation du courant thermohalin.

A partir des équations (4.1, 4.3), on peut obtenir une relation intéressante entre le gradient suivant la verticale du courant horizontale et le gradient de densité.

En effet, on peut écrire, en supposant que le courant est dirigé selon oy (voir éq. 4.5) :

$$\begin{aligned} \rho f v &= \frac{\partial P}{\partial x} \\ -g \rho &= \frac{\partial P}{\partial z}. \end{aligned}$$

En dérivant la première équation par rapport à z et la deuxième par rapport à x et en combinant les résultats, on obtient :

$$\frac{\partial}{\partial z} (\rho v) = -\frac{g}{f} \frac{\partial \rho}{\partial x}. \tag{4.19}$$

A un accroissement du courant positif vers le haut, correspond une variation horizontale de densité positive. Les courants ayant une tendance à décroître avec la profondeur, on en déduit que dans l'hémisphère Nord (respectivement hémisphère Sud), un observateur regardant dans le sens du courant voit les hautes densités sur sa gauche et les hautes pressions sur sa droite (respectivement les hautes densités sur sa droite et les hautes pressions sur sa gauche).

Considérons, dans l'hémisphère Nord, un tourbillon cyclonique barocline. Les eaux denses, donc froides, sont au centre où se trouvent les basses pressions (fig. 10). Dans le cas d'un tour-

billon barocline anti-cyclonique, les eaux légères, donc chaudes, sont au centre où se trouvent les hautes pressions (fig. 11). La formule (4.19) est une extension de la formule (4.16) à une stratification continue. Le champ de température de surface de l'océan peut donc être relié aux courants marins.

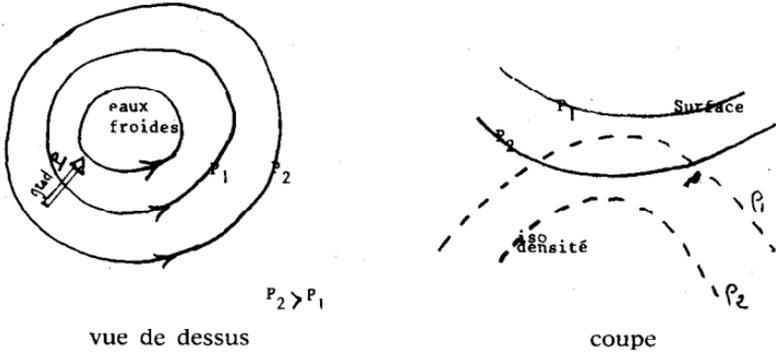


Fig. 10. — Tourbillon cyclonique.

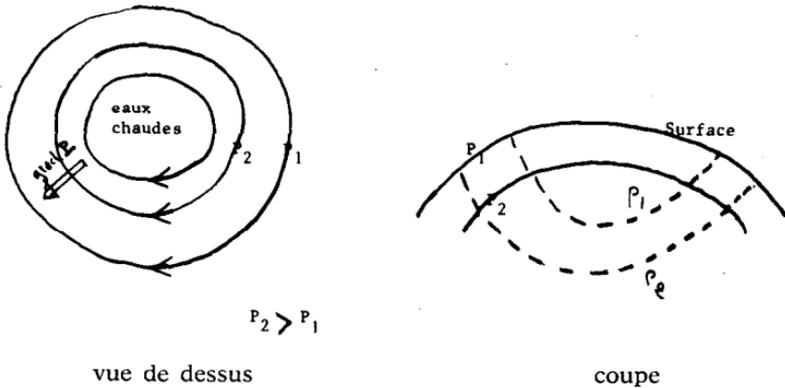


Fig. 11. — Tourbillon anti-cyclonique.

