

Forçages de la circulation thermohaline

Cours d'initiation à la recherche IR6
mai-juin 2003

Auteur: B.Ferron (bferron@ifremer.fr)

Plan

1 Une circulation thermohaline intérieure diabatique

1.1 Le théorème de Sandström

1.2 Une vision de la circulation thermohaline: L'équilibre de Munk

1.3 L'équation d'énergie cinétique et l'équation d'énergie potentielle

Sources d'énergie, transferts et dissipation - Energie potentielle disponible

1.4 L'équation d'évolution de la variance des fluctuations de température

Notion de flux turbulents - Relation d'Osborn-Cox

1.5 L'équation d'énergie cinétique moyenne et d'énergie cinétique turbulente Relation d'Osborn

1.6 Source d'énergie disponible pour le mélange intérieur

Flux de chaleur, flux géothermal, vent, marée

2. Exemples de mesures de la diffusivité turbulente

Microstructure, finestructure, budgets de chaleur, traceurs

3. Sources d'instabilités de petites échelles à l'intérieur de l'océan: rappels et illustrations

Instabilité de Kelvin-Helmoltz

Double diffusion: régime diffusif et doigts de sel

Ondes internes: sources, propagation

4 Une circulation thermohaline intérieure adiabatique

4.1 L'impact du passage de Drake

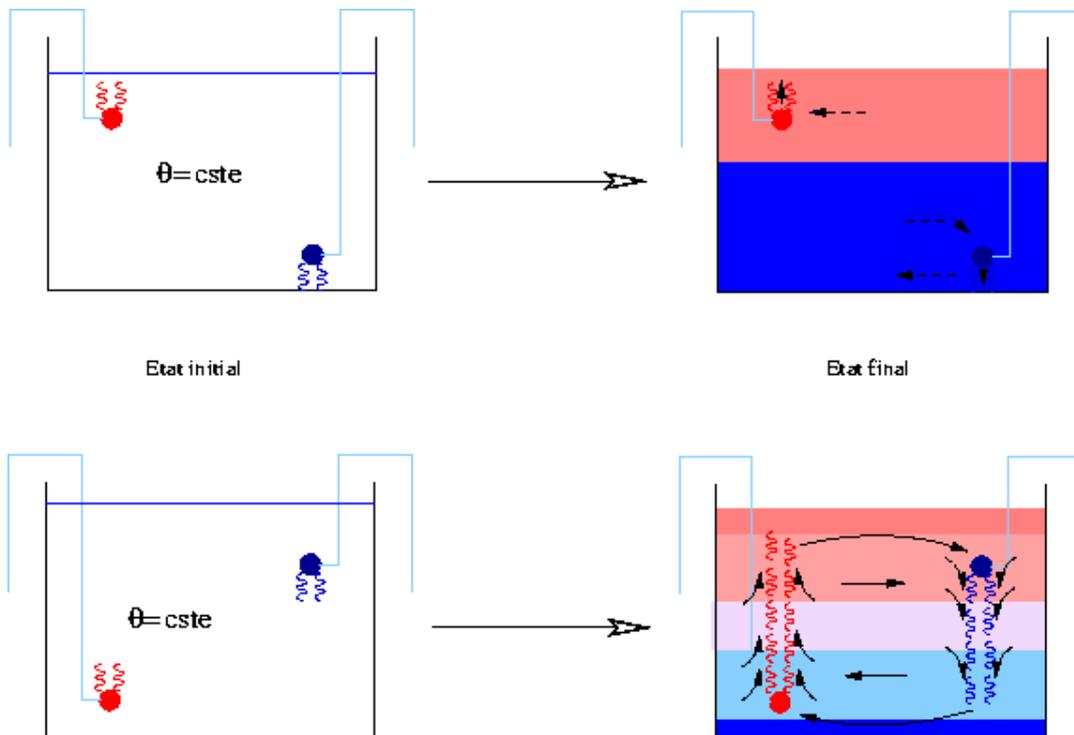
4.2 Forçages thermohalins et « impact du passage de Drake »

4.3 L'intensification de la circulation thermohaline par le vent

4.4 Le rôle de la méso-échelle australe

1 Une circulation thermohaline intérieure diabatique

1.1 Le théorème de Sandström (1908)



"...an ocean heated and cooled at the same geopotential, or heated at a higher geopotential (the actual case), has in a steady state a very weak convectively driven circulation..."

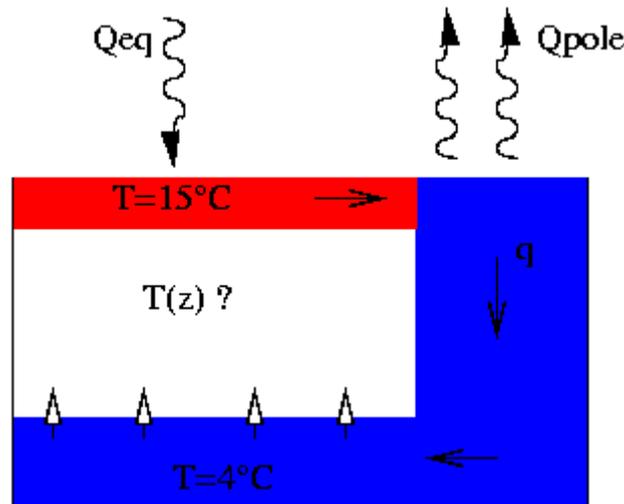
Dans un récipient d'eau de température initialement homogène, on chauffe l'eau à une certaine profondeur d'un côté et on la refroidit sur l'autre bord à une profondeur différente. Suivant la profondeur initiale relative des sources de chaleur, on génère une faible circulation (schéma du haut) ou une forte circulation (schéma du bas) via la convection.

L'atmosphère est chauffée par le bas (la terre) et ressemble plus à une machine thermique (source de chaleur génératrice de mouvement). L'océan est chauffé sur un géopotiel plus haut que celui sur lequel il est refroidit (différence de 1m entre la surface de l'océan à l'équateur et celle des pôles due à l'expansion thermique, Huang 1999). Bien que l'océan soit souvent considéré comme forcé par les flux de chaleur, il est plus assimilable au schéma de faible circulation sans convection du point de vue de Sandström, ce qui contredit les observations. Pour pouvoir expliquer la circulation thermohaline, un autre forçage doit donc exister si l'on veut respecter le théorème de Sandström

basé sur les lois de la thermodynamique. La circulation océanique ne serait donc forcée que partiellement par les flux thermohalins de surface.

1.2 L'équilibre de Munk

On considère l'équilibre de chaleur de la circulation thermohaline qu'on représente de manière simplifiée par le schéma suivant:



Les flux atmosphériques des hautes latitudes pompent la chaleur océanique et produisent par convection une eau profonde de 4°C à un débit q . Cette eau froide envahit les bassins océaniques en profondeur et remonte petit à petit vers la surface en se réchauffant sous l'effet de l'apport de chaleur reçu aux basses latitudes.

A un niveau z donné, on a:

$$\partial T / \partial t + u \partial T / \partial x + v \partial T / \partial y + w \partial T / \partial z = \kappa (\partial^2 T / \partial x^2 + \partial^2 T / \partial y^2 + \partial^2 T / \partial z^2)$$

où κ représente le coefficient de diffusion moléculaire. Dans la boîte blanche, du fait des forçages, les vitesses et les gradients horizontaux sont nuls (faibles par rapport aux gradients verticaux). On a alors:

$$w \partial T / \partial z = \kappa \partial^2 T / \partial z^2 \quad (1)$$

L'apport de chaleur par diffusion verticale compense l'advection verticale d'eau froide.

La quantité d'eau profonde formée de température inférieure à 4°C vaut $q=30\text{Sv}$ (20Sv de NADW et 10Sv de ABBW). On estime alors la vitesse moyenne verticale comme:

$$w = q / S_{\text{océan}} = 8 \times 10^{-8} \text{ m s}^{-1}$$

où $S_{\text{océan}} = 4 \pi R_T^2 \times 70 / 100 = 3.7 \times 10^{14} \text{ m}^2$ avec $R_T = 6500 \text{ km}$ pour rayon terrestre. En supposant raisonnablement que le gradient de température observé dans l'océan s'étale sur une épaisseur $h=4000\text{m}$, l'eqn. 1 donne:

$$\kappa_T^{océan} \sim w h = 3.2 \times 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$$

Cette valeur de diffusivité moyenne est 1000 fois supérieure à celle de la diffusion moléculaire $\kappa_T^{moléculaire} = 1.4 \times 10^{-7} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$. Ainsi, si l'équilibre de Munk entre advection verticale et diffusion verticale est celui qui régit la stratification intérieure, il faut un mécanisme qui augmente l'efficacité de la diffusion moléculaire.

Les solutions de l'eqn. 1 s'obtiennent en considérant l'équilibre de Munk, la conservation de la chaleur et de la masse. Ainsi:

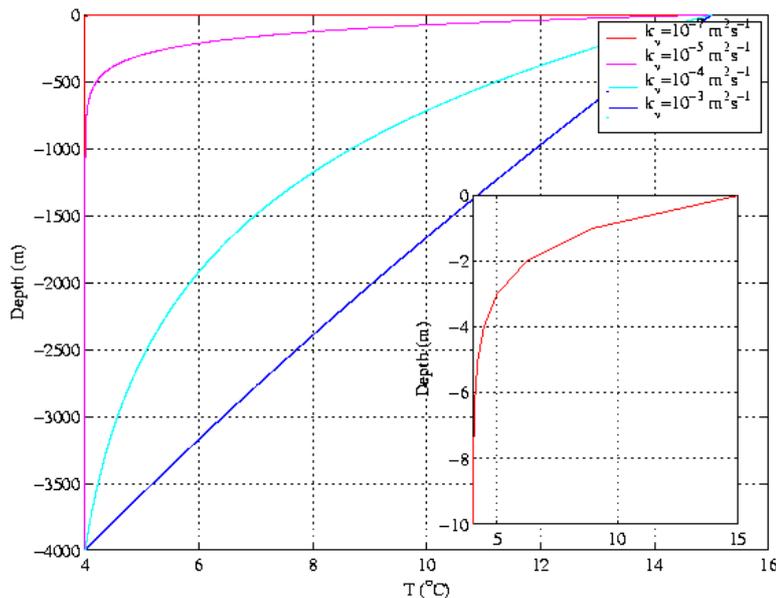
$$Q_{Eq} = w(T_{fond} - T_{surface}) \rho_0 C_p = 4 \text{ W m}^{-2} \text{ avec } T_{fond} = 4^\circ \text{C et } T_{surface} = 15^\circ \text{C}$$

Les solutions sont de forme exponentielle:

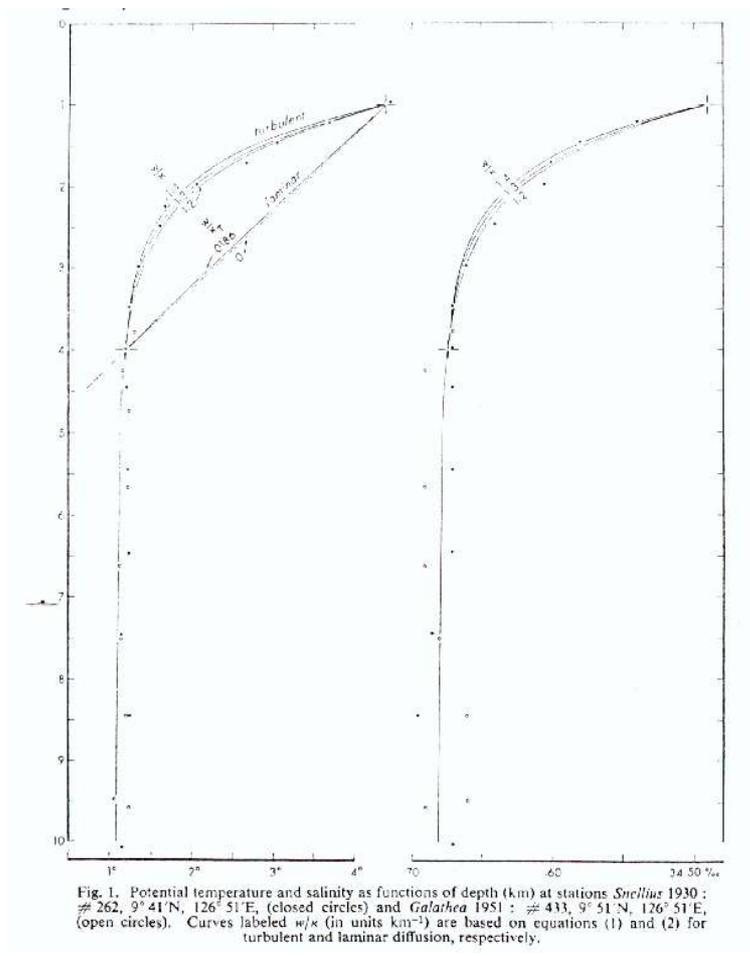
$$T(z) = A e^{(wz/\kappa)} + B$$

$$\text{avec } A = T_{surface} - B \text{ et } B = (T_{fond} - T_{surface}) / (1 - e^{(-wh/\kappa)})$$

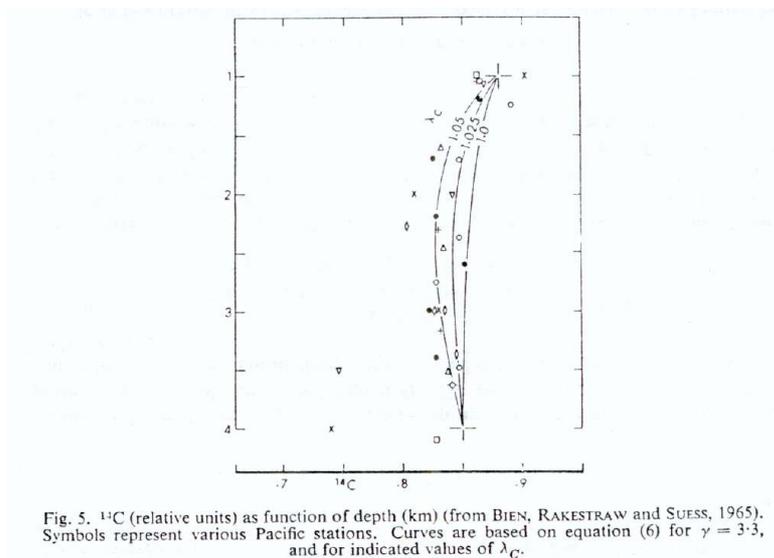
Les solutions sont représentées sur la figure suivante:



Les courbes sont tracées pour w calculé précédemment et pour différentes valeurs de $\kappa_T^{océan}$. Plus la diffusivité est importante, plus la chaleur est transmise de la surface vers les grandes profondeurs. Si la diffusivité vaut la valeur moléculaire, alors le gradient de température est cantonné aux 10 premiers mètres de l'océan (c.f. encart), le reste de l'océan étant rempli d'une eau à 4°C . En effet la diffusion moléculaire produit des flux de chaleur importants uniquement lorsque le gradient de température est très intense ce qui nécessite d'accumuler les eaux froides dans le bassin équatorial. Une valeur réaliste de la stratification océanique est obtenue pour des valeurs de diffusivité $10^{-5} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1} \leq \kappa_T^{océan} \leq 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$.



