

# Les flotteurs Argo et la circulation générale océanique

**Michel Ollitrault**

Laboratoire d'océanographie physique et spatiale, Ifremer / Université de Brest, Plouzané

michel.ollitrault@ifremer.fr

## Résumé

Depuis 1999, quelque 10 000 « flotteurs » ont été lâchés dans l'océan mondial dans le cadre du programme Argo. Ces flotteurs dérivent librement vers 1 000 m de profondeur, mais remontent périodiquement (tous les 10 jours) à la surface où ils sont localisés. Les déplacements profonds ainsi estimés permettent de connaître, avec une erreur de quelques  $\text{mm s}^{-1}$  les courants moyennés sur un an, à 1 000 m de profondeur, et à la résolution spatiale de 100 km (qu'on appelle aussi la circulation générale). Il est alors possible d'obtenir la circulation à toute profondeur grâce aux champs moyens de température et salinité au sein de l'océan, dont la connaissance a aussi été grandement améliorée avec les mesures hydrologiques effectuées par les flotteurs Argo.

## Abstract

### Argo floats and the oceanic general circulation

Since 1999, some 10 000 floats have been launched in the world ocean, within the Argo program. These floats are freely drifting near 1 000 m depth, but rise to the sea surface every 10 days, where they are located. The deep displacements so estimated, are used to infer, with an error of a few  $\text{mm s}^{-1}$  the currents at 1 000 m depth averaged over one year, and with a 100 km spatial resolution (the so-called general circulation). It is then possible to obtain the circulation at every depth, thanks to the mean temperature and salinity fields within the ocean, whose knowledge has been greatly improved with the hydrographic measurements from the Argo floats.

Dès la fin du XIX<sup>e</sup> siècle, au début de l'étude scientifique des océans, l'estimation des courants marins profonds a été une des priorités. En effet, si les courants de surface pouvaient être estimés (par exemple, à partir des dérives des navires), presque rien n'était connu des courants des « abysses ». On supposait en fait que les courants profonds devaient être faibles, voire négligeables comparés aux courants de surface.

Quelques mesures de courants effectuées, dès le début du XX<sup>e</sup> siècle, avec des courantomètres mécaniques (comme le courantomètre d'Ekman, semblable à un anémomètre) avaient néanmoins déjà montré des variations entre les courants de surface et les courants profonds, comme l'existence vers 200 m de profondeur d'un courant de 1 nœud (soit  $51 \text{ cm s}^{-1}$ ) portant à l'ouest au seuil du détroit de Gibraltar (Helland-Hansen, 1930).

Les déplacements d'un « flotteur » profond, mis au point par Swallow (1955), en équilibre de densité à une profondeur choisie et dérivant librement à cette profondeur révélèrent enfin l'existence, à 2 000 et 4 000 m de profondeur, de courants d'environ  $10 \text{ cm s}^{-1}$  au large des Bermudes (Crease, 1962).

L'océan devenait, comme l'atmosphère, un fluide en mouvement à toute profondeur. Ce qui n'est pas sans conséquence ! Pour s'en convaincre, calculons le transport en  $\text{m}^3 \text{ s}^{-1}$  d'un courant de  $1 \text{ m s}^{-1}$  en surface d'une largeur de 60 km, mais diminuant linéairement avec la profondeur pour s'annuler vers 1 000 m. On trouve  $30 \cdot 10^6 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$  ou encore un peu plus de

$30 \cdot 10^9 \text{ kg s}^{-1}$ , puisque la masse volumique de l'eau de mer est légèrement supérieure (d'environ 3 %) à  $1 000 \text{ kg m}^{-3}$ . Ce transport correspond au courant entre la Floride et les Bahamas vers  $26,5^\circ \text{ N}$  (Richardson *et al.*, 1969).

Avec une différence de température de  $10^\circ \text{ C}$  entre ce courant de Floride et le transport compensatoire de  $-30 \cdot 10^6 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$  (vers le sud) entre les Bahamas et la côte africaine<sup>1</sup>, on obtient un flux de chaleur  $Q = M C_p \Delta T = (30 \cdot 10^9 \text{ kg s}^{-1}) \times (4 \cdot 10^3 \text{ J kg}^{-1} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}) \times (10^\circ \text{ C}) \approx 1,2 \cdot 10^{15} \text{ W}$  vers le nord ( $M$  est le transport de masse,  $C_p$  la capacité calorifique par unité de masse de l'eau de mer). C'est la moitié du flux de chaleur océanique mondial ou encore le tiers du flux de chaleur atmosphérique mondial, à cette latitude (Trenberth et Caron, 2001). On comprend bien dès lors l'importance de connaître les courants, dans le contexte de la redistribution de chaleur terrestre.

## Les courantomètres

Après la seconde guerre mondiale, les mesures de courant en profondeur sont réalisées plus fréquemment et, surtout, grâce à l'enregistrement magnétique des données, sur une durée de plusieurs mois, voire plusieurs années. Avec un échantillonnage temporel de 10 minutes à 1 heure, ces mesures révélèrent la variabilité temporelle des courants, en particulier aux périodes de l'ordre de 10 à 100 jours (les échelles moyennes

1. Il rentre à peu près  $10^6 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$  dans l'océan Arctique par le détroit de Behring et on devrait plutôt avoir  $-31 \cdot 10^6 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$ , mais la marge d'erreur est de l'ordre de  $10^6 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$ .

temporelles océaniques semblables aux échelles temporelles synoptiques atmosphériques de périodes dix fois plus courtes). La technique utilisée pour ne pas contaminer les mesures par les mouvements de surface, comme c'est le cas avec un navire ancré, consiste à attacher les courantomètres sur un câble ancré au fond et muni d'une bouée sous la surface (par exemple à quelques centaines de mètres de profondeur) qui permet de tendre la ligne de mouillage (Fofonoff et Webster, 1971). L'enregistrement de la pression par les courantomètres permet aussi de connaître précisément la profondeur. Par contre, avec un courantomètre d'Ekman attaché à un câble relié au navire, la profondeur était seulement estimée au vu de l'inclinaison du câble en surface.

Notons que la mise en œuvre de tels mouillages (avec plusieurs kilomètres de câble par mouillage) et leur récupération après un an (ou plus) ont nécessité une technologie appropriée (problèmes de résistance, de fatigue et de corrosion des câbles, largeurs acoustiques permettant de désolidariser la ligne de mouillage du lest posé au fond de façon à la laisser remonter à la surface où il est facile de récupérer les instruments attachés).

Cependant, ces mesures au point fixe (dites eulériennes) ne peuvent pas échantillonner suffisamment bien l'espace. En effet, avec une taille de l'ordre de 10 à 100 km pour les structures horizontales océaniques les plus énergétiques (l'analogue des dépressions et des anticyclones atmosphériques d'échelles horizontales dix fois plus grandes), il faudrait placer des courantomètres en au moins 100 000 positions à la surface des océans (encadré 1). Et si l'on voulait résoudre la structure verticale des courants, il faudrait encore multiplier ce nombre par 10. Il est clair qu'avoir un million de courantomètres à l'eau en permanence est irréaliste.

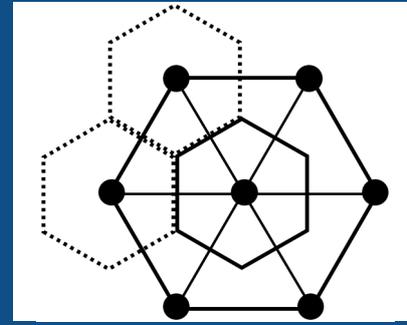
## La méthode dynamique

Aussi, Bjerknes (dès 1898), puis Helland-Hansen et Sandström (1903) ont-ils développé la méthode dynamique, fondée sur les équilibres hydrostatique et géostrophique, très bien vérifiés dans l'océan pour les mouvements d'échelles moyenne et grande :

$$\frac{\partial p}{\partial z} = -\rho g \quad -\rho f v = -\frac{\partial p}{\partial x} \quad \rho f u = -\frac{\partial p}{\partial y}$$

## 1. Répartition uniforme sur l'océan

La surface des océans est  $S_o = 3,61 \cdot 10^{14} \text{ m}^2$ . Supposons que l'on mette un courantomètre tous les  $x$  km selon un réseau hexagonal. Alors chaque



courantomètre couvrira la surface de deux triangles équilatéraux de surface  $\frac{x}{2} \cdot \frac{x\sqrt{3}}{2} = \frac{x^2\sqrt{3}}{4}$  chacun, soit  $s = \frac{\sqrt{3}}{2} x^2$ .

Les points noirs représentent les courantomètres.

Si l'on dispose de  $N$  courantomètres à répartir sur l'océan mondial, on aurait

$$S_o = N \cdot s = N \cdot \frac{\sqrt{3}}{2} x^2,$$

d'où  $N \cdot x^2 = 4,17 \cdot 10^{14} \text{ m}^2$ .

Avec  $N = 10^6$ , on obtient  $x = 20 \text{ km}$ .

Avec  $N = 10^5$ , on obtient  $x = 65 \text{ km}$ .

avec  $p$  la pression,  $g$  la pesanteur,  $\rho$  la masse volumique,  $f = 2\Omega \sin\theta$  le paramètre de Coriolis,  $u$  et  $v$  les composantes est et nord du courant et  $\theta$  la latitude.