4.5. Mesure de la température de la surface de la mer par satellites.

L'apparition des satellites artificiels a apporté une révolution dans l'observation de l'océan. On peut maintenant, à partir de capteurs spatiaux, obtenir une surveillance quotidienne de la surface de l'océan mondiale. En particulier, les satellites américains de la N.O.A.A. (National Oceanic Atmospheric Administration) sont équipés de radiomètres performants qui mesurent la température de la surface du globe sur des carrés élémentaires

de 1 km \times 1 km avec une précision relative de l'ordre du 1/10 de degré, ceci deux fois par jour. On a là une énorme quantité d'informations qui est mise à profit pour étudier la dynamique océanique et sa variabilité spatiale et temporelle. En effet, on a vu au paragraphe 4.4. comment on pouvait relier, à partir de la formule (4.19), la répartition horizontale des densités (ou des températures) au gradient vertical de la vitesse horizontale.

Les capteurs mesurant la température de surface de la mer sont des radiomètres fonctionnant dans la gamme infrarouge. Le principe en est le suivant : la Terre rayonne comme un corps noir. L'énergie totale rayonnée E varie selon la puissance quatre de la température absolue T . On a $E = \sigma T^4$ (loi de STÉFAN). La longueur d'onde λ exprimée en micromètres pour laquelle l'énergie est maximum, est donnée par la loi de WIEN, $\lambda = 2940/T$.

On en déduit que :

1° La longueur d'onde pour laquelle l'énergie rayonnée est maximum est d'environ 10 μm pour une température de 20°C. Cette longueur d'onde correspond à une fenêtre atmosphérique, créneau pour lequel l'atmosphère est particulièrement transparente.

2° La température sera donnée en mesurant l'énergie totale rayonnée autour de cette fenêtre. Tel est le principe des radiomètres thermiques à infrarouge qui fonctionnent dans la gamme 10-12 μm . Les radiomètres infrarouge sont très au point actuellement, du moins du point de vue technique. Cependant, un certain nombre de problèmes difficiles restent posés.

La température mesurée est la température de la couche de surface superficielle de l'eau, des premiers microns. Cette température peut être différente de celle des couches sous-jacentes de plusieurs dixièmes de degrés. Cet effet disparaît lorsqu'il y a agitation de la surface, en particulier en présence de vagues et de vent.

Les radiomètres actuels mesurent avec une très bonne précision les gradients thermiques. On peut détecter une variation du 1/10 de degré sur quelques kilomètres. Ils sont donc adéquats pour observer les structures océaniques. La mesure de la température absolue est beaucoup plus difficile. En effet, la traversée de l'atmosphère introduit une modification du signal qui dépend de la structure thermique, de la présence de brume, de voiles nuageux, de l'humidité de l'air. La correction atmosphérique peut atteindre quelques degrés pour les radiomètres embarqués à bord des satellites, beaucoup moins pour ceux embarqués à bord des avions volant à basse altitude. D'autre part, les radiomètres infrarouge sont inopérants lorsqu'il y a des nuages.

Cette dernière difficulté est levée en partie par les radiomètres à micro-ondes qui opèrent dans la gamme de 5 à 40 GHz en fréquence, de 6 à 1 cm en longueur d'onde. Pour ces longueurs d'onde, l'atmosphère est très transparente même en présence de nuages mais, par contre, le rayonnement mesuré dépend à la fois de la température de surface et de l'émissivité liée à l'agitation de la surface. Pour des vents dépassant 7 m/sec, cette dernière est proportionnelle à la vitesse du vent. On peut donc espérer, en effectuant des mesures sur plusieurs longueurs d'onde où ces effets ont des influences différentes, arriver à déterminer à la fois la température de surface de la mer et la vitesse du vent. En contrepartie, les surfaces élémentaires sur lesquelles on obtient les mesures sont beaucoup plus grandes, de l'ordre de 50×50 kilomètres.

4.6. Caractéristiques orbitales des satellites.

Les satellites d'observation de la Terre peuvent être classés selon les caractéristiques de leur orbite en deux groupes. On distingue d'une part les satellites polaires, d'autre part les satellites géostationnaires.

