

Laboratoire d'Océanographie Physique.
Université de Bretagne Occidentale.

**CIRCULATION THERMOHALINE
ET
COURANT ANTARCTIQUE
CIRCUMPOLAIRE**

**Étude à l'aide d'un modèle basse résolution planétaire
géostrophique.**

Stage de DEA Océanologie, Météorologie et Environnement
Sous la responsabilité de Mr. A. COLIN DE VERDIERE

Claire GOURCUFF
Juin 2004

Table des matières

1	Introduction	4
2	Etude	5
2.1	Scalings	5
2.1.1	Equations	5
2.1.2	Bassin fermé	6
2.1.3	Canal	7
2.2	Le Modèle PG2S	8
2.2.1	Discrétisation	8
2.2.2	Conditions limites	9
2.2.3	Choix des paramètres	9
2.3	Expériences	10
2.3.1	Bassin fermé	10
2.3.2	Canal	11
2.3.3	Cas mixte	11
3	Résultats	13
3.1	Bassin fermé	13
3.1.1	Observations	13
3.1.2	Vérification du scaling	14
3.2	Canal	17
3.2.1	Expérience de référence : observations et analyses	17
3.2.2	Influence des paramètres	19
3.3	Cas mixte	22
3.3.1	Expérience de référence : observations et analyses	22
3.3.2	Influence du paramètre K_V	24
4	Conclusion	28

Chapitre 1

Introduction

Le Courant Circumpolaire Antarctique (ACC) a une dynamique très spécifique. Comme son nom l'indique, il fait le tour du continent Antarctique, l'océan Antarctique étant le seul océan complètement ouvert. Les équilibres classiques de l'océanographie ne sont ainsi pas adaptées pour décrire la dynamique grande échelle du Courant Circumpolaire Antarctique. On peut donc penser que la sensibilité des modèles de circulation générale aux paramètres de diffusivité est différente dans le cas de ce courant. De plus, l'ouverture des océans au niveau de l'océan austral a certainement une influence sur la circulation générale des océans de l'hémisphère Sud.

Des études ont été faites sur la sensibilité des modèles de circulation générale océanique aux équations primitives (OGCM) (Bryan, 1986). Ces études, effectuées pour des bassins entièrement fermés, ont pu montrer notamment comment les paramètres de diffusivité influençaient l'overturning méridien et zonal, ainsi que la profondeur de la thermocline où encore la force des courants de bord ouest. Les résultats ont donné une bonne correspondance avec les scalings (Welander, 1971) réalisés à partir des équations de la dynamique des fluides géophysiques à grande échelle, en supposant un équilibre entre l'advection et la diffusion verticales (Munk, 1966).

Afin de mieux comprendre la dynamique du Courant Antarctique Circumpolaire dans le cadre de la circulation thermohaline, nous avons dans ce stage réalisé une étude dimensionnelle. Nous avons cherché à déterminer l'importance relative des différents termes intervenant dans les équations régissant cette dynamique. Les résultats concernant la dépendance aux paramètres de diffusivité ont dans une deuxième partie été confrontés à des résultats obtenus à l'aide d'un modèle Planétaire Géostrophique basse résolution. Ce modèle nous a aussi permis d'observer la circulation dans un bassin semi-ouvert, modélisant ainsi l'ACC.

Chapitre 2

Etude

2.1 Scalings

2.1.1 Equations

L'étude de la circulation thermohaline se fait à très grande échelle. A partir des équations primitives bien connues en océanographie physique, on considère que les écoulements étudiés sont très lents et que l'échelle de longueur est très grande devant le rayon de Rossby. On obtient alors les équations dites Planétaires Géostrophiques (PG). Les ondes d'inertie gravité sont filtrées, et les termes temporels n'apparaissent plus dans l'équation du mouvement. Nous avons choisi dans notre étude de nous intéresser uniquement aux effet de température et de mettre de côté la salinité. On s'est donc basé sur le système d'équation suivant, en coordonnées cartésiennes :

$$f\vec{k} \times \vec{u} = -\frac{1}{\rho_0}\vec{\nabla}_H p + A_H \vec{\nabla}_H^2 \vec{u} \quad (2.1)$$

$$\frac{\partial p}{\partial z} + \rho g = 0 \quad (2.2)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{u} = 0 \quad (2.3)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \vec{u} \cdot \vec{\nabla} T = K_H \vec{\nabla}_H^2 T + K_v \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} + Convection \quad (2.4)$$

$$\rho = \rho_0(1 - \alpha T) \quad (2.5)$$

où ρ est la densité, variant avec la température selon le coefficient d'expansion thermique $\alpha = 2.10^{-4} K^{-1}$, avec $\rho_0 = 1000 \text{ kg m}^{-3}$. f est le paramètre de Coriolis égal à

$f_0 + \beta y$. A , K_V et K_H sont les paramètres de viscosité et de diffusivité verticale et horizontale.

A partir de ce système, nous avons choisi de considérer différents équilibres, selon les cas étudiés.

2.1.2 Bassin fermé

Pour un bassin fermé, nous avons pris l'équilibre donné par Welander (1971) dans son étude sur le problème de la thermocline. Soit ΔT l'échelle de variation de température à travers une thermocline d'épaisseur D . L'échelle de vitesse horizontale est V , supposée identique selon la latitude et la longitude, l'échelle verticale W , et l'échelle de longueur est prise égale à R , le rayon de la Terre. Dans ce cas on a l'équilibre suivant, avec K le coefficient de diffusivité et f_0 le paramètre de Coriolis :

$$\frac{f_0 V}{D} \approx \frac{g \alpha \Delta T}{R} \quad (\text{relation du vent thermique})$$

$$\frac{V}{R} \approx \frac{W}{D} \quad (\text{continuité}) \quad (2.6)$$

$$\frac{W \Delta T}{D} \approx \frac{K_V \Delta T}{D^2} \quad (\text{équilibre advection verticale/diffusion}).$$

A partir de ces conditions, on calcule des échelles caractéristiques pour la profondeur et pour les vitesses horizontale et verticale :

$$D \approx (K_V)^{\frac{1}{3}} \left(\frac{f_0 R^2}{g \alpha \Delta T} \right)^{\frac{1}{3}}$$

$$V \approx R (K_V)^{\frac{1}{3}} \left(\frac{g \alpha \Delta T}{f_0 R^2} \right)^{\frac{2}{3}} \quad (2.7)$$

$$W \approx (K_V)^{\frac{2}{3}} \left(\frac{g \alpha \Delta T}{f_0 R^2} \right)^{\frac{1}{3}}$$

On observe que D et V varient comme la diffusivité à la puissance $\frac{1}{3}$ et que W varie comme la diffusivité à la puissance $\frac{2}{3}$.

2.1.3 Canal

Dans le cas du canal, la dynamique est certainement très différente. Il n'y a plus de symétrie entre les composantes zonales et méridiennes du fait de l'ouverture sur les frontières méridiennes. Il est donc nécessaire de considérer deux échelles de vitesses horizontales différentes U et V . De la même manière, on a dans ce cas deux échelles de longueur différentes L_x et L_y . L'absence de frontières méridiennes implique que le gradient de pression zonal est nul. Ainsi, contrairement au cas classique, selon l'axe des x , le terme de Coriolis n'est plus équilibré par le terme de pression, mais par le terme de frottements qui devient alors prédominant.

On suppose que l'équation de continuité reste valable. Pour ce qui est de l'équation de diffusivité (2.4), plusieurs alternatives sont possibles. L'équilibre de Munk n'est valable que dans le cas de vitesses horizontales et de gradients horizontaux faibles devant les gradients verticaux. Or dans un canal, on s'attend à ce que ce ne soit pas le cas. La diffusivité horizontale n'est ici pas négligeable, du fait des instabilités dues à la puissance du courant. Deux équilibres différents sont alors possibles pour la diffusivité :

- un équilibre entre le terme de vitesse verticale et la diffusion horizontale (**cas a**)
- un équilibre entre les deux termes de diffusivité, horizontale et verticale (**cas b**)

On a ainsi deux scalings différents :

$$\frac{f_0 U}{D} \approx \frac{g\alpha\Delta T}{L_y}, \quad f_0 V \approx \frac{A_H U}{L_y^2}$$

$$\frac{U}{L_x} \approx \frac{V}{L_y} \approx \frac{W}{D} \tag{2.8}$$

$$\frac{W\Delta T}{D} \approx \frac{K_H\Delta T}{L_y^2} \quad (\text{cas a}) \quad \text{ou} \quad \frac{K_V}{D^2} \approx \frac{K_H}{L_y^2} \quad (\text{cas b})$$

qui donnent les échelles de longueur et de vitesse suivantes :

$$\begin{aligned}
 D &\approx \frac{\mathbf{K}_H f_0^2 L_y^2}{\mathbf{A}_H g \alpha \Delta T} & D &\approx \left(\frac{\mathbf{K}_V}{\mathbf{K}_H} \right)^{\frac{1}{2}} L_y \\
 U &\approx \frac{\mathbf{K}_H}{\mathbf{A}_H} f_0 L_y & U &\approx \left(\frac{\mathbf{K}_V}{\mathbf{K}_H} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{g \alpha \Delta T}{f_0} \\
 \text{(cas a)} & & \text{(cas b)} & \\
 V &\approx \mathbf{K}_H \frac{1}{L_y} & V &\approx \mathbf{A}_H \left(\frac{\mathbf{K}_V}{\mathbf{K}_H} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{g \alpha \Delta T}{f_0^2 L_y^2} \\
 W &\approx \frac{\mathbf{K}_H^2}{\mathbf{A}_H} \frac{f_0^2}{g \alpha \Delta T} & W &\approx \mathbf{A}_H \left(\frac{\mathbf{K}_V}{\mathbf{K}_H} \right) \frac{g \alpha \Delta T}{f_0^2 L_y^2}
 \end{aligned} \tag{2.9}$$

Ces grandeurs dépendent très différemment des coefficients K_H , K_V et A_H selon le cas (a) ou (b).

