

# M1: Introduction à l'océanographie physique

## Cours 6: Le courant antarctique circumpolaire

bruno.deremble@ens.fr

jerome.vialard@ird.fr

Jusqu'à présent nous avons regardé la circulation de l'océan dans un bassin fermé. Dans ces configurations, la circulation s'organise en suivant l'équilibre de Sverdrup et avec un courant de retour (le courant de bord ouest). Nous allons maintenant étudier la circulation qui s'établit dans un bassin périodique. En effet, autour de l'antarctique la circulation océanique n'est pas bloquée par un continent et c'est via le courant antarctique circumpolaire que les parcelles de fluide peuvent passer d'un bassin à un autre. Pour illustrer la force de ces courants dans cette région, on trace sur la figure 6.1 les courants de surfaces issus de la réanalyse SOSE. On voit que la dynamique est fortement turbulente avec de nombreux tourbillons. La moyenne de cette circulation montre néanmoins un courant moyen vers l'est dont on imagine qu'il est forcé par le vent.

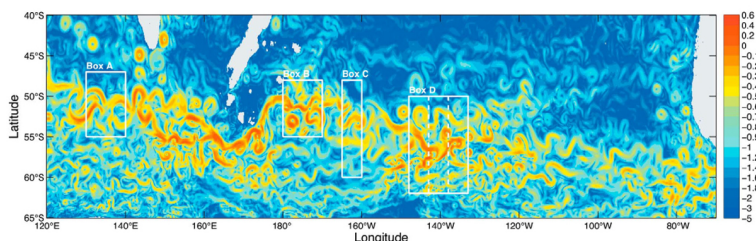


Figure 6.1: Instantané des courants de surface dans l'ACC

Hormis le forçage par le vent, il existe de nombreux autres processus qui influencent la dynamique de l'ACC (illustrés sur la figure 6.2). À la surface, l'ACC est fortement influencé par les flux de chaleurs, la glace de mer, les précipitations. Sur cette coupe 3d de l'océan, on voit aussi comment s'organise la circulation à l'intérieur de l'océan. Les différentes couleurs montrent les couches isopycnales et les flèches oranges la circulation qui semble être le long de ces couches. Nous allons essayer de décrire ces processus en s'appuyant sur l'article de Ferrari et al. (2014). Il est particulièrement important de bien comprendre la dynamique de l'ACC car c'est dans ce courant que se forment les masses d'eau profonde et joue donc un rôle dans la circulation thermohaline.

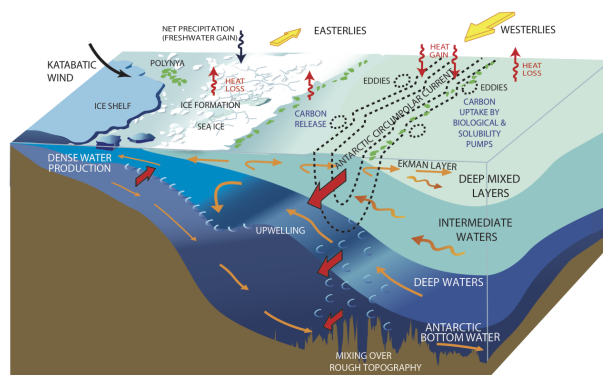


Figure 6.2: Processus dans le courant antarctique circumpolaire (Talley)

## 6.1 Circulation dans l'intérieur de l'océan

Il est bien visible sur la figure 6.2 que les tourbillons ont une vitesse comparable au courant moyen. On va utiliser la stratégie développée au cours précédent et paramétriser ces tourbillons en fonction de l'écoulement moyen. Cette paramétrisation correspond à rajouter une vitesse dont l'effet est d'aplatir les surfaces isopycnales (bolus velocity). On repart de l'équation d'évolution de la température et on fait une moyenne sur la direction zonale ( $x$ )

$$\frac{\partial \bar{T}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial y} ((\bar{v} + v^*)\bar{T}) + \frac{\partial}{\partial z} ((\bar{w} + w^*)\bar{T}) = \frac{\partial}{\partial z} \mathcal{F}_T, \quad (6.1)$$

avec  $\mathcal{F}_T$  le forçage thermique à la surface de l'océan. A noter que la moyenne  $\bar{(\cdot)}$  est maintenant faite dans la direction zonale. La somme du champ de vitesse eulerien plus paramétrisé correspond à la circulation *résiduelle*. Comme on étudie un écoulement incompressible, on a

$$\frac{\partial}{\partial y} (\bar{v} + v^*) + \frac{\partial}{\partial z} (\bar{w} + w^*) = 0 \quad (6.2)$$

ce qui permet d'écrire ce champ de vitesse résiduel avec une fonction courant

$$\bar{v} + v^* = -\frac{\partial \psi^r}{\partial z} \quad \text{et} \quad \bar{w} + w^* = \frac{\partial \psi^r}{\partial y}. \quad (6.3)$$