Les satellites polaires tournent autour de la Terre dans un plan fixe dans le repère absolu, plan qui est peu incliné par rapport à l'axe des pôles (fig. 12). La rotation de la Terre

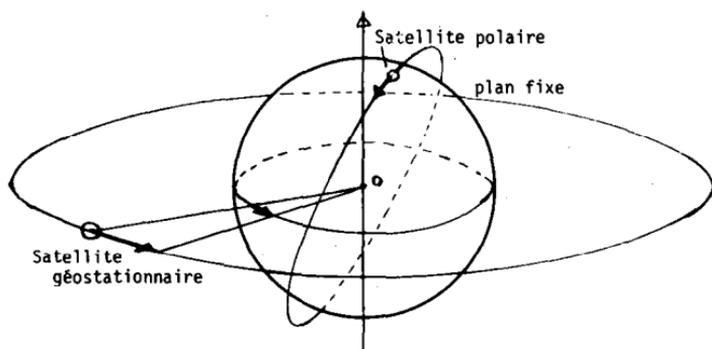


Fig. 12. — Satellite géostationnaire et satellite polaire. Le plan de la trajectoire du satellite polaire est fixe. Le satellite polaire balaye donc toute la terre.

occasionne alors un déplacement en longitude de la trace du satellite. Un choix approprié de l'altitude du satellite, donc de sa période, et de l'inclinaison du plan de l'orbite permet de réaliser une orbite héliosynchrone c'est-à-dire que tous les points observés le seront à la même heure et périodiquement. Une altitude de 1 500 kilomètres environ permet de réaliser une cou-

verture ascendante (ou descendante) de la Terre en 24 heures avec une période d'une heure, c'est-à-dire que la séparation entre deux traces du satellite sera de 15° de longitude. La trace est répétitive si la période du satellite est un sous-multiple entier de la période de rotation de la Terre sinon elle est variable. Dans ce type de satellite, la prise de vue se fait sur le mode scanner, c'est-à-dire que l'image est décomposée en lignes perpendiculaires à la trace du satellite, le balayage de chaque ligne étant réalisé d'une manière interne soit à l'aide d'un dispositif mécanique, (miroir tournant) soit à l'aide d'un commutateur électronique. Le passage d'une ligne à l'autre est effectué par la marche du satellite (fig. 13).

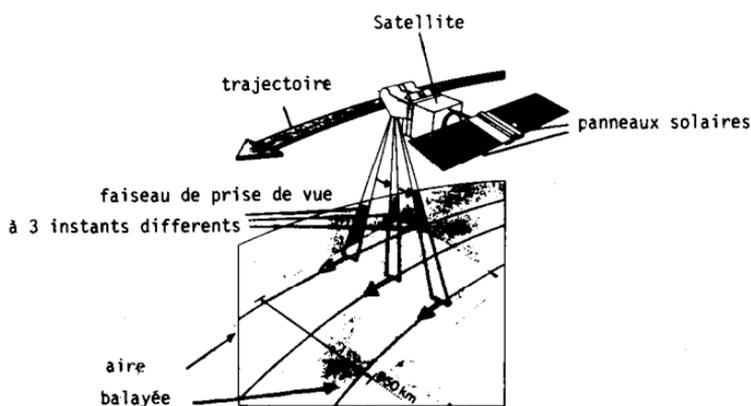


Fig. 13. — Principe de la prise d'image par balayage (mode scanner).

Les satellites géostationnaires sont lancés dans le plan équatorial à une altitude de 36 000 km, altitude qui correspond à une période de révolution égale à celle de la Terre. Le satellite est donc fixe par rapport à la Terre (fig. 12). Ceci permet l'observation des zones équatoriales avec un échantillonnage fréquent (de l'ordre de une demi-heure dans le cas du satellite européen Météosat). Il existe actuellement 5 satellites géostationnaires effectuant une couverture globale de la ceinture équatoriale et tropicale.

4.7. Mesures indirectes des courants marins.

a) Méthode dynamique.

L'équation (4.18) montre que la pente de l'interface qui est beaucoup plus grande que celle de la surface libre (éq. 4.17) permet de déterminer la variation selon la verticale des courants marins. Cette variation est aisément obtenue à partir

d'un réseau de mesures hydrologiques effectuées à bord d'un navire (fig. 14). On a là une méthode indirecte du calcul du courant qui est très utilisée en océanographie. Malheureusement, ce courant est déterminé à une constante près.