Dans une deuxième partie du stage, à l'aide du modèle PG2S, nous avons tenté de vérifier ces scalings, ou du moins d'analyser les différents résultats obtenus pour différentes valeurs des paramètres K_H , K_V et A_H .

2.2 Le Modèle PG2S

Afin de vérifier les hypothèses précédentes, nous avons utilisé un modèle numérique Planétaire Géostrophique basse résolution, développé au LPO à Brest : le modèle PG2S, codé en fortran 90.

2.2.1 Discrétisation

Le modèle PG2S est un modèle à 3 dimensions suivant une formulation aux différences finies. La discrétisation est uniforme selon l'axe des x (longitude) et selon l'axe des y (latitude). On peut choisir une discrétisation verticale uniforme ou non. Nous avons ici choisi la deuxième alternative. Le fond est nécessairement plat. La grille utilisée est la grille B d'Arakawa :

- les vitesses u et v ainsi que la fonction de courant Ψ sont définies aux points de grille en horizontale et à mi-niveau en verticale,
- la pression p et les traceurs b (buoyancy), T (température) (et éventuellement S (salinité)) sont définis au centre des boîtes,
- la vitesse verticale w est définie au centre des boîtes en horizontale et aux interfaces des niveaux verticaux.

L'axe des z est positif vers le bas, il en est de même pour la vitesse verticale w .

2.2.2 Conditions limites

Toutes les différentes expériences ont été réalisées avec les mêmes conditions aux limites, telles que décrites ci-dessous.

La condition limite de température en surface est : $K_v \partial T / \partial z = Q / (\rho_0 C_p)$, où Q est le flux de chaleur en surface [$W m^{-2}$] et C_p est la capacité calorifique de l'eau : $C_p = 4000 J kg^{-1} K^{-1}$. Q est paramétrisé en condition limite de relaxation suivant Haney (1971) : $Q = Q_2 (T^* - T_1)$, avec Q_2 une constante liée à l'échelle de temps d'amortissement, T^* la température atmosphérique et T_1 la température de l'océan au premier niveau, en surface. On choisit d'imposer un forçage en température linéaire selon la latitude y : $T=25^\circ C$ en $y_0=10^\circ N$ et $T=5^\circ C$ en $y_n=66^\circ N$. La valeur de Q_2 a été fixée à $35 W m^{-2} K^{-1}$. Sur tous les autres bords, on impose un flux nul.

Les conditions limites pour la vitesse sont des conditions de non-glissement et d'imperméabilité aux bords, auxquelles s'ajoute l'hypothèse du toit rigide en surface.

2.2.3 Choix des paramètres

Paramètres fixes

Dans cette étude nous avons choisi de travailler en coordonnées cartésiennes et en plan Beta. Il a fallu pour cela calculer les valeurs des paramètres f_0 et β_0 , en fonction des dimensions et de la position en latitude et longitude choisis pour le bassin à modéliser. Nous avons choisi un bassin ayant les dimensions suivantes :

- 64° de longitude, avec $n_x=32$ points de grille
- de $10^\circ N$ à $66^\circ N$ en latitude, avec $n_y=28$ points de grille
- profondeur 4500 m, avec une discrétisation non uniforme des $n_z=15$ couches : épaisseur de l'ordre de 50m en surface et 550m pour les couches les plus profondes, en augmentant progressivement.

Pour des raisons de simplification, il a été décidé de se placer dans l'hémisphère Nord et de travailler par symétrie en ce qui concerne l'ACC.

Ce modèle permet d'imposer un forçage de vent en surface, mais ici, toutes les expériences ont été réalisées sans vent.

Pour chaque expérience nous avons fait tourner le modèle jusqu'à un temps final de 2000 ans, temps pour lequel un état d'équilibre était atteint. Le temps d'ajustement

des eaux profondes est en effet donné par l'équilibre entre le terme de variation de température et le terme de diffusion verticale dans l'équation de la température :

$$\tau \approx \frac{H^2}{K_V}$$

Paramètres variants

Le modèle PG2S a la particularité de pouvoir simuler le Courant Circumpolaire Antarctique. Il nous donne la possibilité de choisir la périodicité, c'est à dire d'imposer ou non un gradient de pression longitudinal selon la latitude.

Les expériences ont été réalisées dans le but de tester les dépendances d'un certain nombre de grandeurs aux coefficients de diffusivité, nous avons donc fait varier les trois paramètres suivant :

- K_H la diffusivité horizontale,
- K_V la diffusivité verticale,
- A_H la viscosité horizontale

Remarque

Le modèle contient un petit programme de "convection". Dans les cas d'instabilité, ce programme effectue un mélange, de manière à revenir à un état de stabilité statique : $\frac{\partial \rho}{\partial z} > 0$ (l'axe z est dirigé vers le fond).

2.3 Expériences

2.3.1 Bassin fermé

Quelques expériences ont été réalisées dans le cas d'un bassin fermé, pour vérifier que les résultats obtenus par le modèle correspondaient bien au scaling de Welander (2.9). Nous avons fait 5 expériences en changeant pour chacune d'elle uniquement la valeur de K_V .

Nous avons préalablement réalisé une expérience pour observer la circulation océanique globale, à l'aide des tracés suivant :

- les vecteurs vitesse et la température en surface, tracés sur le plan Longitude/Latitude
- la fonction de courant d'overtuning méridien et les isothermes, tracés dans le plan Latitude/Profondeur.

Cette expérience a été réalisée avec des **paramètres de référence** pour la diffusivité horizontale, verticale et la viscosité horizontale, respectivement fixés aux valeurs suivantes, correspondant aux valeurs classiques :

- $K_H = 10^3 \text{m}^2 \text{s}^{-1}$
- $K_V = 10^{-4} \text{m}^2 \text{s}^{-1}$
- $A_H = 10^5 \text{m}^2 \text{s}^{-1}$.

Nous avons ensuite tracé des courbes en coordonnées logarithmiques, montrant les différentes valeurs des overturnings maximaux zonal et méridien ainsi que les valeurs de transport de chaleur vers les pôles et de profondeur caractéristique, en fonction du coefficient de diffusivité verticale K_V . Les valeurs des overturnings et des transports de chaleur maximaux sont accessibles directement. La profondeur caractéristique a elle été calculée à partir du champ de température moyenné sur l'horizontale. Dans le scaling D correspond en effet à la profondeur de la thermocline. On a donc choisi de définir $D(z)$ comme :

$$D^{-1}(z) \approx \frac{1}{T(z)} \frac{dT(z)}{dz}$$

Cette grandeur $D(z)$ a été moyennée sur les 500 premiers mètres de profondeur du bassin, donnant ainsi une valeur caractéristique D_m .

2.3.2 Canal

Nous avons ensuite cherché à observer comment la circulation thermohaline se comportait dans un canal. Une série d'expériences a été faite dans le même bassin que précédemment, mais en ouvrant les frontières Ouest et Est sur toute leur longueur.

Nous avons ensuite testé l'influence de la diffusivité horizontale, en effectuant des expériences avec 5 valeurs différentes de K_H (en gardant A_H et K_V à leur valeur de référence), puis l'influence de la viscosité horizontale en effectuant 3 expériences avec des valeurs différentes de A_H (en gardant K_H et K_V à leur valeur de référence).

L'influence de ces deux paramètres a été testée sur trois grandeurs caractéristiques : les valeurs de l'overturning maximal, méridien et zonal, et la valeur de profondeur caractéristique que l'on a calculé comme expliqué précédemment.

