

Laboratoire d'Océanographie Physique.
Université de Bretagne Occidentale.

Stage de DEA Océanologie, Météorologie et Environnement.
Option D : Physique et Dynamique de l'Océan

STABILITE DE LA CIRCULATION THERMOHALINE (THC)

Analyse des solutions de modèles en boîtes.

Solemn FERCOCQ

Responsable de stage : A. COLIN DE VERDIERE, LPO/UBO

2004

Remerciement

Je souhaite exprimer au Prof. Alain Colin de Verdière ma plus sincère reconnaissance pour m'avoir encadré durant ce stage. Je tiens à remercier S. Magoarou pour ces explications sur différentes techniques informatiques. Enfin je remercie tous les membres du Laboratoire de Physiques des Océans pour leur gentillesse.

Table des matières

1	Le modèle 2×2 boîtes	5
1.1	Description	5
1.2	Équations	6
1.2.1	La température	6
1.2.2	La salinité	7
1.2.3	Adimensionnalisation	7
1.2.4	Systèmes finaux	8
1.2.5	Détermination de Ψ	9
1.3	Valeurs des variables	10
1.4	Intérêts et limites du modèle	11
2	Travaux réalisés et résultats (modèle 2×2 boîtes)	12
2.1	États de stabilité	12
2.1.1	Mode thermique	12
2.1.2	Mode halin	13
2.1.3	Transition entre deux modes	14
2.1.4	Boucle d’hystérésis	17
2.1.5	Influence des paramètres	18
2.1.6	La diffusivité horizontale	20
2.2	Oscillations	22
2.2.1	Modèle initial (conservatif, $f(e - p) = 0$)	22
2.2.2	Modèle modifié ($f(e - p) > 0$)	23
2.2.3	Description d’une oscillation	24
3	Le modèle 2×3 boîtes et résultats	27
3.1	Le modèle 2×3 boîtes	27
3.2	Les états stables	28
3.3	Modélisation “pôle-équateur-pôle”	31

INTRODUCTION

L'objet de ce stage est d'étudier la stabilité de la circulation thermohaline (THC), avec l'espoir de trouver un mode oscillatoire pour un forçage en eaux douces fixe.

Si depuis qu'existent des mesures de température et de salinité, soit le siècle dernier, la THC est d'une grande stabilité, divers indicateurs des paléoclimats indiquent que de brusques variations du climat ont eu lieu sur les 100 000 dernières années.

De nombreux évènements du type D/O (d'après Dansgaard - Oeschger) ont eu lieu, avec un intervalle entre deux évènements de l'ordre de 1000 à 2000 ans. Ces évènements D/O sont définis par un réchauffement qui se caractérise par une augmentation du $\delta^{18}O$ (soit une conversion en température de 5° à 10° C) du Groënland sur quelques dizaines d'années suivi par un refroidissement beaucoup plus lent qui s'effectue sur 1000 ans typiquement. Les échelles de temps impliquées indiquent que ces évènements sont très vraisemblablement liés à des variations de la THC. Stommel, en 1961, avec un modèle à 2 boîtes très simplifié, a montré que la THC peut avoir des équilibres multiples selon l'intensité et la nature des forçages en température et en salinité. La circulation dépend principalement de la densité de l'eau de mer.

Le climat actuel correspond à une circulation active (forte formation d'eaux profondes). Si l'apport en eaux douces augmente dans les mers nordiques jusqu'à un certain seuil, la circulation thermohaline change brutalement d'équilibre (voir article de Bard (2002), de Paillard (2001)). Ce nouvel équilibre est défini par une circulation réduite avec des températures plus froides aux hautes latitudes, car le transport de chaleur est affaibli. Des modèles comme celui de Huang, Lyuten et Stommel (1982) qui modélisent la convection gravitationnelle du forçage thermal et halin combiné avec une dynamique frictionnelle linéaire, exhibe de nombreux états d'équilibre.

Ce stage reprend un modèle de ce type en intégrant les notions de diffusivité thermique et haline. Ce rapport présente ce modèle comprenant 2×2 boîtes et les différents équilibres obtenus. On s'intéresse également à la possibilité d'existence d'un mode oscillant entre deux états d'équilibres, dans certaines conditions de forçage extérieur. On complète cette étude en complexifiant le modèle (2×3) dont on décrira l'évolution suivant les différents paramètres.

Chapitre 1

Le modèle 2×2 boîtes

Ce chapitre est consacré à la description du modèle en boîte et des paramètres utilisés. Le logiciel Matlab a été utilisé pour calculer et afficher le résultat de chaque test effectué avec ce modèle.

1.1 Description

Le modèle utilisé est composé de quatre boîtes :

- Deux boîtes polaires, l'une représentant la couche de surface et l'autre la couche inférieure.
- Deux boîtes équatoriales qui de même représentent deux couches, une de surface et une de fond.

Chacune des boîtes est caractérisée par sa température et sa salinité. L'évolution de ces caractéristiques est régie par différentes équations qui dépendent de paramètres tels que la température extérieure (T^*), les coefficients de diffusion...

La dimension des boîtes est définie par L_x , L_y et H . La boîte équatoriale représente une partie du bassin nord atlantique de 0° à 30° de latitude. Cette surface représente la moitié du bassin. Dans le modèle on prend la surface polaire égale à la surface équatoriale ($L_{x1} = L_{x2}$, $L_{y1} = L_{y2}$). On note δ le rapport des profondeurs ($\delta = \frac{H_2}{H_1}$), δ peut être compris entre 0 et l'infini, mais dans les différents tests on prend $\delta = 4$. Ceci correspond à une couche supérieure de 1 Km sur une couche de 4 Km, ces proportions sont relativement réalistes. On fixe les températures extérieures à $T^*1 = 22^\circ C$ et $T^*2 = 2^\circ C$ (dans certains tests on aura 25 et 0). Pour le transport Ψ , le sens positif est de la boîte 1 vers la 2, i.e. sens indiqué sur le schéma (figure 1.1). On suppose le contenu de chaque boîte homogène.

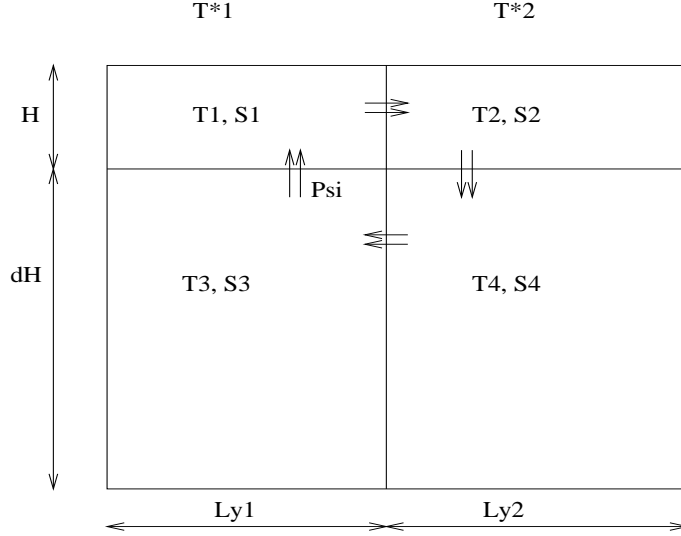


FIG. 1.1 – Schéma du modèle 2x2 boîtes défini par la température de l'air T_i^* , la température et la salinité des boîtes T_i et S_i , leur profondeur H et δH , leur largeur L_{yi} et le transport Ψ .

1.2 Équations

Chaque boîte évolue en température et en salinité, d'où la modélisation de deux équations d'évolution pour chaque boîte. On cherche à exprimer ces équations en fonction de différences de température T (de salinité S). Avant de poser les différentes équations, notons que le transport Ψ ($Kg.s^{-1}$) peut être positif ou négatif. On utilisera donc un schéma up-wind, qui prend en compte cette caractéristique de Ψ . On présentera plus tard cette discrétisation. Les équations suivantes correspondent au cas positif. Pour le cas négatif, seules les différences de températures et de salinités changent (par exemple, pour la salinité, $\Delta S = S_{entrant} - S_{sortant}$, avec $S_{entrant}$ =salinité entrant dans la boîte $S_{sortant}$ =salinité sortant de la boîte).

1.2.1 La température

$$m_1 c_p \frac{dT}{dt} = Q_1 A_1 + c_p \Psi (T_3 - T_1), \quad (1.1)$$

avec $Q_1 = \lambda(T_1^* - T_1)$

On ajoute l'effet de diffusion :

$$\frac{\partial T}{\partial t} + u \nabla T = K \Delta T, \quad (1.2)$$

avec $u\nabla T$ négligeable car $\frac{U}{fL} \ll 1$

d'où :

$$\frac{dT}{dt} = \frac{Q_1 A_1}{c_p m_1} + \frac{\Psi}{m_1} (T_3 - T_1) + \frac{K_v}{H^2} (T_3 - T_1) + \frac{K_h}{L_y^2} (T_2 - T_1) \quad (1.3)$$

avec K_v = diffusivité thermique verticale et K_h = diffusivité thermique horizontale.