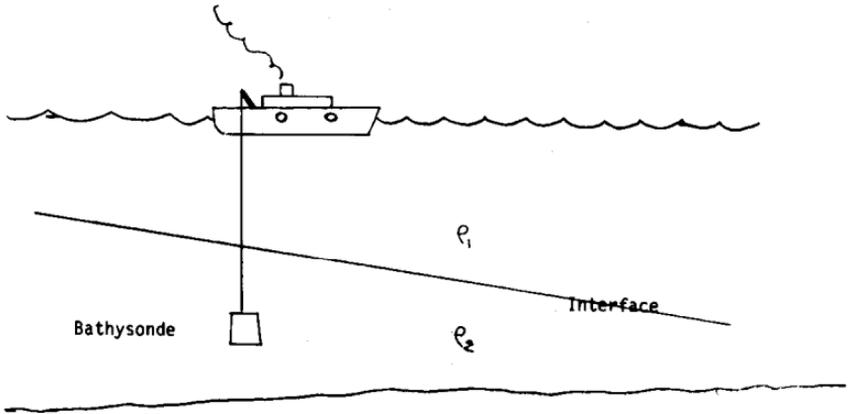


Fig. 14. — Principe de la méthode dynamique : mesure indirecte des courants marins par mesure des variations horizontales de densité (schématisées ici par l'interface séparant deux fluides de densités légèrement différentes).

b) Mesure de la pente de la surface océanique.

Comme on l'a vu au paragraphe (4.2), la pente de la surface de la mer a une très faible valeur. Elle est très difficile à mesurer, surtout en plein océan.

De part et d'autre d'un détroit, les variations à longue période (plusieurs jours) de la différence des niveaux moyens de la mer peuvent être reliées aux variations du courant de surface. Le niveau moyen de la mer (niveau où la marée est filtrée) est mesurée avec une excellente précision à la côte à l'aide de marégraphes fixes. Des travaux de ce type ont été effectués dans le détroit de Gibraltar, dans celui de Floride et cadrent bien avec des mesures effectuées par d'autres méthodes.

La situation est différente en plein océan où l'absence de repère fixe rend les choses très difficiles. Seules alors, les techniques altimétriques à partir de satellites, sont utilisables.

Les satellites équipés d'altimètres capables de mesurer la topographie de la surface de la mer ont été lancés vers la fin des années 70. En particulier, en juin 1978, les Américains ont lancé le satellite Seasat dont l'objectif principal était l'étude de l'océan. Ce satellite était muni de nombreux capteurs et

avait un altimètre destiné à mesurer la pente de la surface de la mer. Malheureusement, sa durée de vie n'a été que de 3 mois. Cependant, de nombreuses mesures ont pu être effectuées montrant l'intérêt de l'altimétrie satellitaire.

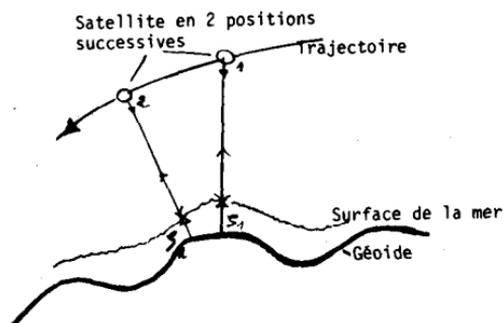


Fig. 15. — Principe de la détermination des courants de surface par altimétrie satellitaire. La pente de la surface de la mer doit être calculée à partir du géοide.

L'altimétrie satellitaire, simple dans son concept, se heurte à de nombreuses difficultés pratiques. La mesure est effectuée par un radar qui envoie à l'instant t_0 , à la verticale du satellite, une impulsion très courte. Celle-ci se réfléchit à la surface de la mer et revient à l'instant $t_0 + dt$. Connaissant la vitesse de propagation des ondes électromagnétiques, on en déduit la distance parcourue par le signal, donc la distance entre le satellite et la surface de la mer. Le diamètre de la tache de réflexion est de 10 kilomètres environ.