Munk (1966)



Munk (1966)

En utilisant l'Eqn.1, Munk (1966) estime le rapport $\kappa/w=770$ m nécessaire pour coller aux profils de température et salinité entre 1000m et 4000m (Fig. 1). En supposant que c'est la diffusion moléculaire qui agit, alors: $w=\kappa_S^{moléculaire} \times 1.3 \approx 10^{-4}$ m/an . Si l'on utilise ce w avec le coefficient de diffusion moléculaire pour la température, on obtient la quasi-droite pour la température. La diffusion moléculaire ne convient donc pas.

Afin de calculer κ à partir du rapport w/κ précédemment déterminé, d'autres observations et une autre équation sont nécessaires. Munk utilise des traceurs radioactifs comme le C_{14} pour lesquels la concentration vérifie:

$$\kappa \partial^2 C_{14} / \partial z^2 - w \partial C_{14} / \partial z = \lambda C_{14} \quad (2)$$

où λ est la constante de décroissance temporelle radioactive.

En ajustant la solution exponentielle sur les observations (Fig. 5), Munk déduit:

$$w = 1.4 \times 10^{-7} \text{ m s}^{-1} \text{ et } \kappa = 1.3 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1} .$$

Needler et Heath (1975) utilisent des observations de salinité sur la langue d'Eau Méditerranéenne afin de déterminer la diffusion horizontale et verticale responsable de l'étalement du panache (Fig. 1). Ils supposent un équilibre entre advection horizontale et diffusions horizontale K_h et verticale K_v . On a alors:

$$u \partial_x S = K_h \partial_{xx}^2 S + K_v \partial_{zz}^2 S \quad , \quad 2 \times 10^{-3} \leq u \leq 4 \times 10^{-3} \text{ m s}^{-1}$$

où u est la vitesse d'advection caractéristique de l'anomalie de sel.

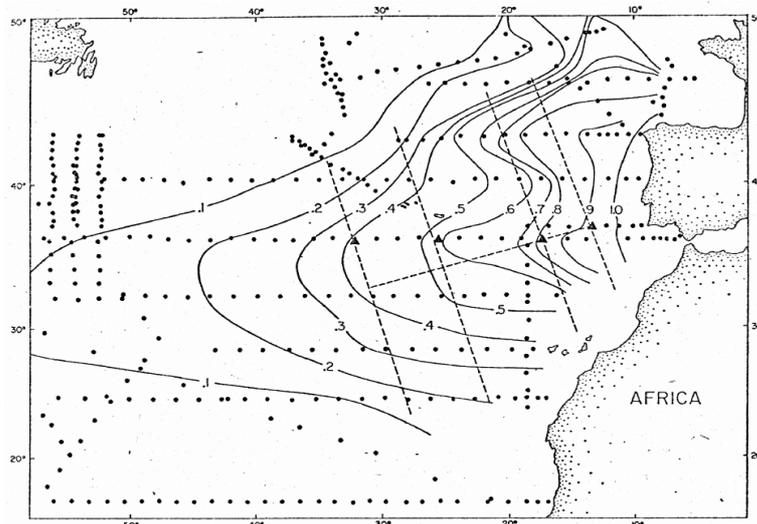


FIG. 1. Salinity anomaly relative to 35.01‰ on the potential density 27.7 surface. The closed circles give the position of the stations, the triangles the position of four particular stations discussed in detail in the text, and the dotted lines the location of four sections discussed in the text and of a line roughly perpendicular to the sections.

Needler et Heath (1975)

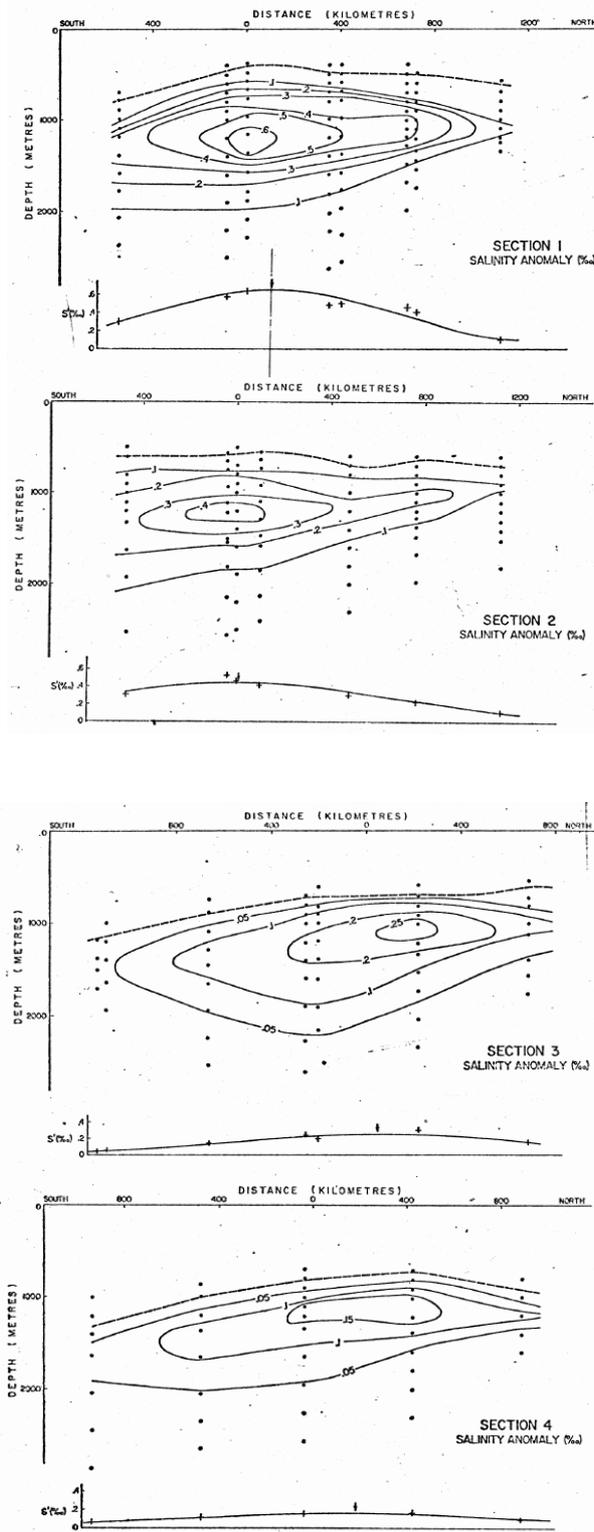


FIG. 5. Salinity anomaly S' for the four sections indicated in Fig. 1. The significance of the dotted lines and the lower graphs is described in the text. The zero in the north-south axis is the position of the intersection of each section with the almost perpendicular line shown in Fig. 1.

Needler et Heath (1975)

En ajustant les paramètres aux courbes (Fig. 5 ci-dessus), Needler et Heath (1975) trouvent:

$$K_h \sim (1.5-3) \times 10^3 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$$

$$K_v \sim (3.5-7) \times 10^{-5} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$$

Les observations ont donc tendance à montrer des valeurs de diffusivité nettement supérieures aux valeurs moléculaires. Ces valeurs sont estimées à partir de la stratification observée.

Dans les modèles de circulation générale, la valeur de la diffusivité a un impact non seulement sur la stratification, mais aussi sur l'intensité de la cellule méridienne de circulation. Bryan (1987) a montré la sensibilité de cette cellule en faisant varier le coefficient de diffusivité. Il utilise un modèle aux équations primitives à basse résolution ($\sim 4^\circ$) représentant un secteur sphérique de 60° de large et d'une profondeur constante de 5000m. Une tension zonale de vents moyens est appliquée en surface de même qu'un rappel en température et salinité vers Levitus. La sensibilité de la circulation méridienne après 1200 ans est illustrée ci-dessous:

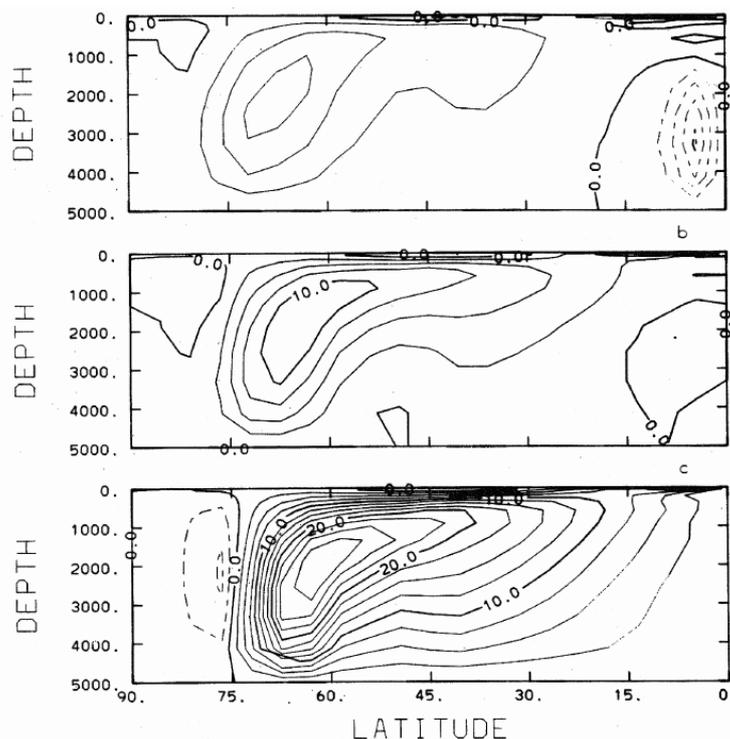


FIG. 7. Meridional overturning streamfunction for (a) $A_{HV} = 0.1$, (b) $A_{HV} = 0.5$, (c) $A_{HV} = 2.5$ (c.i. = $2.5 \times 10^6 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$, solid contours indicate counterclockwise circulation).

Bryan (1987)

L'intensité de la cellule de circulation vaut 7.5Sv, 10Sv, 27.5Sv pour des diffusivités valant respectivement 0.1, 0.5 et 2.5cm² s⁻¹. La diffusivité influence directement l'énergie cinétique du modèle. Pour bien comprendre les échanges d'énergie, il faut regarder les équations d'énergie cinétique et potentielle.

1.3 Transferts d'énergie

1.3.1 Equation d'énergie cinétique

$$\rho_0[\partial_t \mathbf{u} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} + f \mathbf{k} \wedge \mathbf{u}] = -\nabla p + \rho \mathbf{g} + \rho_0 \nabla(\nu \nabla \mathbf{u}) \quad (1)$$

où ν est la viscosité moléculaire. L'équation d'énergie cinétique est obtenue en prenant le produit scalaire de l'Eqn.1 avec le vecteur \mathbf{u} .

$\mathbf{u} \cdot [(\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u}] = \nabla(e \mathbf{u}) / \rho_0$ où $e = \rho_0(u^2 + v^2 + w^2)/2$
 $\mathbf{u} \cdot (f \mathbf{k} \wedge \mathbf{u}) = 0$ car la force de Coriolis ne travaille pas puisque par définition elle est perpendiculaire au mouvement

$$\mathbf{u} \cdot \nabla p = \nabla(p \mathbf{u}) \quad \text{car} \quad \nabla \mathbf{u} = 0$$

$$\mathbf{u} \cdot (\nabla \nu \nabla \mathbf{u}) = \nabla(\nu \nabla e) - \underbrace{\nu [(\nabla \mathbf{u})^2 + (\nabla v)^2 + (\nabla w)^2]}_{\epsilon = \text{dissipation} > 0}$$

On obtient:

$$\partial_t e = \nabla \left(\underbrace{-e \mathbf{u}}_{\text{advection}} + \underbrace{-p \mathbf{u}}_{\text{travail des forces de pression}} + \underbrace{\nu \nabla e}_{\text{diffusion}} + \underbrace{-\rho g w}_{\text{conversion } E_c \rightarrow E_p} - \underbrace{\rho_0 \epsilon}_{\text{dissipation}} \right)$$

divergence = redistribution spatiale de l'énergie

avec $e = \rho_0(u^2 + v^2 + w^2)/2$

Bilan sur un volume V délimité par une surface S:

$$\partial_t E_c = \iint_S (-e \mathbf{u} - p \mathbf{u} + \nu \nabla e) \cdot \mathbf{n} dS - \iiint_V \rho g w dV - \iiint_V \epsilon dV$$

Le premier terme correspond aux forçages par la surface: advection d'énergie cinétique (frontière ouverte, injection de quantité de mouvement), champ de pression, diffusion de quantité de mouvement (tension de vents). Le deuxième terme correspond au transfert réversible d'énergie cinétique en énergie potentielle. Le troisième terme est la quantité d'énergie cinétique totale dissipée sur le volume V. C'est un terme puits. L'énergie est convertie en énergie interne (chaleur).

1.3.2 Equation d'énergie potentielle

$$\partial_t \rho + \nabla \rho \mathbf{u} = \nabla(\kappa \nabla \rho) + \text{convection} \quad (1)$$

En multipliant (1) par z on a:

$$\partial_t \rho z + z \nabla \rho \mathbf{u} = z \nabla(\kappa \nabla \rho) \quad (2)$$

$$z \nabla \rho \mathbf{u} = \nabla \rho z \mathbf{u} - \rho w$$

$$z \nabla(\kappa \nabla \rho) = \nabla(\kappa z \nabla \rho) - \kappa \partial_z \rho$$

(2) devient alors:

$$\partial_t \rho z = -\nabla \rho z \underline{u} + \rho w + \nabla(\kappa z \nabla \rho) - \underbrace{\kappa \partial_z \rho}_{>0} \quad (3)$$

Le dernier terme, positif, représente l'effet de la diffusion verticale moléculaire sur l'énergie potentielle. C'est un terme source: la diffusion moléculaire augmente l'énergie potentielle \Leftrightarrow elle élève le centre de gravité du système. (*A confirmer: la source est l'énergie interne. L'énergie interne du fluide est constitué d'une partie cinétique (vibrations des molécules \Leftrightarrow chaleur) et est conservée, l'autre est potentielle (attraction entre les molécules). C'est cette dernière qui diminue et cède son énergie pour élever le centre de masse du système au profit de l'énergie potentielle*).

Sur un volume V délimité par une surface S:

$$\partial_t E_p = \underbrace{-g \iint_S z \rho \underline{u} \cdot \underline{n} dS}_{\phi_S^{advectif}} + \underbrace{g \iiint_V \rho w dV}_{\phi_{pk}} + \underbrace{g \iint_S \kappa z \nabla \rho \cdot \underline{n} dS}_{\phi_S^{diffusif}} - \underbrace{g \iint_{\eta} \kappa (\rho_{surface}(x, y) - \rho_{fond}(x, y)) dx dy}_{\phi_{me}} - \underbrace{convection}_{\phi_{cv}^p < 0} \quad (4)$$

Le premier terme correspond à un transfert d' E_p par flux advectifs de masse à travers S (ex.: forçages par rivière, frontières ouvertes, ...).