Dans l'océan, la pression croît d'environ 1 bar (ou  $10^5 \text{ Pa}$ ) tous les 10 m de profondeur, mais les variations sur l'horizontale sont au maximum de l'ordre de 0,1 bar.

On définit le géopotential  $\Phi$  par  $\nabla\Phi = -\mathbf{g}$  (encadré 2) et la relation hydrostatique permet d'écrire :

$$\left(\frac{\partial p}{\partial x}\right)_z = -\rho \left(\frac{\partial \Phi}{\partial x}\right)_p$$

et de même pour la dérivation par rapport à  $y$  (encadré 3).

Une surface de géopotential constant est normale à  $\mathbf{g}$  en chacun de ses points et  $y$  définit l'horizontale. L'équilibre géostrophique s'écrit alors :

$$-fv = -\left(\frac{\partial \Phi}{\partial x}\right)_p \quad fu = -\left(\frac{\partial \Phi}{\partial y}\right)_p$$

(la masse volumique n'apparaît plus).

$$\text{On a aussi } d\Phi = -\frac{dp}{\rho}.$$

Au lieu de  $\Phi$ , on utilise plutôt l'anomalie géopotentielle  $\Phi'(p) = -\int_0^p \delta dp$

$$\text{avec } \delta = \frac{1}{\rho(S, T, p)} - \frac{1}{\rho(35, 0, p)} \text{ (la salinité)}$$

$S$  varie de quelques unités autour de 35  $\text{g kg}^{-1}$  et l'on obtient :

$$-f(v(p_1) - v(p_2)) = -\frac{\partial}{\partial x} (\Phi'(p_1) - \Phi'(p_2))$$

$$\text{et } -f(u(p_1) - u(p_2)) = -\frac{\partial}{\partial y} (\Phi'(p_1) - \Phi'(p_2))$$

Ainsi, si l'on connaît la masse volumique  $\rho$  (ou de façon équivalente  $\delta$ ), on peut obtenir la variation du courant entre deux isobares, mais non le courant absolu. Cela tient à ce qu'il est très difficile d'estimer précisément (à  $0,1 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$  près au moins) le géopotential  $\Phi$  d'une surface isobare (par exemple, à la surface de la mer, c'est-à-dire sur l'isobare moyenne,  $p = 1 \text{ atm}$ ).

Avec l'hydrologie (qui permet d'obtenir  $\rho$  à partir des mesures de  $S$ ,  $T$  et  $p$ ), on peut néanmoins connaître (à la précision voulue) les différences de géopotential entre deux surfaces isobares. Notez que, par convention, en hydrologie, on affecte une pression nulle à la surface de la mer (et non pas  $1 \text{ atm} = 101\,325 \text{ Pa}$ , qui est la vraie valeur moyenne).

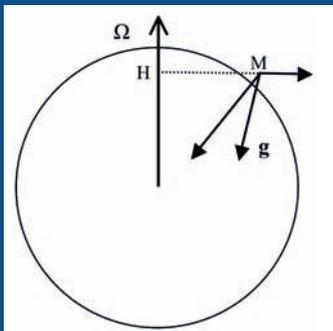
Si l'on suppose un courant faible en profondeur, par exemple nul vers  $p_2 = 1\,000 \text{ dbar}$  (soit  $10^7 \text{ Pa}$  correspondant à environ 1 000 m de profondeur), c'est-à-dire que l'isobare  $p_2$  est confondue avec une surface équipotentielle ( $\Phi(p_2) = \text{cte}$ ), alors une variation  $\Delta\Phi(0)$  de  $10 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$  à la surface et sur une largeur de 100 km correspondra à un courant de surface de  $1 \text{ m s}^{-1}$  à la latitude de  $45^\circ$  ( $f = 10^{-4} \text{ rad s}^{-1}$ ). Remarquez que  $\Delta\Phi(0) = -\Delta\Phi'(p_2)$  dans ce cas.

Historiquement, plusieurs tentatives pour trouver un niveau profond de vitesse nulle ou, mieux, de vitesse connue (avec une précision suffisante) ont été proposées, mais avec un succès limité, et pour cause, puisque, comme on l'a vu plus haut, mesurer directement la vitesse des courants implique des moyens considérables.

Aujourd'hui, l'utilisation d'une flotte de plus de 3 000 flotteurs (les descendants

## 2. Le géopotentiel

Le champ de pesanteur terrestre est donné par  $g$  qui comprend l'attraction gravitationnelle de la Terre et la force centrifuge  $\Omega^2 r_{\perp}$  ( $r_{\perp}$  étant le vecteur HM, avec H la projection orthogonale de M sur l'axe de rotation terrestre). Il existe une fonction potentiel  $\Phi$ , appelée le géopotentiel, telle

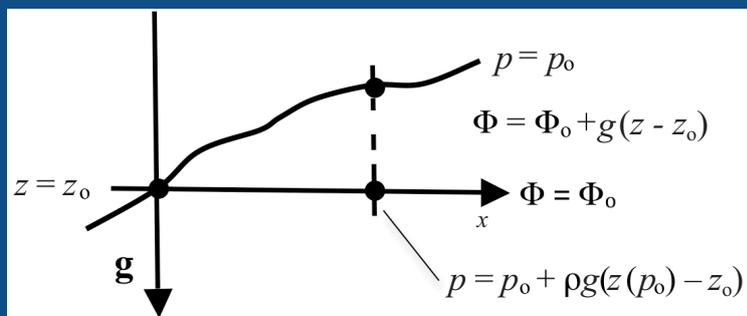


$$g = -\nabla\Phi = -\nabla(\Phi_{\oplus} - \frac{1}{2}\Omega^2 r_{\perp}^2).$$

$$\Phi_{\oplus}(M) = -G \int \frac{\rho(P)dv}{\|r_{PM}\|}$$

et  $\rho(P)$  est la masse volumique d'un point P quelconque intérieur à la terre et G la constante de gravitation.

## 3. Gradient du géopotentiel à pression constante



On voit facilement que :

$$\left. \frac{\Delta p}{\Delta x} \right|_{z_0} = \frac{\rho g(z(p_0) - z_0)}{\Delta x} = \rho \left. \frac{\Delta \Phi}{\Delta x} \right|_{p_0}$$

du flotteur de Swallow) dérivant librement vers 1 000 dbar permet de résoudre ce problème, comme on va le voir, au moins pour la circulation générale océanique (échelles spatiales supérieures à 100 km, échelles temporelles supérieures à 1 an).

## Les déplacements des flotteurs Argo

Depuis 1999, le programme international Argo déploie un grand nombre de flotteurs (figure 1) qui dérivent librement (généralement autour de 1 000 m de profondeur) au sein des océans. Ces flotteurs remontent périodiquement à la surface (généralement tous les 10 jours) pour retransmettre, via une liaison par satellite, les mesures de température et de salinité effectuées pendant la période précédant l'arrivée à la surface.

Ainsi chaque flotteur effectue-t-il un grand nombre de cycles (généralement une centaine) comprenant : une plongée (de la surface à la pression de consigne) de durée variable (quelques heures à une demi-journée selon les modèles de flotteurs et la structure verticale locale en densité), une dérive à la pression de consigne quasi constante (à ±30 dbar près), puis une remontée vers la surface (avec une vitesse verticale quasi constante de 10 cm s<sup>-1</sup>).

Afin d'échantillonner la colonne d'eau jusqu'à 2 000 dbar, les flotteurs qui ne dérivent pas à cette profondeur effectuent une plongée supplémentaire pour atteindre les 2 000 dbar immédiatement avant d'entamer leur remontée à la surface. Lors de celle-ci, la température et la salinité sont mesurées tous les décibars (en fait, c'est une moyenne sur un décibar) avec une erreur absolue de ±0,01 °C et ±0,02 g kg<sup>-1</sup> respectivement. La pression quant à elle est obtenue avec une erreur absolue de ±3 dbar.

À ce jour, au total plus de 10 000 flotteurs ont été déployés depuis le début du programme. La durée de vie individuelle des flotteurs étant de 3 ans, les déploiements successifs ont permis d'avoir, depuis 2007, une couverture quasi uniforme de l'océan mondial, avec plus de 3 000 flotteurs en action simultanément (aujourd'hui environ 3 600).

Cela signifie que, dans chaque région océanique de 400 km de diamètre, il y a en permanence au moins un flotteur qui transmet tous les 10 jours la température et la salinité de la couche 0-2 000 m.