2.3.3 Cas mixte

Dans un troisième temps, en utilisant toujours les mêmes dimensions du bassin, nous avons ouvert les frontières méridiennes Est et Ouest sur seulement 20° de latitude, au nord du bassin (Figure 2.1)

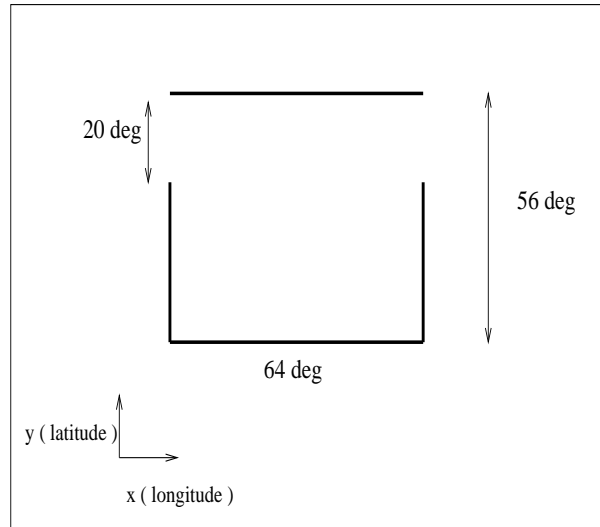


FIG. 2.1 – Bassin dans le cas mixte

Dans cette configuration, pour chaque expérience les paramètres A_H et K_H ont été fixés à leur valeur de référence : $A_H = 10^5 m^2 s^{-1}$ et $K_H = 10^3 m^2 s^{-1}$, et nous avons fait varier K_V de $0.1 \cdot 10^{-4}$ à $5 \cdot 10^{-4}$.

Nous avons cherché à estimer et comparer des valeurs de transports dans différentes parties du bassin.

Chapitre 3

Résultats

3.1 Bassin fermé

3.1.1 Observations

Une première idée de la circulation océanique est donnée par les tracés suivant :

- les vecteurs vitesse et la température en surface dans le plan horizontal (Figure 3.1)
- la fonction de courant d’overturning méridien et les isothermes, dans le plan Latitude/Profondeur (Figure 3.2).

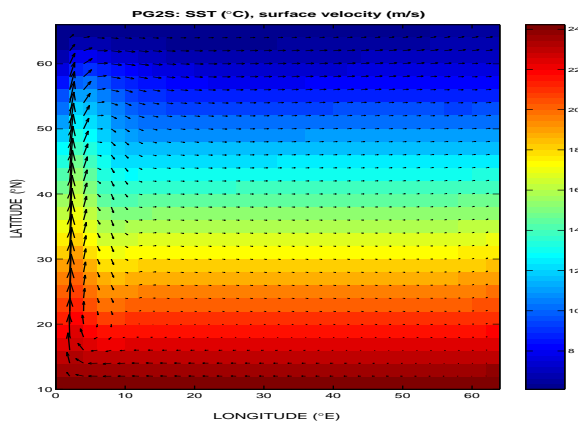


FIG. 3.1 – Température et vitesse en surface (bassin fermé)

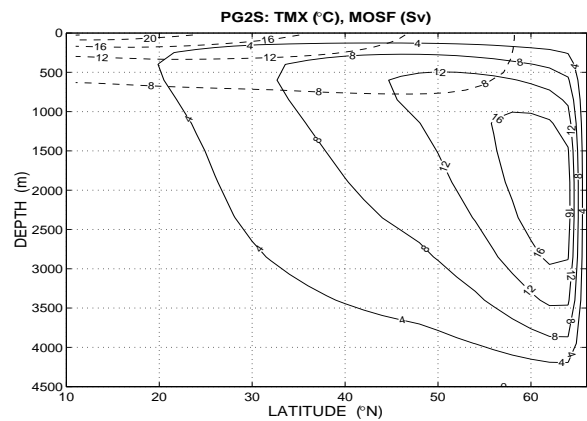


FIG. 3.2 – MOSF et isothermes (bassin fermé)

On retrouve les caractéristiques classiques :

- la circulation est anticyclonique en surface (et inversée au fond), avec un courant important au bord Ouest

- la cellule méridienne d’overturning s’étend sur tout le bassin, avec une plongée des eaux à l’extrémité Nord et un upwelling réparti sur tout le reste du bassin.
- une thermocline est observée au niveau des 500 premiers mètres de profondeur, remontant légèrement vers la surface en allant vers l’équateur.

3.1.2 Vérification du scaling

La vérification est plus ou moins concluante : on peut voir sur la Figure 3.3 que comme l’avaient montré Bryan (1987) et Colin de Verdière (1988), la profondeur caractéristique D_m varie comme $(K_V)^{\frac{1}{3}}$. Le transport zonal de masse (ZOSF) varie comme $(K_V)^{0.84}$, c’est à peu près cohérent avec ce que prévoit le scaling (2.9). En effet,

$$\begin{aligned} \text{ZOSF} &\propto V D R \\ &\propto (K_V)^{\frac{2}{3}} \end{aligned}$$

On retrouve aussi une dépendance comprise entre $(K_V)^{\frac{1}{2}}$ et $(K_V)^{\frac{2}{3}}$ pour le transport de chaleur vers les pôles comparable aux résultats de Bryan et Colin de Verdière. Le transport de chaleur vers les pôles est à priori en majeure partie effectué par la cellule méridienne d’overturning, il est donc normal d’obtenir cette dépendance en $\frac{2}{3}$, en accord avec la relation suivante :

$$\begin{aligned} \text{MOSF} &\propto V D R \\ &\propto (K_V)^{\frac{2}{3}} \end{aligned}$$

Si on s’intéresse au transport **advectif** de chaleur vers les pôles, on obtient d’ailleurs une valeur plus proche de $\frac{2}{3}$ (Figure 3.4) que la valeur obtenue en prenant en compte le transport total (advectif+diffusif) (Figure 3.3). Le transport de chaleur effectué par diffusion est faible devant le transport par advection mais il n’est pas nul et donne une petite contribution au transport total. On a calculé la contribution dans le cas de référence : le transport maximum de chaleur est dans ce cas de 0.2793 PW au total, dont 0.2641 sous forme advective. La contribution du transport diffusif est donc ici de 5.4%.

En ce qui concerne l’overturning méridien lui même, on s’aperçoit qu’il dépend de la diffusivité verticale K_V en puissance $\frac{1}{3}$. Ce même résultat, en désaccord avec le scaling, avait été obtenu par Bryan (1986). Ceci semblerait indiquer qu’il n’est pas réaliste de choisir une seule échelle de vitesse horizontale et qu’il faudrait peut-être différencier deux échelles U et V . La Figure 3.4 montre la dépendance en K_V des vitesses U_{mxy} et V_{mxy} . Ces vitesses correspondent à des moyennes en surface, sur tout le bassin. La Figure montre que le résultat précédent se confirme si l’on s’intéresse

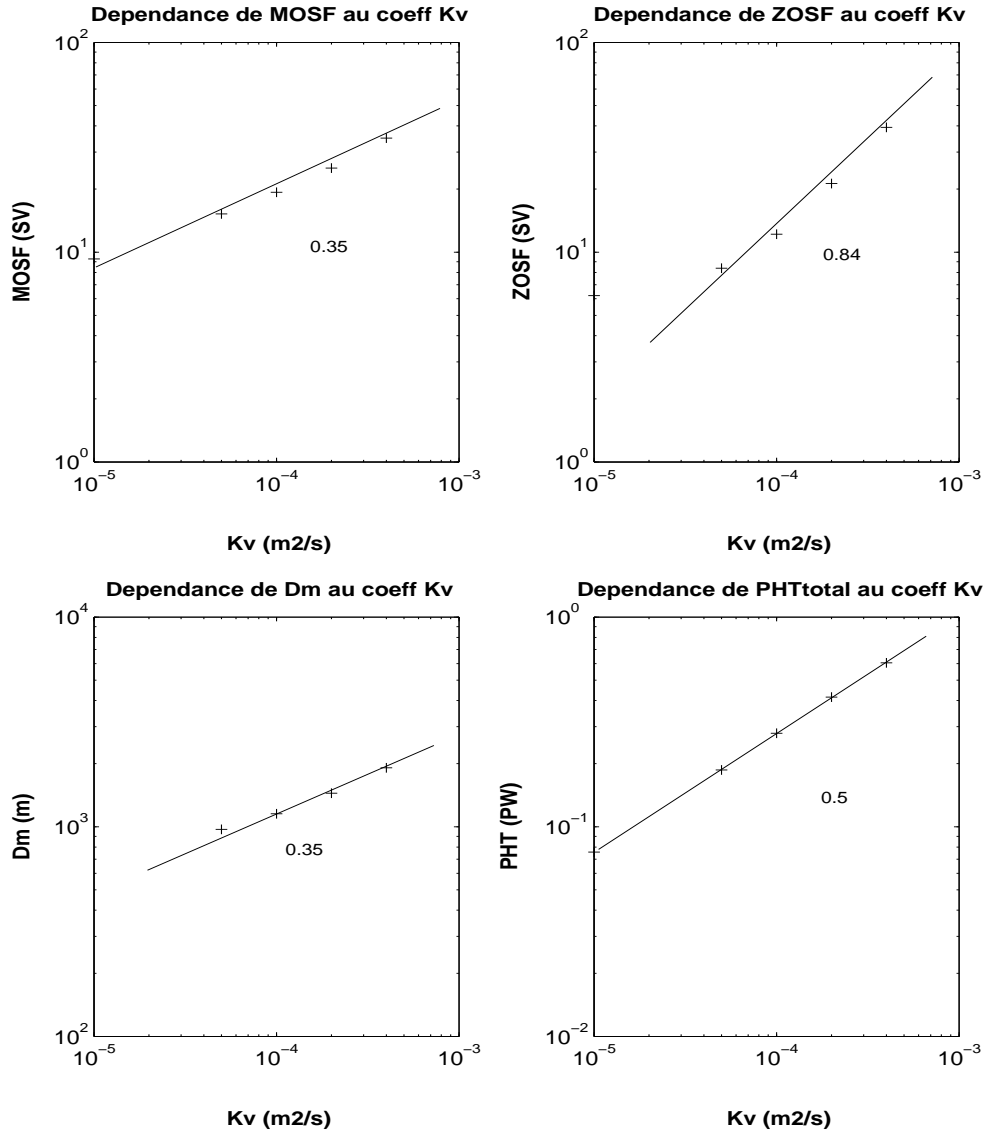


FIG. 3.3 – Influence de K_V sur MOSF, ZOSF, Dm et PHTtotal (bassin fermé)