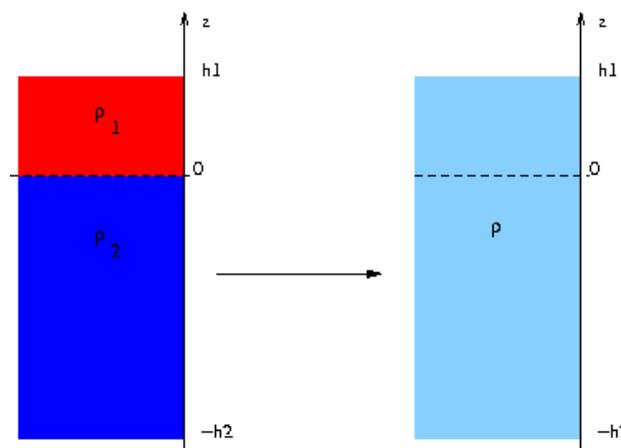
Le deuxième terme correspond au transfert réversible d' E_p en E_c . C'est le même que dans l'équation d'énergie cinétique au signe près.

Le troisième terme correspond à un transfert d' E_p par diffusion au travers de S. Il recoupe les termes de forçages en flottabilité (précipitation, évaporation, flux de chaleur).

Le quatrième terme recoupe le gain global d' E_p associé à la diffusion verticale moléculaire.

Illustrations de l'influence de la convection et de la diffusion moléculaire sur l'énergie potentielle:

On considère un volume rempli d'une stratification composée de deux couches qu'on mélange entièrement.



Initialement, le contenu en énergie potentielle est:

$$E_{p_i} = \int_{-h_2}^{h_1} \rho g z dz = \rho_1 g h_1^2 / 2 - \rho_2 g h_2^2 / 2$$

Après un certain temps, la diffusion moléculaire homogénéise la densité. La conservation de la masse implique:

$$\rho = \rho_1 h_1 / (h_1 + h_2) + \rho_2 h_2 / (h_1 + h_2)$$

Une fois homogène, l'énergie potentielle est:

$$E_{p_f} = \rho g (h_1 + h_2) (h_1 - h_2) / 2$$

Le différentiel d'énergie potentielle vaut:

$$\Delta E_p = E_{p_f} - E_{p_i} = h_1 h_2 (\rho_2 - \rho_1)$$

Si $\rho_1 < \rho_2$, la stratification est stable. Le mélange diffusif accroît l'énergie potentielle, il élève le centre de gravité (cf signe dans l'Eqn. 3).

Si $\rho_1 > \rho_2$, la colonne d'eau est instable. Le mélange convectif diminue l'énergie potentielle (cf signe dans l'Eqn. 4).

Remarque sur les termes de forçages:

Dans l'équation d'énergie potentielle, on a:

$$\phi_s^{diffusif} = g \iint_S \kappa z \nabla \rho \cdot \underline{n} dS$$

On suppose:

- que le forçage est uniquement sur la surface libre $z = \eta(x, y)$ (pas de frontières ouvertes) $\Rightarrow \nabla \rho \cdot \underline{n} \sim \partial_z$
- que l'équation d'état est linéaire sur cette surface:

alors:

$$\phi_s^{diffusif} = g \iint_S \kappa \eta(x, y) (-\rho_0 \alpha \partial_z T|_{z=\eta} + \rho_0 \beta \partial_z S|_{z=\eta}) dx dy$$

avec pour conditions aux limites:

$$\kappa \partial_z T|_{z=n} = Q / (\rho_0 C_p) \quad \text{et} \quad \kappa \partial_z S|_{z=n} = S_0 (E - P)$$

On peut aussi considérer que $(E - P)$ est un forçage advectif pour lequel:

$$\phi_s^{advectif} = -g \iint \eta(x, y) \rho w dx dy = -g \iint \eta(x, y) \rho (E - P) dx dy$$

Dans l'équation d'énergie cinétique, on a:

$$\Phi_S^{diffusif} = \iint_S v \nabla e \cdot \underline{n} dS \quad \text{avec} \quad e = \rho_0 (u^2 + v^2 + w^2) / 2$$

Si le forçage est situé sur la surface libre ($z = \eta(x, y)$) :

$$\Phi_S^{diffusif} = \iint_S v \rho_0 (\partial_z u|_{z=\eta} + \partial_z v|_{z=\eta} + \partial_z w|_{z=\eta}) dx dy$$

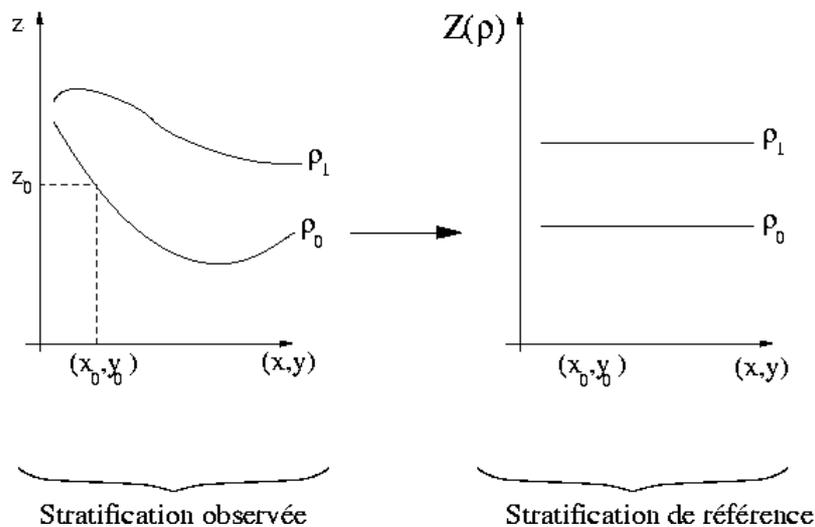
avec pour conditions aux limites:

$$v \partial_z u|_{z=\eta} = \tau^x / \rho_0 \quad \text{et} \quad v \partial_z v|_{z=\eta} = \tau^y / \rho_0$$

où τ^x et τ^y sont les tensions de vent zonale et méridienne.

1.3.3 Energie potentielle disponible

L'énergie potentielle peut être partitionnée entre énergie potentielle disponible E_a et énergie potentielle de référence E_r . L' E_a correspond à la partie d'énergie potentielle pouvant se transformer en énergie cinétique.



On construit la stratification de référence à partir de la stratification observée $\rho(x, y, z)$ en réarrangeant les parcelles d'eau de manière à ce que les isopycnes s'alignent sur les lignes géopotentielle et que la stratification soit hydrostatiquement stable. A une isopycne est alors associée une profondeur unique et réciproquement.

L'équation d'évolution de l'énergie potentielle s'écrit (Eqn. 4 section 1.3.2):

$$\partial_t E_p = \underbrace{\phi_{forçages}^p}_{<0 \text{ ou } >0} + \underbrace{\phi_{pk}}_{<0 \text{ ou } >0} + \underbrace{\phi_{me}}_{>0} - \underbrace{\phi_{cv}}_{<0}$$

A partir de cette équation, Winters *et. al.*(1995) et Huang (1998) dérivent les équations pour E_a et E_r :

$$\partial_t E_r = \underbrace{\phi_{forçages}^r}_{<0 \text{ ou } >0} + \underbrace{\phi_{mr}}_{>0} + \underbrace{\phi_{cv}}_{>0}$$

où: $\phi_{mr} = g \iiint_V \kappa (-dZ/d\rho) (\partial_z \rho)^2 dV + g \iiint_V \kappa (-dZ/d\rho) [(\partial_x \rho)^2 + (\partial_y \rho)^2] dV$

et avec $Z(x, y) = Z(\rho)$ donnant la profondeur de l'isopycne dans le système de référence.

$\phi_{mr} > 0$: la diffusion horizontale et verticale augmente l' E_r . En effet, lorsque la diffusion homogénéise le fluide observé, elle agit de même sur le système de référence. On retrouve donc le même signe que pour l'équation d'énergie potentielle totale.

$\phi_{cv}^r > 0$: la convection augmente l' E_r car elle homogénéise le fluide dans le système de référence.

$$\partial_t E_a = \partial_t (E_p - E_r) = \underbrace{\phi_{forçages}^a}_{<0 \text{ ou } >0} + \underbrace{\phi_{pk}}_{<0 \text{ ou } >0} + \underbrace{\phi_{me} - \phi_{mr}}_{<0 \text{ ou } >0} - \underbrace{\phi_{CV}^a}_{<0}$$

Le mélange vertical peut créer ou détruire l' E_a .

La convection détruit l' E_a .

Illustrations:

Cas d'un mélange horizontal:

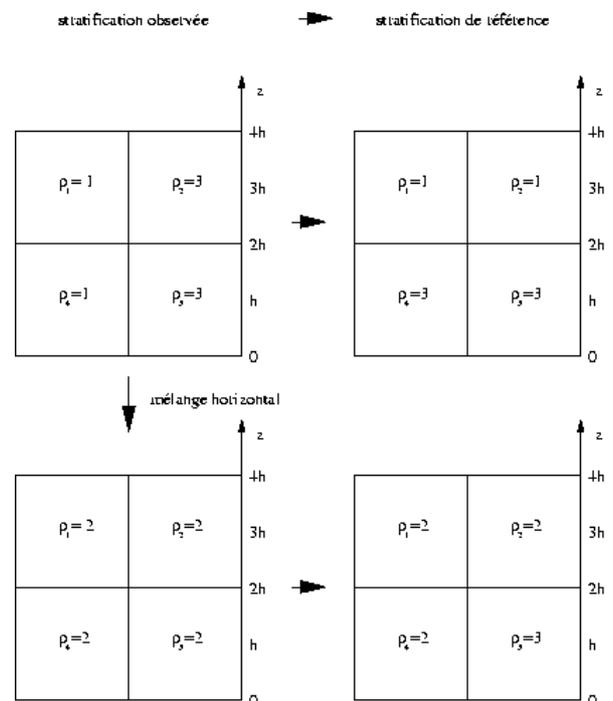
L'énergie potentielle est estimée en considérant que la masse est au centre de chaque maille, ce qui donne:

$$E_p = g h (3\rho_1 + 3\rho_2 + \rho_3 + \rho_4)$$

Avant mélange, l'énergie potentielle vaut $E_p = 16gh$. Pour obtenir l'énergie correspondant au système de référence, on réarrange les parcelles d'eau et on obtient: $E_r = 12gh$. La différence entre les deux correspond à l'énergie potentielle disponible qui vaut: $E_a = 4gh$.

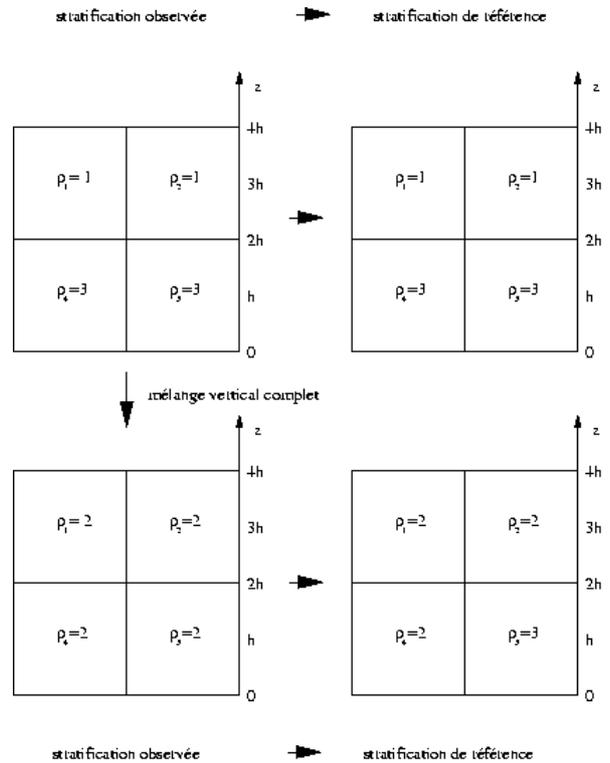
Après mélange horizontal, $E_p = E_r = 16gh$, $E_a = 0$.

=> le mélange horizontal n'augmente pas E_p , augmente E_r , et réduit l' E_a .



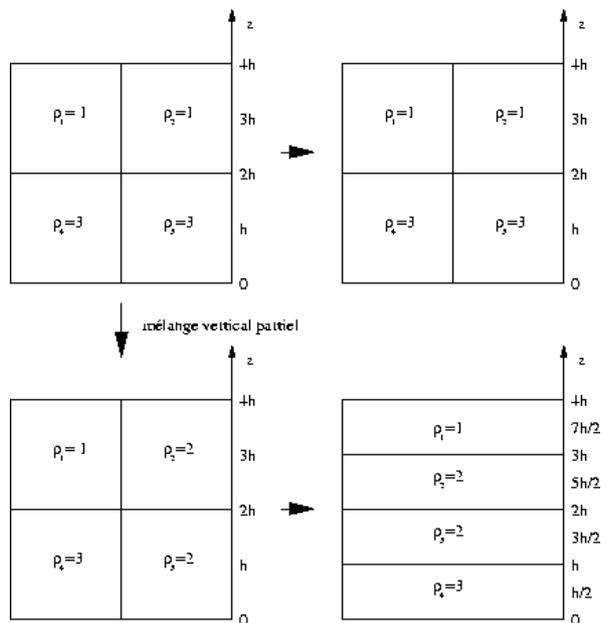
Cas d'un mélange vertical complet:

Avant mélange, on a: $E_p=E_r=12gh$, $E_a=0$.
 Après mélange, on a: $E_p=E_r=16gh$, $E_a=0$.
 Dans ce cas, le mélange vertical augmente E_p ,
 augmente E_r , et n'altère pas l' E_a .



Cas d'un mélange vertical partiel:

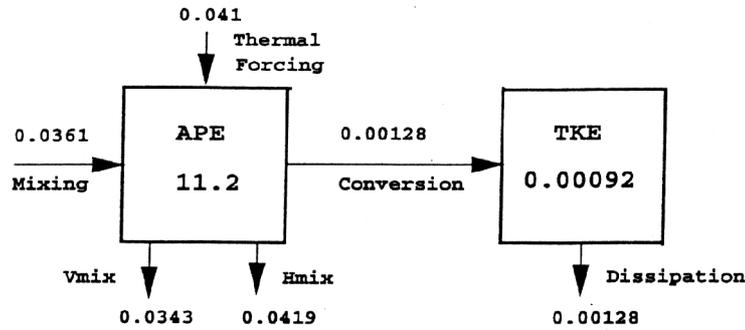
Avant mélange, on a $E_p=E_r=12gh$, $E_a=0$.
 Après mélange, on a: $E_p=14gh$, $E_r=13gh$,
 $E_a=gh$.
 Dans ce cas le mélange vertical partiel
 augmente E_p , E_r , et E_a .