L'équation devient :

$$\frac{dT}{dt} = \frac{\lambda_1 A_1}{c_p m_1} (T_1^* - T_1) + \frac{\Psi}{m_1} (T_3 - T_1) + \frac{K_v}{H^2} (T_3 - T_1) + \frac{K_h}{L_y^2} (T_2 - T_1) \quad (1.4)$$

1.2.2 La salinité

$$m_1 \frac{dS}{dt} = S_0 E A_1 + \Psi (S_3 - S_1), \quad (1.5)$$

avec $S_0 E A_1$ = correspond à l'évaporation, E en $Kg.m^{-2}.s^{-1}$ et $S_0 = 0.035$ est la constante de référence pour la salinité

Puis on y ajoute (terme diffusif) :

$$\frac{dS}{dt} = K_v \frac{\partial^2 S}{\partial z^2} + K_h \frac{\partial^2 S}{\partial y^2} \quad (1.6)$$

avec, ici, K_v = diffusivité haline verticale et K_h = diffusivité halin horizontale.

On a alors :

$$\frac{dS}{dt} = \frac{E A_1}{m_1} S_0 + \frac{\Psi}{m_1} (S_3 - S_1) + \frac{K_v}{H^2} (S_3 - S_1) + \frac{K_h}{L_y^2} (S_2 - S_1) \quad (1.7)$$

1.2.3 Adimensionnalisation

Le système d'évolution de la boîte 1 est :

$$\begin{aligned} \frac{dT}{dt} &= \frac{\lambda_1 A_1}{c_p m_1} (T_1^* - T_1) + \frac{\Psi}{m_1} (T_3 - T_1) + \frac{K_v}{H^2} (T_3 - T_1) + \frac{K_h}{L_y^2} (T_2 - T_1) \\ \frac{dS}{dt} &= \frac{E A_1}{m_1} S_0 + \frac{\Psi}{m_1} (S_3 - S_1) + \frac{K_v}{H^2} (S_3 - S_1) + \frac{K_h}{L_y^2} (S_2 - S_1) \end{aligned}$$

Pour simplifier le code informatique, il est préférable de réaliser une adimensionnalisation en temps. Soit $\Psi_0 = \frac{m_0}{\tau} = 10^9$, $\Phi' = \frac{\Psi}{\Psi_0}$ et $t' = \frac{t}{\tau}$. On multiplie le système précédent par $\frac{1}{m_0}$. Les coefficients deviennent :

$$\begin{aligned}
\frac{\lambda A \tau}{c_p m_1 m_0} &= \frac{\lambda A}{\Psi_0 c_p m_1} = \frac{\gamma_1}{m_1} \\
\frac{\Psi \tau}{m_1 m_0} &= \frac{\Psi'}{m_1} \\
\frac{K_T \tau}{H^2 m_0} &= \frac{\kappa_T}{m_1} \\
\frac{EA_1 \tau}{m_1 M_0} &= \frac{EA_1}{\Psi_0 m_1} = \frac{\tilde{p}_1}{m_1} \\
\frac{K_s \tau}{H^2 m_0} &= \frac{\kappa_s}{m_1}
\end{aligned}$$

On pose $\delta_1 = \frac{m_1}{m_0}$, le système adimensionnalisé en temps donne :

$$\begin{aligned}
\delta_1 \frac{dT_1}{dt'} &= \gamma_1 (T_1^* - T_1) + \Psi' (T_3 - T_1) + \kappa_{Tv} (T_3 - T_1) + \kappa_{Th} (T_2 - T_1) \\
\delta_1 \frac{dS_1}{dt'} &= \tilde{p}_1 + \Psi' (S_3 - S_1) + \kappa_{sv} (S_3 - S_1) + \kappa_{sh} (S_2 - S_1)
\end{aligned}$$

1.2.4 Systèmes finaux

$$\begin{aligned}
\delta_1 \frac{dT_1}{dt'} &= \gamma_1 (T_1^* - T_1) + \Psi' (T_3 - T_1) + \kappa_{Tv} (T_3 - T_1) + \kappa_{Th} (T_2 - T_1) \\
\delta_2 \frac{dT_2}{dt'} &= \gamma_1 (T_2^* - T_2) + \Psi' (T_1 - T_2) + \kappa_{Tv} (T_4 - T_2) + \kappa_{Th} (T_1 - T_2) \\
\delta_3 \frac{dT_3}{dt'} &= \Psi' (T_4 - T_3) + \kappa_{Tv} (T_1 - T_3) + \kappa_{Th} (T_4 - T_3) \\
\delta_4 \frac{dT_4}{dt'} &= \Psi' (T_2 - T_4) + \kappa_{Tv} (T_2 - T_4) + \kappa_{Th} (T_3 - T_4)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\delta_1 \frac{dS_1}{dt'} &= \tilde{p}_1 + \Psi' (S_3 - S_1) + \kappa_{sv} (S_3 - S_1) + \kappa_{sh} (S_2 - S_1) \\
\delta_2 \frac{dS_2}{dt'} &= \tilde{p}_2 + \Psi' (S_1 - S_2) + \kappa_{sv} (S_4 - S_2) + \kappa_{sh} (S_1 - S_2) \\
\delta_3 \frac{dS_3}{dt'} &= \Psi' (S_4 - S_3) + \kappa_{sv} (S_1 - S_3) + \kappa_{sh} (S_4 - S_3) \\
\delta_4 \frac{dS_4}{dt'} &= \Psi' (S_2 - S_4) + \kappa_{sv} (S_2 - S_4) + \kappa_{sh} (S_3 - S_4)
\end{aligned}$$

Ces deux systèmes sont valables pour $\Psi > 0$, on obtient de la même façon deux systèmes d'équations pour $\psi < 0$ (différences au niveau des ΔS et ΔT). De ces systèmes découlent 4 matrices sur lesquelles le modèle est basé.

1.2.5 Détermination de Ψ

Dans le système précédent, il y a une inconnue de trop, on cherche alors à déterminer Ψ par d'autres hypothèses. Les équations précédentes caractérisent les traceurs, on doit introduire des équations pour la dynamique reliant accélération et forces. Nous ajoutons donc l'hypothèse hydrostatique ainsi que l'hypothèse d'équilibre entre le gradient méridien de pression et la viscosité.

Hydrostatique Avec l'hypothèse hydrostatique, on a :

$$\begin{aligned} P_1 - P_i &= -g\rho_1 \frac{H}{2} \\ P_i - P_3 &= -g\rho_3 \frac{\delta H}{2} \end{aligned} \tag{1.8}$$

d'où

$$\begin{aligned} P_1 - P_3 &= -g\frac{H}{2}[\rho_1 + \delta\rho_3] \\ P_2 - P_4 &= -g\frac{H}{2}[\rho_2 + \delta\rho_4] \end{aligned} \tag{1.9}$$

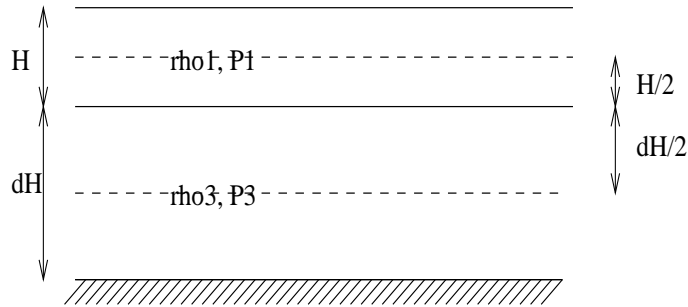


FIG. 1.2 – Schéma de deux couches homogènes superposées, de densité (ρ) et de profondeur différente.

Équilibre On note

- q_u : la vitesse dans la couche supérieure,
- q_l : la vitesse dans la couche inférieure.