non plus aux fonctions d’overturning, mais aux vitesses elles mêmes. On voit nettement que les échelles de vitesse U_{mxy} et V_{mxy} ne varient pas de la même manière en fonction de K_V : $V_{mxy} \approx (K_V)^{0.24}$ et $U_{mxy} \approx (K_V)^{0.39}$. Nous avons alors tenté de trouver un scaling différent de celui de Welander, tenant compte de la différence entre les échelles U et V . On a pour cela cherché à adimensionnaliser V , la vitesse méridienne, en tant que vitesse de courant de bord Ouest. On est malheureusement retombé sur les mêmes dépendances. Une autre idée serait de s’intéresser au signe des termes négligés dans les équilibres choisis à partir des équations générales (Equation 2.1).

Cependant, le scaling de Welander pour la vitesse méridienne semble cohérent lorsqu'on s'intéresse uniquement au transport de chaleur.

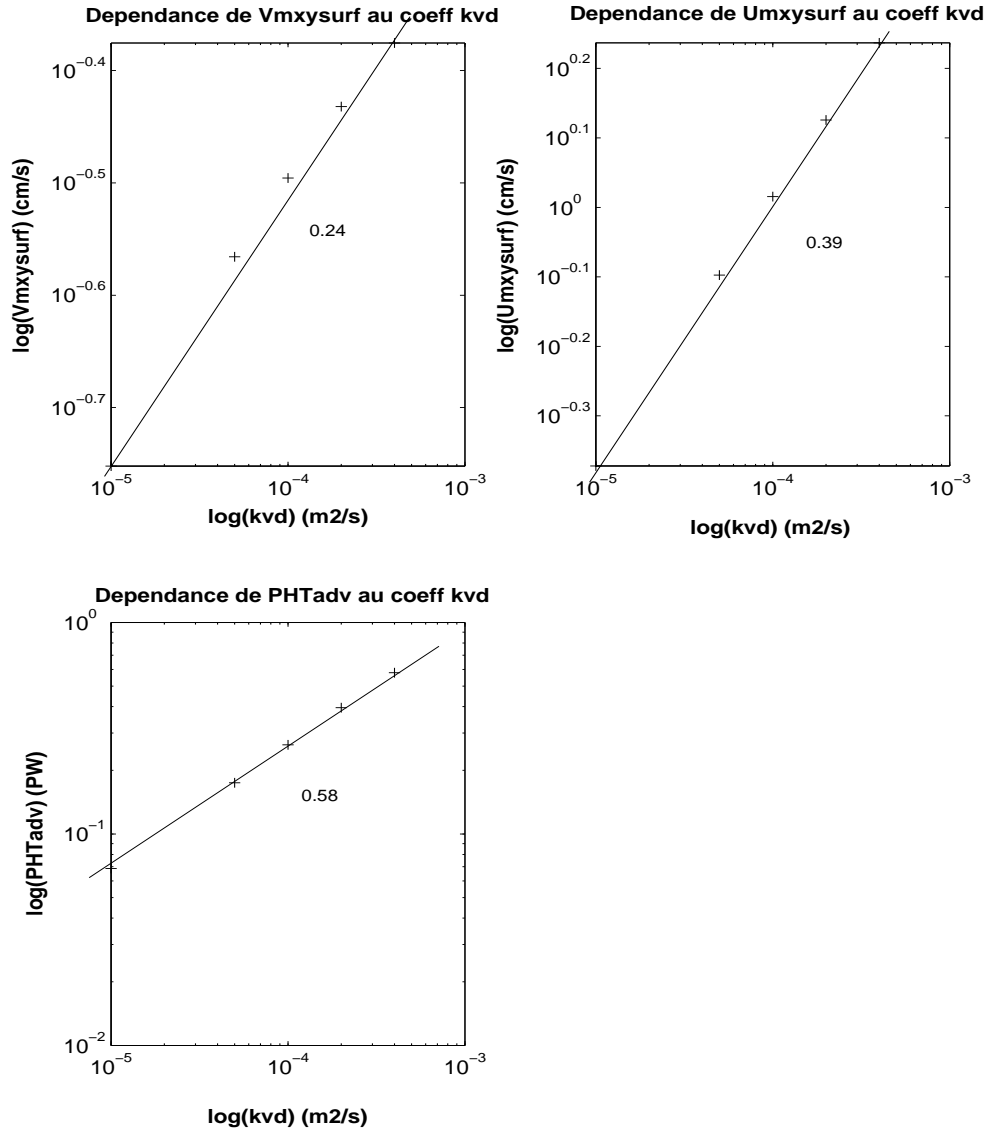


FIG. 3.4 – Influence de K_V sur U, V et PHTadvectif (bassin fermé)

3.2 Canal

3.2.1 Expérience de référence : observations et analyses

Sur la Figure 3.5, obtenue pour des valeurs références $K_H = 10^3 m^2 s^{-1}$, $K_V = 10^{-4} m^2 s^{-1}$, et $A_H = 10^5 m^2 s^{-1}$, on voit les vecteurs vitesse et la température pour la couche de surface. La Figure 3.6 montre la structure des isothermes dans le plan (y,z) et l'overturning méridien.

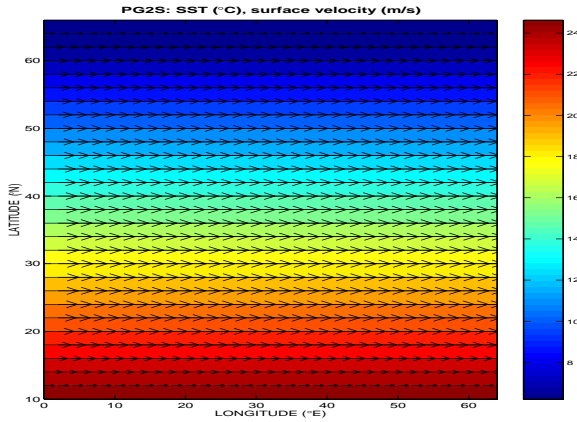


FIG. 3.5 – SST et vitesse en surface (canal)

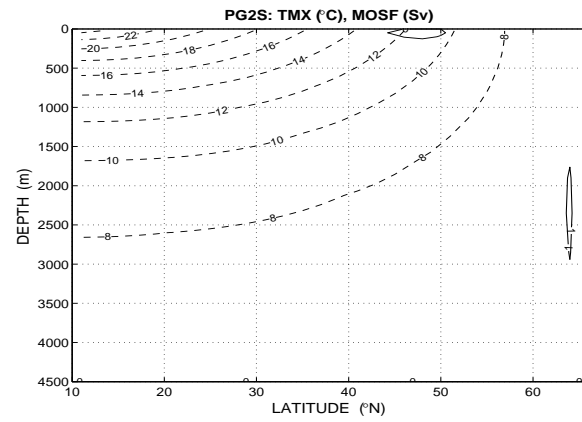


FIG. 3.6 – MOSF et isothermes (canal)

On a, comme prévu du fait de l'absence de frontières le long des bords Est et Ouest, une circulation très fortement zonale, vers l'Est en surface et vers l'Ouest au fond. La vitesse méridienne v est apparemment très faible devant la vitesse zonale u . La température reste linéaire selon y , ce qui est en accord avec l'observation précédente. Si on regarde la structure des isothermes sur une coupe méridienne (Figure 3.6), on s'aperçoit qu'elle est très différents de celle d'un bassin fermé. Il semble en effet qu'il n'y ait plus de thermocline, ce qui s'explique par l'absence d'advection. Il semble donc cohérent de choisir de négliger les termes d'advection dans l'équation de diffusion. Pour ce qui est de la cellule méridienne d'overturning, elle est ici très faible, et confinée entre 55 et 66°N. Ceci est aussi en accord avec la faible vitesse méridienne v .