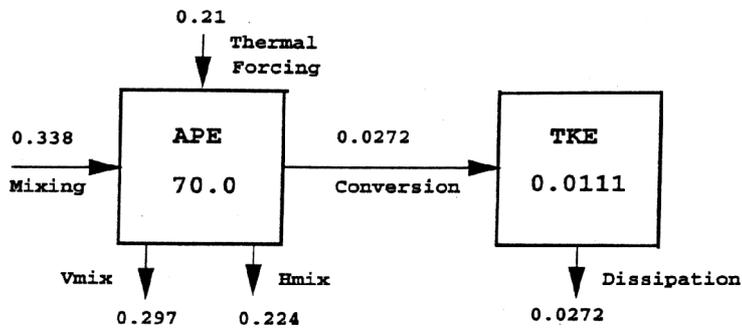
Diagnostiques énergétiques dans un modèle:

Huang (1998) a diagnostiqué pour différentes valeurs de diffusivités verticales K_v les échanges d'énergie dans un modèle aux équations primitives. Le domaine représente un bassin carré de $60^\circ \times 60^\circ$, à fond plat, avec une résolution horizontale de 4° et 15 niveaux sur la verticale. La salinité est constante et une relaxation vers une climatologie est imposée sur la température.

a) $\kappa = 10^{-5} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$, MOR = 1.68 Sv, PHF = 0.099 PW ($472 \times 10^{-6} \text{ W m}^{-3}$)



b) $\kappa = 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$, MOR = 9.1 Sv, PHF = 0.362 PW ($1726 \times 10^{-6} \text{ W m}^{-3}$)



c) $\kappa = 10^{-3} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$, MOR = 33.27 Sv, PHF = 1.131 PW ($5391 \times 10^{-6} \text{ W m}^{-3}$)

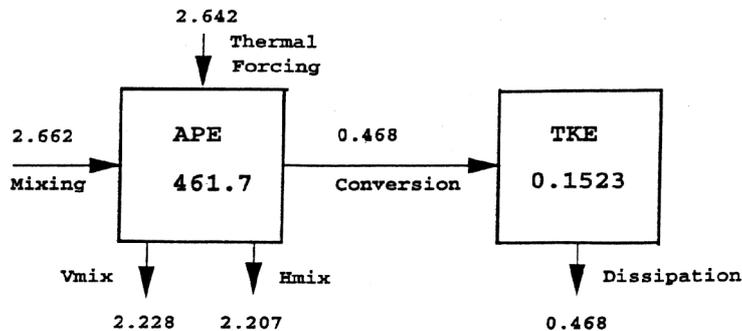


FIG. 5. Balance of APE and TKE (total kinetic energy) for three cases with $\kappa_v = 10^{-5}, 10^{-4}, 10^{-3} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$. MOR is the meridional overturning rate, in $10^6 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$; PHF is the poleward heat flux in 10^{15} W ; Vmix and Hmix indicate the potential energy increase in the reference state due to vertical and horizontal mixing. Both APE and TKE are in units of joules per cubic meter, while all flux terms are in units of 10^{-6} W m^{-3} .

Huang (1998)

On peut analyser les modifications engendrées par l'augmentation de κ_v comme suit:
 Accroître le mélange vertical signifie fournir plus d'énergie au système $\Rightarrow \phi_{me} = \text{« Mixing »}$ augmente avec la diffusivité verticale.
 Comme il y a plus de mélange, ce dernier ayant tendance à homogénéiser l'océan, la température

devient plus froide à l'équateur et devient plus chaude aux hautes latitudes. Le terme de rappel en SST travaille alors plus pour ramener l'océan de surface vers la climatologie. Les flux de chaleur océan-atmosphère sont intensifiés = « Thermal forcing ».

Les flux océan-atmosphère Q déterminent les transports de chaleur méridiens F dans un système stationnaire (pas de stockage de chaleur):

$$\begin{cases} F_{AB} = Q_A \times S_A \\ F_{BC} - F_{AB} = Q_B \times S_B \end{cases}$$

où S_x représente l'aire de l'interface air-océan de la boîte x . Comme les flux de chaleur augmentent avec la diffusivité, le transport de chaleur doit également augmenter.

Le transport de chaleur à travers une section zonale vaut:

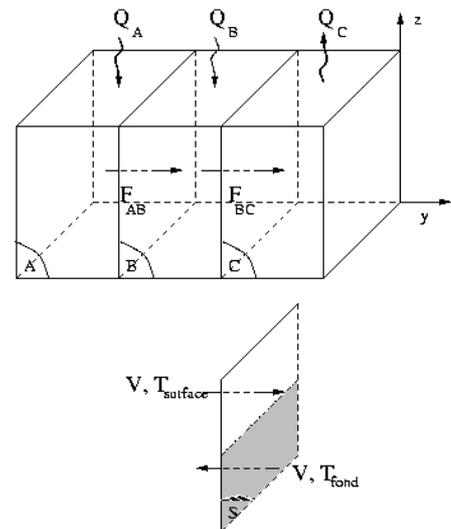
$$F(y_0) = \rho_0 C_p \iint_{(xz)} v(x, y_0, z) T(x, y_0, z) dx dz$$

$$F \sim \rho_0 C_p V S (T_{surface} - T_{fond})$$

où V est la vitesse moyenne vers le sud (compensée par la vitesse moyenne vers le nord) à travers la demi-section de surface S (en gris sur le schéma), C_p est la capacité calorifique.

Lorsque la diffusivité augmente, le gradient méridien de température a tendance à diminuer, or comme F doit augmenter $\Rightarrow V$ augmente, c'est à dire que l'énergie cinétique augmente (« TKE »), la cellule de circulation méridienne devient plus intense. La dissipation de l'énergie cinétique s'accroît en conséquence (« dissipation »). Par géostrophie, l'énergie potentielle disponible (« APE ») doit s'accroître pour supporter cette intensification des courants moyens (« conversion »). La partie dissipée par diffusion horizontale (« Hmix ») et verticale (« Vmix ») s'accroît en conséquence.

La diffusion verticale a des impacts majeurs sur le comportement des modèles de circulation océanique générale. D'où la nécessité de bien connaître ce paramètre, son intensité, sa distribution géographique et bien sûr, les mécanismes qui le sous tendent.



1.4 L'équation d'évolution de la variance des fluctuations de température - Notion de flux turbulents - Relation d'Osborn-Cox

L'équation d'évolution de la température s'écrit:

$$\partial_t T + u \partial_x T + v \partial_y T + w \partial_z T = \kappa^{moléculaire} (\partial_{xx}^2 T + \partial_{yy}^2 T + \partial_{zz}^2 T) + \text{convection}$$

et la continuité: $\nabla \cdot \underline{u} = 0$

En dehors des zones de convection:

$$\partial_t T + \nabla(\underline{u}T) = \kappa \nabla^2 T \quad (1)$$

On fait l'hypothèse de vide spectral pour utiliser la décomposition de Reynolds:

$$\begin{cases} T = \bar{T} + T' \\ \underline{u} = \bar{\underline{u}} + \underline{u}' \end{cases}$$

où \bar{x} représente une moyenne d'ensemble et x' une fluctuation par rapport à cette moyenne. En pratique, la moyenne est calculée sur un échantillon spatial ou temporel. Par exemple \bar{u} représentera la vitesse de l'écoulement moyen.

$$\partial_t(\bar{T} + T') + \nabla(\bar{\underline{u}} + \underline{u}')(\bar{T} + T') = \kappa \nabla^2(\bar{T} + T') \quad (2)$$

En prenant la moyenne ($\overline{x'} = 0$), il reste:

$$\partial_t \bar{T} + \nabla(\bar{\underline{u}}\bar{T} + \overline{\underline{u}'T'}) = \kappa \nabla^2 \bar{T} \quad (3)$$

$$\partial_t(\rho_0 C_p \bar{T}) + \nabla(\bar{\underline{u}} \rho_0 C_p \bar{T}) = \nabla \left(\underbrace{\kappa \nabla \rho_0 C_p \bar{T}}_{\text{flux de chaleur diffusif moléculaire}} + \underbrace{\rho_0 C_p \overline{\underline{u}'T'}}_{\text{flux de chaleur turbulent}} \right) \quad (4)$$

(2)-(3) donne:

$$\partial_t T' + \nabla(\bar{\underline{u}}T' + \underline{u}'\bar{T} + \underline{u}'T' - \overline{\underline{u}'T'}) = \kappa \nabla^2 T' \quad (5)$$

En multipliant (5) par T' , on a:

$$\begin{aligned} \partial_t T'^2/2 + \nabla(\bar{\underline{u}}T'^2)/2 + \underline{u}'T' \nabla \bar{T} + \nabla(\underline{u}'T'^2)/2 - T' \nabla(\overline{\underline{u}'T'}) &= \kappa T' \nabla^2 T' \\ \nabla^2 T'^2 &= 2T' \nabla^2 T' + 2(\nabla T')^2 \end{aligned} \quad (6)$$

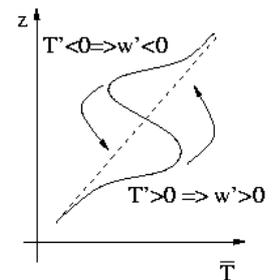
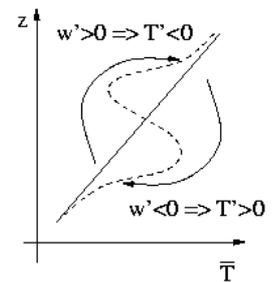
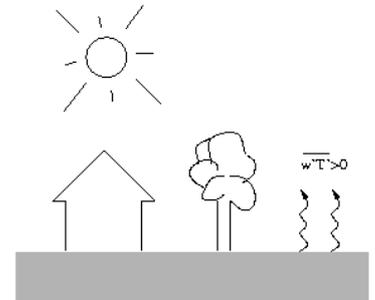
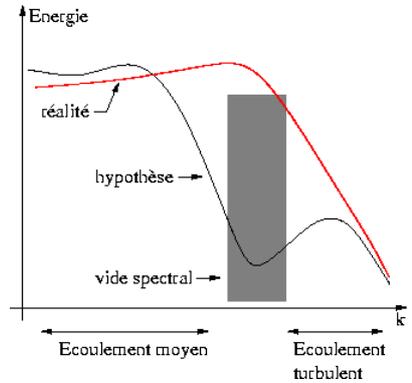
On prend la moyenne de 2 x (5):

$$\partial_t \overline{T'^2} = \nabla \left(\underbrace{-\bar{\underline{u}}T'^2 - \overline{\underline{u}'T'^2}}_{\text{divergence = redistribution spatiale}} + \underbrace{\kappa \nabla T'^2}_{>0 = dissipation = \chi_T} \right) - 2\bar{\underline{u}}T' \nabla \bar{T} - 2\kappa \nabla \bar{T}' \cdot \nabla \bar{T}' \quad (7)$$

Comme $\partial_z \bar{T} \gg (\partial_x \bar{T}, \partial_y \bar{T})$, on a: $-2\bar{\underline{u}}T' \nabla \bar{T} \sim -2\overline{w'T'} \partial_z \bar{T}$

Par analogie avec les flux moléculaires (cf éqn. 4): $\overline{w'T'} = K_z^T \partial_z \bar{T}$
 K_z^T est le coefficient de diffusion turbulente par analogie à κ pour la diffusion moléculaire.

Lorsqu'un tourbillon agit sur un profil initialement stable en température, l'énergie cinétique turbulente du tourbillon déplace le fluide lourd vers le haut et léger vers le bas créant ainsi des corrélations $\overline{w'T'} < 0$: le tourbillon produit de la variance des fluctuations de température.



Lorsque l'énergie cinétique turbulente du tourbillon est dissipée, on assiste à des phénomènes de restratifications par convection locale. En se restratifiant, les corrélations sont cette fois-ci $\overline{w'T'} > 0$. La restratification détruit la variance des fluctuations de température.

La relation d'Osborn-Cox (1972)

Dans un écoulement stationnaire, et si les termes de divergence de l'éqn. 7 sont faibles (on exporte autant de variance qu'on en importe), alors il reste:

$$-2\overline{u'T'}\nabla\bar{T}=\chi_T$$

Que l'on réécrit avec les simplifications précédemment introduites:

$$\boxed{K_z^T(\partial_z\bar{T})^2=\chi_T/2} \quad \text{C'est la relation d'Osborn-Cox (1972).}$$

Cette relation est souvent utilisée pour estimer les coefficient de diffusion turbulente à partir de mesures microstructures de température. Dans ce cas, on utilise souvent l'approximation: $\chi_T \approx 6\kappa\overline{\partial_z T' \cdot \partial_z T'}$

1.5 L'équation d'énergie cinétique moyenne et d'énergie cinétique turbulente - Relation d'Osborn (1980)

1.5.1 Energie cinétique moyenne

On part des équations de quantité de mouvement et de la continuité:

$$\begin{cases} \partial_t \underline{u} + (\underline{u} \cdot \nabla) \underline{u} = -\nabla p / \rho_0 + \rho g / \rho_0 + \nabla \cdot (\nu \nabla \underline{u}) \\ \nabla \cdot \underline{u} = 0 \end{cases} \quad (1)$$

On utilise la décomposition de Reynolds:

$$\begin{cases} p = \bar{p} + p' \\ \underline{u} = \bar{\underline{u}} + \underline{u}' \\ \rho = \bar{\rho} + \rho' \end{cases}$$

On introduit cette décomposition dans le système 1 et l'on prend la moyenne.

On obtient alors:

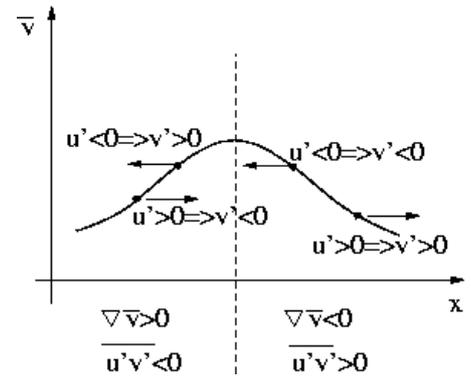
$$\begin{cases} \partial_t \bar{\underline{u}} + \nabla \cdot \bar{\underline{u}} \bar{\underline{u}} + \nabla \cdot \overline{\underline{u}' \cdot \underline{u}'} = -\nabla \bar{p} / \rho_0 + \bar{\rho} g / \rho_0 + \nabla \cdot (\nu \nabla \bar{\underline{u}}) \\ \nabla \cdot \bar{\underline{u}} = 0 \end{cases} \quad (2)$$

En prenant le produit scalaire de (2) avec $\bar{\underline{u}}$ on obtient l'équation d'évolution de l'énergie cinétique de l'écoulement moyen:

$$\partial_t \bar{u}_i^2 = \partial_j (\bar{u}_i^2 \bar{u}_j - \bar{p} \bar{u}_j + \nu \partial_j \bar{u}_i^2 - \overline{u_j' u_i' \bar{u}_i}) - g / \rho_0 \bar{w} \bar{\rho} + \overline{u_i' u_j'} \partial_j \bar{u}_i - \nu (\partial_j \bar{u}_i \cdot \partial_j \bar{u}_i) \quad (3)$$

Le premier terme de droite correspond à une divergence. C'est donc une redistribution spatiale de l'énergie cinétique moyenne. Le deuxième terme correspond au transfert en énergie potentielle.

Le troisième terme est une perte vers les petites échelles (cf schéma ci-contre) et le quatrième correspond à la dissipation d'énergie cinétique moyenne. Ce dernier est négligeable car les gradients de vitesse grande échelle sont faibles.