On fait donc l'hypothèse que dans chaque couche, le gradient de pression méridien est compensé par viscosité ($\lambda_f q = \text{frottement} * \text{vitesse}$). On note cet équilibre : $\lambda_f q = \frac{1}{\rho_0} \frac{dP}{dy}$

De ces deux hypothèses on obtient l'expression :

$$\lambda_f \rho_0 (q_u - q_l) = -\frac{gH}{2L_y} (\rho_1 + \delta \rho_3 - \rho_2 - \delta \rho_4) = -\frac{gH}{2L_y} \Delta \rho \quad (1.10)$$

Du fait qu'il n'y ait pas de transport de masse net ($Hq_u + H\delta q_l = 0$) et que Ψ puisse être exprimé sous la forme $\rho_0 H L_x q_u$ ou $-\rho_0 \delta H L_x q_l$, on peut obtenir l'expression :

$$\Psi = -\frac{g\delta H^2 L_x}{2L_y \lambda_f (1 + \delta)} \Delta \rho. \quad (1.11)$$

Pour avoir un ordre de grandeur de Ψ en Sverdrup, on impose toutes les valeurs des variables de l'équation précédente. En fait, on ne détermine pas vraiment Ψ , on détermine λ pour que Ψ soit de l'ordre de grandeur observé.

On obtient alors Ψ' en fonction de T et S :

$$\Psi' = c_k [-\alpha(T_2 - T_1) + \beta(S_2 - S_1) + \delta[-\alpha(T_4 - T_3) + \beta(S_4 - S_3)]]. \text{ (avec } c_k = 5.10^3) \quad (1.12)$$

1.3 Valeurs des variables

Les valeurs des diffusions sont données dans la littérature telles que :

$$K_v = 10^{-4} m^2 . s^{-1} \text{ pour la diffusion verticale,} \quad (1.13)$$

$$K_h = 10^3 m^2 . s^{-1} \text{ pour la diffusion horizontale} \quad (1.14)$$

Remarque1 : dans le modèle, on utilise les mêmes coefficients de diffusion pour le sel et la température.

Pour le modèle, il nous faut les coefficients λ_i et λ_h . Ces coefficients sont calculés à partir des expressions suivantes :

$$\frac{K_v}{H^2} (T_3 - T_1) = \frac{\lambda_i A_1}{c_p m_1} (T_3 - T_1) \quad (1.15)$$

$$\frac{K_h}{L_y^2} (T_2 - T_1) = \frac{\lambda_h S_{12}}{c_p m_1} (T_2 - T_1), \text{ avec } S_{12} = L_x * H \quad (1.16)$$

Ces expressions donnent $\lambda_i = 0.4$ et $\lambda_h = 800$ pour des valeurs de $L_x = L_y = 5.10^6 m$ et de $H = 1.10^3 m$.

Remarque2 : si $K_v = 10^{-3} m^2 . s^{-1}$ et $K_h = 10^4 m^2 . s^{-1}$, pour les même valeurs de L_x, L_y et H, on trouve $\lambda_i = 4$ et $\lambda_h = 8000$

1.4 Intérêts et limites du modèle

Architecture du modèle Le modèle s'articule en trois parties :

- Entrée des données,
- Boucle principale + tests,
- Sortie des résultats + graphes.

La première et dernière parties ayant peu d'intérêt (pour ce qui est du codage), on va s'intéresser au corps du code. On utilise dans la boucle temporelle un schéma up-wind pour calculer la température et la salinité du pas de temps suivant. Ce schéma calcule différemment le pas de temps suivant, selon le signe de Ψ . Soit u_j^{n+1} la valeur au pas de temps $n + 1$, on l'obtient à partir de la discrétisation suivante :

$$\begin{aligned} \frac{u_j^{n+1} - u_j^n}{\Delta t} &= \Phi_j^n \frac{u_{j-1}^n - u_j^n}{\Delta x} \text{ si } \Psi > 0 \\ \frac{u_j^{n+1} - u_j^n}{\Delta t} &= \Phi_j^n \frac{u_j^n - u_{j+1}^n}{\Delta x} \text{ si } \Psi < 0 \end{aligned} \tag{1.17}$$

avec n l'indice temporel et j le numéro de la boîte. (ex si $j = 1$, $j + 1 = 2$ et $j - 1 = 3$) A chaque pas de temps, il est donc nécessaire de calculer le transport Ψ car il est fonction de ρ . Dans cette boucle, on ajoute un test de convection ; si la différence des densités entre les deux boîtes sur la même verticale (ex : ρ_1 et ρ_3 , voir schéma) est inférieure à une certaine valeur, on considère les densités identiques. On ré-initialise alors les valeurs de S et T de chaque boîte.

Intérêts et limites Ce modèle est intéressant car il prend en compte la diffusion horizontale et verticale, la condition limite de relaxation (restoring boundary condition) en plus du transport massique existant entre les différentes boîtes. Cependant ce modèle est limité par le fait que les températures extérieures soient fixes et limitées à deux valeurs, ce qui ne correspond pas à la réalité. De même, on ne considère que deux couches homogènes sur la verticale. On limite également le nombre de variables en prenant la diffusivité du sel K_s identique à celle de la température K_T , contrairement au modèle de Welander (1982) qui s'intéressait à l'effet de la différence $K_s - K_T$ sur la stabilité de la circulation thermohaline. Ce modèle reste donc un modèle simplifié, mais peut peut-être rendre compte de résultats significatifs.

Chapitre 2

Travaux réalisés et résultats (modèle 2×2 boîtes)

Ce chapitre présente les différents travaux effectués avec le modèle 2×2 boîtes.

2.1 États de stabilité

Les premiers tests modélisent l'évolution des températures, des salinités, des densités et du transport par rapport au temps, avec un forçage fixé. On observe que le système au bout d'un certain temps atteint toujours un état stable. A travers les différents tests, on remarque que l'état d'équilibre atteint est fonction du forçage en eaux douces. Ceci rejoint le résultat de Stommel sur les équilibres multiples de la circulation thermohaline.

On peut classer ces équilibres dans deux catégories, les modes thermiques et les modes halins.

Remarque : Pour ces travaux l'état initial en température est $T_i = [0, 0, 0, 0]$ et en salinité $S_i = [35, 35, 35, 35]$. On prend $\lambda_i = 0.5$ et $\lambda_h = 0$.

2.1.1 Mode thermique

Le mode thermique se caractérise par un transport positif. D'autre part, la différence de densités des boîtes polaires est nulle, alors que celle des boîtes équatoriales est négative. Cela signifie que les boîtes polaires sont dans un état convectif ($\rho_2 = \rho_4$). On a donc à l'équilibre $T_2 = T_4$ et $S_2 = S_4$. Dans ce mode, si on fait le rapport de densité : $\frac{\beta(S_1 - S_2)}{\alpha(T_1 - T_2)}$, on le trouve inférieur à un. Ceci caractérise par définition un état thermique ($\beta(S_1 - S_2) < \alpha(T_1 - T_2)$).

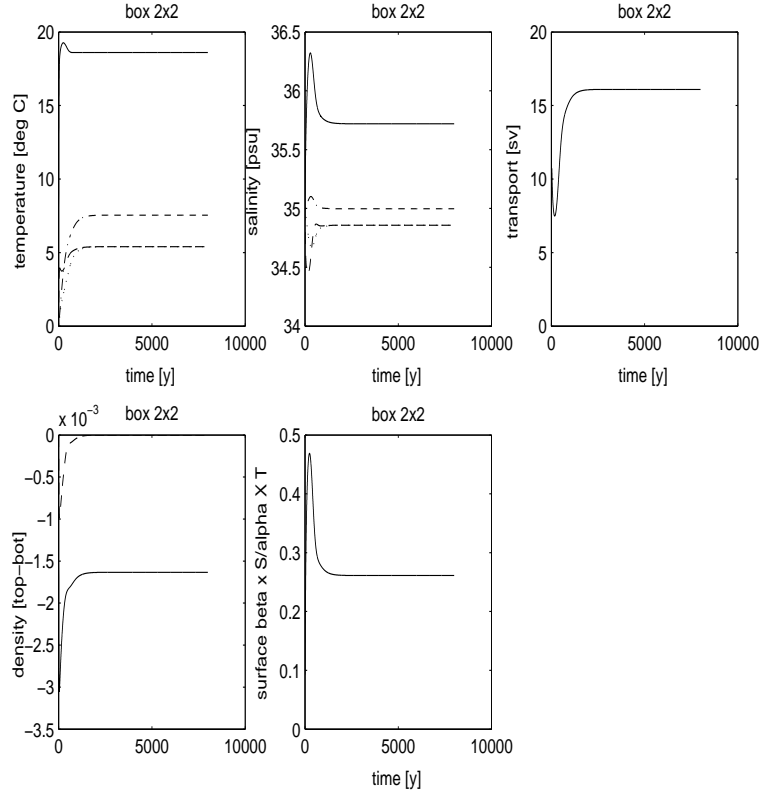


FIG. 2.1 – Graph. de l'établissement du mode thermique. (a) et (b) sont respectivement l'évolution de la température et de la salinité en fonction du temps de chacune des boîtes. La ligne continue=boîte1, la ligne discontinue=boîte 2, l'alternance tiret/point=boîte3 et les pointillés=boîte4. (c) représente le transport en Sv, au cours du temps. (d) montre l'évolution de la différence de densité entre la boîte de surface et celle du fond (continue=équatoriale, discontinue=polaire). (e) est l'évolution du rapport $\beta\Delta S/\alpha\Delta T$ en fonction du temps.