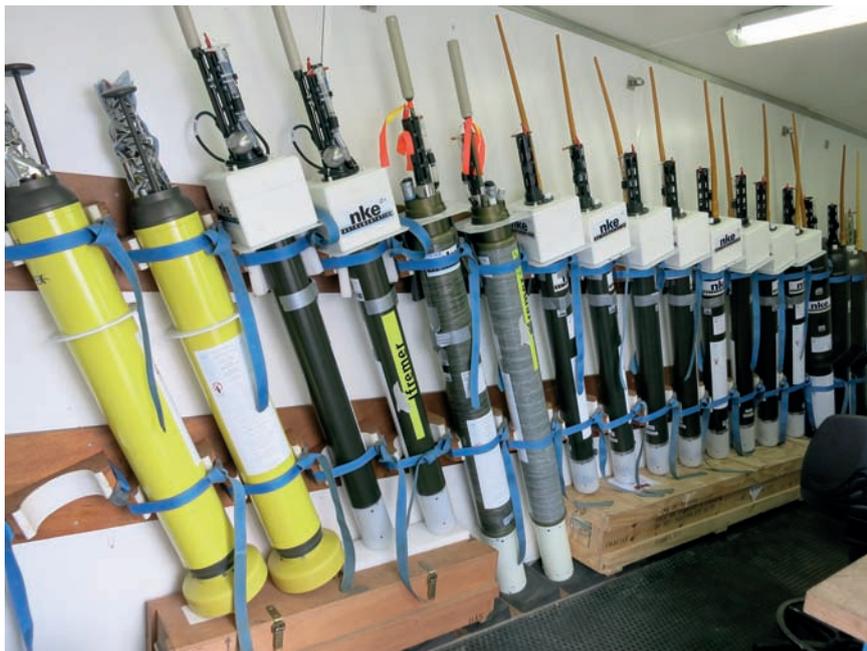


Figure 1. Batterie de flotteurs Argo avant leur déploiement en mer. Les deux premiers (jaunes) sont des Apex américains, les suivants des Arvor et Provor français. On distingue en particulier l'antenne radio (orange ou noire) en haut des flotteurs et la caisse (blanche) de protection de la vessie de caoutchouc (dont le volume variable assure l'équilibre de densité à la profondeur voulue) en bas des flotteurs (pour les Apex il y a un renflement). Avec l'aimable autorisation de Raphaëlle Sauzède.

Le but premier d'Argo était de fournir une estimation fiable du changement global de l'océan, entre 2 000 m de profondeur et la surface. Les résultats montrent un réchauffement d'environ,  $14 \cdot 10^{22} \text{ J}$  sur la période 1990-2009, soit  $0,7 \cdot 10^{22} \text{ J an}^{-1}$ , ce qui correspond à une élévation globale de la température de 0,02 à 0,03 °C par décennie de la couche 0-2 000 m (la masse  $m$  de cette couche étant de  $6,7 \cdot 10^{20} \text{ kg}$ , on a  $M C_p \Delta T = \Delta Q$ ). La surface de la mer se réchauffe certes beaucoup plus vite (+ 0,1 à + 0,2 °C par décennie), mais c'est l'élévation de la température moyenne de l'océan entre la surface et le fond qui participe, par dilatation thermique, à l'élévation du niveau de la mer. La contribution correspondante est

donnée par :  $\frac{\Delta V}{S_0} = \frac{\alpha_T V \Delta T}{S_0}$ . Avec un

coefficient de dilatation thermique  $\alpha_T \approx 1,5 \cdot 10^{-4} \text{ °C}^{-1}$ , la surface de l'océan  $S_0 = 3,61 \cdot 10^{14} \text{ m}^2$  et le volume  $V$  de la couche 0-2 000 m  $\approx 6,7 \cdot 10^{17} \text{ m}^3$ , on obtient une élévation d'environ 7 mm en 10 ans (Levitus *et al.*, 2012).

L'observation par satellite du niveau de la mer montre une élévation moyenne de 60 mm entre 1990 et 2009, ce qui signifie que la masse de l'océan s'accroît (sur 10 ans, cela correspondrait à environ 23 mm d'élévation). Cette masse proviendrait à la fois de la fonte des glaciers (contribuant pour 10 à 15 mm sur 10 ans) et des calottes polaires du Groenland et de l'Antarctique (environ 10 mm sur 10 ans). Mais il y a des incertitudes sur ces nombres. Le résidu actuel (compris entre 0 et 5 mm sur 10 ans) peut peut-être s'expliquer par la non-prise en compte du réchauffement océanique profond. Cazenave *et al.* (2015) estime en effet que le réchauffement des océans (donc la dilatation thermique seule) a contribué pour un tiers à l'élévation du niveau de la mer sur la période 1993-2009.

On voit bien l'intérêt qu'il y a à poursuivre les mesures des profils de température et de salinité Argo (car il y a des fluctuations régionales, saisonnières et interannuelles), mais aussi d'étendre les mesures aux plus grandes profondeurs au-delà de 2 000 m.

À côté de ces mesures hydrologiques, les flotteurs Argo offrent encore la possibilité d'estimer les courants profonds, puisqu'ils sont positionnés lors de leur séjour en surface par les systèmes de localisation des satellites auxquels ils transmettent leurs données.

À partir de la dernière position connue à la surface, juste avant la plongée (qui marque le début d'un nouveau cycle) et la première position connue à la surface juste après l'émersion (au début de la transmission des données acquises en profondeur au cours de ce cycle), on obtient un déplacement global  $D$  sur la période  $\Delta t$  entre les deux positions. On estime ainsi une vitesse moyenne  $V = D/\Delta t$ . Mais cette vitesse représente-t-elle bien la vitesse à la profondeur de dérive du flotteur ?

Entre cette profondeur et la surface, les courants varient en intensité et en direction. En descendant à sa pression de consigne, puis en remontant à la surface, le déplacement du flotteur va intégrer ces courants (généralement plus forts près de la surface). Si on suppose un cisaillement<sup>2</sup> de  $0,5 \text{ m s}^{-1}$  sur une profondeur de 1 000 m et une durée de 10 h au total pour les phases de descente et de remontée, l'erreur induite est de 2,5 km au maximum, soit  $3 \text{ mm s}^{-1}$  d'erreur sur la vitesse (avec  $\Delta t = 10$  jours).

De plus, entre l'instant d'arrivée à la surface et l'instant du premier positionnement par un satellite, il se passe en moyenne 1 heure. Avec un courant de surface de  $0,5 \text{ m s}^{-1}$ , l'erreur induite est de 1,8 km. Comme il y a un délai semblable avant la plongée, l'erreur totale est encore de l'ordre de 2,5 km (on prend la racine carrée de la somme quadratique des erreurs supposées indépendantes).

Enfin, l'erreur sur le positionnement satellitaire étant de 1 km (avec le système Argos), on ajoute une dernière erreur de l'ordre de 1,5 km.

Au total, on obtient une erreur sur la vitesse moyenne (sur 10 jours) en profondeur de l'ordre de  $1 \text{ cm s}^{-1}$ . Cette erreur est suffisamment petite pour les courants de surface et sur l'épaisseur de la thermocline principale (*grosso modo* entre 0 et 500 m de profondeur), car la vitesse des courants y est de l'ordre de 10 à 100  $\text{cm s}^{-1}$ . Pour les courants très profonds (vers 4 000 m), c'est insuffisant, car ceux-ci sont du même ordre de grandeur que l'erreur (quelques  $\text{cm s}^{-1}$  sauf exception, mais en outre l'erreur augmente, puisque le temps cumulé de descente et de remontée est au moins multiplié par deux).

Si l'on s'intéresse néanmoins à la circulation générale océanique, c'est-à-dire aux mouvements moyennés sur plusieurs années (10 ans, par

exemple) et avec une résolution spatiale de l'ordre de 100 km, on va pouvoir moyenner tous les déplacements individuels de tous les flotteurs trouvés pendant la période de 10 ans considérée, dans chaque zone d'étendue spatiale 100 km × 100 km, et ceci sur tout l'océan mondial. L'erreur sur les courants moyens ainsi révélés diminuera comme la racine carrée du nombre de déplacements pris en compte pour estimer la moyenne. Grâce aux déplacements des flotteurs Argo, c'est la première fois que l'on peut ainsi estimer la circulation générale absolue vers 1 000 m de profondeur.

En pratique, et avant d'effectuer les moyennes sur les déplacements ou les vitesses, il faut s'assurer que les flotteurs dérivent bien à la pression indiquée dans les fichiers archivés dans un des deux centres de données Argo<sup>3</sup>. Nous avons procédé à une vérification minutieuse non seulement des pressions de dérive, mais aussi des autres paramètres mesurés (température et salinité), positions de surface et temps associés) *via* un redécodage des fichiers Argos bruts, de façon à ne laisser subsister, idéalement, aucune erreur. Ce travail a permis de créer un jeu de données de déplacements couvrant la période 1999 à 2009 (inclus) appelé Andro<sup>4</sup> qui est utilisé dans cette étude. Andro est le nom d'une danse traditionnelle bretonne qui signifie tourbillonner (*dro* est le « tour » en breton) qui nous a semblé bien convenir aux mouvements turbulents des échelles moyennes océaniques.

L'intérêt des flotteurs vis-à-vis des courantomètres vient de ce qu'ils effectuent des moyennes temporelles et spatiales à la fois, puisqu'ils suivent une particule d'eau (en profondeur). Ce sont des mesures dites lagrangiennes. Un courantomètre (au point fixe) va donner l'évolution temporelle du courant localement, mais pas sur une région de 100 km (la topographie sous-marine influence généralement les courants au-dessus). Avec quatre courantomètres par carré de 100 km × 100 km pendant 3 mois, on peut obtenir l'équivalent d'un an de données flotteur, à condition que les courantomètres échantillonnent correctement l'espace, ce qui est loin d'être évident.