1.5.2 Energie cinétique Turbulente (TKE)

On obtient une équation pour la variance des fluctuations de vitesses, c'est à dire pour l'énergie cinétique turbulente, d'une façon identique à celle dont on dérive l'équation de variance des fluctuations de température. L'équation d'énergie cinétique turbulente (TKE) est obtenue à partir de l'introduction de la décomposition de Reynolds dans (1) de laquelle on soustrait l'éqn. (2). On obtient alors l'équation d'évolution de \underline{u}' :

$$\partial_t \underline{u}' + (\underline{u}' \cdot \nabla) \underline{u}' + (\underline{u}' \cdot \nabla) \bar{\underline{u}} + (\bar{\underline{u}} \cdot \nabla) \underline{u}' - \overline{\underline{u}' \cdot \nabla \underline{u}'} = -\nabla p' / \rho_0 + \rho' g / \rho_0 + \nabla \cdot (\nu \nabla \underline{u}')$$

En prenant le produit scalaire de l'éqn. (4) avec \underline{u}' puis en prenant la moyenne on obtient l'équation TKE:

$$\partial_t \overline{u_i'^2} = \partial_j \left(-\overline{u_i'^2 u_j'} - \overline{u_i'^2 \bar{u}_j} + \nu \overline{\partial_j u_i'^2} - \overline{p' u_j'} / \rho_0 \right) - \underbrace{g / \rho_0 \overline{\rho' w'}}_B - \underbrace{\overline{u_i' u_j'} \partial_j \bar{u}_i}_{P > 0} - \underbrace{\nu \overline{\partial_j u_i' \cdot \partial_j u_i'}}_{\epsilon > 0}$$

Cette équation est similaire à celle gérant l'énergie cinétique moyenne. On y retrouve des termes de divergence (advection de TKE par la turbulence, advection de TKE par l'écoulement moyen, diffusion de TKE, travail contre les fluctuations de pression), un terme de transfert de TKE en énergie potentielle (B), un terme source (P) identique au signe près à celui de l'éqn. (3) correspondant à l'apport de TKE par l'écoulement moyen, et un terme de dissipation ϵ . Cette fois-ci la dissipation n'est pas négligeables car la viscosité agit sur des gradients petite échelle pouvant être très intenses.

1.5.3 Relation d'Osborn (1980) - Efficacité du mélange

De l'équation TKE, on ne sait pas mesurer grand chose car pour mesurer les corrélations il faut avoir accès à des mesures simultanées de paramètres à des échelles voisines de la microstructure (de l'ordre du millimètre!). Dans la pratique on ne mesure à ces échelles que les gradients verticaux de température et de vitesses horizontales. Il n'est donc pas possible de déterminer les flux de TKE à la surface d'un volume V produits par les termes de divergence. Aussi, en faisant l'hypothèse qu'ils restent faibles dans une turbulence stationnaire (autant de flux entrants que sortants), alors l'équation TKE devient:

$$\underbrace{-\overline{u_i' u_j'} \partial_j \bar{u}_i}_P = \underbrace{g / \rho_0 \overline{\rho' w'}}_B + \underbrace{\nu \overline{\partial_j u_i' \cdot \partial_j u_i'}}_\epsilon$$

que l'on peut résumer à: $P = B + \epsilon$ (1)

Ainsi, sous réserve que les hypothèses soient correctes, la production de TKE par le cisaillement

de l'écoulement moyen (P) est partiellement transféré en énergie potentielle (mélange), le reste étant dissipé.

L'efficacité du mélange est liée à la partition de TKE en B et ϵ . Intuitivement on peut s'attendre à ce que: $B/\epsilon < 1$ car on dissipe suivant les 3 directions alors que l'on convertit TKE en énergie potentielle que suivant z .

On définit le nombre de Richardson flux par: $R_f = B/P$.

En paramétrant le flux de flottabilité turbulent par un coefficient de diffusion turbulente:

$$g/\rho_0 \overline{\rho' w'} = -g/\rho_0 K_\rho \partial_z \bar{\rho} = K_\rho N^2$$

En divisant (1) par B , on obtient:

$$K_\rho = \frac{R_f}{1-R_f} \epsilon N^{-2} = \Gamma \epsilon N^{-2} \quad \text{Relation d'Osborn (1980)}$$

$\Gamma = R_f/(1-R_f) = B/\epsilon$ est l'efficacité du mélange.

D'après les expériences en laboratoire (turbulence générée par des grilles) et numériques, une valeur communément acceptée est $\Gamma \approx 0.2$.

Ainsi, la grande échelle qui comporte des cisaillements de vitesse produit de la turbulence. Sur 100% de TKE produite, 85% sera dissipée et seulement 15% sera convertie en énergie potentielle via le mélange. Même si l'essentiel de l'énergie est dissipée en énergie interne, c'est à dire en chaleur, ce n'est pas pour autant que la dissipation produit une augmentation de température significative.

Une valeur typique de dissipation dans l'intérieur de l'océan est de $\epsilon \leq 10^{-10} \text{ W/kg}$. Dans des régions à forte turbulence on parvient à des extrêmes valant: $\epsilon \approx 10^{-6} \text{ W/kg}$. L'augmentation de température correspondante est:

$$\epsilon \Leftrightarrow \Delta T : 10^{-6} \text{ W/kg} / 4200 \text{ J kg}^{-1} \text{ }^\circ\text{C}^{-1} = 2.4 \times 10^{-10} \text{ }^\circ\text{C s}^{-1} = 7 \times 10^{-3} \text{ }^\circ\text{C/an}$$

On vérifie bien, vue la capacité calorifique de l'eau, que « mélanger son café ne le réchauffe pas (guère) ».

1.6 Source d'énergie disponible pour le mélange intérieur: Flux de chaleur, flux géothermal, vent, marée

1.6.1 Energie nécessaire pour le mélange intérieur

La quantité d'énergie nécessaire pour soutenir la circulation thermohaline peut-être calculée à partir de la relation d'Osborn (1980). On a vu à partir de l'équilibre de Munk que pour maintenir la circulation thermohaline il nous faut une diffusion verticale de: $K_\rho \sim 3 \times 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$. A partir de la relation d'Osborn, on peut calculer l'énergie dissipée sur tous les océans correspondant à la diffusion nécessaire. On suppose que la stratification vaut en moyenne $N = 10^{-3} \text{ s}^{-1}$. La quantité d'énergie totale dissipée est alors:

$$E = \iiint_V \rho \Gamma^{-1} K_\rho N^2 dV \sim \rho \Gamma^{-1} K_\rho N^2 V$$

$$E = 10^3 \times (0.2)^{-1} \times 3 \times 10^{-4} \times 10^{-6} \times 3.7 \times 10^{14} = 2 \times 10^{12} \text{ W}$$

Ainsi, avec 2TW d'énergie dissipée (= 85% de TKE), on maintient la stratification dans l'état actuellement observé. La question est: « d'où vient l'énergie qui donne à la turbulence les 2TW de dissipation » ?

Remarque: Si en certains endroits $K_\rho^* = 100 K_\rho$ alors $V^* = 1\% V$ suffit pour obtenir les 2TW => importance de connaître la distribution spatiale de la diffusion turbulente.

1.6.2 Flux géothermal

Le flux géothermal est un candidat possible permettant de réchauffer les eaux profondes et contribuer ainsi à fermer la circulation thermohaline. Le flux géothermal total est estimé à 30TW, soit un flux moyen de 80mW m^{-2} . Ce flux est hétérogène, intense dans l'axe des dorsales (200mW m^{-2}), il décroît au fur et à mesure que l'on s'éloigne de celle-ci et que le plancher océanique vieillit.

L'apport de 30TW est inefficace pour chauffer 25Sv d'eau profonde inférieure à 4°C du fait de la capacité calorifique de l'eau:

$$\Delta T = \frac{QA}{\rho C_p D} = 30^{12} / (1000 \times 4200 \times 25 \times 10^6) \sim 0.3^\circ\text{C}$$

flux géoth. intégré débit

Le réchauffement dû au flux géothermal (0.3°C) est négligeable par rapport au refroidissement (10°C) par les flux de chaleur océan-atmosphère. C'est pour cette raison qu'il est souvent négligé.

En revanche, si l'on considère sa contribution sur les eaux de fond:

$$\partial_t T = QA / (\rho C_p V) = Q / (\rho C_p h) = 2 \times 10^{-8} / \text{h } ^\circ\text{C s}^{-1} = 1.17 / \text{h } \text{m}^\circ\text{C/jour} = 0.63 / \text{h } ^\circ\text{C an}^{-1}$$

Ainsi, si l'on considère que le flux géothermal s'applique aux couches les plus profondes, il contribue de manière non négligeable au réchauffement sur de longues périodes (1000 ans).

C'est ce que Adcroft *et al.* (2001) ont vérifié en utilisant un modèle de circulation générale auquel ils ont ajouté un flux géothermal moyen de 50mW m^{-2} . Ils utilisent un modèle aux équations primitives basse résolution (2.8°) et effectuent deux runs, un sans flux géothermal et l'autre avec flux. L'impact sur la cellule de circulation méridienne est illustrée sur leur figure 4.

L'essentiel des modifications après 3000 ans d'intégration du modèle concerne des profondeurs supérieures à 1000m. La différence maximale de température entre les deux runs est de 0.5°C dans le bassin Indo-Pacifique.

Si le flux géothermal a certain impact sur la circulation de fond, il ne permet pas de fermer la boucle de la circulation thermohaline. Il faut donc chercher d'autres sources d'énergie capables de mélanger les masses d'eau via la turbulence.

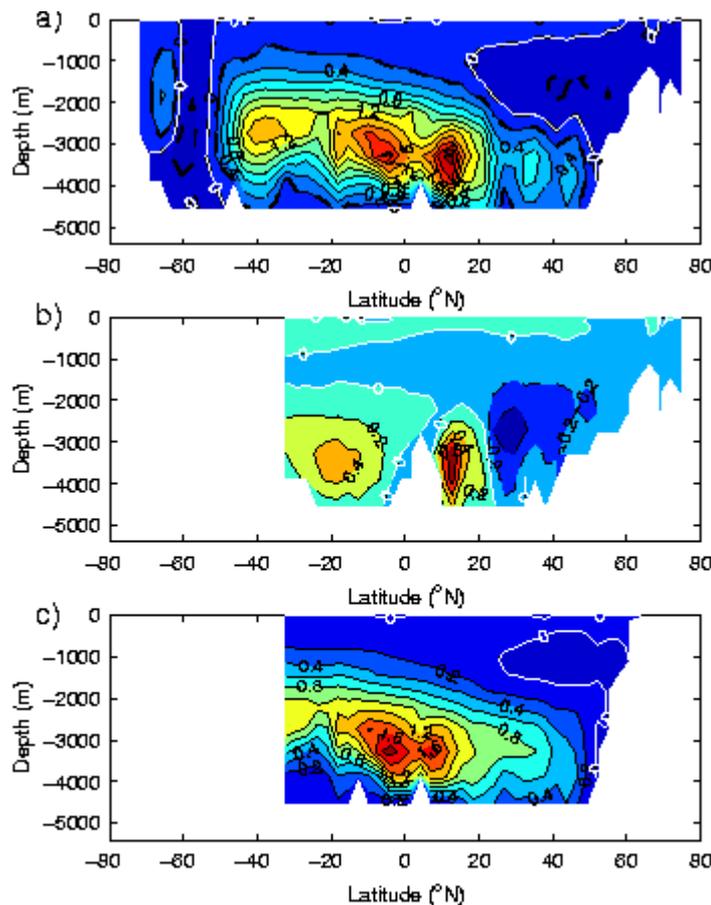


Figure 4. Difference in meridional overturning stream function for a) the globe, b) the Atlantic and c) the Indo-Pacific. Contour interval is 0.2 Sv. Positive numbers indicate clockwise circulation anomaly.

Adcroft et al. (2001)

1.6.3 Marées et vent

Munk et Wunsch (1998) examinent l'apport d'énergie et les sources de dissipation de la marée. Si les marées apportent 3.7TW (soit à peu près la production électrique mondiale, faible comparé au 175 000TW d'énergie solaire incidente ou au 2000TW de chaleur transporté par l'océan) d'énergie à l'océan, il reste que seuls 0.9TW sont disponibles pour le mélange à l'intérieur des océans. L'essentiel de l'énergie des marées est dissipée dans les mers peu profondes car les courants y sont intenses (dissipation proportionnelle à la vitesse au cube). Sur les 0.9TW qu'il reste, une partie de l'énergie est radiée dans l'intérieur de l'océan en marée interne et produit le mélange canonique de $10^{-5} \text{m}^2 \text{s}^{-1}$. Le reste est dissipé localement, le long des structures topographiques responsables de la conversion de la marée barotrope en marée barocline, et produit un mélange nettement plus intense.

Avec cette partition de l'énergie de marée, il manquerait donc un peu plus de 1TW pour fermer le budget de la circulation thermohaline. Munk et Wunsch (1998) proposent le vent comme autre source de mélange possible pour l'océan profond.

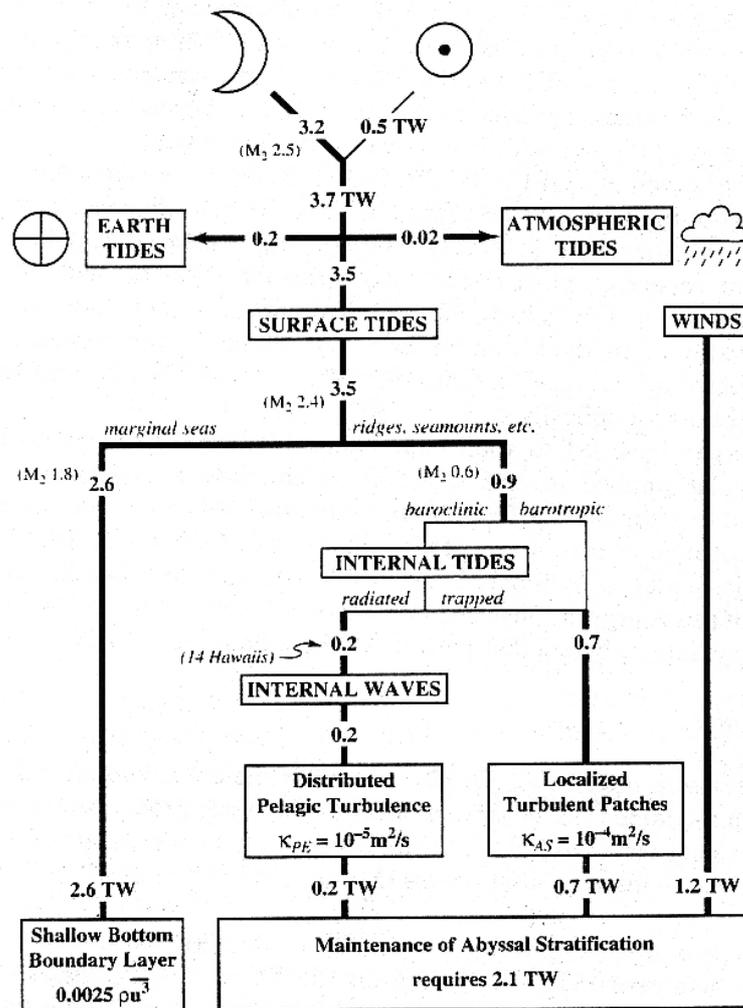


Fig. 4. An impressionistic budget of tidal energy flux. The traditional sink is in the bottom boundary layer (BBL) of marginal seas. Preliminary results from Egbert (1997) based on TOPEX/-POSEIDON altimetry suggest that 0.9 TW (including 0.6 TW of M_2 energy) are scattered at open ocean ridges and seamounts. Light lines represent speculation with no observational support. "14 Hawaiiis" refers to an attempted global extrapolation of surface to internal tide scattering measured at Hawaii, resulting in 0.2 TW available for internal wave generation. The wind energy input is estimated from Wunsch (1998), to which we have added 0.2 TW to balance the energy budget. This extra energy is identified as wind-generated internal waves — radiating into the abyss and contributing to mixing processes.