Transport de chaleur vers les pôles

Contrairement à ce qu'on a pu constater en ce qui concerne le transport de chaleur vers les pôles (PHT) dans un bassin fermé, dans le cas présent, ce transport n'est plus majoritairement effectué par l'advection, mais par les phénomènes de diffusion de la température. En effet, d'après les valeurs obtenues (pour les paramètres de référence), dans le bassin fermé 94% du transport méridien de chaleur est advectif,

tandis que pour le canal 92% du transport est diffusif. En effet, dans le canal la vitesse méridienne est très faible (de l'ordre de 100 fois plus faible que la vitesse zonale, et de l'ordre de 10 fois inférieure aux vitesses observées dans le bassin fermé), ce qui implique un faible transport de chaleur par advection. On remarque, toujours en comparant les 2 expériences correspondant aux paramètres de références, que le transport total de chaleur vers les pôles est d'ailleurs environ 2 fois plus faible dans le canal que dans le bassin fermé (0.2793 PW et 0.1234 PW).

Sur la Figure 3.7, on voit un flux de chaleur en surface constant selon la longitude, et homogène, autour d'une valeur proche de $0W m^{-2}$ sur une grande partie du bassin. Il n'y a qu'aux frontières Nord et Sud que l'on observe respectivement une forte perte et un léger gain de chaleur. Les processus de diffusion étant dominants devant l'advection, il est normal d'obtenir un flux quasiment nul sur une majeure partie du bassin : la température de surface de l'océan est linéaire selon la latitude (Figure 3.5), comme le forçage atmosphérique, la différence entre la température atmosphérique et la SST est donc nulle. Au frontières Nord et Sud l'advection devient non négligeable, les pertes et gains de chaleur sont liés à la vitesse verticale, qui est positive à l'extrémité Nord entre 62 et $66^\circ N$ (plongée) et négative à l'extrémité Sud entre 10 et $14^\circ N$ (upwelling) (Figure 3.7).

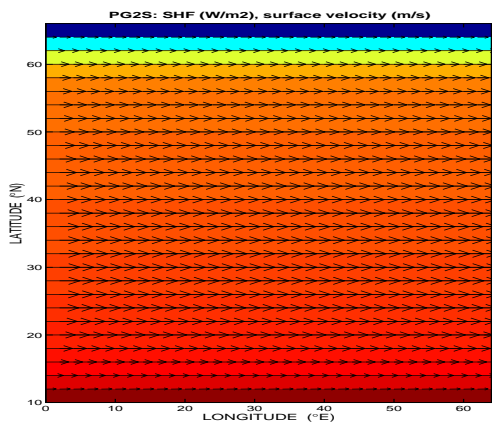


FIG. 3.7 – Flux de chaleur et vitesse horizon-
tale en surface (canal)

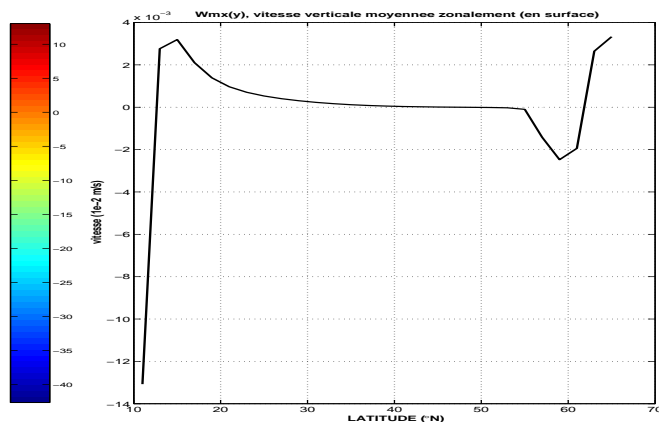


FIG. 3.8 – Vitesse w moyennée zonalement, en
surface (canal)

3.2.2 Influence des paramètres

Coefficient de diffusivité horizontale K_H

Nous avons ensuite tracé la variation des grandeurs D_m , MOSF, ZOSF et PHT en fonction de K_H , en coordonnées logarithmiques. On peut déduire des graphiques de la Figure 3.9 que :

$$\begin{aligned}D_m &\propto (K_H)^{-0.38} \\MOSF &\propto (K_H)^{-0.72} \\ZOSF &\propto (K_H)^{-0.66}\end{aligned}$$

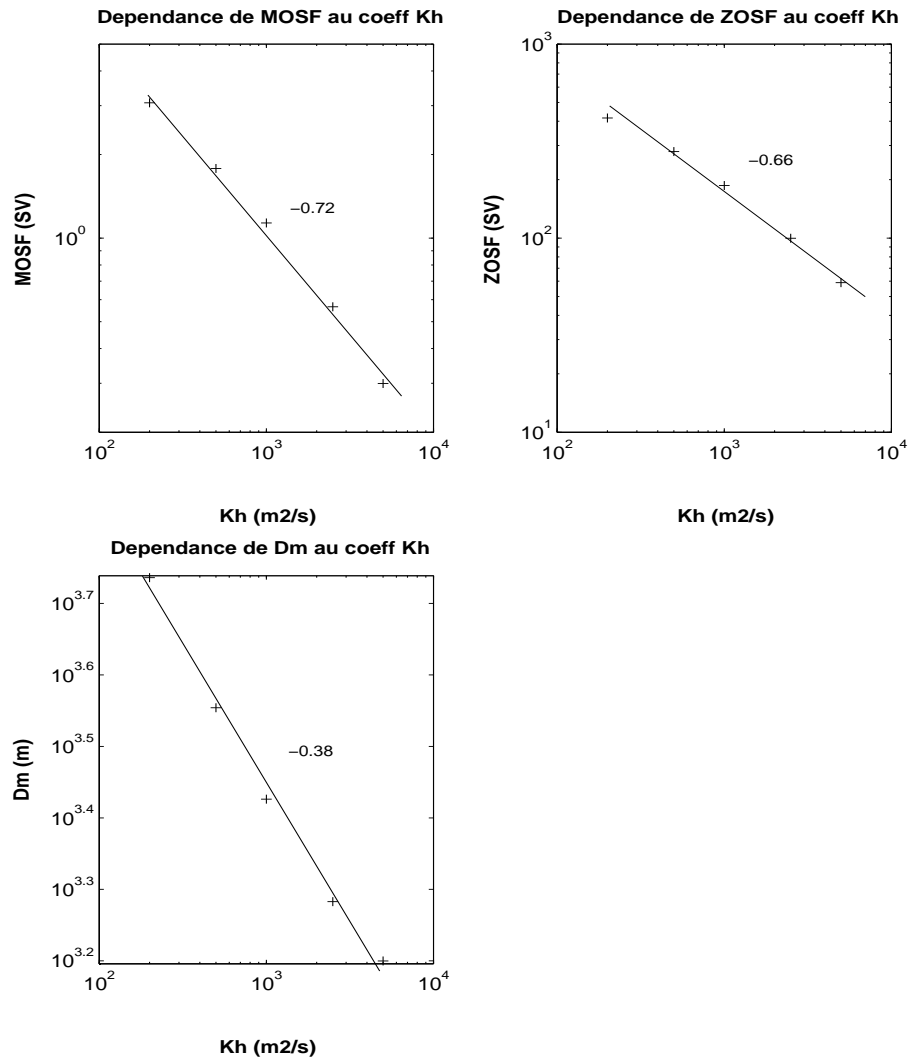


FIG. 3.9 – Influence de K_H sur MOSF, ZOSF, D_m (canal)

Ces résultats sont assez proches des résultats du scaling avec équilibre entre la diffusion verticale et la diffusion horizontale (**cas b**) qui prévoit :

$$\begin{aligned} D_m &\propto (K_H)^{-0.5} \\ MOSF &\propto (K_H)^{-1} \\ ZOSF &\propto (K_H)^{-1} \end{aligned}$$

Ces trois grandeurs caractéristiques sont bien inversement proportionnelles à K_H , même si les coefficients en exposant ne correspondent pas exactement. On voit immédiatement que l'équilibre entre l'advection et la diffusivité horizontale (**cas a**) n'est pas valable. En effet, dans ce cas la dépendance en K_H est en puissance +1 ou +2, ce qui est très différent de ce que l'on obtient avec le modèle.