2.1.2 Mode halin

De la même façon, le mode halin se caractérise par un transport $\Psi < 0$. Contrairement au mode thermique la différence de densité des boîtes polaires est non nulle mais négative, alors que celle des boîtes équatoriales s'annule. Dans ce cas ce sont les boîtes équatoriales qui sont dans un état de convection. Cet état est confirmé par le fait que la température et la salinité de la boîte 1 et 3 sont identiques. Si on regarde le graphe représentant le rapport $\frac{\beta(S_1-S_2)}{\alpha(T_1-T_2)}$, on s'aperçoit qu'il est supérieur à 1. L'état d'équilibre obtenu est donc bien un état halin ($\beta(S_1-S_2) > \alpha(T_1-T_2)$).

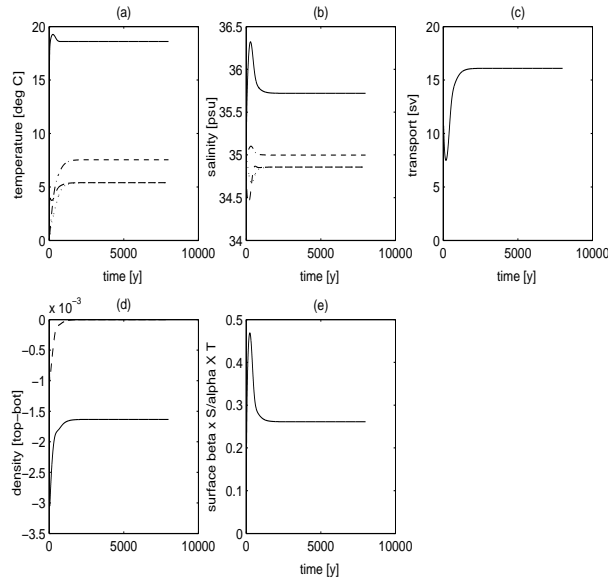


FIG. 2.2 – Graph. de l'établissement du mode halin (a) et (b) sont respectivement l'évolution de la température et de la salinité en fonction du temps de chacune des boîtes. La ligne continue=boîte1, la ligne discontinue=boîte 2, l'alternance tiret/point=boîte3 et les pointillés=boîte4. (c) représente le transport en Sv, au cours du temps. (d) montre l'évolution de la différence de densité entre la boîte de surface et celle du fond (continue=équatoriale, discontinue=polaire). (e) est l'évolution du rapport $\beta\Delta S/\alpha\Delta T$ en fonction du temps.

2.1.3 Transition entre deux modes

On s'intéresse maintenant au passage d'un mode à l'autre.

Du mode thermique au mode halin Pour décrire l'évolution des différents paramètres, on se place initialement dans un état de stabilité, type mode thermique, et on fixe un forçage de façon à obtenir un mode halin pour l'équilibre final.

Les différents graphes (Figure 2.3) montrent l'évolution au cours du temps de la température, de la salinité, du transport, ainsi que de la différence des densités et du rapport de densité.

Si on fait abstraction du pic qui survient vers 250 ans, on trouve que l'évolution des paramètres est de la même forme que celle décrite dans l'article de “Huang, Luyten et Stommel” . Le système répond en 3 étapes :

- A searching stage,
- A catastrophic stage,
- An adjustment stage.

Sur le graphe précédent la première étape n'est pas nette. Cependant la seconde et la troisième peuvent être repérées. La phase 2 correspond à l'augmentation des températures et des salinités

des boîtes du fond et à la baisse de la salinité de la boîte 2 (polaire de surface). Durant cette phase, le transport atteint sa valeur finale. Pendant la phase 3, les boîtes du fond ajustent leur température et leur salinité aux nouvelles valeurs nécessaires à l'équilibre.

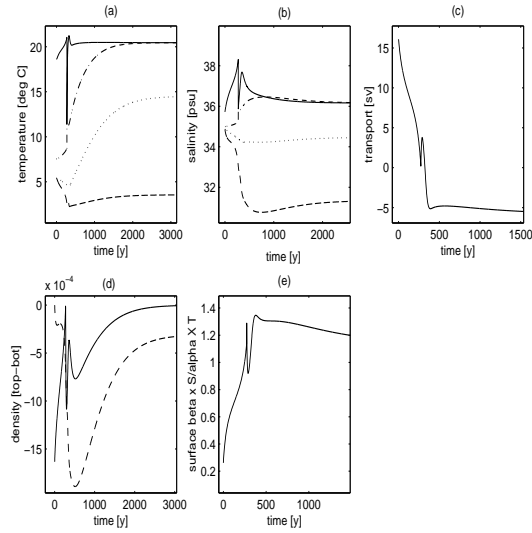


FIG. 2.3 – Graph. Transition de thermique à halin. (a) et (b) sont respectivement l'évolution de la température et de la salinité en fonction du temps de chacune des boîtes. La ligne continue=boîte1, la ligne discontinue=boîte 2, l'alternance tiret/point=boîte3 et les pointillés=boîte4. (c) représente le transport en Sv, au cours du temps. (d) montre l'évolution de la différence de densité entre la boîte de surface et celle du fond (continue=équatoriale, discontinue=polaire). (e) est l'évolution du rapport $\beta\Delta S/\alpha\Delta T$ en fonction du temps.

Du mode halin au mode thermique La première remarque que l'on peut faire sur cette transition, c'est qu'elle est beaucoup plus rapide que l'autre. Cette transition est de l'ordre de 500 ans alors que le passage de thermique à halin était plutôt de l'ordre de 1500 ans (Cf.figure 2.3).

Sur les graphes(figure 2.4), on peut voir que l'état halin est déstabilisé par le début d'une convection au niveau des boîtes polaires vers 50 ans. Durant la stabilisation on voit les températures des boîtes polaires, alors identiques, baisser pour atteindre la valeur nécessaire à l'équilibre, tandis que leur salinité indentique ($T_2 = T_4$, état convectif), s'élève puis se stabilise. La boîte du fond à l'équateur voit sa température et sa salinité baissées, alors que dans la boîte de surface ces paramètres restent quasiment stables. Le système est de nouveau stable 500 ans après le changement de forçage extérieur.

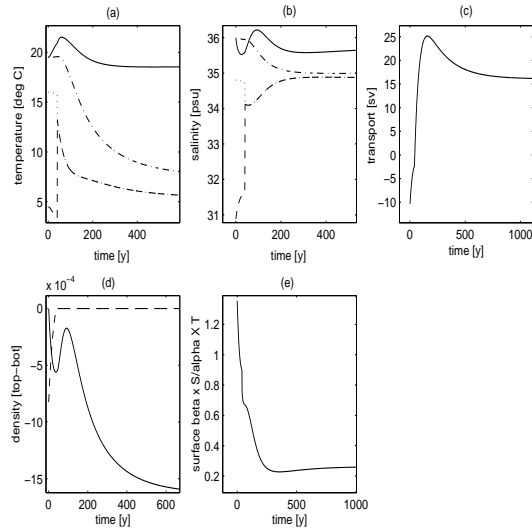


FIG. 2.4 – Graph. Transition du mode Halin à thermique. Pour la légende se référer à la figure 2.3.

Valeur seuil Ces différentes transitions mettent en évidence l'existence d'une valeur seuil au niveau du forçage (ep en $m.y^{-1}$). En effet, pour des faibles valeurs de ep on obtient le mode thermique, mais au delà d'une certaine valeur on arrive sur un mode halin.

Dans les tests suivants, on se propose de chercher cette valeur seuil. On utilise pour ce faire un programme calculant l'état final pour chaque valeur de ep que l'on fait varier.