Munk et Wunsch (1998)

La partition de l'énergie de marée par le schéma proposé par Munk et Wunsch (1998) est cependant à relativiser. Les chiffres ont une incertitude de 100% (dépendance au choix de la dissipation dans les mers peu profondes, conversion marée barotrope-marée barocline mal connue, ...).

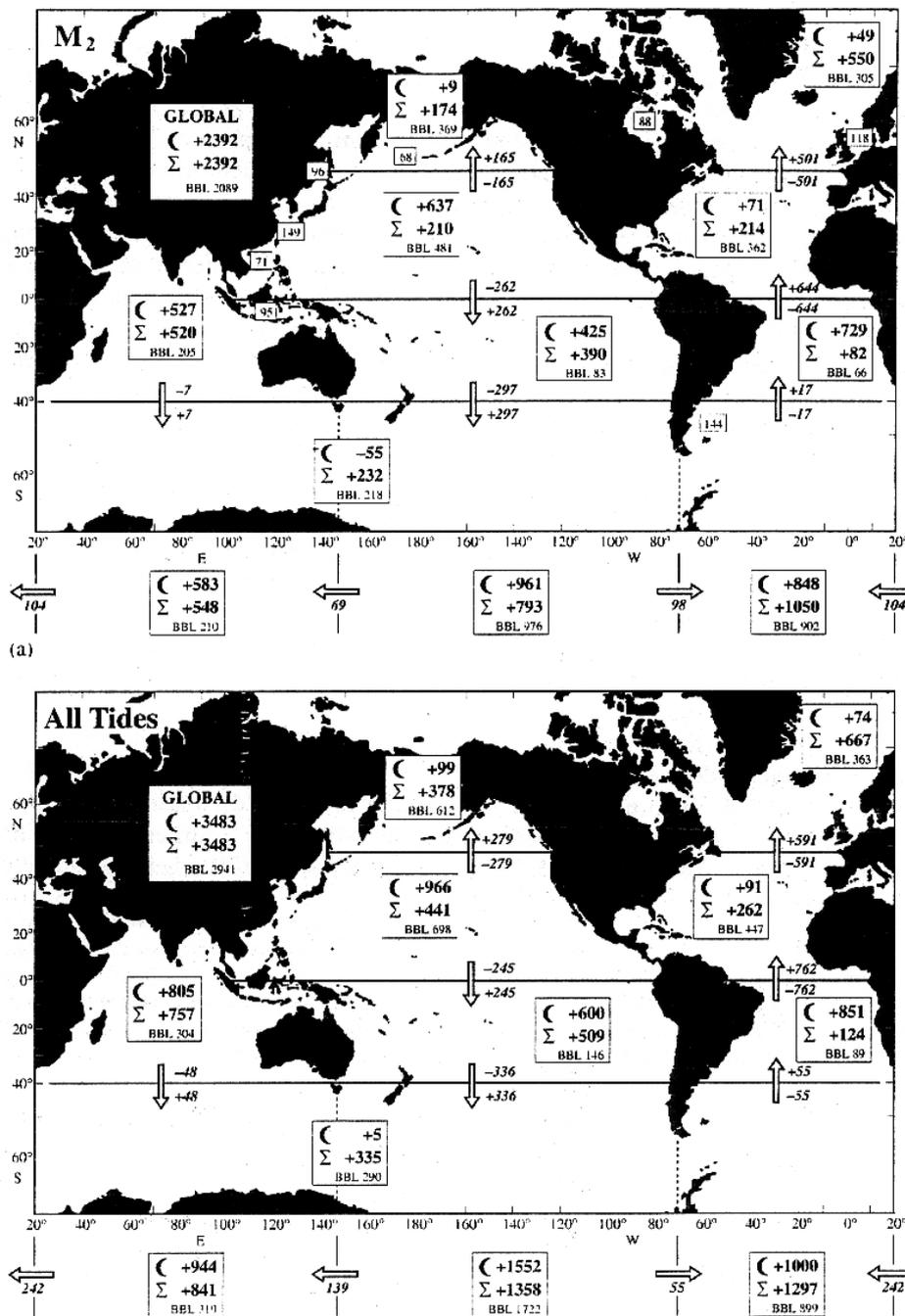


Fig. 5. (a) M_2 tidal dissipation derived from tidal theory and TOPEX/-POSEIDON altimetry according to Kantha and Tierney (1997). Basin boundaries are shown and correspond to the boundaries in Fig. 6. For example, the working of the Moon on the North Atlantic (south of 48°N produces 71 GW. Allowing for the energy inflow and outflow across boundaries produces $71 + 644 - 501 = 214$ GW available for dissipation. This value is smaller than Kantha's independent estimate of 362 GW of dissipation in the bottom boundary layers (BBL) of the North Atlantic. (The BBL dissipation north of 48°N totals 305 GW, including 118 GW in the North Sea and 88 GW in Hudson Bay.) The combined North and South Atlantic plus adjoining Southern Ocean sector dissipates 1050 GW, of which 902 GW is ascribed to BBL. The Atlantic sector of the Southern Ocean gains 104 GW from the Indian Ocean and 98 GW from the Pacific Ocean.

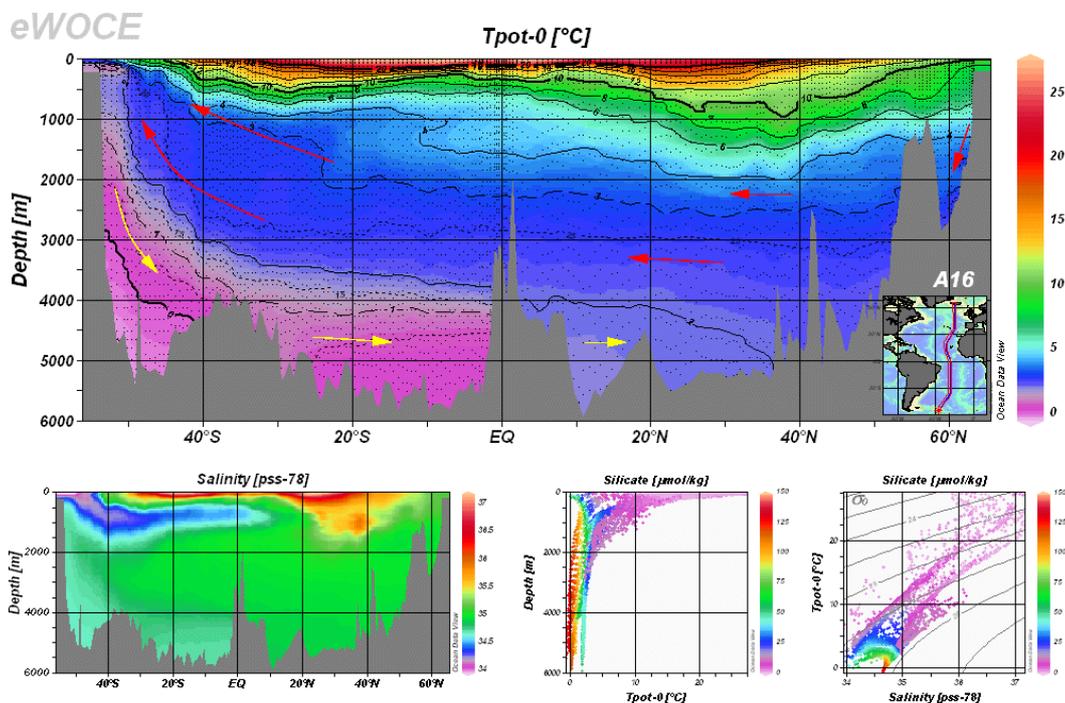
(b) Dissipation for combined lunar and solar tides from Kantha (1998).

Munk et Wunsch (1998)

2 Une circulation thermohaline intérieure adiabatique

2.4 L'impact du passage de Drake

Jusqu'à présent on a supposé que les 30Sv d'eau inférieure à 4°C formée aux hautes latitudes sont réchauffés par diffusion verticale de chaleur de la surface vers le fond. C'est l'équilibre de Munk. Cependant, si l'on observe une carte en densité (ci-dessous en température) on constate que si l'EAF semble piégée au fond, l'EPNA refait surface dans le courant circumpolaire. Ainsi, une deuxième façon de fermer la boucle de la circulation thermohaline est de considérer que les mouvements sont adiabatiques et suivent les isopycnes (surfaces neutres). Dans ce cas, on n'a plus besoin d'invoquer le mélange à l'intérieur de l'océan puisque le mélange aurait lieu en surface via les flux de chaleur, le vent, les tourbillons, ...



Le fait que l'océan austral puisse avoir un impact sur l'EPNA et donc sur la convection en mers du Groënland et de Norvège est lié à 3 éléments comme l'ont montré Toggweiler et Samuels (1995):

- le courant circumpolaire, comme son nom l'indique, n'a pas de frontière méridienne
- les tensions zonales de vent créent une zone de divergence aux latitudes sud de la Terre de Feu (cf schéma ci-dessous, en flèches noires la tension zonale de vent, en flèches rouges le transport d'Ekman).
- Le seuil Cap Horn-Antarctique à une profondeur voisine de celle de l'EPNA.



Pour mettre en évidence la relation océan austral-EPNA, Toggweiler et Samuels (1995) utilisent un modèle global aux équations primitives forcé par des champs climatologiques en moyenne annuelle. Un rappel vers la climatologie de température et salinité de Levitus est mis en place en surface. La résolution horizontale est de $4.5^\circ \times 3.75^\circ$ et le modèle comporte 12 niveaux sur la verticale. Un régime stationnaire est atteint après 2000 ans d'intégration.

La circulation méridienne globale obtenue est illustrée sur leur figure 1.

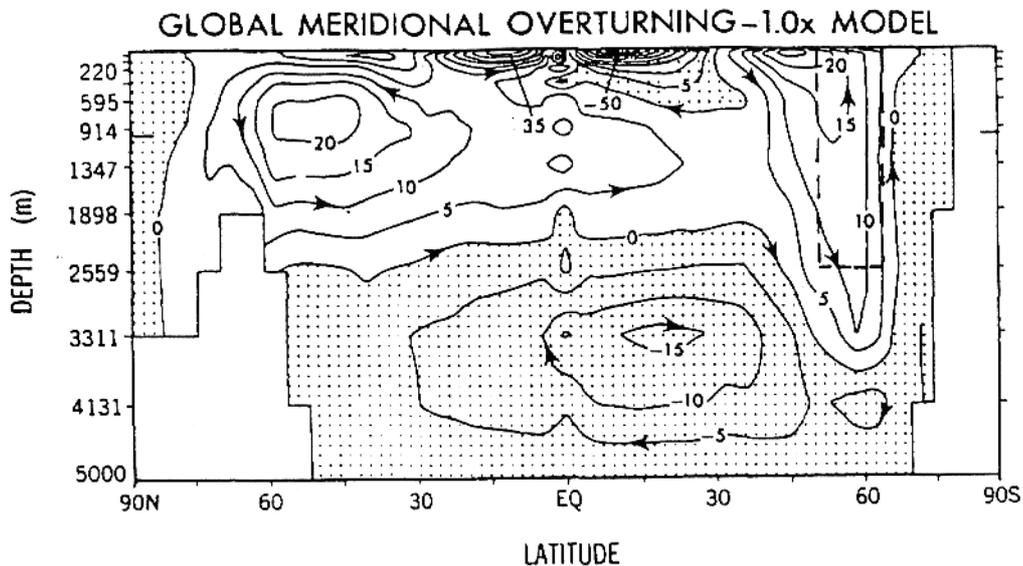


Fig. 1. Global meridional overturning transport stream function from the standard 1.0x model. The flow between stream lines is $5 \times 10^6 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$. The dashed box centered on 60°S shows the depth and latitudinal extent of the model's topographic gap between South America and Antarctica.

Toggweiler et Samuels (1995)

Le modèle forme 20Sv d'EPNA et à peu près 10Sv d'EAF. Les tensions zonales de vent utilisées sont illustrées sur la figure 2.

Le vent appliqué pour la circulation une est le vent classique d'Hellerman et Rosenstein (1983) « 1.0x ». Au sud du Cap Horn, ce vent comporte une zone de divergence du transport d'Ekman, puis une zone de convergence au nord du Cap. La zone de divergence produit un pompage d'Ekman vers la surface (« upwelling ») alors que la convergence produit un pompage d'Ekman vers le fond (« downwelling »).

Afin de tester si le lien entre EPNA et océan austral existe dans ce modèle, Toggweiler et Samuels (1995) font varier le vent au niveau du courant circumpolaire (tensions zonales « 0.5x » et « 1.5x »), modifiant ainsi l'intensité des pompes d'Ekman.

Les circulations méridiennes obtenues pour l'océan Atlantique seul sont illustrées sur leur figure 3.

Plus la tension de vent zonale est forte, plus l'export d'EPNA et la convection en Atlantique nord sont importants. Ce résultat est résumé sur la figure 4 représentant l'export d'EPNA au sud de 35°S en fonction du transport d'Ekman (vers le nord) à la latitude de la Terre de Feu.

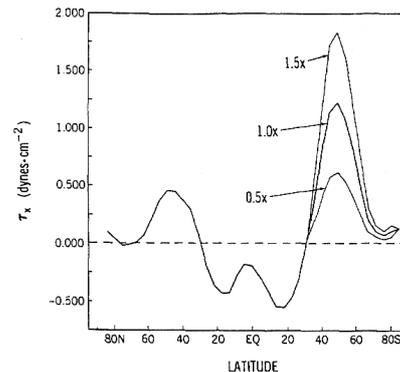


Fig. 2. Mean zonal component of the annual mean wind stress (dynes cm^{-2}) plotted as a function of latitude, after HELLERMAN and ROSENSTEIN (1983). The zonal component of the stress south of 30°S has been multiplied by factors of 0.5, 1.0 and 1.5 to create the wind-sensitivity experiments described in the text.

Toggweiler et Samuels (1995)

L'accroissement de la tension zonale de vent augmente le transport d'Ekman vers le nord et augmente la divergence et donc le pompage d'Ekman vers la surface au sud de la Terre de Feu. Ce pompage doit être nourri par un courant venant du nord qui équilibrera ainsi le transport d'Ekman vers le nord.