2. Variation du courant horizontal sur la verticale.

3. [www.coriolis.eu.org/](http://www.coriolis.eu.org/) ou [www.usgoda.gov/argo/](http://www.usgoda.gov/argo/)

4. [www.umr-lops.fr/Donnees/ANDRO/](http://www.umr-lops.fr/Donnees/ANDRO/)

## Les courants moyens vers 1 000 m

Plus de 400 000 cycles ont été sélectionnés dans Andro (pression en dérive comprise entre 950 et 1 150 dbar, période comprise entre 4 et 17 jours) afin d'estimer les courants moyens vers 1 000 m de profondeur. Ceux-ci sont calculés comme la moyenne pondérée des déplacements (ou des vitesses) à l'intérieur de disques de 150 km de diamètre (dont les centres sont espacés d'un degré en latitude et en longitude).

Ainsi, 80 % de la surface de l'océan mondial vers 1 000 m de profondeur est couvert, avec au moins 90 jours de données dans chaque disque (par exemple avec neuf déplacements ou plus de 10 jours chacun). Nous avons vu précédemment que l'erreur de mesure sur une vitesse individuelle est de  $1 \text{ cm s}^{-1}$ . L'erreur correspondante sur la moyenne sera donc de  $3 \text{ mm s}^{-1}$  au plus, puisque les neuf erreurs de mesures sont vraisemblablement indépendantes.

Cela suffit-il pour avoir une erreur faible sur ces courants moyens ? Non, car il faut tenir compte de la variabilité propre des courants. Si l'on connaît la variance des composantes est et nord du courant, l'erreur sur les composantes de la moyenne sera donnée par l'écart type (racine carrée de la variance) divisé par la racine

carrée du nombre d'échantillons indépendants (appelé aussi nombre de degrés de liberté). Celui-ci est donné par le nombre de jours flotteur cumulés, divisés par deux fois le temps intégral lagrangien  $T_L$  (qui est connu et de l'ordre de 10 jours au-dessous de 500 m dans l'océan).

La variance (d'échelle moyenne) à 1 000 m, calculée avec les flotteurs Argo, est de l'ordre de  $10 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-2}$  dans l'intérieur, mais peut atteindre  $100 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-2}$  près des bords, à l'équateur ou encore dans le courant péri-antarctique. Ceci implique une erreur sur le courant moyen de  $1$  à  $3 \text{ cm s}^{-1}$  avec neuf degrés de liberté, soit 180 jours de données. L'erreur de mesure est donc négligeable devant l'erreur due à la variabilité de la circulation, pour le courant moyen. Pour obtenir une erreur inférieure à  $3 \text{ mm s}^{-1}$  partout, il faudrait 5 ans de données dans chaque disque. Cet objectif est difficilement atteignable, mais une couverture mondiale avec au moins un an de données partout (c'est-à-dire dans chaque disque de 150 km de diamètre) sera possible d'ici à 2020 (en maintenant le nombre de flotteurs actifs en permanence au-dessus de 3 000 et en veillant à ce que le pourcentage de flotteurs dérivants vers 1 000 m de profondeur reste au moins de 60 %).

Les figures 2 et 3 montrent les courants moyens vers 1 000 m (en rouge si portant à l'est, en bleu à l'ouest).

Chaque vecteur représente le déplacement équivalent sur 60 jours (c'est-à-dire le déplacement qu'aurait une particule d'eau entraînée avec le courant moyen local, en 2 mois).

On remarque avant tout le courant périantarctique qui tourne d'ouest en est autour de l'Antarctique sans rencontrer d'obstacle majeur, poussé en surface par le vent des cinquantièmes hurlants, mais encore bien présent à 1 000 m de profondeur à cause de la faible stratification verticale des eaux autour de l'Antarctique. Plusieurs courants de bord ouest sont aussi révélés : dans l'hémisphère Sud, le courant des Aiguilles et le courant de Madagascar Est, le courant est-australien et le courant des Malouines (ou des Falkland) ; dans l'hémisphère Nord, le Kuroshio, le courant d'Alaska qui longe vers l'ouest l'arc des îles Aléoutiennes, le Gulf Stream, le courant du Labrador et les courants est et ouest-groenlandais (la figure 4 détaille la circulation dans l'Atlantique Nord).

Les courants moyens de part et d'autre de l'équateur, aux basses latitudes, montrent une suite de courants zonaux portant alternativement vers l'est et vers l'ouest. La figure 5 détaille ces courants zonaux moyens dans le Pacifique (la structure est similaire dans l'Atlantique). Dans l'océan Indien par contre, la variabilité importante liée aux moussons ne permet pas de mettre en évidence un régime de courants zonaux alternés (avec le nombre

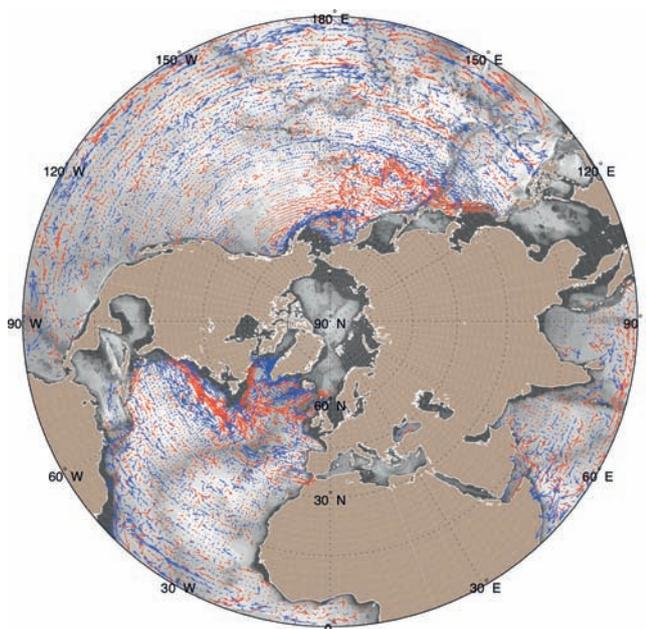


Figure 2. Courants moyens vers 1 000 m de profondeur dans l'hémisphère Nord, obtenus en moyennant tous les déplacements des flotteurs Argo à l'intérieur de disques de 150 km de diamètre. Les vecteurs représentent les déplacements équivalents sur 60 jours. En rouge, les courants portant à l'est, en bleu les courants portant à l'ouest.

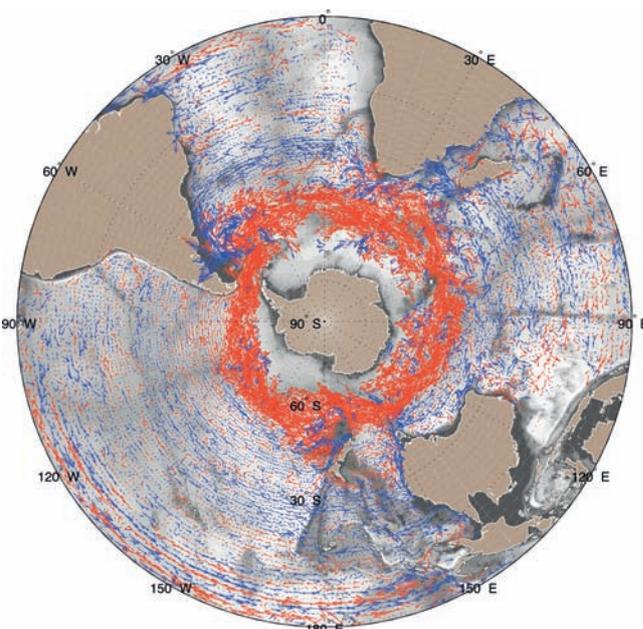


Figure 3. Courants moyens vers 1 000 m de profondeur dans l'hémisphère Sud, obtenus en moyennant tous les déplacements des flotteurs Argo à l'intérieur de disques de 150 km de diamètre. Les vecteurs représentent les déplacements équivalents sur 60 jours. En rouge, les courants portant à l'est, en bleu les courants portant à l'ouest.