Coefficient de viscosité horizontale A_H

Le scaling prévoyant un équilibre entre la diffusion verticale et la diffusion horizontale (**cas b**) semble être relativement bien vérifié en ce qui concerne le coefficient K_H . Nous avons ensuite voulu voir comment dépendaient les grandeurs D_m , MOSF, ZOSF et PHT du coefficient de viscosité horizontale A_H . En ce qui concerne D_m , on a les valeurs suivantes :

- pour $A_H = 10^4 \rightarrow D_m = 2691m$
- pour $A_H = 10^5 \rightarrow D_m = 2668m$
- pour $A_H = 10^6 \rightarrow D_m = 2524m$

D_m semble dépendre très faiblement de A_H . Les valeurs de D_m ne sont effectivement pas exactement les mêmes selon les différentes valeurs de A_H . Cependant, si l'on trace en coordonnées logarithmiques D_m en fonction de A_H (Figure 3.10), et que l'on fait une régression linéaire, le coefficient directeur de la droite obtenue est très très faible. On a le même résultat pour l'overtuning zonal ZOSF. Pour ce qui est de l'overtuning méridien MOSF, on peut au contraire tracer une droite passant presque exactement par les trois points, qui a pour coefficient directeur 0.96, très proche de 1 (Figure 3.10). D'après le modèle, la fonction de courant d'overtuning méridien varie donc linéairement en fonction de A_H . Ces résultats sont en totale cohérence avec le scaling qui prévoit :

$$\begin{aligned} D_m &\text{ indépendant de } (A_H) \\ MOSF &\propto (A_H) \\ ZOSF &\text{ indépendant de } (A_H) \end{aligned}$$

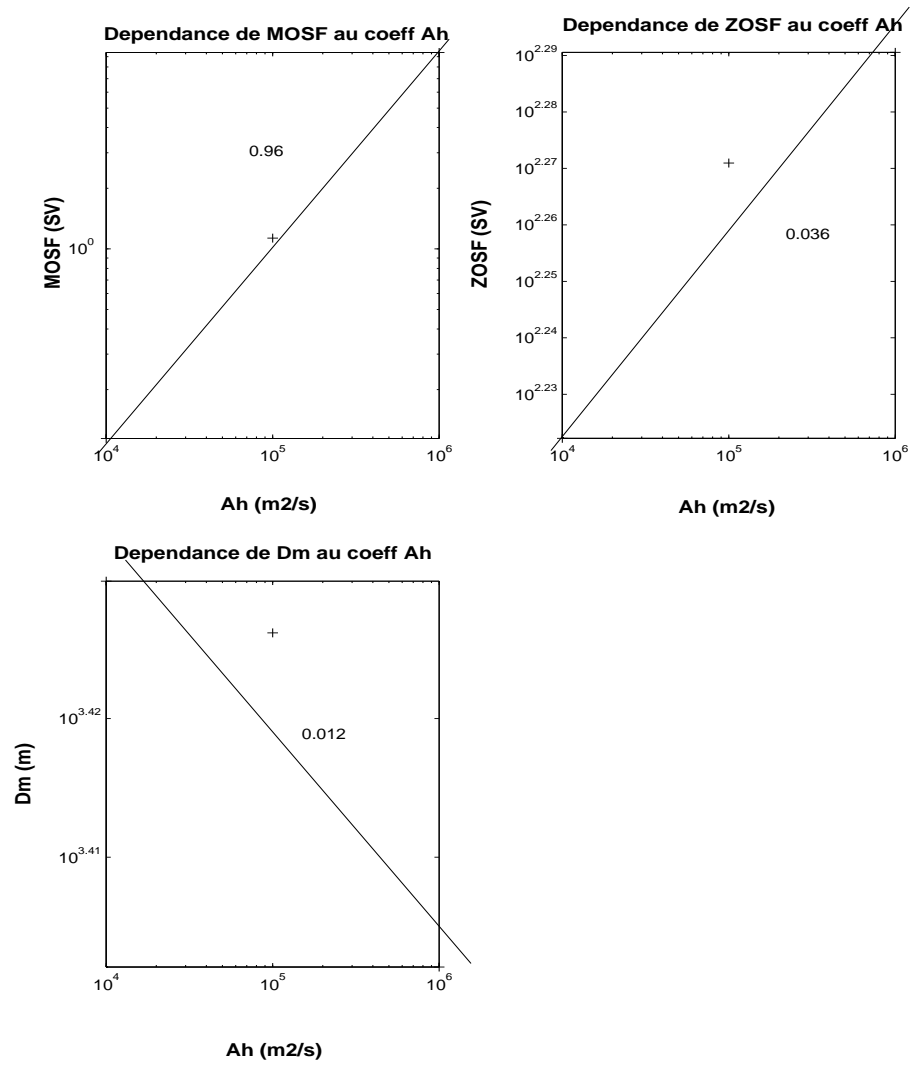


FIG. 3.10 – Influence de A_H sur MOSF, ZOSF, Dm (canal)

3.3 Cas mixte

3.3.1 Expérience de référence : observations et analyses

Champs de vitesse

En surface, on a, comme dans les deux cas précédents rassemblés, un canal avec une vitesse principalement zonale au Nord (au dessus de 50°N), dirigée vers l'Est, et une circulation anticyclonique avec un courant de bord Ouest dans la partie Sud. On remarque tout de même que ce courant de bord Ouest se décolle à une petite dizaine de degrés au Sud de la fin du bassin fermé ; le courant du Nord a tendance à pénétrer dans la partie Nord du bassin fermé (à l'Ouest). En effet, on note que la bifurcation se trouve à 40 et non à 46°N où se situe la limite entre le bassin fermé et le canal. A l'Est, on observe l'effet contraire : le fluide provenant du bassin fermé, au Nord, entre 40 et 50°N , a une composante de vitesse vers le Nord. On a, ici aussi une circulation symétrique au fond. La pénétration du courant dans le bassin fermé est aussi constatée dans les observations. On peut effectivement voir sur des cartes de densité potentielle (Hydrographic Atlas of The Southern Ocean, Olbers et. al, 1992) que l'ACC a tendance à pénétrer dans le bassin du Brésil jusqu'à environ 40°S au niveau du passage de Drake.

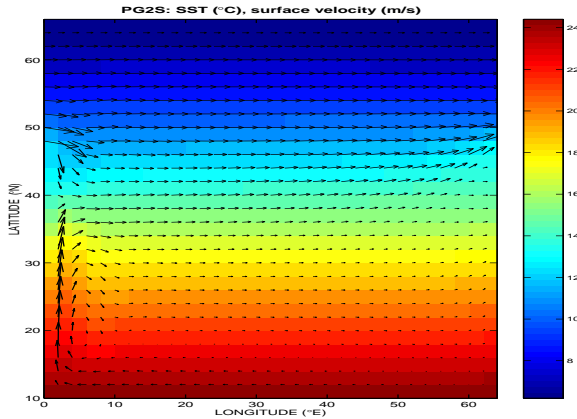


FIG. 3.11 – SST et vitesse en surface (cas mixte)

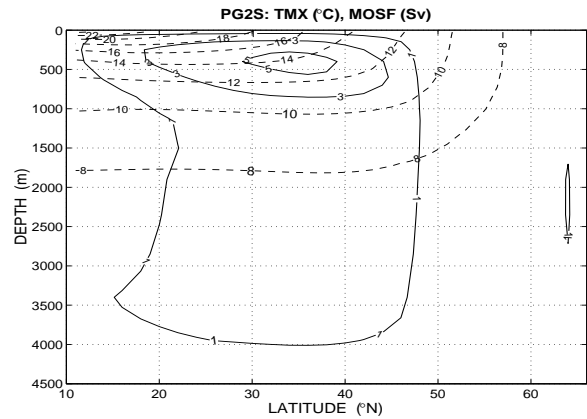


FIG. 3.12 – MOSF et isothermes (cas mixte)

Température

On n'observe pas de thermocline. L'isotherme 10°C se trouve vers 1000m de profondeur (elle est observée à 400m si le bassin est entièrement fermé et vers 1700m dans le cas d'un bassin entièrement ouvert). On retrouve une structure des isothermes

semblable à celle obtenue pour un bassin entièrement ouvert.

Overturning méridien

La cellule principale d'overturning méridien est située dans la partie fermée du bassin. L'overturning est confiné dans les 1000 premiers mètres de profondeur, avec une valeur maximale de 5 Sverdrup (faible devant la force de l'overturning dans le bassin fermé). Une cellule de faible valeur (1 Sv) allant de la surface au fond est tout de même observée, ainsi qu'une faible cellule dans la partie correspondant au canal.

Flux de chaleur en surface

Comme dans toutes les autres expériences, le forçage atmosphérique en température est linéaire selon la latitude y . Le terme prédominant pour l'advection dans l'équation de la chaleur est donc $v \frac{\partial T}{\partial y}$. On voit en effet sur la Figure 3.13 que les zones de courant ayant une forte composante méridienne sont soumises à des forts flux de chaleur. Au bord Ouest, entre 15 et 38°N, on a en surface un fort courant vers le Nord, qui advecte de l'eau chaude à des latitudes où l'eau est plus froide, de même à l'est au niveau de la frontière entre la partie fermée et le canal. Au contraire, à cette même latitude (vers 46°N) à l'ouest, on a une vitesse vers le Sud, ce qui explique un gain de chaleur. A l'extrême Sud-Ouest du bassin, du fait de l'advection vers l'Ouest, il y a une accumulation d'eau chaude, et tout au Nord, on retrouve ce que l'on avait dans le cas du canal seul. Sur tout le reste du bassin, où la vitesse est relativement faible, les flux de chaleurs sont proches de 0.