Comme la particularité de l'océan austral est de ne pas avoir de frontières méridiennes au dessus du seuil Cap Horn-Antarctique, il ne peut donc pas y avoir de courant géostrophique *net* (des courants géostrophiques existent mais ils sont compensés) dans cette bande de latitude pour compenser le transport d'Ekman vers le nord:

$$\int_{x_w}^{x_E} -f v_{\text{géos}} dx = \frac{-1}{\rho_0} \int_{x_w}^{x_E} \partial_x p dx = \frac{-1}{\rho_0} (p(x_E) - p(x_w)) = 0 \quad \text{si } x_E = x_w$$

Donc sans bathymétrie, aucun courant géostrophique net vers le sud ne peut s'établir pour compenser le transport d'Ekman vers le nord. La bathymétrie la moins profonde dans la bande de latitude du passage de Drake se situe vers 2500m au niveau de ce passage, ce qui correspond approximativement à la profondeur de l'EPNA. C'est pourquoi lorsqu'on augmente le transport d'Ekman vers le nord, le seul courant géostrophique permettant de rétablir l'équilibre étant celui qui transporte l'EPNA, le transport d'EPNA doit augmenter ce qui force la convection des hautes latitudes de l'hémisphère nord. C'est « l'impact du passage de Drake ».

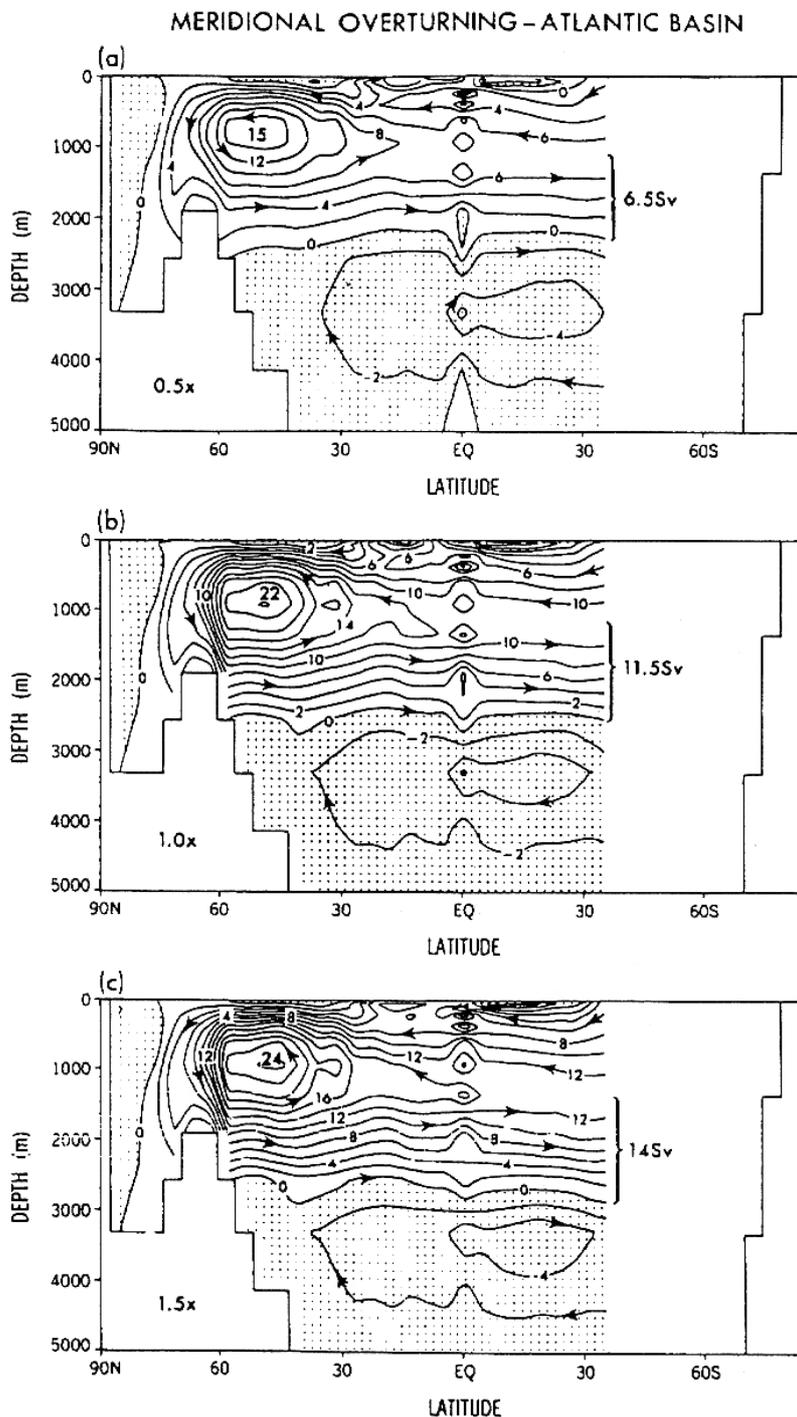


Fig. 3. Meridional overturning in the Atlantic basin from the 0.5 \times (top), 1.0 \times (middle) and 1.5 \times (bottom) wind sensitivity experiments. The flow between stream lines is 2 Sv. The outflow of deep water (of North Atlantic origin) through the South Atlantic scales with the wind stress applied south of 30°S. The model's outflow is indicated by the bracketed streamlines between roughly 1300 and 2600 m.

Toggweiler et Samuels (1995)

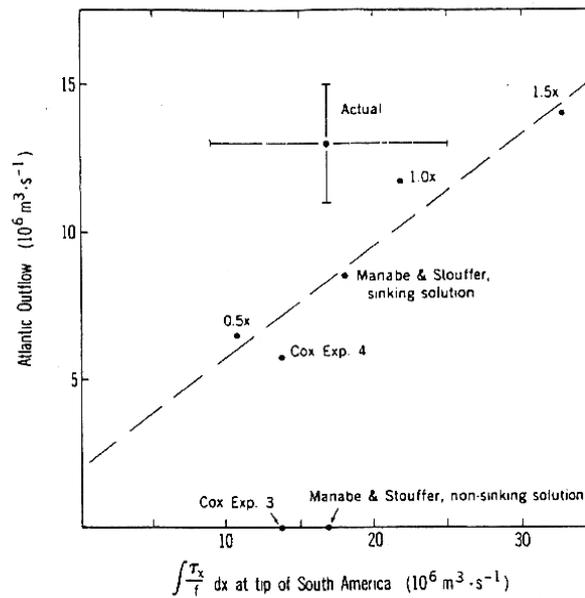


Fig. 4. Atlantic outflow in the 0.5x, 1.0x and 1.5x wind-sensitivity experiments plotted against the zonally integrated Ekman transport at the tip of South America, $\int (\tau_x/f) dx_{SA}$, (units $10^6 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$, or Sv). Additional results from similar low-resolution models have been added — “Cox Exp. 3” and “Cox Exp. 4” (Cox, 1989), and “Manabe and Stouffer, sinking” and “Manabe and Stouffer, non-sinking” (MANABE and STOUFFER, 1988). The dashed line across the figure is a regression line linking all non-zero points. An estimate of the actual Atlantic outflow and $\int (\tau_x/f) dx_{SA}$ is given, including error bars.

Toggweiler et Samuels (1995)

ZONAL MOMENTUM BUDGET
51 – 1898 m

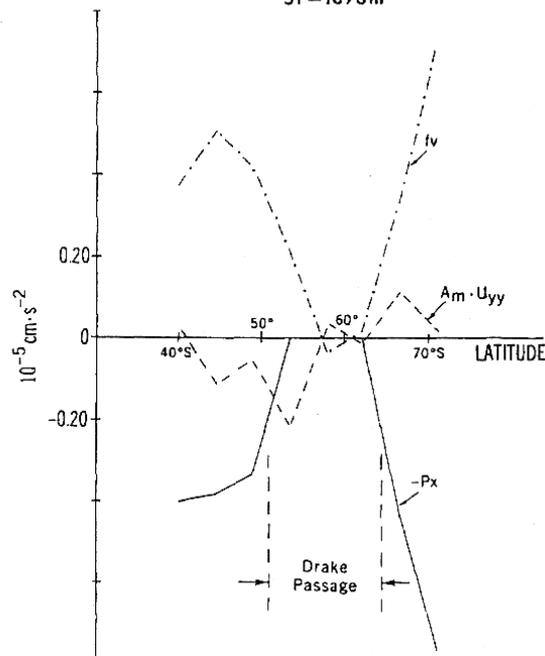


Fig. 6. Zonal momentum budget for eight model grid rows between 40° and 70°S in the 1.0x model. Accelerations in each grid row are averaged around the globe between the base of the Ekman layer (51 m) to the bottom of layer 8 (1898 m). The pressure gradient term goes to zero in the three slabs which pass through Drake Passage.

Toggweiler et Samuels (1995)

Remarque: Le modèle est basse résolution et la dynamique principale est la géostrophie. Cependant, du fait de cette basse résolution, la viscosité du modèle est forte et des courants agéostrophiques compensent également l'augmentation du transport d'Ekman vers le nord. C'est ce qui est illustré sur la figure 6 où l'on voit que le gradient de pression est nul au dessus du seuil du passage de Drake et que la friction compense la force de Coriolis.

4.2 Forçages thermohalins et « impact du passage de Drake »

L'effet du passage de Drake a été remis partiellement en cause par Rahmstorf et England (1997). Plus précisément, ces auteurs mettent en cause le lien direct entre divergence des transports d'Ekman dans l'océan austral et la convection dans l'hémisphère nord montré par Toggweiler et Samuels (1995).

Pour ce faire, Rahmstorf et England (1997) utilisent un modèle global similaire à celui utilisé par Toggweiler et Samuels (1995). La différence essentielle tient dans la prescription du flux de chaleur de surface Q qui prend en compte un couplage simple océan-atmosphère:

$$Q = \gamma(T^* - T_0) - \mu \nabla^2(T^* - T_0) \quad (1)$$

où T^* définit un climat sans transport océanique, T_0 est la SST, γ est une constante de relaxation radiative et μ est une constante liée à la diffusion de chaleur atmosphérique. Avec cette formulation, la SST peut s'ajuster en fonction des transports de chaleur océanique car elle n'est plus simplement rappelée vers une climatologie. Toggweiler et Samuels (1995) n'utilisaient qu'un terme de rappel vers une climatologie (premier terme du membre de droite) qui implique un ajustement instantané des flux de chaleur aux modifications de circulation océanique changeant la SST.

Rahmstorf et England (1997) réalisent des expériences en variant l'amplitude du vent aux latitudes de l'océan austral en quasi-équilibre (variations lentes).

Leur figure 10 compare l'intensité de la circulation méridienne et l'export d'EPNA du modèle hybride (éqn. 1) avec le modèle avec terme de rappel uniquement. Ils constatent que le modèle hybride est moins sensible aux changements de vents (i.e. de transport d'Ekman). En dessous d'un transport d'Ekman de 20 Sv à la latitude du Cap Horn, l'export d'EPNA et l'intensité de la circulation méridienne du modèle hybride restent à peu près constants.

Cela s'explique par la rétroaction thermique stabilisant contenu dans le modèle hybride comme l'illustre leur figure 11. Cette dernière montre l'évolution de la température moyenne de la SST dans la bande de latitude 49°N-65°N en fonction de l'intensité de la cellule méridienne de circulation en Atlantique.

Dans le cas du modèle hybride (à gauche), la SST décroît de 2°C pour une diminution de 10 Sv de la circulation méridienne. Lorsque la circulation méridienne décroît suite à une diminution du vent aux hautes latitudes australes, le transport de chaleur vers le nord baisse. Cela a pour conséquence d'amoinrir le contenu thermique des couches de surface de l'Atlantique Nord et donc de faire baisser

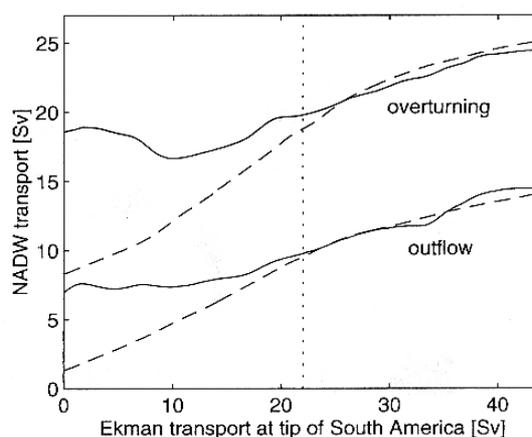


FIG. 10. Comparison of the Atlantic overturning and outflow (smoothed and with oscillations removed) for the hybrid model (solid) and the model with restoring boundary conditions (dashed).

Rahmstorf et England (1997)

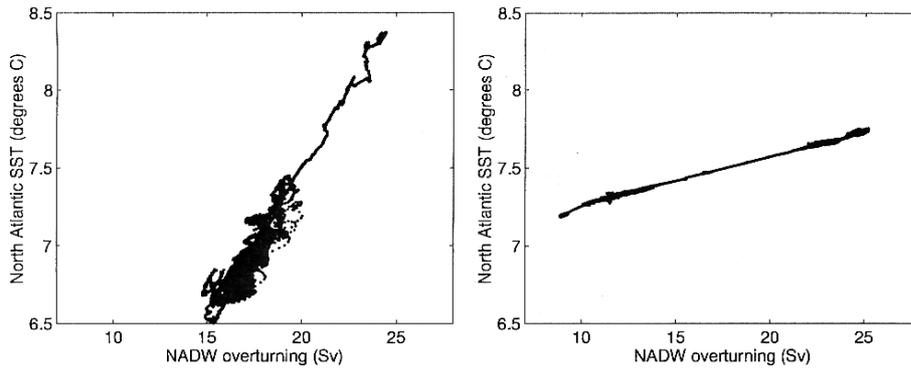


FIG. 11. North Atlantic SST averaged over the region north of 49°N and south of the Greenland–Scotland sill (~65°N), plotted as function of the Atlantic overturning (a) for the hybrid model with temperature feedback and (b) for the model with restoring boundary conditions. Each dot represents one annual value.

Rahmstorf et England (1997)

sensiblement la SST. La SST baissant, la convection devient plus importante ce qui contribue à maintenir la cellule de circulation méridienne et l'export d'EPNA (figure 10).

Dans le cas du modèle où la SST est rappelée vers une climatologie, la SST décroît de 0.3°C pour une diminution de 10Sv de la circulation méridienne. Ici, lorsque le transport de chaleur vers le nord commence à baisser, la SST diminuant aux hautes latitudes de l'Atlantique Nord, le terme de rappel du flux de chaleur augmente pour préserver la SST climatologique. Cela interdit le mécanisme de rétroaction d'intensification de la convection comme observée dans le modèle hybride.

Ainsi, Rahmstorf et England (1997) estiment que sur les 10Sv d'export d'EPNA, seuls 3Sv sont dus à la connexion avec l'océan Austral. Les 7Sv restants correspondent à la partie «incompressible» forcée par les flux thermohalins.

4.3 L'intensification de la circulation thermohaline par le vent

A l'aide d'un modèle aux équations primitives, Tsujino et Sugihara (1999) mettent en évidence l'effet de l'upwelling des gyres cycloniques sur l'intensité de la circulation thermohaline. Ils utilisent une configuration simplifiée représentant un bassin rectangulaire à fond plat de 80°x60° (leur figure 1). La résolution est de 2°x2° avec 32 niveaux sur la verticale.