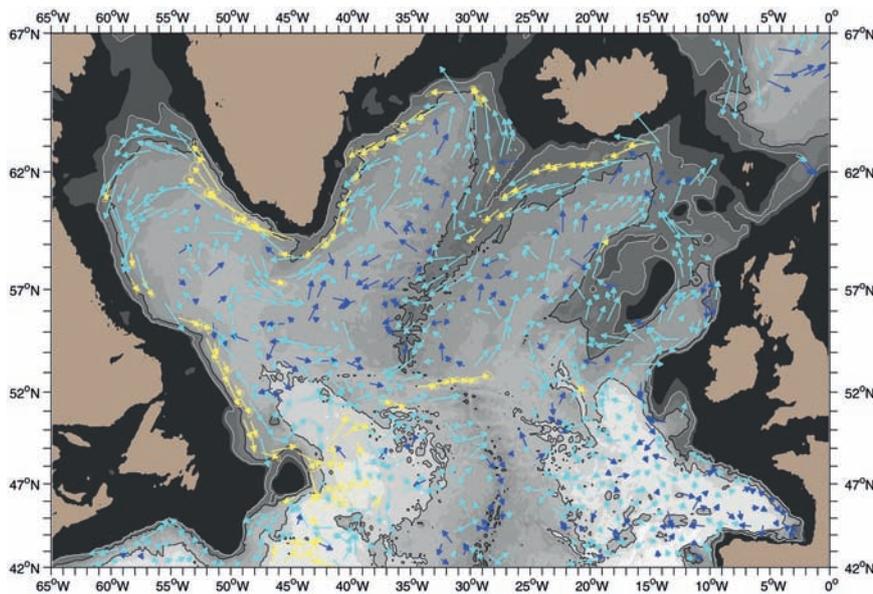


Figure 4. Courants moyens dans l'Atlantique Nord vers 1 000 m de profondeur. Vecteurs déplacements sur 120, 45 et 15 jours (respectivement bleu foncé, bleu clair et jaune) correspondant aux vitesses inférieures à  $1 \text{ cm s}^{-1}$ , entre 1 et  $5 \text{ cm s}^{-1}$ , et supérieure à  $5 \text{ cm s}^{-1}$ , respectivement). Les petites ellipses tracées à l'extrémité des flèches jaunes représentent l'erreur sur le courant (il y a une probabilité de 0,39 environ que le vrai courant soit à l'intérieur de l'ellipse). Le courant du Labrador longe le talus canadien vers le sud. Les courants est et ouest-groenlandais longent le talus du Groenland vers le sud, puis vers le nord, respectivement. La petitesse des ellipses indique le caractère stationnaire de ces courants.

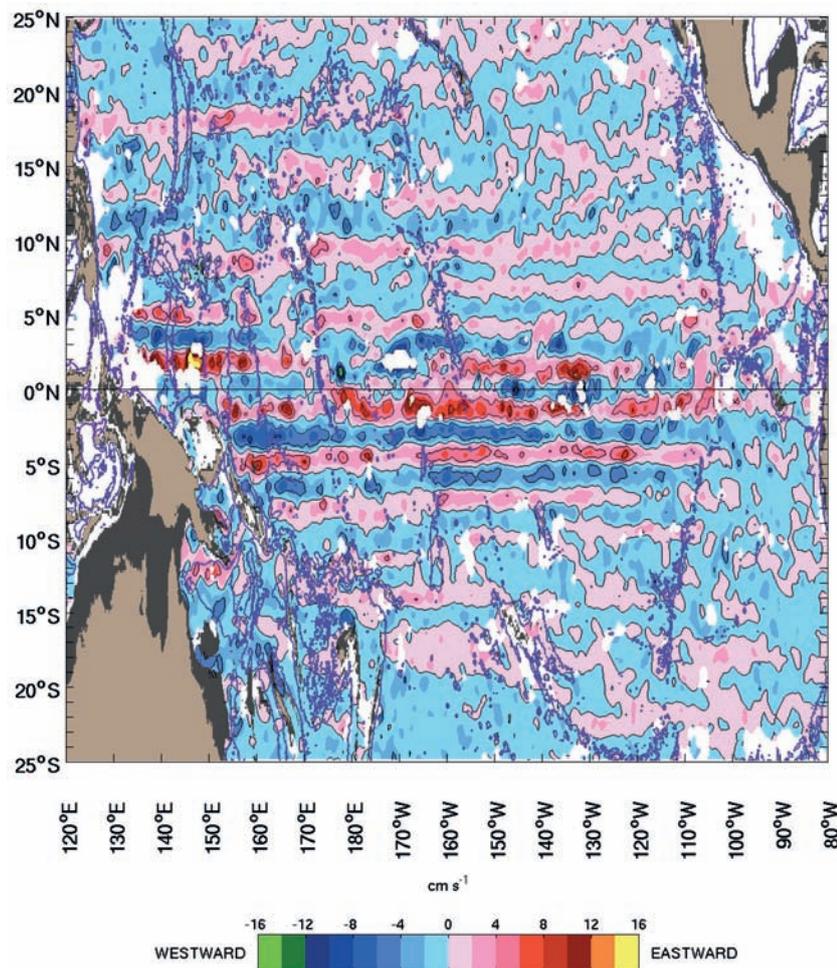


Figure 5. Courants zonaux moyens vers 1 000 m de profondeur dans le Pacifique. À environ  $1,5^\circ \text{ S}$  et  $1,5^\circ \text{ N}$ , on trouve les contre-courants intermédiaires sud et nord qui portent à l'est. Puis une série de jets zonaux alternés qui s'affaiblissent avec la latitude. À l'équateur même, la direction du courant moyen (dénomé courant équatorial intermédiaire) n'est pas bien définie et résulte des variations saisonnières.

de données dont on dispose aujourd'hui). De même, le courant de Somalie qui s'inverse entre la mousson de sud-ouest et celle de nord-est ne peut pas apparaître dans la moyenne (ou seulement de façon fortement biaisée).

## L'énergie cinétique des fluctuations

L'énergie cinétique des fluctuations (soit la demi-somme des variances des composantes est et nord du courant) représente bien l'énergie cinétique turbulente (ECT) d'échelle moyenne, car au-dessous de 10 jours le contenu spectral est quasi nul (excepté près de la période d'inertie et à celle de la marée, mais ces mouvements ne sont pas d'échelle moyenne et sont filtrés par les déplacements sur 10 jours).

L'ECT permet non seulement de mettre en évidence les régions de forte variabilité des courants, mais aussi d'obtenir un ordre de grandeur de la dispersion des particules (c'est-à-dire des flotteurs), puisque le coefficient de diffusivité  $K$  est de l'ordre de  $ECT \cdot T_L$ . Ainsi, à l'intérieur de l'océan, loin des régions de forte turbulence, avec  $ECT \approx 10 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-2}$  et  $T_L \approx 10$  jours, on obtient  $K \approx 10^3 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ . Ce qui signifie que des particules uniformément réparties à 1 000 m de profondeur dans un disque de diamètre 10 km s'éparpillent dans un disque de diamètre 100 km après environ deux mois et demi.

Les plus fortes valeurs d'ECT (voir la figure 6) se trouvent au sud du Cap (Afrique du Sud) et dans la région de Confluence à l'est de Mar del Plata (Argentine) et atteignent  $300 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-2}$ . Le trajet du courant périanarctique est marqué par des valeurs d'ECT supérieures à  $50 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-2}$ . En général, les courants de bord ouest sont associés à des ECT fortes, mais le courant du Labrador et le courant est-groenlandais font exception : ils sont fortement contraints par la topographie et quasi stationnaires.

La variabilité du courant de Somalie apparaît clairement avec une ECT atteignant  $200 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-2}$ . Il y a une bande d'ECT élevée le long de l'équateur qu'on peut associer aux variations saisonnières du courant équatorial intermédiaire (à 1 000 m, à ne pas confondre avec les courants équatoriaux de surface, car il y a aussi sur la verticale une alternance de courants portant vers l'est et vers l'ouest, mais les flotteurs Argo, eux, sont à 1 000 m).

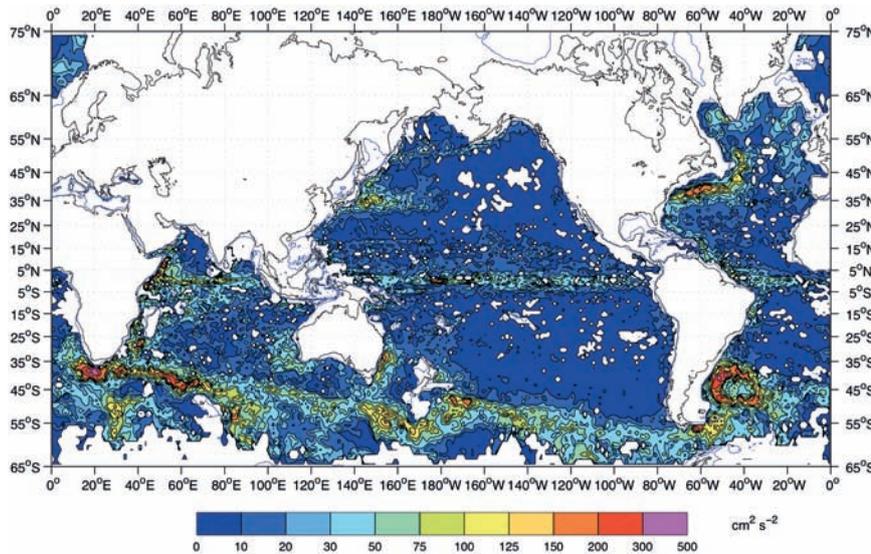


Figure 6. Énergie cinétique turbulente d'échelle moyenne (par unité de masse) vers 1 000 m de profondeur estimée avec au moins 30 jours de données flotteur par disque de 150 km de diamètre.

On notera aussi l'anneau d'ECT forte autour du tourbillon de Zapiola centré en 45° S, 45° W. Ce tourbillon stationnaire est lié à la topographie sous-jacente (un mont culminant de quelques centaines de mètres au-dessus de la plaine abyssale argentine à 5 000 m de profondeur !). Ce tourbillon n'apparaît pas bien sur la figure 3 à cause de la trop grande densité des flèches, mais sera clairement mis en évidence au paragraphe suivant.