Etant donné les résultats du paragraphe 4.2, on voit que la précision de l'altimètre doit être meilleure que 10 cm, ce qui, pour un satellite volant à 1 000 kilomètres, représente une précision relative de 10^{-7} , ce qui demande une bonne maîtrise des sources d'erreurs possibles. Celles-ci sont nombreuses. Elles sont dues aux variations de la vitesse de propagation des ondes électromagnétiques introduites par les inhomogénéités de l'atmosphère, aux légères variations de la trajectoire du satellite sur son orbite, à l'état de la mer (présence ou absence de vagues), à l'imprécision sur la détermination du géοide (la pente est mesurée à partir du géοide).

La connaissance des courants marins, à partir de l'altimétrie, est donc une opération délicate, qui demande la conjonction de nombreuses disciplines scientifiques. D'autre part, on ne mesure que le courant de surface. La connaissance du courant absolu demande l'adjonction de techniques supplémentaires.

V. MOUVEMENTS ENGENDRES PAR LE VENT.

Dans le paragraphe IV, on a étudié les relations existantes entre accélération de CORIOLIS et gradient de pression. Cette relation dite relation géostrophique est satisfaite en première approximation par les mouvements lents de grande échelle, mais elle ne donne aucune indication sur la causalité des mouvements. Dans ce qui suit, on analyse les relations entre accélérations et force de contrainte exercée par le vent.

Considérons les équations (3.5) et (3.6). Supposons, dans une première analyse élémentaire, qu'un vent parallèle à oy et uniforme dans l'espace souffle sur un océan infini. Ce vent exerce à la surface de l'océan une contrainte tangentielle horizontale F_y . (On a $F_x = 0$). De plus, le problème étant homogène spatialement, il est facile d'admettre que $\overrightarrow{\text{grad P}} = 0$.

Supposons en outre que ce vent entraîne une couche d'eau d'épaisseur h et que la vitesse horizontale dans cette couche ne dépende pas de la profondeur. Ceci schématise assez bien la couche d'eau située au-dessus de la thermocline saisonnière, couche qui est fortement brassée et donc homogénéisée par les vagues. La contrainte F_y exercée par le vent à la surface de la mer entraîne, par unité de surface horizontale, une masse d'eau égale à ρh . En appliquant les équations (3.5) et (3.6) à cette masse d'eau, on obtient :

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} u - f v &= 0 \\ \frac{\partial}{\partial t} v + f u &= \frac{F_y}{\rho h}. \end{aligned} \tag{5.1}$$

Si le mouvement ne dépend pas du temps, (5.1) se réduit à :

$$\begin{aligned} v &= 0 \\ u &= \frac{F_y}{\rho h f}. \end{aligned} \tag{5.2}$$

La vitesse du courant est perpendiculaire au vent et est dirigée pour un observateur qui a le vent dans le dos sur sa droite (dans l'hémisphère Nord) (fig. 16).

On suppose maintenant que le vent varie dans le temps. On étudie le cas schématique suivant : à l'instant $t = 0$, le courant est nul ainsi que le vent ; à l'instant $t = 0 + \delta t$, le vent se met brusquement à souffler dans la direction oy en gardant une valeur constante. On a alors à résoudre le système d'équa-

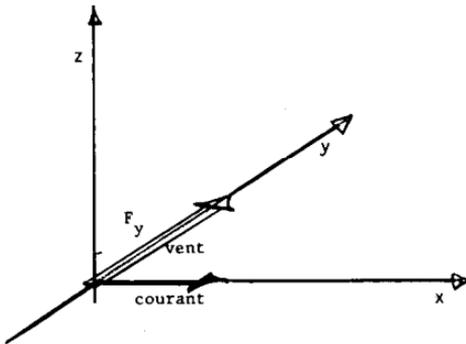


Fig. 16. — Courant permanent correspondant à un vent permanent.

tion (5.1) qui se fait de la façon suivante en utilisant les nombres complexes : on pose $\hat{u} = u + i v$. On multiplie la 2^e équation de (5.3) par i , puis on additionne. On obtient :

$$\frac{\partial}{\partial t} \hat{u} + i f \hat{u} = i \frac{F_y}{\rho h}. \quad (5.3)$$