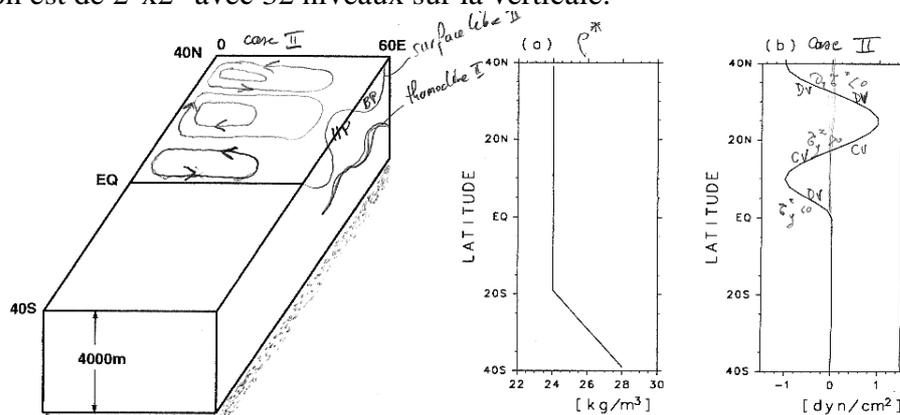


FIG. 1. Schematic view of the model ocean.

FIG. 2. Meridional distribution of (a) the reference density and (b) the wind stress.

Tsujino et Sugihara (1999)

Le modèle est forcé en surface par un rappel de 60 jours sur le profile de densité de la figure 2. La densité en surface s'accroît de 20°S à 40°S et est constante plus au nord. Ce forçage constitue l'expérience I (« case I »). Dans les expériences II (resp. III) la tension zonale de vent de la figure 2 (resp. son opposé) est appliquée. Les circulations méridiennes obtenues sont représentées sur la figure 3.

La figure 3 montre que le vent augmente l'intensité de la circulation méridienne dans le cas II comme dans le cas III. Il couple « l'upwelling » du pompage d'Ekman des gyres cycloniques à la circulation profonde. Le mécanisme rapporté par les auteurs est le suivant: l'upwelling des gyres cycloniques font remonter des eaux froides des profondeurs ce qui intensifie le flux de chaleur de surface du fait que le forçage se fait sous la forme d'un rappel. Comme la thermocline est pincée vers la surface dans cette gyre, la diffusion verticale du modèle est plus efficace pour transmettre la chaleur de la surface vers les grandes profondeurs, ce qui augmente la température des masses d'eau profondes. L'eau profonde étant relativement plus chaude, la convection est plus intense, l'eau de surface des zones de convection étant soumise à des déperditions de chaleur plus importantes (l'intégrale des flux de chaleur de surface = 0 en état stationnaire).

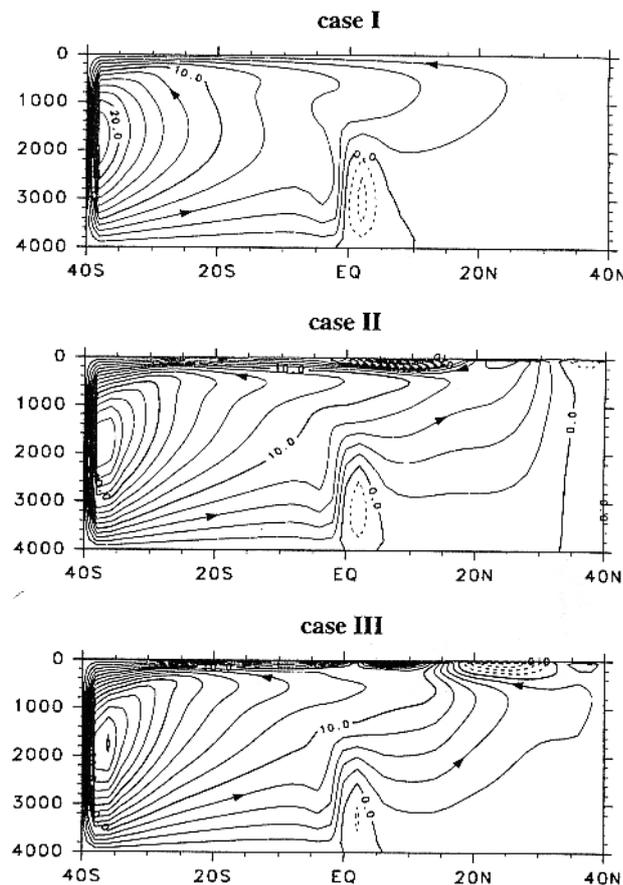


FIG. 3. Zonally integrated mass transport streamfunction for cases I-III in Sv ($Sv \equiv 10^6 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$) units. Contour interval is 2 Sv.

Tsujino et Sugimotohara (1999)

Tsujino et Sugihara (1999) reproduisent l'impact du vent sur l'intensification de la circulation thermohaline dans leur modèle en remplaçant le vent par une zone à diffusivité verticale plus intense là où se situerait la gyre subpolaire. L'intensification de la circulation obtenue étant similaire à celle due au vent, ils concluent que l'impact du vent n'est pas direct (intensification de la circulation par continuité avec le pompage d'Ekman dans gyre subpolaire) mais bien indirect (effet thermohalin via l'impact accru de la diffusion verticale).

4.4 Le rôle de la méso-échelle australe

A compléter par papiers de Marshall, Karsten, Saenko, Radko, Hughes, Gnanadesikan & Co.

Bibliographie

- Bryan, F., 1987: Parameter sensitivity of primitive equation ocean general circulation models. *J. Phys. Ocean.*, 17, 970-985.
- Cummins, P. F., G. Holloway, and A. E. Gargett, 1990: Sensitivity of the GFDL ocean circulation model to a parameterization of vertical diffusion. *J. Phys. Ocean.*, 20, 817-830.
- Cummins, P. F., 1991: The deep water stratification of ocean general circulation models. *Atmosphere-Ocean*, 29, 563-575.
- Dillon, T. M., 1982: Vertical overturns: A comparison of Thorpe and Ozmidov length scales. *J. Geophys. Res.*, 87, 9601-9613.
- Egbert, G. D., and R. D. Ray, 2000: Significant dissipation of tidal energy in the deep ocean inferred from satellite altimeter data. *Nature*, 405, 775-778.
- Gargett, A. E., 1989: Ocean turbulence. *Rev. Fluid Mech.*, 21, 419-451.
- Gargett, A. E., 1993: Parameterizing the effects of small scale mixing in large-scale numerical models. *NATO ASI Series*, I11, 185-204.
- Garret, C., and W. Munk, 1979: Internal waves in the ocean. *Ann. Rev. Fluid. Mech.*, 11, 339-369.
- Garrett, C., 1994: Dispersion and mixing in the ocean. *Ocean Processes in Climate Dynamics: Global and Mediterranean Examples*, P. Malanotte-Rizzoli and A.R. Robinson, eds., 61-77.
- Gnanadesikan, A., 1999: A simple predictive model for the structure of the oceanic pycnocline. *Science*, 283, 2077-2079.
- Gregg, M. C., and E. Kunze, 1991: Shear and strain in Santa Monica Basin. *J. Geophys. Res.*, 96, 16709-16719.
- Hasumi, H., and N. Sugimotohara, 1999: Effects of locally enhanced vertical diffusivity over rough bathymetry on the world ocean circulation. *J. Geophys. Res.*, 104, 23367-23374.
- Hogg, N., P. Biscaye, W. Gardner, and W. J. Schmitz Jr., 1982: On the transport and modification of Antarctic Bottom Water in the Vema Channel. *J. Marine. Res.*, 40, supplement, 231-263.
- Huang, R. X., 1998: Mixing and available potential energy in a Boussinesq ocean. *J. Phys. Ocean.*, 28, 669-678.
- Huang, R. X., 1999: Mixing and energetics of the oceanic thermohaline circulation. *J. Phys. Ocean.*, 29, 727-746.
- Hughes, C. W., 2002: An extra dimension to mixing. *Nature*, 136-139.
- Kunze, E., and T. S. Sanford, 1996: Abyssal mixing: Where it is not. *J. Phys. Ocean.*, 26, 2286-2296.
- Ledwell, J. R., A. J. Watson, and C. S. Law, 1993: Evidence for slow mixing across the pycnocline from an open-ocean tracer-release experiment. *Nature*, 364, 701-703.
- Ledwell, J. R., E. T. Montgomery, K. L. Polzin, L. C. St Laurent, R. W. Schmitt, and J. M. Toole, 2000: Evidence for enhanced mixing over rough topography in the abyssal ocean. *Nature*, 403, 179-182.
- Lien, R-C., and M. Gregg, 2001: Observations of turbulence in a tidal beam and across a coastal ridge. *J. Geophys. Res.*, 106, 4575-4591.
- Marotzke, J., and J. R. Scott, 1999: Convective mixing and the thermohaline circulation. *J. Phys. Ocean.*, 29, 2962-2970.
- Marshall, J., H. Jones, R. Kartsen, and R. Wardle, 2002: Can eddies set ocean stratification. *J. Phys. Ocean.*, 32, 26-38.
- McCarthy, M., L. D. Talley, and M. O. Baringer, 1997: Deep upwelling and diffusivity in the southern central Indian Basin. *Geophys. Res. Letter*, 24, 2801-2804.
- Moum, J. N., 1990: The quest for K_{ρ} - Preliminary results from direct measurements of turbulent

- fluxes in the ocean. *J. Phys. Ocean.*, 20, 1980-1984.
- Müller, P., and M. Briscoe, 2000: Diapycnal mixing and internal waves. *Oceanography*, 13, 98-103.
 - Munk, W., 1966: Abyssal recipes. *Deep-Sea Research*, 13, 707-730.
 - Munk, W., 1997: Once again: once again-tidal friction. *Prog. Ocean.*, 40, 7-35.
 - Munk, W., and C. Wunsch, 1998: Abyssal recipes II: energetics of tidal and wind mixing. *Deep-Sea Res. I*, 45, 1977-2010.
 - Needler, G. T., and R. A. Heath, 1975 : Diffusion coefficients calculated from the Mediterranean salinity anomaly in the North Atlantic Ocean. *J. Phys. Ocean.*, 5, 173-182.
 - Oakey, N. S., 1982: Determination of the rate of dissipation of turbulent energy from simultaneous temperature and velocity shear microstructure measurements. *J. Phys. Ocean.*, 12, 256-271.
 - Oakey, N. S., 1985: Statistics of mixing parameters in the upper ocean during JASIN Phase II, *J. Phys. Ocean.*, 15, 1662-1675.
 - Osborn, T. R., 1980: Estimates of the local rate of vertical diffusion from dissipation measurements. *J. Phys. Ocean.*, 10, 83-89.
 - Polzin, K. L., K. G. Speer, J. M. Toole, and R. W. Schmitt, 1996: Intense mixing of Antarctic Bottom Water in the equatorial Atlantic Ocean. *Nature*, 380, 54-57.
 - Polzin, K. L., J. M. Toole, J. R. Ledwell, and R. W. Schmitt, 1997: Spatial variability of turbulent mixing in the abyssal ocean. *Science*, 276, 93-96.
 - Radko, T., and J. Marshall, unpublished: Eddy-induced diapycnal fluxes and their role in the maintenance of the thermocline. 15pp.
 - Rahmstorf, S., and M. H. England, 1997: Influence of southern hemisphere winds on the North Atlantic Deep Water flow. *J. Phys. Ocean.*, 27, 2040-2054.
 - Rohr, J. J., E. C. Itsweire, and C. W. Van Atta: Mixing efficiency in stably-stratified decaying turbulence. *Geophys. Astrophys. Fluid Dynamics*, 29, 221-236.
 - Saenko, O. A., and A. J. Weaver, 2002: Southern Ocean upwelling and eddies: sensitivity to the global overturning to the surface density range. *Tellus*, 55A, 106-111.
 - Sandström, J. W., 1908: Dynamische Versuche mit Meerwasser, *Ann. Hydr. Mar. Met.*, p.6.
 - Schmitt, R. W., J. M. Toole, R. L. Koehler, E. C. Mellinger, and K.W.Doherty, 1988: The development of a fine- and microstructure profiler. *J. Atmos. Oceanic Tech.*, 5(4), 484-500.
 - St. Laurent, L. C., H. L. Simmons, and S. R. Jayne, 2002: Estimating tidally driven mixing in the deep ocean. *Geophys. Res. Letters*, 29, 2106, doi:10.1029/2002GL015633.
 - Thorpe, S. A., 1975: The excitation, dissipation and interaction of internal waves in the deep ocean., *J. Geophys. Res.*, 80, 328-337.
 - Toggweiler, J. R., and B. Samuels, 1993: Is the magnitude of the deep outflow from the Atlantic Ocean actually governed by southern hemisphere winds. *NATO ASI Series*, I15, 303-331.
 - Toggweiler, J. R., and B. Samuels, 1995: Effect of Drake Passage on the global thermohaline circulation. *Deep-Sea Res. I*, 42, 477-500.
 - Toggweiler, J. R., and B. Samuels, 1998: On the ocean's large-scale circulation near the limit of no vertical mixing. *J. Phys. Ocean.*, 28, 1832-1852.
 - Toole, J. M., K. L. Polzin, and R. W. Schmitt, 1994: Estimates of diapycnal mixing in the abyssal ocean. *Science*, 264, 1120-1123.
 - Toole, J. M., R. W. Schmitt, K. L. Polzin, and E. Kunze, 1997: Near boundary mixing above the flanks of a mid-latitude seamount. *J. Geophys. Res.*, 102, 947-959.
 - Tsujino, H., and N. Sugimotohara, 1999: Thermohaline circulation enhanced by wind forcing. *J. Phys. Ocean.*, 29, 1506-1516.
 - Watson, A. J., M.-J. Messias, E. Fogelqvist, K. A. Van Scoy, T. Johannessen, K. I. C. Oliver, D. P. Stevens, F. Rey, T. Tanhua, K. A. Olsson, F. Carse, K. Simonsen, J. R. Ledwell, E. Jansen, D. J.

- Cooper, J. A. Kruepke, and E. Guilyardi, 1999: Mixing and convection in the Greenland sea from a tracer release experiment. *Nature*, 401, 902-904.
- Winters, K. B., P. N. Lombard, J. J. Riley, and E. A. D'Asaro, 1995: Available potential energy and mixing in density-stratified fluids. *J. Fluid Mech.*, 289, 115-128.

Ouvrages

Spécifique:

Editor: Kundu, Pijush K.

Title: Fluid Mechanics

Publisher: Academic Press, Inc.

Year: 1990

Pages: 638

En particulier, les chapitres:

7. Gravity waves (without rotation)
11. Instability (Double-diffusive instability, Kelvin Helmholtz instability)
12. Turbulence
13. Geophysical fluid dynamics (internal waves - with rotation)

Général:

Editor : Warren, Bruce A. and Carl Wunsch

Title: Evolution of Physical Oceanography: Scientific Surveys in Honor of Henry Stommel

Publisher: MIT Press, Mass.

Year: 1981

Pages: 623

En particulier, les chapitres:

1. Deep circulation of the world ocean - Bruce A. Warren
8. Small-scale mixing processes - J. S. Turner
9. Internal waves and small-scale processes - Walter Munk