## La circulation géostrophique mondiale vers 1 000 m de profondeur

Nous avons vu dans l'introduction que si l'on connaissait le géopotential d'une surface isobare, alors on connaîtrait le géopotential de toute autre surface isobare, par intégration du champ de masse volumique (donnée par les mesures hydrologiques de température et salinité). Nous allons montrer que l'on peut effectivement estimer le géopotential à 1 000 dbar avec les courants moyens obtenus précédemment.

Vers 1 000 m de profondeur dans l'océan, les mouvements moyens sont géostrophiques avec une très bonne approximation (le nombre de Rossby<sup>5</sup> qui mesure cette approximation est inférieur à 0,01 pour 95 % des positions, en dehors d'une bande équatoriale de 3° S à 3° N).

Comme le problème du géopotential est global, nous allons employer les coordonnées sphériques. Ainsi l'équilibre géostrophique s'écrit-il :

$$-fv = -\frac{1}{a \cos \theta} \left( \frac{\partial \Phi}{\partial \lambda} \right)_p \quad (1a)$$

$$+fu = -\frac{1}{a} \left( \frac{\partial \Phi}{\partial \theta} \right)_p \quad (1b)$$

$\lambda$  est la longitude,  $\theta$  la latitude,  $a$  le rayon terrestre (6 370 km) et  $f = 2\Omega \sin \theta$ , le paramètre de Coriolis précédemment introduit.

En différenciant l'équation (1a)  $\times \cos \theta$  par rapport à  $\lambda$  et l'équation (1b) par rapport à  $\theta$ , on obtient :

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial \lambda^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial \theta^2} = a \left[ \frac{\partial(fv \cos \theta)}{\partial \lambda} - \frac{\partial(fu)}{\partial \theta} \right] \quad (2)$$

C'est une équation de Poisson (en dimension 2 dans le plan  $(\lambda, \theta)$ ) dont on connaît le membre de droite (donné par les courants moyens estimés précédemment). L'océan étant borné, on pourra la résoudre en  $\Phi$  si l'on se donne des conditions aux limites (sur la ligne bathymétrique 950 m) adéquates. Généralement, ces conditions aux limites sont de deux types :

- ou bien les valeurs de  $\Phi$  sont fixées en tout point de la frontière du domaine (conditions de Dirichlet) ;
- ou bien les valeurs de la dérivée normale (c'est-à-dire dans la direction de la normale à la frontière) de  $\Phi$  sont fixées à la frontière du domaine (conditions de Neumann).

Près des frontières solides, l'équilibre géostrophique entre le gradient de pression et la force de Coriolis n'est plus une bonne approximation pour la composante de la vitesse normale à la frontière. De fait, on peut avoir un gradient de pression le long de la frontière, alors que la vitesse normale y est nulle. Par contre, l'équilibre

géostrophique prévaut toujours pour la composante de la vitesse le long de la frontière (aux échelles considérées ici).

La condition aux limites adaptée est donc une condition de Neumann :

$$\tilde{\nabla} \Phi \cdot \mathbf{n} = \mathbf{u}^* \cdot \mathbf{s} \quad (3)$$

avec  $\mathbf{n}$  le vecteur unitaire normal à la frontière et sortant et  $\mathbf{s}$  le vecteur unitaire tangent (laissant  $\mathbf{n}$  à sa droite). On a posé  $a \cdot \tilde{\nabla} = (\partial/\partial \lambda, \partial/\partial \theta, 0)$  et  $\mathbf{u}^* = (fu, fvcos\theta, 0)$  pour une plus grande concision de l'écriture.

Ainsi, l'équation (2) s'écrit-elle, si  $\mathbf{k}$  est le vecteur unitaire normal au « plan »  $(\lambda, \theta)$ .

$$\tilde{\nabla}^2 \Phi = \mathbf{k} \cdot \tilde{\nabla} \wedge \mathbf{u}^* \cdot \mathbf{s} \quad (4)$$

Une condition nécessaire pour l'existence d'une solution de l'équation (4) est obtenue en intégrant (4) sur le domaine plan  $D$  considéré et en appliquant le théorème de la divergence à gauche et le théorème de Green à droite. On obtient :

$$\int_{\partial D} \tilde{\nabla} \Phi \cdot \mathbf{n} \, ds = \int_{\partial D} \mathbf{u}^* \cdot \mathbf{s} \, ds$$

qui est vérifié grâce à (3).

Les mathématiques nous disent qu'il existe effectivement une solution (définie néanmoins à une constante près pour ce problème de Neumann, comme on le voit aisément). Reste à calculer cette solution.

Vu la complexité de la forme des côtes, il est très difficile de trouver la solution analytiquement. Il est par contre facile d'avoir recours à une méthode numérique et d'obtenir une solution approchée en les points d'une grille régulière, qui converge vers la solution exacte quand le pas de la grille tend vers zéro. L'encadré 4 explique en détail la façon dont l'équation (4) a été résolue pour la grille de 1° par 1° (en latitude et longitude) et pour laquelle on dispose des courants moyens Argo.

Le géopotential estimé sur l'isobare 1 000 dbar (Ollitrault et Colin de Verdière, 2014) est donné en centimètres ( $\delta z = 100 \delta \Phi / g$ , avec  $g = 9,81 \text{ m s}^{-2}$ , et  $\Phi$  en  $\text{m}^2 \text{ s}^{-2}$ ) sur la figure 7. Les courants géostrophiques sont alors obtenus à partir des relations 1a et 1b et ont une corrélation de 90 % avec les vitesses moyennes flotteur originales. On peut espérer en fait que les courants obtenus à

5.  $R_o = U/fL$  où  $U$  et  $L$  sont des valeurs typiques de la vitesse moyenne et de l'échelle horizontale des mouvements moyens.

partir du géopotentiel global soient moins bruités que les mesures originales. Cela reste néanmoins à démontrer.

Il est facile de se faire une idée de la circulation générale vers 1 000 m à partir de la carte du géopotentiel : les isocontours sont des lignes de courant (hauteurs croissantes à droite du courant dans l'hémisphère Nord et inversement à gauche dans l'hémisphère Sud).

Les grands tourbillons subtropicaux sont encore présents à 1 000 m, mais plus faibles qu'en surface. Par contraste, le courant périantarctique (associé à une dénivellation transversale de l'ordre de 50 cm, 90 cm au maximum) ou le tourbillon (cyclonique) subpolaire de l'Atlantique Nord (dénivellation de -15 cm), ainsi que le tourbillon (anticyclonique) de Zapiola (+30 cm au maximum) indiquent une tendance barotrope (c'est-à-dire indépendante de  $z$ ). Ceci est confirmé par une comparaison entre l'ECT à la surface, estimée par altimétrie satellitaire, et l'ECT donnée par les flotteurs à 1 000 m (Ollitrault et Colin de Verdière, 2014). Les endroits où l'ECT décroît peu avec la profondeur sont davantage barotropes.

Les jets zonaux alternés au voisinage de l'équateur n'apparaissent pas sur les isocontours de  $\Phi$  donnés en figure 7, mais sont restitués avec la relation 1b en dehors de la zone 3° S-3° N. La raison tient à ce que  $f$  tend vers zéro à l'équateur et donc que l'isobare 1 000 dbar tend vers l'horizontale.

On remarquera la différence de niveau d'environ 5 cm entre l'Atlantique et le Pacifique, différence que l'on retrouve à la surface, mais de l'ordre de 10 cm. Le Pacifique est plus haut que l'Atlantique, car il est moins salé.

Il y a une circulation cyclonique devant Gibraltar (-5 cm), associée évidemment à l'eau méditerranéenne qui s'étale vers 900 à 1 300 m dans l'Atlantique.

## La circulation générale et le transport total entre le fond et la surface des océans

Comme indiqué précédemment, il est facile désormais d'obtenir le courant géostrophique (absolu) à n'importe quelle immersion avec une climatologie de

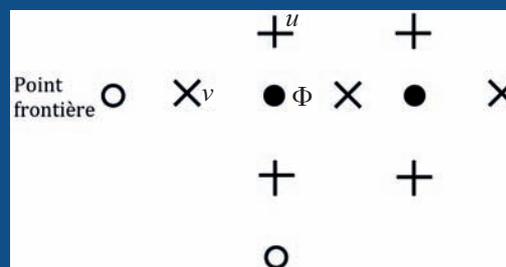
## 4. Résolution numérique de l'équation de Poisson

Vu la complexité de la forme des côtes, il est difficile, voire impossible de trouver la solution analytique de l'équation de Poisson (à une constante près avec les conditions aux limites de Neumann, unique avec les conditions aux limites de Dirichlet).

Il faut avoir recours à une méthode numérique : on cherche une solution approchée en les points d'une grille régulière ( $\Delta\theta = \Delta\lambda = 1^\circ$ ). Mais au lieu de chercher une solution approchée de (4), on va considérer le problème instationnaire  $\frac{\partial\Phi}{\partial t} = \tilde{\nabla}^2 \Phi - \zeta$

(4 bis) avec la condition initiale  $\Phi(\lambda, \theta, t) = 0$  à  $t = 0$  aux points de grille intérieurs au domaine océanique  $D$  considéré,  $\zeta$  étant donné en ces mêmes points de grille.