On obtient alors en sortie les graphes suivant :

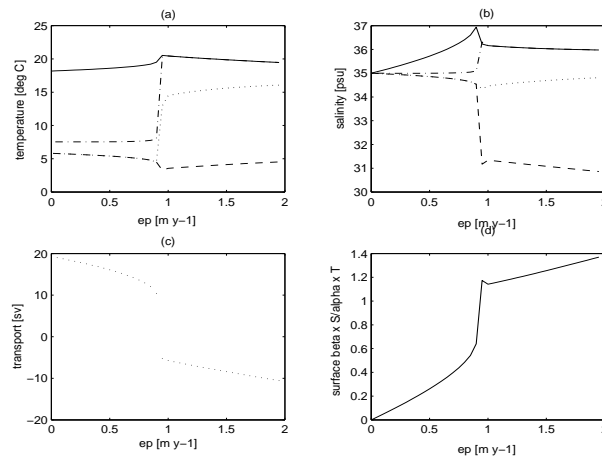


FIG. 2.5 – Graph. Valeur seuil (thermique/halin). (a) représente la température (avec -boîte1, -boîte2, -boîte3; ..boîte4), (b) la salinité, (c) le transport et (d) le rapport $\beta\Delta S/\alpha\Delta T$, tous sont fonction du forçage en eau douce (ep en $m.y^{-1}$).

D'après Ces graphes (figures 2.5), on a une valeur seuil située entre 0.90 et 0.95. Si on change différents paramètres comme δ ou les coefficients de diffusion, la forme de la courbe reste la même mais les valeurs diffèrent. On reviendra plus tard sur l'influence de ces paramètres.

Cette valeur seuil correspond au passage de Ψ positif à Ψ négatif. Au passage du mode halin au thermique, retrouve-t-on cette même valeur ? Pour vérifier la seconde valeur seuil, on utilise un programme qui calcule, cette fois ci, les états stables pour chaque forçage ep lorsqu'on fait varier celui-ci de $2m.y^{-1}$ à $0m.y^{-1}$. L'état initial dans ce cas n'est plus le même, on prend ici $T_i = [0; 0; 0; 0]$ et $S_i = [35; 32; 35; 35]$ (on force le mode halin). On obtient alors le graphe suivant :

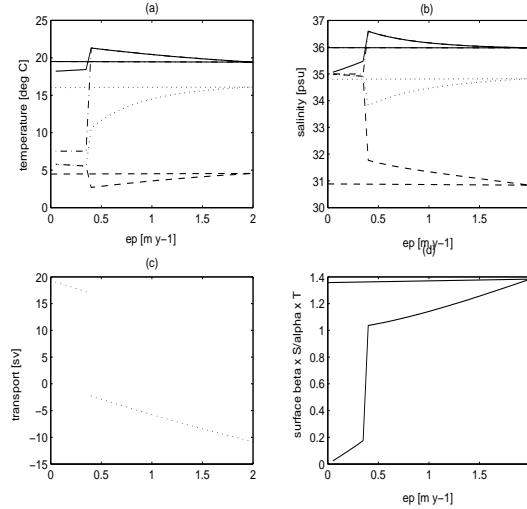


FIG. 2.6 – Graph. Valeur seuil (halin/thermique). (a) représente la température (avec -boîte1, - -boîte2, -.-boîte3; ...boîte4), (b) la salinité, (c) le transport et (d) le rapport $\beta\Delta S/\alpha\Delta T$, tous sont fonction du forçage en eau douce (ep en $m.y^{-1}$).

La valeur seuil observée est située entre 0.35 et 0.40. Les valeurs seuils sont donc différentes si l'on passe du mode halin au thermique ou le contraire.

2.1.4 Boucle d'hystérésis

Le fait qu'il y ait deux valeurs seuils signifie que pour un même forçage, il existe plusieurs états d'équilibre possibles. La combinaison des deux graphes précédents montre effectivement que le système a plusieurs régimes stables sous des forçages extérieurs équivalents (pour ep compris entre 0.35 et 0.95). L'obtention de l'un ou l'autre de ces états dépend essentiellement de l'état initial.

Ainsi, si on fait varier ep de 0 à 2, puis partant de l'état d'équilibre correspondant à $ep=2$, on repart dans l'autre sens. On obtient alors une boucle d'hystérésis.

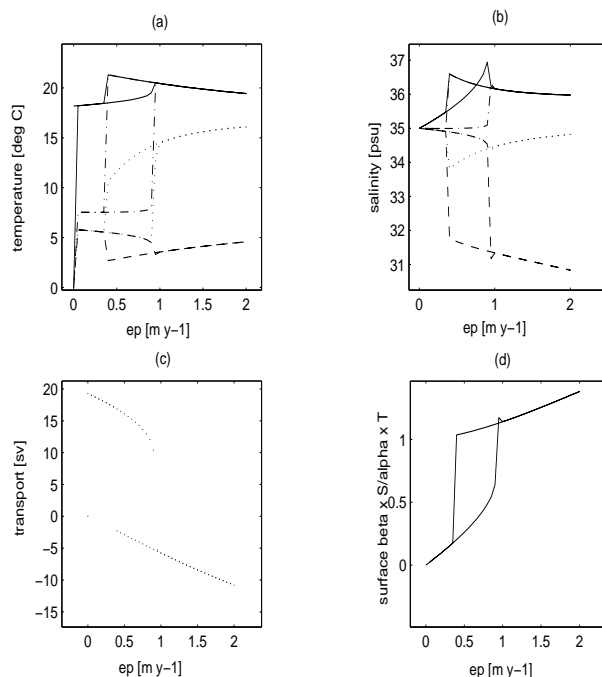


FIG. 2.7 – Graph. Boucle d’hystérésis. (a) représente la température (avec -boîte1, -boîte2, -.boîte3 ; ...boîte4), (b) la salinité, (c) le transport et (d) le rapport $\frac{\beta \Delta S \alpha \Delta T}{\rho g}$, tous sont fonction du forçage en eau douce (ep en $m.y^{-1}$).

Cette évolution caractérise la circulation thermohaline dans les modèles couplés océan-atmosphère. En effet, cette boucle signifie qu’une légère hausse du flux en eaux douces peut entraîner un ralentissement de la plongée des eaux accompagné d’un refroidissement modéré. Le modèle se retrouve dans un autre état (halin), une fois que la valeur seuil 1 est atteinte. Cet état est assez stable, le flux d’eaux douces doit fortement diminuer jusqu’à la valeur seuil 2 pour que l’on revienne à un état chaud (thermique).

2.1.5 Influence des paramètres

Comme il a été signalé précédemment les paramètres ont une influence sur les valeurs qui caractérisent l’état de stabilité. On se propose dans cette partie d’étudier l’influence de la diffusion horizontale λ_h , verticale λ_i et du rapport de profondeur δ sur l’évolution du système quand on fait varier le forçage. On se limitera à l’analyse des graphiques correspondant au transport. On prend pour référence le système qui a pour paramètres $T1^* = 22^\circ C$, $T2^* = 2^\circ C$, $\lambda_h = 0$, $\lambda_i = 0.5$, $\lambda = 10$ et $\delta = 4$, ceci correspond au résultat (a).

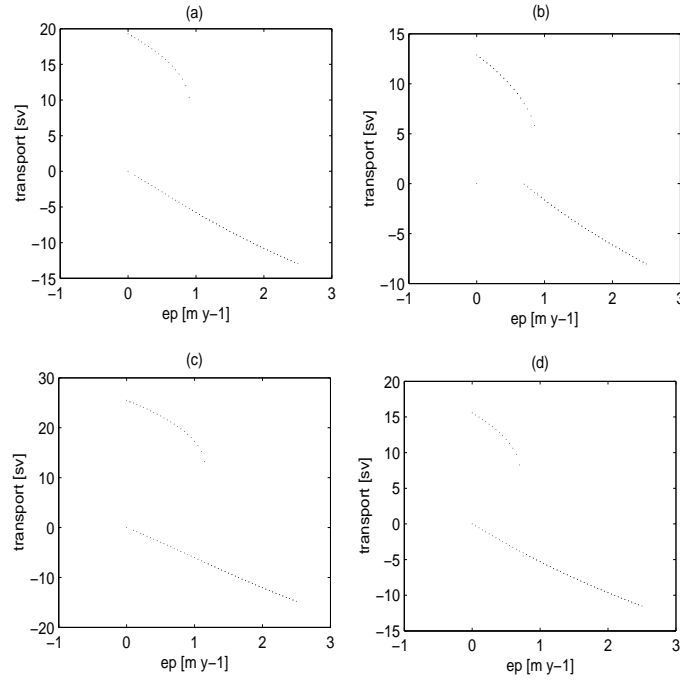


FIG. 2.8 – Graph. représentant le transport en fonction du forçage dans des conditions différentes : (a) $\lambda_i = 0.5$, $\lambda_h = 0$, $\lambda = 10$ et $\delta = 4$. (b) $\lambda_i = 0.5$, $\lambda_h = 3500$, $\lambda = 10$ et $\delta = 4$. (c) $\lambda_i = 2$, $\lambda_h = 0$, $\lambda = 10$ et $\delta = 4$. (d) $\lambda_i = 0.5$, $\lambda_h = 0$, $\lambda = 10$ et $\delta = 1$.