La solution du système homogène est :

$$\hat{u}_1 = A e^{-i f t} \quad (5.4)$$

une solution particulière est :

$$\hat{u}_2 = \frac{F_y}{\rho f h}. \quad (5.5)$$

Compte tenu de la condition initiale ($\hat{u} = 0$ à $t = 0$), on a donc :

$$\hat{u} = \frac{F_y}{\rho f h} (1 - e^{-i f t}), \quad (5.6)$$

ou en projetant sur les axes ox , oy :

$$u = \frac{F_y}{\rho f h} [1 - \cos(f t)] \quad (5.7)$$

$$v = \frac{F_y}{\rho f h} \sin(f t).$$

L'hodographe du mouvement (lieu de l'extrémité du vecteur vitesse rapporté à une origine fixe) est un cercle (fig. 17).

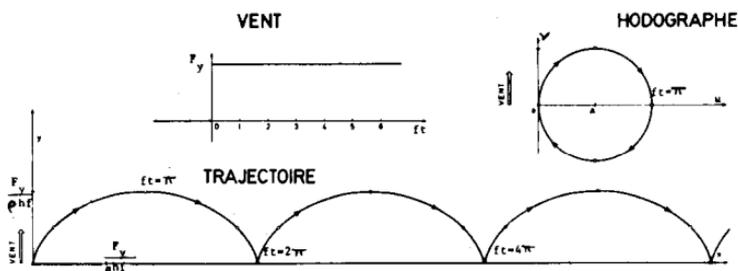


Fig. 17. — Courant transitoire correspondant à un vent impulsif.

Le courant tourne constamment dans le sens des aiguilles d'une montre, avec une période égale à $T = 2\pi/f$ est appelé période de CORIOLIS ou encore quelquefois période d'inertie.

Par une latitude de 45° , $T = 6,14 \cdot 10^4 \text{ sec} \approx 17 \text{ heures}$.

Même en l'absence de frottement, ce courant ne tend jamais vers le courant permanent que nous avons trouvé précédemment lors de l'étude du mouvement permanent. Mais, par contre, moyenné sur une période T , ce courant est égal au courant permanent.

Le courant que nous venons de décrire est très sensible à la durée du coup de vent. Si le vent cesse brusquement après avoir soufflé pendant une durée égale à $T = 2\pi/f$, le courant reste nul quelque soit $t > T$. Ceci se comprend aisément car à l'instant T , le courant est nul et la force cessant, le courant reste nul.

Si le vent cesse brusquement après avoir soufflé pendant une durée égale à $T/2$, le courant devient purement giratoire; l'hodographe est un cercle de centre O et le module du vecteur courant demeure constant. Ces faits expliquent l'importance des oscillations de courant qui ont la période de CORIOLIS et que l'on trouve d'une façon quasi générale dans les océans.

Si l'on intègre le vecteur vitesse dans le temps, on obtient les coordonnées du déplacement d'une particule d'eau. On observe alors qu'une particule d'eau décrit une arche de cycloïde, dont les coordonnées paramétriques sont données par (fig. 17) :

$$x - x_0 = \int_0^t u \, dt = \frac{F_y}{\rho h f^2} [f t - \sin(f t)]$$

$$y - y_0 = \int_0^t v \, dt = \frac{F_y}{\rho h f^2} [1 - \cos(f t)].$$

Ces figures sont retrouvées sur l'analyse des enregistrements de courants ou sur les dérives des bouées positionnées par satellites.

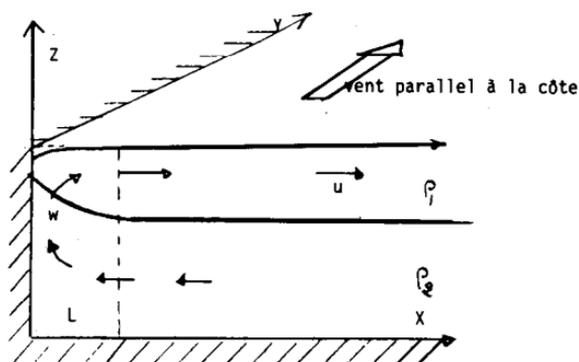


Fig. 18. — Schéma de l'upwelling. Au large, le vent engendre un courant u perpendiculaire à la côte. A la côte, ce courant doit être nul : pour compenser le déficit de masse créé par u il y a création d'un courant vertical w .