Les composantes zonales  $u$  et méridiennes  $v$  des vitesses originales utilisées pour estimer  $\zeta$  sont données sur deux grilles décalées par rapport à la grille des points  $\Phi$ , comme indiqué sur le schéma ci-dessous.



Les conditions aux limites (de Neumann) sont données par  $\frac{\Delta\Phi}{a\Delta\lambda} = v^*$  ou  $\frac{\Delta\Phi}{a\Delta\theta} = -u^*$

respectivement près d'un bord méridien ou zonal.

La solution cherchée (stationnaire) sera obtenue à la limite avec  $t \rightarrow +\infty$ .

Ce problème d'équation aux dérivées partielles étant linéaire, un théorème (dû à Lax) dit qu'un schéma numérique consistant (c'est-à-dire tel que les différences finies tendent vers les dérivées si les pas de temps et d'espace tendent vers 0) converge si et seulement s'il est stable (c'est-à-dire tel qu'une perturbation s'amortisse avec le temps).

L'équation (4 bis) est discrétisée comme :

$$\frac{\Phi_{ij}^{n+1} - \Phi_{ij}^n}{\Delta t} = \frac{\Phi_{i+1,j}^n + \Phi_{i-1,j}^n - 2\Phi_{ij}^n}{\Delta x^2} + \frac{\Phi_{i,j+1}^n + \Phi_{i,j-1}^n - 2\Phi_{ij}^n}{\Delta y^2} - \zeta_{ij} \quad (\Delta x = a\Delta\theta = a\Delta\lambda)$$

Ce schéma est consistant. Pour qu'il soit stable, il faut que  $\Delta t \leq \frac{\Delta x^2}{4}$  (voir Roache,

1985). Dans notre résolution, nous avons pris  $\Delta t = 0,1 \Delta x^2$ , qui satisfait bien la condition.

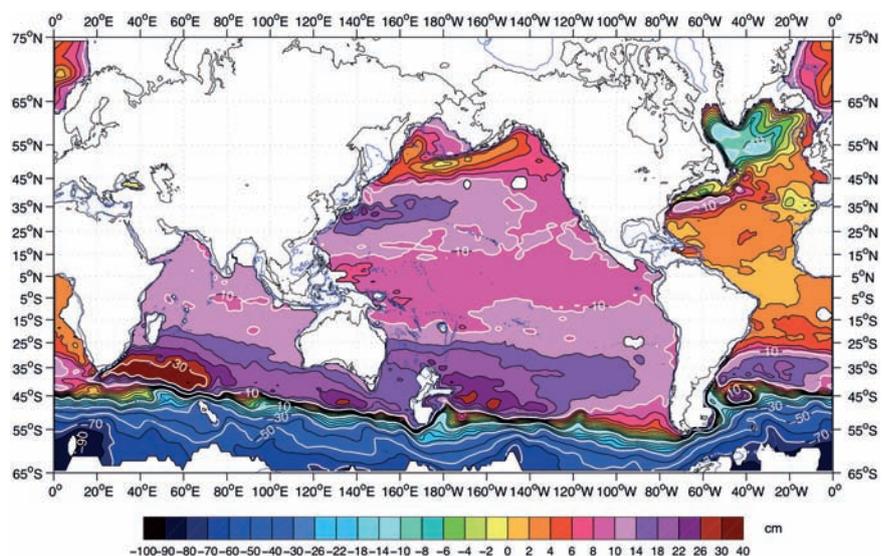


Figure 7. Hauteur géopotentielle (en cm) de l'isobare 1 000 dbar. Les lignes de hauteur géopotentielle constante sont des lignes de courant. Le sens du courant s'obtient en ayant la hauteur géopotentielle croissante sur la droite, dans l'hémisphère Nord, sur la gauche dans l'hémisphère Sud.

mesures d'hydrologie. Nous avons utilisé le World Ocean Atlas 2009 (WOA09) de Levitus (Locarnini *et al.*, 2010 ; Antonov *et al.*, 2012). À titre d'illustration, la figure 8 montre une coupe sud-nord, à 30° W dans l'Atlantique, des courants zonaux géostrophiques.

La bande 3° S-3° N est blanche puisque la relation géostrophique y est singulière ( $f$  tend vers zéro). De même, l'absence de flotteurs (en nombre suffisant) au sud de 60° S y empêche la restitution des courants. Vers 50° S le courant périanarctique occupe une largeur de 15° en latitude. Près de l'équateur, en surface, dans l'hémisphère Sud, le courant sud-équatorial porte vers l'ouest (en bleu sur la figure), alors que dans l'hémisphère Nord le contre-courant nord-équatorial porte à l'est (en orange sur la figure). Au sud des Açores, vers 35° N, le courant des Açores est bien visible. Plus au nord, autour de 50° N, c'est le courant nord-atlantique qui vient arroser l'Europe du Nord de ses eaux (relativement) chaudes.

En général, ce que l'on remarque, c'est une tendance à une circulation barotrope (indépendante de  $z$ ) au-dessous de 1 000 m et barocline au-dessus, mais il y a de nombreuses exceptions.

Pour obtenir la circulation dans les couches supérieures (au-dessus de 100 m environ), il faut ajouter aux courants géostrophiques le courant d'Ekman dû au vent. La structure verticale du courant d'Ekman est mal déterminée en général, car elle dépend de la stratification et de la turbulence de petite échelle. Mais le transport d'Ekman intégré sur la verticale  $\mathbf{U}_E$  est lui parfaitement défini. On a  $\rho_0 f \mathbf{k} \wedge \mathbf{U}_E = \boldsymbol{\tau}$ , avec  $\boldsymbol{\tau}$  la tension du vent à la surface de la mer (en  $\text{N m}^{-2}$ ) et  $\rho_0 = 1\,028 \text{ kg m}^{-3}$  (valeur moyenne de la masse volumique en surface).

Le transport horizontal de masse  $\mathbf{M}$  entre le fond de la mer et la surface est défini par :  $\mathbf{M} = \int_{-H(x,y)}^{\eta} \rho \mathbf{u} dz$ . En régime stationnaire, et comme la masse se conserve, on a :  $\text{div}(\mathbf{M}) = 0$ , exactement. Dans l'expression de  $\mathbf{M}$  ci-dessus, le courant  $\mathbf{u}$  comprend le courant géostrophique et le courant d'Ekman.

On connaît le transport géostrophique entre le fond et la surface (estimé facilement avec les résultats obtenus précédemment) et le transport d'Ekman qui est estimé à partir des données de tension moyenne, à la surface (Large et Yeager, 2009).

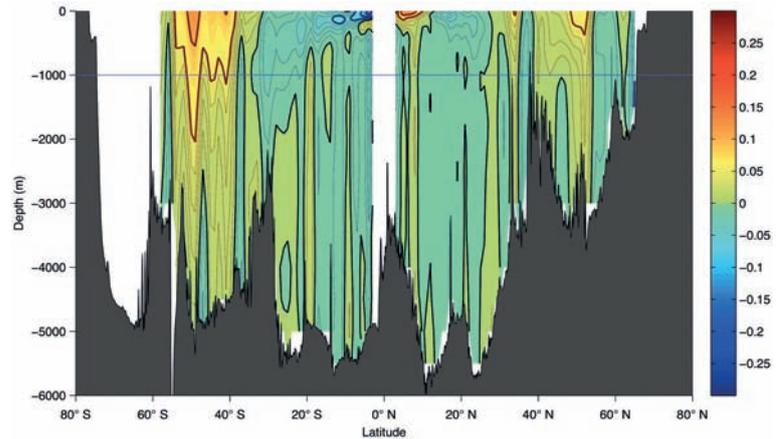


Figure 8. Vitesse zonale géostrophique à 29,5° W obtenue avec le courant géostrophique estimé à 1 000 dbar à partir de l'estimation de  $\Phi$  et avec l'anomalie géopotentielle calculée avec les données de WOA09. Les contours sont espacés de  $1 \text{ cm s}^{-1}$  entre  $-5 \text{ cm s}^{-1}$  et  $5 \text{ cm s}^{-1}$ . Attention, la palette de couleur à droite est graduée en  $\text{m s}^{-1}$ .