Dans un premier test, on change la diffusivité horizontale. On prend $\lambda_h = 3500$, on obtient le graphe (b). On remarque que la branche haline pour les faibles valeurs de ep est inexistante. Maintenant, on teste la diffusivité verticale (on prend $\lambda_i = 2$). Le résultat montre que ce paramètre a peu d'influence sur l'existence de la branche haline pour les faibles valeurs de ep , mais qu'il influe sur les valeurs du transport ($|\Psi|$ globalement plus forte). Enfin, on diminue δ ($\delta = 1$), tout en gardant $\lambda_h = 0$ et $\lambda_i = 0.5$, ce paramètre semble influencer le transport de la même manière que λ_i à la différence que la $|\Psi|$ est globalement plus faible.

Pour mieux se rendre compte de l'influence de λ_h sur le transport, on se propose de tracer l'évolution du transport pour un forçage fixé en fonction de la valeur de λ_h . On établit les 4 graphes suivants, qui se différencient par leur forçage ou leur diffusion verticale. Les graphes 1 et 2 montrent que les coefficients de diffusion ont une forte influence sur le transport pour les faibles valeurs de forçage.

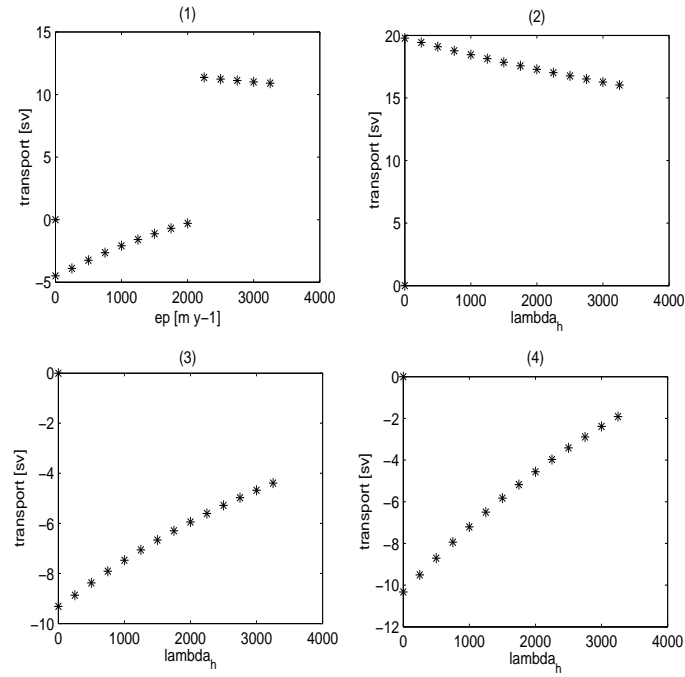


FIG. 2.9 – Graph. Représentant le transport à forçage fixé pour différentes valeurs de diffusion horizontale λ_h . (1) $\lambda_i = 0.5$, $ep = 0.8$, $\lambda = 10$ et $\delta = 4$. (2) $\lambda_i = 2$, $ep = 0.8$, $\lambda = 10$ et $\delta = 4$. (3) $\lambda_i = 0.5$, $ep = 1.7$, $\lambda = 10$ et $\delta = 4$. (4) $\lambda_i = 2$, $ep = 1.7$, $\lambda = 10$ et $\delta = 4$.

2.1.6 La diffusivité horizontale

La constatation précédente mène à s'intéresser à l'influence de λ_h de façon analytique dans un modèle simplifié. On prend le cas d'un modèle 2x1 boîtes.

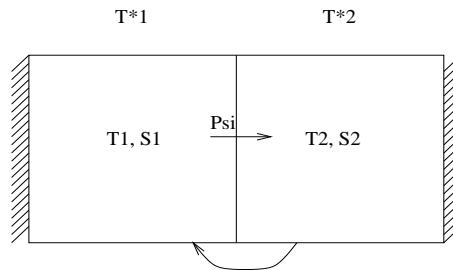


FIG. 2.10 – Schéma du modèle 2x1 boîte défini par la température extérieur T_i^* , la salinité et température de chaque boîte S_i et T_i , et le transport Ψ .

Ce système est régi par les équations suivantes :

$$\begin{aligned}
\frac{T_1}{t} &= \gamma(T_1^* - T_1) + K_h(T_2 - T_1) + |\Psi|(T_2 - T_1) \\
\frac{T_2}{t} &= \gamma(T_2^* - T_2) + K_h(T_1 - T_2) + |\Psi|(T_1 - T_2) \\
\frac{S_1}{t} &= p + K_h(S_2 - S_1) + |\Psi|(S_2 - S_1) \\
\frac{S_2}{t} &= -p + K_h(S_1 - S_2) + |\Psi|(S_1 - S_2) \\
\Psi &= c[\alpha(T_1 - T_2) - \beta(S_1 - S_2)] \text{ avec } c < 0
\end{aligned}
\tag{2.1}$$

De ces équations, on peut exprimer $\alpha\Delta T$ en fonction de $\beta\Delta S$, ainsi que $\beta\Delta S$ en fonction de $\alpha\Delta T$.

Remarque : Là encore, il y a le cas Ψ positif et Ψ négatif.

On obtient donc les relations suivantes (pour $\Psi > 0$) :

$$\begin{aligned}
\beta\Delta S &= -\frac{\gamma\alpha\Delta T^*}{2c\alpha\Delta T} + \frac{\gamma}{2c} + \frac{K_h}{c} + \alpha\Delta T \\
\alpha\Delta T &= \beta\Delta S - \frac{K_h}{c} + \frac{\beta p}{c\beta\Delta S}
\end{aligned}
\tag{2.2}$$

(Même type de relation pour $\Psi < 0$)

De ces relations, on peut tracer $\beta\Delta S$ en fonction de $\alpha\Delta T$:

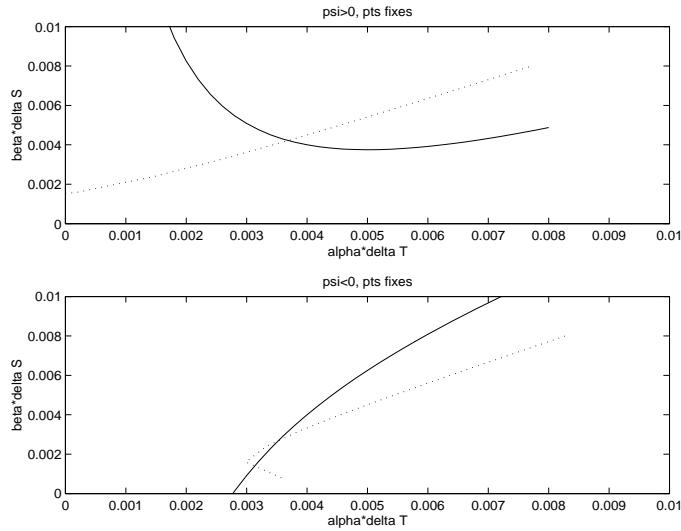


FIG. 2.11 – Graph. représentant $\beta\Delta S$ en fonction de $\alpha\Delta T$, ces graphes représentent le cas où Ψ est positif et celui où Ψ est négatif. Les points situés au dessus de la bissectrice sont de nature haline et ceux en dessous sont thermiques.

Les points fixes de ces graphes permettent de visualiser directement si l'équilibre est en mode halin ou thermique. Si on fait varier ep , on s'aperçoit que le nombre de points fixes est variable. Si on fait varier λ_h , la distribution des modes diffère.

Description

$\lambda_h = 0$: Sur le premier graphe, $\Psi > 0$, il y a toujours un point fixe représentant un état halin.

Sur le second graphe, $\Psi < 0$, il apparaît d'abord un seul point fixe thermique ($ep = 0.2$), puis 2 points thermiques ($ep = 0.4; 0.5$). Pour les autres valeurs de ep supérieur à $0.5m.y^{-1}$, il n'y a pas de point fixe.

$\lambda_h = 3500$: Sur le premier graphique, pour des forçages de $0.2m.y^{-1}$ à $0.6m.y^{-1}$, le point fixe est thermique. Pour des forçages de $0.8m.y^{-1}$ à $2.5m.y^{-1}$ le point fixe est halin.

Sur le deuxième graphique, pour les petits forçages ($0.2m.y^{-1}$ à $0.5m.y^{-1}$), on a un seul point fixe halin. Pour $ep=0.6m.y^{-1}$, on a deux points fixes (un halin, un thermique). Pour les valeurs de ep comprises entre $0.8m.y^{-1}$ et $1m.y^{-1}$, on a deux points fixes qui sont, cette fois, thermiques. Si le forçage dépasse $1m.y^{-1}$, il n'y a plus de point fixe.