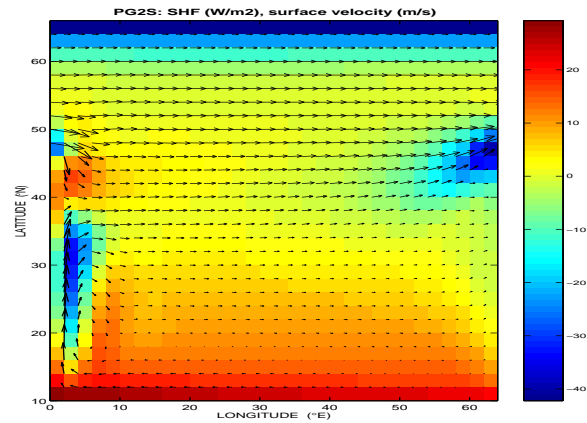


FIG. 3.13 – Flux de chaleur en surface (cas mixte)

3.3.2 Influence du paramètre K_V

La figure 3.14 montre la dépendance de U_{mxy} , V_{mxy} (vitesses moyennées sur tout le bassin) et D_m , au coefficient de diffusivité verticale K_V . Pour les 3 grandeurs, on trouve une dépendance en puissance proche de $\frac{1}{3}$. On obtient les mêmes résultats que dans le cas où le bassin est complètement fermé. Le scaling décrivant la circulation dans un bassin fermé semble donc rester valable pour ce qui est de l'échelle caractéristique de vitesse horizontale (avec toujours la petite différence entre U et V) et l'échelle de profondeur caractéristique.

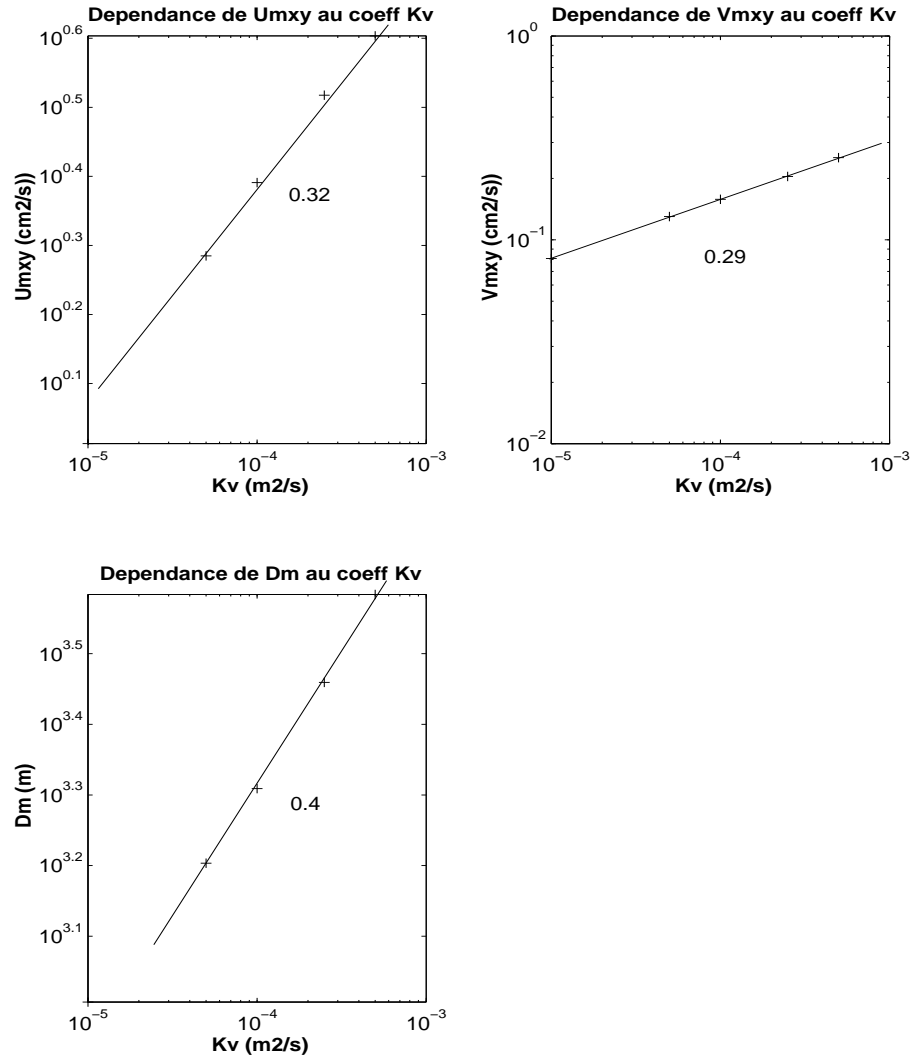


FIG. 3.14 – Influence de K_V sur U_{mxy} , V_{mxy} , D_m (cas mixte)

On s'intéresse ensuite à la partie ouverte, au Nord. On pourrait éventuellement s'attendre à ce que les vitesses V_{mxy} et U_{mxy} , moyennées cette fois ci seulement sur les

20° au Nord du bassin, dépendent de K_V en puissance $\frac{1}{2}$, comme le prévoit le scaling. Mais ce n'est pas le cas. On a au contraire une dépendance plus faible que la vitesse moyennée sur tout le bassin (Figure 3.15). Ceci montre bien l'interaction entre le canal et le reste du bassin.

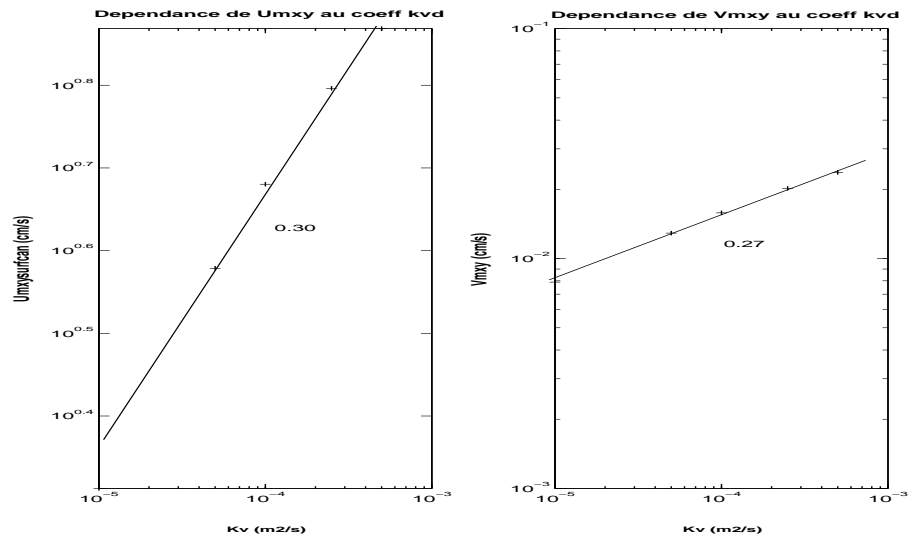


FIG. 3.15 – Influence de K_V sur U_{mxy} et V_{mxy} dans la partie canal (cas mixte)

Remarque : On ne peut pas ici travailler sur les valeurs de MOSF et ZOSF car les valeurs accessibles sont des valeurs maximales, qui sont donc prises dans la partie fermée en ce qui concerne $MOSF_{max}$ et dans le canal pour $ZOSF_{max}$. On obtient ici, pour l'expérience de référence :

- $MOSF_{max} = 5.67$ Sv
- $ZOSF_{max} = 79.50$ Sv

Alors qu'on avait pour le bassin entièrement fermé :

- $MOSF_{max} = 19.30$ Sv
- $ZOSF_{max} = 12.18$ Sv

Et pour le bassin entièrement ouvert :

- $MOSF_{max} = 1.13$ Sv
- $ZOSF_{max} = 186.62$ Sv

La présence du canal au Nord du bassin a donc une influence non négligeable sur ces valeurs, elle diminue considérablement la force de la cellule d'overtuning méridien et augmente de la même manière la force de la cellule d'overtuning zonal par rapport au cas d'un bassin entièrement fermé.

On a le même problème pour les valeurs de transport de chaleur vers le pôle :

- $PHT_{max} = 0.1565$ PW

– $PHT_{advectifmax} = 0.1401$ PW

Cette valeur maximale du transport advectif correspond à la partie fermée du bassin.

Transports

Dans le cas mixte, on peut différencier deux transports principaux : le transport de bord Ouest (Tbw) et le transport du canal (Tcanal). Nous avons calculé, selon les différentes expériences, les valeurs de ces transports, sur une largeur de 20° (largeur du canal) pour le canal et une largeur de 4° pour le transport de bord Ouest. La dernière ligne du tableau donne le rapport entre les 2 transports.