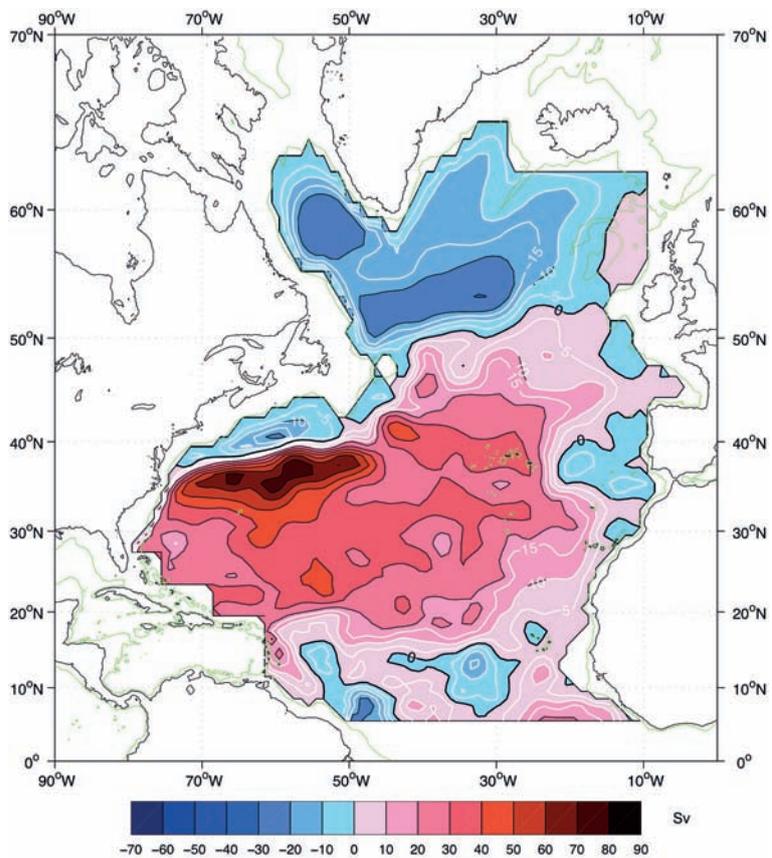


Figure 9. Transport total entre le fond et la surface dans l'Atlantique Nord ( $1 \text{ Sv} = 10^6 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$ ).

En coordonnées sphériques, la divergence de  $\mathbf{M}$  s'exprime comme :

$$\text{div}(\mathbf{M}) = \frac{1}{a \cos \theta} \left[ \frac{\partial M_\lambda}{\partial \lambda} + \frac{\partial (\cos \theta M_\theta)}{\partial \theta} \right]$$

Si elle est nulle partout, alors on peut introduire une fonction de courant  $\Psi$ , telle que :

$$M_\lambda = -\frac{1}{a} \frac{\partial \Psi}{\partial \theta} \quad (5a) \quad M_\theta = \frac{1}{a \cos \theta} \frac{\partial \Psi}{\partial \lambda} \quad (5b)$$

Mais les estimations de  $\mathbf{M}$  à partir des données sont entachées d'erreur.

Procédant comme pour l'estimation du géopotentiel, on différencie (5a) par rapport à  $\theta$  et (5b)  $\times \cos \theta$  par rapport à  $\lambda$ , et l'on obtient :

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial \lambda^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial \theta^2} = a \left[ \frac{\partial (M_\theta \cos \theta)}{\partial \lambda} - \frac{\partial M_\lambda}{\partial \theta} \right]$$

C'est encore une équation de Poisson qui va nous permettre d'estimer la fonction de courant  $\Psi$ . On utilise la même méthode que pour le géopotentiel (résolution numérique de l'équation instationnaire et limite quand

$t$  tend vers  $\infty$ ), mais la condition aux limites est  $\Psi = 0$  (le transport ne peut traverser la frontière), sauf aux frontières ouvertes où l'on doit imposer les transports.

La figure 9 montre pour l'Atlantique Nord les transports en volume ainsi obtenus (Colin de Verdière et Ollitrault, 2016). Les isolignes sont espacées de 10 sverdrup (Sv ou  $10^6 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$ ). Les transports de masse correspondant sont obtenus en multipliant par  $\rho_0 = 1\,028 \text{ kg m}^{-3}$ .

Le Gulf Stream transporte au maximum 100 Sv. Les deux recirculations inertielles au sud et au nord du Gulf Stream (maximum de 75 Sv et -25 Sv, respectivement) sont clairement mises en évidence. Le tourbillon anticyclonique de Mann (centré en  $41^\circ \text{ N}$ ,  $45^\circ \text{ W}$ ) circule 10 à 15 Sv, et le « gyre » subpolaire 25 Sv. Le courant de Floride a été imposé à 30 Sv à cause de l'absence de données flotteurs entre la Floride et les Bahamas (profondeurs inférieures à 1 000 m). L'apport de mesures de courant dans cette région, mais aussi plus généralement sur les talus et les plateaux continentaux, permettrait d'améliorer l'estimation des transports.

On peut ensuite estimer les transports méridiens de chaleur et de sel au sein de l'Atlantique Nord, puisque l'on connaît la circulation générale avec conservation de la masse.

## Épilogue

Les flotteurs Argo par leur couverture mondiale et la durée du programme expérimental (15 ans aujourd'hui) constituent le moyen d'observation *in situ* le plus pertinent pour observer l'évolution de la température de l'océan sur une décennie. Mais ils permettent également d'estimer la circulation générale océanique absolue (en combinant avec les mesures de température et de salinité). Il est donc important de continuer ce programme Argo sur encore 15 ans au moins afin d'obtenir à la fois une meilleure estimation du réchauffement océanique, mais aussi une meilleure résolution de la circulation générale, voire son évolution d'une décennie à l'autre. Pour ce faire, il convient de compléter Andro pour la période 2010 à 2015, puis de prévoir sa mise à jour régulière tant que le programme Argo durera.

## Remerciements

Jean-Philippe Rannou (Altran) a été la cheville ouvrière des traitements des données Argos afin d'obtenir la base de données Andro. Catherine Kermabon et Thierry Reynaud ont bien aidé à la mise au point des programmes graphiques. Alain Colin de Verdière a proposé la méthode numérique utilisée pour estimer le géopotential. Un grand merci à tous les participants aux déploiements de flotteurs partout dans le monde, ainsi qu'aux agences de recherche qui financent les flotteurs. Rappelons que toutes les données du programme Argo sont mises à disposition gratuitement pour tout un chacun.

Je veux aussi mentionner les efforts faits par les pionniers (D. Webb, T. Rossby, P. Tillier ou R. Davis) qui ont développé et mis au point les merveilleux instruments que sont les flotteurs Argo. À cet égard, je tiens à souligner la contribution exceptionnelle de mon collègue de l'Ifremer, Gérard Loïc, malheureusement disparu en 2006, dans la conception du flotteur français Provor (mais aussi de son prédécesseur le Marvor).

## Bibliographie

- Antonov J.I., Seidov D., Boyer T.P., Locarnini R.A., Mishonov A.V., Garcia H.E., Baranova O.K., Zweng M.M., Johnson D.R., 2010. World Ocean Atlas 2009, Vol. 2: Salinity (S. Levitus, ed.) NOAA Atlas NESDIS 69, 184 p.
- Cazenave A., Berthier E., Le Cozannet G., Masson-Delmotte V., Meyssignac B., Salas y Melia D., 2015. Le niveau des mers : variations passées, présentes et futures. *La Météorologie*, 88, 69-82.
- Colin de Verdière A., Ollitrault M., 2016. A direct determination of the world ocean barotropic circulation. *J. Phys. Oceanogr.*, 46, 255-273.
- Crease J., 1962. Velocity measurements in the deep water of the western North Atlantic. *J. Geophys. Res.*, 67, 3173-3176.
- Fofonoff N.P., Webster F., 1971. Current measurements in the western Atlantic. *Phil. Trans. R. Soc. Lond. A*, 270, 423-436.
- Gill A.E., 1982. *Atmosphere-Ocean Dynamics*. Academic Press, 662 p.
- Helland-Hansen B., 1930. Results of the "Michael Sars" North Atlantic deep-sea expedition 1910, Report Vol. 1.
- Large W., Yeager S., 2009. The global climatology of an interannually varying air-sea flux dataset. *Clim. Dyn.*, 33, 341-364.
- Levitus S., Antonov J.I., Boyer T.P., Baranova O.K., Garcia H.E., Locarnini R.A., Mishonov A.V., Reagan J.R., Seidov D., Yarosh E.S., Zweng M.M., 2012. World ocean heat content and thermosteric sea level change (0-2 000 m), 1955-2010. *Geophys. Res. Lett.*, 39, L10603.
- Locarnini R.A., Mishonov A.V., Antonov J.I., Boyer T.P., Garcia H.E., Baranova O.K., Zweng M.M., Johnson D.R., 2010. World Ocean atlas 2009, Vol. 1 : Temperature (S. Levitus, ed.) NOAA Atlas NESDIS 68, 184 p.
- Ollitrault M., Rannou J.P., 2013. ANDRO: An Argo-based deep displacement dataset. *J. Atmos. Ocean. Technol.*, 30, 759-788.
- Ollitrault M., Colin de Verdière A., 2014. The ocean general circulation near 1 000-m depth. *J. Phys. Oceanogr.*, 44, 384-409.
- Richardson W.S., Schmitz W.J., Niiler P.P., 1969. The velocity structure of the Florida current from the straits of Florida to cape Fear. *Deep-Sea Res.*, 16, 225-231.
- Roache P., 1985. *Computational Fluid Dynamics*. Hermosa Publishers, 446 p.
- Sandström J.W., Helland-Hansen B., 1903. Über die Berechnung des Meeresströmungen. *Rep. Norv. Fish. Marine Invest.*, 2, 4.
- Swallow J.C., 1955. A neutral-buoyancy float for measuring deep currents. *Deep-Sea Res.*, 4, 74-81.
- Trenberth K.E., Caron J.M., 2001. Estimates of meridional atmosphere and ocean heat transports. *J. Clim.*, 14, 3433-3443.