Commentaires L'influence de λ_h se fait ressentir pour les faibles valeurs du forçage ($ep < 0.8m.y^{-1}$). Pour les valeurs de $ep < 0.6m.y^{-1}$, l'augmentation de la diffusion horizontale fait glisser le point fixe du graphe 1 vers le mode thermique, et vers le mode halin pour le graphe 2. On constate que sur 3 points fixes possibles, il y en a un halin et deux thermiques. Le mode halin est toujours présent. La théorie indique que sur les deux points fixes thermiques, il y en a un instable.

2.2 Oscillations

Après avoir retrouvé et décrit les différents états stables de la circulation thermohaline, on cherche un forçage pour lequel le système se retrouverait dans un mode oscillatoire. Ce mode oscillatoire serait défini par des passages successifs et réguliers du mode thermique au mode halin.

2.2.1 Modèle initial (conservatif, $\int (e - p) = 0$)

On a vu dans la partie précédente que beaucoup de paramètres influent sur l'évolution du système ($S_i, T_i, T_1^*, T_2^*, \delta, \lambda_h, \lambda_i$). Il est donc difficile de tester toutes les combinaisons possibles pour trouver des oscillations. Cependant, après avoir fait de nombreux tests, on remarque que la majorité des systèmes sont stables dans ce modèle à 2×2 boîtes bâtis sur les principes de

conservation du contenu thermique et halin (i.e. $\int (e - p) = 0$ et $\sum \Psi_i T_i = 0$).

Dans certains cas le système oscille légèrement de façon irrégulière avant de se stabiliser. Ces oscillations ne sont pas celles recherchées, qui doivent être régulières et stables. Dans d'autres cas le système oscille correctement, mais l'existence de ces oscillations dépend de la valeur du $\Delta\rho$ qui déclenche la convection. Ces dernières oscillations s'apparentent à un hasard numérique, plus qu'à de véritables oscillations dépendant du forçage.

Après différents tests, il semble peu probable de pouvoir trouver un régime oscillant dans le modèle 2×2 boîtes ainsi défini.

2.2.2 Modèle modifié ($\int (e - p) > 0$)

A priori le modèle initial ne génère pas d'oscillations régulières, on a donc modifié ce modèle au niveau de la conservation de la salinité. Au lieu de vérifier l'équation $\int (e - p) = 0$, le modèle vérifiera $\int (e - p) > 0$. Cette hypothèse n'est pas complètement dénuée de sens, car il est établi que dans l'Atlantique nord toute l'eau qui s'évapore du bassin ne retombe pas dans celui-ci. Une partie de l'évaporation de l'Atlantique équatoriale précipite dans le Pacifique. L'Atlantique nord est alors relativement plus salé que les autres bassins.

Cette hypothèse de non conservation du contenu en sel, rajoute néanmoins un paramètre. On note ce paramètre c , il correspond au rapport $\frac{P_2}{P_1}$, avec $P_2 < 0$ représentant la précipitation au niveau des boîtes polaires, et $P_1 > 0$ l'évaporation des boîtes équatoriales.

Le rapport $c = \frac{P_2}{P_1}$ Pour calculer ce rapport ($\frac{Precipitation}{Evaporation}$), on a pris pour référence l'article de "Broecker et Denton" (1989) sur le rôle de la réorganisation Océan/Atmosphère sur les cycles glaciaires. Dans cet article, ils divisent le mouvement de la vapeur d'eau provenant de l'océan Atlantique en deux :

- le transport des basses latitudes aux hautes latitudes (cycle interne au bassin),
- Le transport de l'océan Atlantique à l'océan Pacifique.

On s'intéresse au second cas pour expliquer la non conservation du contenu halin du modèle. Dans l'article, ils définissent ce transport à $0.35 \pm 0.10 Sv$. Cette valeur du transport est établi à partir de différentes études (sur les précipitations, sur la distribution du sel). Avec cette indication on peut, suivant le forçage, calculer un rapport c relativement réaliste.

Tests On prend un forçage $ep_1 = 1.8 m.y^1$ qui correspond à l'évaporation. La surface du bassin d'évaporation est égale à $(25.10^{12})m^2$. On a, après calcul, $P_1 = 1425000m^3.s^{-1} = 1.425 Sv$. Sachant que le transport de vapeur d'eau de l'Atlantique au Pacifique est évalué à $0.35 Sv$, $|P_2| = 1.075 Sv$. On obtient $c = \frac{|P_2|}{P_1} = 0.75$ et donc un forçage pour les boîtes polaires de $P_2 = -P_1 * 0.75$.

2.2.3 Description d'une oscillation

Après le test de plusieurs valeurs de ep_1 et différentes valeurs de c , on remarque l'apparition des oscillations recherchées pour certaines valeurs de forçage. Maintenant si on veut concilier un rapport c réaliste et l'obtention d'oscillations, il faut prendre des valeurs de ep_1 comprise entre $1.8m.y^{-1}$ et $2.2m.y^{-1}$.

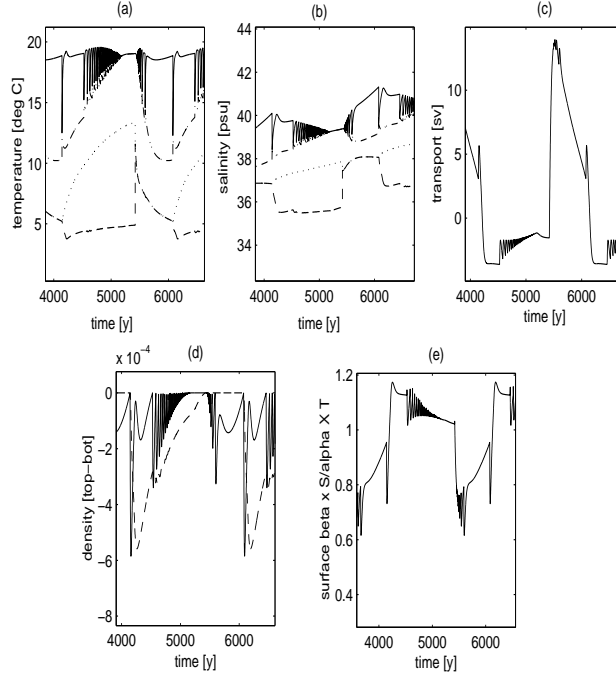


FIG. 2.12 – Graph. Oscillation. (a) et (b) sont respectivement l'évolution de la température et de la salinité en fonction du temps de chacune des boîtes. La ligne continue=boîte1, la ligne discontinue=boîte 2, l'alternance tiret/point=boîte3 et les pointillés=boîte4. (c) représente le transport en Sv, au cours du temps. (d) montre l'évolution de la différence de densité entre la boîte de surface et celle du fond (continue=équatoriale, discontinue=polaire). (e) est l'évolution du rapport $\beta\Delta S/\alpha\Delta T$ en fonction du temps.

Description d'une oscillation Ainsi, si on réunit les conditions adéquates, on peut visualiser des oscillations, dont les périodes sont comprises entre 1000 et 2000 ans et dont la forme rappelle les évènements D/O.

$t = 0$ année : Etat halin ($\Psi < 0$). le transport a tendance à s'affaiblir.

$t = 250$ ans : Apparition d'oscillations irrégulières et d'amplitudes décroissantes en mode halin. La température des boîtes 3, 4 augmente fortement. La température dans la boîte 1 évolue de manière similaire au transport. La température de la boîte reste quasiment stable.

$t = 1000ans$: Le transport se stabilise en mode halin avant de passer brusquement en mode thermique. Au niveau des températures et des salinités lors du passage(halin/thermique), on a :

- dans les boîtes 1 et 3, la même température et salinité, puis la température baisse brusquement (avec des oscillations irrégulières pour la boîte 1), la salinité augmente dans la boîte 1 et diminue légèrement dans la 3.
- pour les boîtes 2 et 4, la température et la salinité continuent leur progression précédente, puis brusquement dans la boîte 4 la température et la salinité diminuent quand celles de la boîte 2 augmentent fortement. Ces deux boîtes ont alors même température et salinité (il y a eu convection).

$t = 1250ans$: Le transport s'affaiblit progressivement en restant en mode thermique, puis avant de repasser en mode halin, on observe l'existence d'un léger pic (augmentation du transport puis chute dans les négatifs).

Avant le pic, les boîtes 2 et 4 ont même température et salinité. La température diminue régulièrement (de $10^{\circ}C$ à $5^{\circ}C$), tandis que la salinité reste quasiment stable. Dans la boîte 3, la température continue de baisser puis se stabilise à $10^{\circ}C$, sa salinité augmente légèrement. Dans la boîte 1, après les oscillations décrites précédemment, la température se stabilise à $17^{\circ}C$ et la salinité augmente de 38 à 40psu.