K_V ($m^2 s^{-1}$)	$0.1 \cdot 10^{-4}$	$0.5 \cdot 10^{-4}$	$1 \cdot 10^{-4}$	$2.5 \cdot 10^{-4}$	$5 \cdot 10^{-4}$
Tbw (Sv)	1.1779	3.0290	4.8031	9.5963	16.7617
Tcanal (Sv)	15.5605	46.3868	69.0040	105.1611	133.9073
Tbw/Tcanal	0.0757	0.0653	0.0696	0.0913	0.1252

A partir de ces données, on a tracé les variations des transports en fonction de K_V en coordonnées logarithmiques (Figure 3.16).

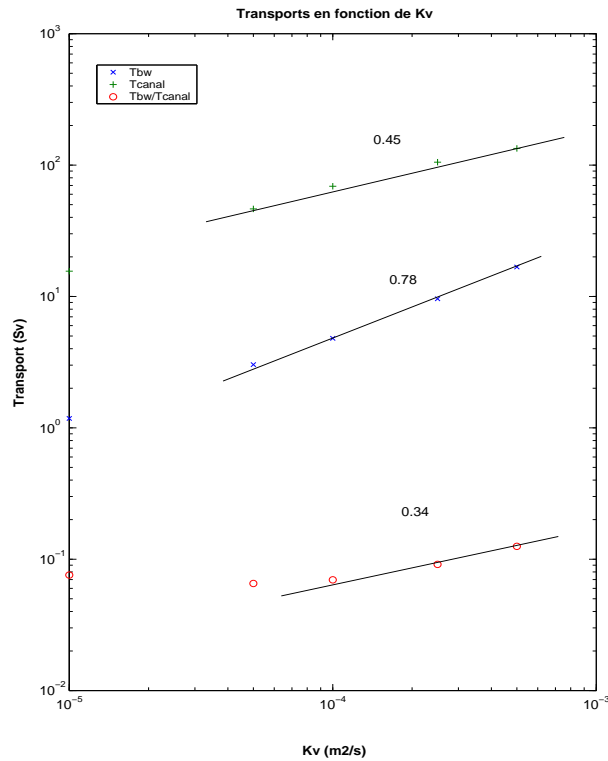


FIG. 3.16 – Influence de K_V sur les différents transports (cas mixte)

On voit sur cette Figure, si on ignore les points correspondant à $K_V = 0.1.10^{-4}$, une dépendance proche de $(K_V)^{\frac{1}{2}}$ pour le transport dans la partie ouverte. On retrouve donc bien l'exposant $\frac{1}{2}$ du scaling supposé valable dans le canal : $U \approx (K_V)^{\frac{1}{2}}$. Le Transport de bord ouest est lui beaucoup plus sensible à la diffusivité verticale K_V ; on a ici $V \approx (K_V)^{0.78}$. C'est totalement différent du scaling de Welander, mais c'est normal, on est ici au bord Ouest, où la vitesse est différente de l'échelle moyenne de vitesse du bassin.

SHF intégré

A partir des données de flux de chaleur en surface, on a tracé le flux de chaleur intégré suivant la latitude, en fonction de la latitude (Figure 3.17). Ce flux vertical, par conservation de la masse, correspond à un flux méridien, c'est à dire au flux de chaleur vers les pôles, en $W.m^{-1}$. On peut comparer ce flux selon qu'il s'agisse d'un bassin fermé, d'un canal, ou d'un bassin semi-ouvert. On voit bien que dans le cas mixte, le canal a une grande importance sur la valeur du flux, qui est si on se place à une latitude moyenne, quasiment deux fois moins fort que lorsque l'on considère un bassin fermé.

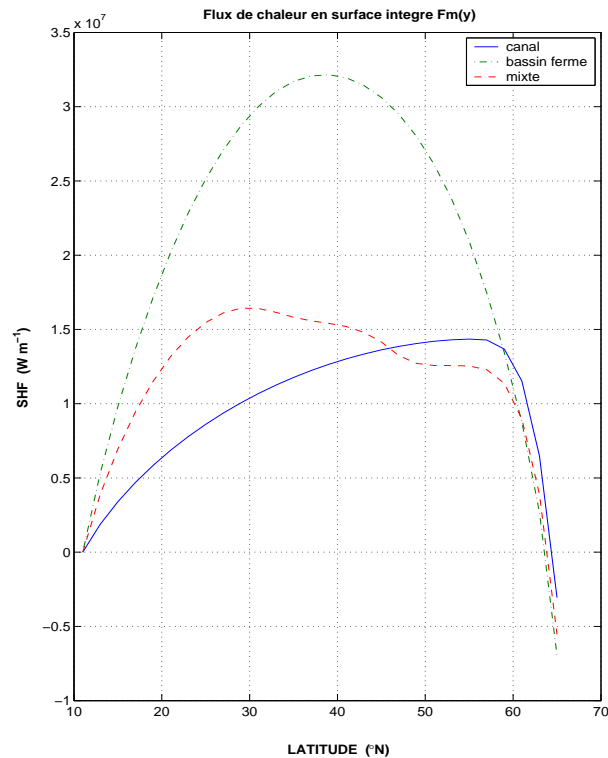


FIG. 3.17 – Flux de chaleur en surface intégré selon la latitude

Chapitre 4

Conclusion

Les premiers résultats concernent l'étude du bassin complètement ouvert sur ses frontières méridiennes. On a pu, à l'aide du modèle, vérifier les équilibres supposés après une analyse dimensionnelle des équations du mouvement. L'observation des champs de température et de flux de chaleur en surface ainsi que l'absence de thermocline justifient en effet l'hypothèse d'une prédominance des termes diffusifs, horizontaux et verticaux. La dominance du transport diffusif sur le transport advectif confirme d'ailleurs ce résultat. D'une manière plus précise, on a aussi pu constater une dépendance de plusieurs grandeurs aux paramètres de diffusivité en accord avec celle prévue par le scaling.

Les expériences effectuées en ouvrant uniquement la partie Nord donnent des résultats qui semblent proches de ce qui est observé dans l'Atlantique Sud, notamment au niveau du passage de Drake, où on peut remarquer une extension vers le Nord (ici le Sud) du Courant Antarctique Circumpolaire. L'influence du paramètre de diffusivité verticale sur les échelles de vitesse horizontale et de profondeur est dans ce cas proche du scaling de Welander pour un bassin fermé. Le courant joue cependant un rôle non négligeable sur la circulation générale du bassin : on le voit par exemple par son influence sur l'importance du flux de chaleur en surface intégré selon la latitude.

Cette étude à l'aide d'un modèle simple - notamment par l'absence de modélisation de la topographie au fond - a donc permis de vérifier certaines hypothèses concernant le courant Antarctique Circumpolaire, et plus précisément l'influence des paramètres de diffusivité sur la circulation d'un tel courant. On pourrait chercher à vérifier les résultats en tenant compte de la topographie. Ceci qui n'a pas été fait ici, or il est évident que la topographie du fond de l'océan au niveau de l'ACC a de l'importance. Le choix de la condition limite de flux en surface a été fait de manière arbitraire, il

pourrait être intéressant de refaire les expériences en changeant cette condition et en imposant un flux de chaleur constant.

Le but de ce stage n'était pas de refaire les expériences dans un bassin fermé qui avaient déjà été traitées. On a tout de même pu noter quelques résultats laissant penser qu'il serait intéressant de s'intéresser de plus près au problème du scaling dans le bassin fermé, concernant les échelles de vitesses horizontales.

Remerciements

Je tiens à remercier Alain Colin de Verdière et Thierry Huck pour m'avoir encadrée pendant ce stage. Merci aussi à toute l'équipe du Laboratoire de Physique des Océans pour leurs petits coups de mains en informatique et leur sympathique compagnie tout au long de ce stage. Un merci particulier aux doctorants et à Solenn pour leur soutien. Je remercie enfin Daniele Iudicone pour ses renseignements sur le Courant Antarctique Circumpolaire.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] BRYAN F., 1986 : Parameter Sensitivity of Primitive Equation Ocean General Circulation Models, *Journal of Physical Oceanography* 17, 970-985
- [2] BRYAN K., 1991 : Poleward heat transport in the ocean, *Tellus 43AB* 104-115
- [3] GNANADESIKAN A., 1999 : A Simple Predictive Model for the Structure of the Oceanic Pycnocline, *Science* 283 2077-2079
- [4] HUCK T., A.J.WEAVER, and A.COLIN DE VERDIERE, 1999 : On the influence of the parametrization of lateral boundary layers on the thermocline circulation in coarse-resolution ocean models, *Journal of Marine Research* 57 387-426
- [5] MUNK W.H., 1966 : Abyssal recipes, *Deep-Sea Research* 13 707-730
- [6] OLBERS D., V.GOURETSKI, G.SEISS, J.SCHROTER, 1992 : Hydrographic Atlas of the Southern Ocean
- [7] WELANDER P., 1971 : The thermocline problem, *Phil. Trans. R. Soc. Lond. A.* 270 415-421