En l'absence de forçage et pour une circulation stationnaire, on peut alors écrire l'équation (6.1) comme

$$J(\psi^r, \bar{T}) = 0 \quad \text{avec} \quad J(a, b) = \frac{\partial a}{\partial x} \frac{\partial b}{\partial y} - \frac{\partial a}{\partial y} \frac{\partial b}{\partial x}. \quad (6.4)$$

La solution de cette équation est

$$\psi^r = F(\bar{T}), \quad (6.5)$$

avec  $F(\cdot)$  une fonction quelconque. Cela prouve donc que dans l'intérieur de l'océan la circulation se fait le long des surfaces isopycnales. De plus la force de la circulation peut être anticipée en regardant l'espacement des surfaces isopycnales: plus les surfaces sont resserrées plus les vitesses sont importantes. Au voisinage de la surface, il est nécessaire de considérer  $\mathcal{F}_T \neq 0$ . En effet, s'il existe un gradient de température à la surface (du fait de l'outcrop des surfaces isopycnales) et si on garde un océan adiabatique ( $\mathcal{F}_T = 0$ ), alors il va y avoir des zones de divergences et de convergence du fluide ce qui n'est pas possible pour un état stationnaire. Dans la couche de mélange océanique, si on néglige les vitesses verticales, on a un équilibre entre l'advection méridienne de température et les flux de chaleur de surface:

$$-\frac{\partial \psi^r}{\partial z} \frac{\partial \bar{T}}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial z} \mathcal{F}_T. \quad (6.6)$$

On intègre cette équation entre la base de la couche de mélange (altitude à laquelle  $\mathcal{F}_T = 0$ ) et la surface libre (altitude à laquelle on suppose  $\psi^r = 0$ ) et on obtient

$$\psi^r(z = -h_m) \frac{\partial \bar{T}}{\partial y} = \mathcal{F}_T(z = 0), \quad (6.7)$$

ce qui nous indique que la circulation résiduelle est dirigée par le forçage à la surface de l'océan.

Cette circulation résiduelle correspond à un équilibre entre le flot moyen et le flot relié à la paramétrisation des tourbillons (cf. Eq. (6.3)). La circulation moyenne est un équilibre entre la force de Coriolis et le stress du vent (le gradient de pression zonal est nul lorsqu'on fait une moyenne zonale)

$$-f\bar{v} = \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{\tau}{\rho_0} \right) \quad (6.8)$$

et la paramétrisation de la circulation des tourbillons s'écrit

$$v^* = -\frac{\partial}{\partial z} (\kappa s^y). \quad (6.9)$$

On utilise le fait que  $\bar{v} + v^* = 0$ :

$$\bar{v} + v^* = -\frac{1}{f} \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{\tau}{\rho_0} \right) - \frac{\partial}{\partial z} (\kappa s^y) = 0. \tag{6.10}$$

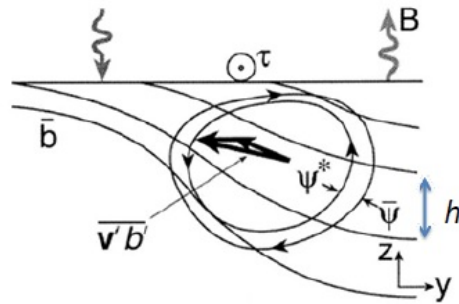
On intègre cette équation sur la verticale et on suppose que le stress du vent est non nul uniquement à la surface

$$\frac{\tau}{f\rho_0} = \kappa s^y - \kappa s_0^y, \tag{6.11}$$

avec  $s_0^y$  la pente des isopycnes proche de la surface. Cette équation correspond à l'équation (1) de Ferrari et al. (2014). La figure 6.3 résume les résultats que nous avons obtenu. Sur cette figure, la circulation eulerienne est notée  $\bar{\psi}$  et la circulation due aux tourbillons est notée  $\psi^*$ . Ces deux circulations sont presque égales et opposée. La somme de ces deux circulations correspond à la circulation résiduelle. À noter que pour fermer la circulation près du fond, il est nécessaire de prendre en compte l'interaction avec la topographie que nous avons complètement négligée.

Dynamical Ideas

Marshall and Radko, 2003



$$\underbrace{v_{res} \bar{h}}_{\psi_{res}} = \bar{v} \bar{h} = \underbrace{\bar{v} \bar{h}}_{\bar{\psi}} + \underbrace{\bar{v}' \bar{h}'}_{\psi^*}$$

Residual Circulation
Cancellatory

Figure 6.3: Somme de la circulation eulerienne et de la circulation tourbillonnaire

## Bibliographie

Ferrari, R., M. F. Jansen, J. F. Adkins, A. Burke, A. L. Stewart and A. F. Thompson (2014). “Antarctic sea ice control on ocean circulation in present and glacial climates”. *Proc. Natl. Acad. Sci. USA* 111, pp. 8753–8758.