Remarque.

La rotation de la Terre impose au mouvement une dynamique de Force de Rappel. En effet, pendant le temps $0 < t < \pi/f$, le vent apporte de l'énergie au mouvement de la mer, le produit scalaire $\vec{u} \cdot \vec{F}$ étant positif, tandis que, pendant le temps $\pi/f < t < 2\pi/f$, le vent s'oppose au mouvement, le produit scalaire étant négatif.

Application numérique :

On montre que la tension \vec{F} due au vent peut se mettre sous la forme :

$$\vec{F} = D |\vec{W}| \vec{W} \quad (5.8)$$

où \vec{W} est la vitesse du vent à 10 mètres au-dessus de l'eau exprimé en ms^{-1} ,

D un coefficient qui vaut environ $2 \cdot 10^{-3}$.

Soit un vent de 10 ms^{-1} .

$$F_y = 2 \cdot 10^{-1} \text{ N.}$$

Si la profondeur de la thermocline est de 10 mètres, on a (éq. 5.2) :

$$u = 0,10 \text{ ms}^{-1}.$$

Si la vitesse du vent double, la valeur du courant est multipliée par 4 étant donné la relation (5.8).

VI. THEORIE ELEMENTAIRE DE L'UPWELLING.

L'été, comme on l'a vu précédemment, il y a apparition, à la surface de la mer, d'une couche homogène d'eau chaude dont l'épaisseur peut atteindre quelques dizaines de mètres. La transition entre cette couche et le reste de l'océan est très rapide. Elle peut se faire en quelques mètres, si bien que l'on peut considérer l'océan comme formé de deux couches d'eau superposées : une couche d'eau chaude et légère en surface surmontant une couche d'eau froide plus dense.

Considérons maintenant un vent soufflant parallèlement à la côte. Le courant qu'il engendre est confiné dans la couche de surface qui glisse sans frottement sur la couche inférieure et est perpendiculaire au vent donc à la côte. Supposons que le vent soit tel que ce courant soit dirigé vers le large (fig. 18). A la côte, ce courant est nul puisqu'aucun courant ne traverse la côte ! Ce courant entraîne donc, au voisinage de la côte, un déficit de masse d'eau qui est compensé par une remontée des eaux sous-jacentes. On a donc une arrivée en surface d'eau profonde et froide. Ce phénomène est connu sous le nom d'upwelling et son occurrence est très fréquente. Un effet analogue mais d'intensité plus faible est engendré par les vents de terre. En particulier en Méditerranée, il y a apparition sur les côtes françaises d'upwelling lorsque le mistral ou la tramontane souffle. On observe fréquemment, dans ces zones, des baisses de température de l'ordre de 10°C en l'espace d'une journée. Les upwellings qui sont dus à la présence de la côte sont confinés à son voisinage et sont aisément détectables par les capteurs infrarouge des satellites.

On peut avoir une idée des vitesses verticales et de la surélévation de la thermocline en effectuant le calcul suivant. On démontre, et ceci est vérifié par l'expérience, que l'extension spatiale L des upwellings dans la direction perpendiculaire à la côte est de l'ordre de 20 kilomètres. La continuité de la masse implique que le flux horizontal dans la première couche soit égal au flux vertical.

Soit u la vitesse horizontale,

w la vitesse verticale,

h l'épaisseur de la couche de surface.

On a : $hu = wL$,

$$w = \frac{hu}{L} = \frac{F_y}{\rho f L} \quad (\text{en tenant compte de 5.2})$$

ce qui donne, pour un vent de 10 ms^{-1} et en se servant de la formule (5.8), une vitesse verticale de :

$$w = 8,5 \text{ m/jour.}$$