Au moment du pic : Baisse de la température et de la salinité dans la boîte 1 et augmentation de la température dans la boîte 3. Les boîtes 1 et 3 ont à ce moment même température et salinité. Rapidement, la boîte 1 reprend ses valeurs de température et salinité d'avant le pic et dans la boîte 3 la température augmente, alors que la salinité garde la même progression.(la salinité de la boîte 3 n'a pas ressenti le pic.) Pour les boîtes 2 et 4, au moment du pic, on a la boîte 2 qui perd de la chaleur brusquement puis a tendance à en regagner légèrement. La boîte 2 subit également une baisse de presque 1psu puis se stabilise. Dans la boîte 4, la température reprend la phase croissante du début et sa salinité n'a pas été affectée par le pic.

$t = 2000ans$: Après le pic, on retrouve le mode halin du départ.

Résumé le schéma 2.13 récapitule l'évolution thermique de chacune des boîtes.

Commentaires Le transport décrit une brusque accélération de la plongée des eaux, suivie d'un ralentissement régulier sur plusieurs centaines d'années. Cette forme d'oscillation caractérise les oscillations du climat à l'échelle du millénaire.

L'existence de ces oscillations dépend du couple (λ_i, λ_h) et de la température extérieure.

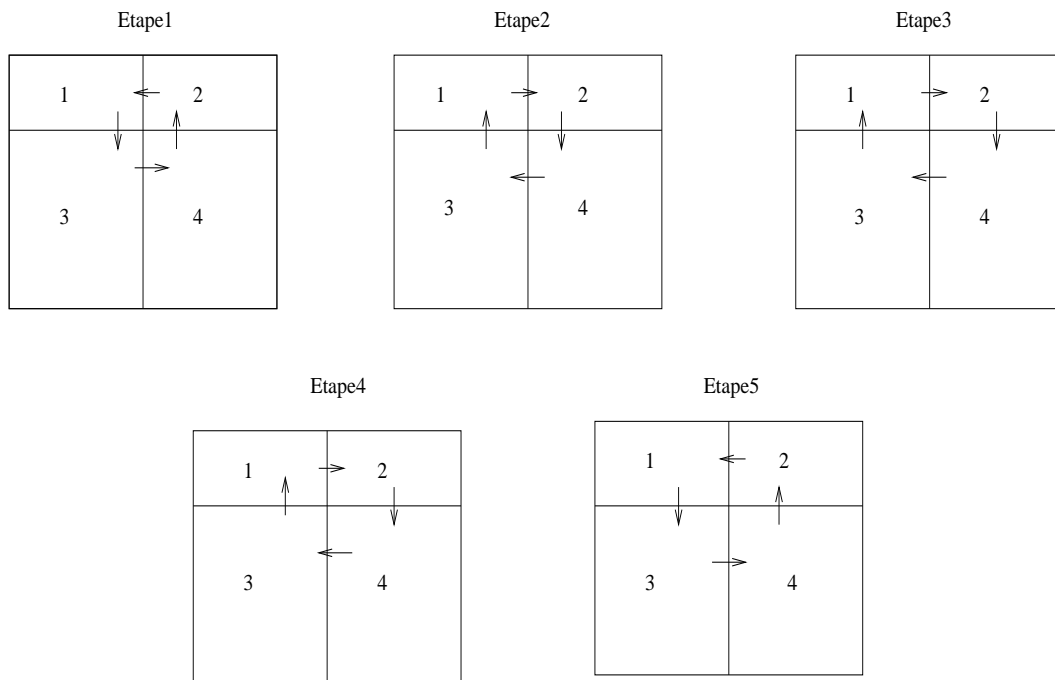


FIG. 2.13 – Schématisation en 5 étapes de l'évolution du système en température lors d'une oscillation : rouge si $T > 15^{\circ}C$, rose si $10^{\circ}C < T < 15^{\circ}C$, bleu clair si $5^{\circ}C < T < 10^{\circ}C$ et bleu foncé si $T < 5^{\circ}C$. Les flèches représentent le transport.

Chapitre 3

Le modèle 2×3 boîtes et résultats

Ce chapitre présente le modèle 2 × 3 boîtes, l'objectif, en rajoutant une double boîte, est d'augmenter la définition du modèle. Cela permet de simuler des forçages extérieurs plus réalistes et d'augmenter le nombre de modes de circulation possibles.

3.1 Le modèle 2×3 boîtes

Présentation Le modèle 2 × 3 boîtes est un modèle basé sur les mêmes équations que le modèle 2 × 3 boîtes. On peut représenter ce modèle schématiquement de la façon suivante :

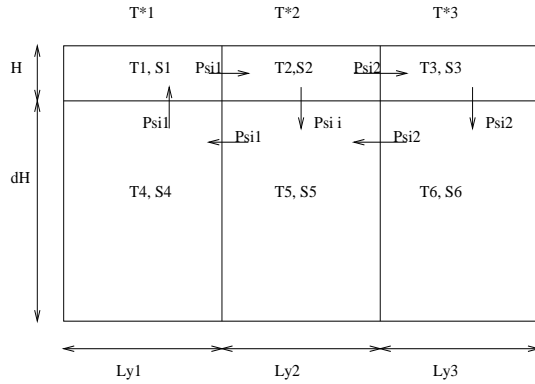


FIG. 3.1 – Schéma du modèle 2x3 boîtes. Le système est défini par T^* la température extérieure, H et δH les profondeurs des boîtes, T_i et S_i respectivement la salinité et la température de la boîte i . Ψ_1 , Ψ_2 et Ψ_i sont les transports comptés positivement si ils ont le sens des flèches.

Dans ce cas on est obligé de diviser le transport en trois : le transport Ψ_1 lié aux boîtes équatoriales, le transport Ψ_2 lié aux boîtes polaires et le transport Ψ_i qui représente le transport vertical au niveau des boîtes subtropicales. Dans le système, on doit avoir $\Psi_i = \Psi_1 - \Psi_2$, six cas de circulations sont alors possibles. Au niveau du forçage, on note $p > 0$ pour représenter

l'évaporation et $p < 0$ pour les précipitations. La difficulté du codage résidait essentiellement dans la prise en compte de tous les cas de circulation (la somme des termes convectifs devant s'annuler).

Dimension Cette fois, dans ce modèle, on ne prend pas de boîtes de même dimension. On a pris des dimensions telles que le bassin représenté pour les six boîtes, correspond globalement au bassin Atlantique nord. La surface de la boîte i est notée $L_{xi} * L_{yi}$.

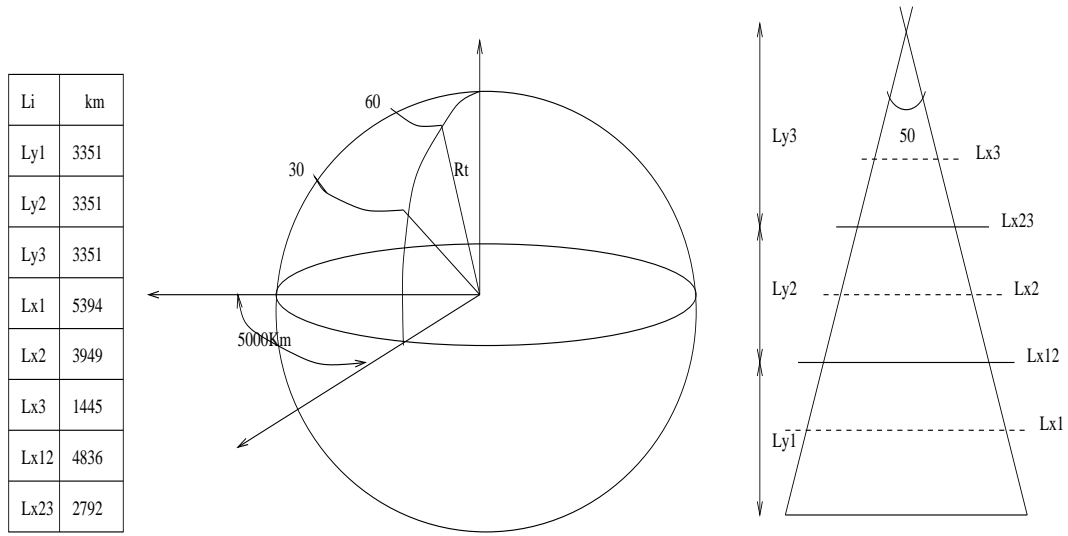


FIG. 3.2 – Schématisation et dimensions du bassin Atlantique Nord. L_{xi} dimension zonale moyenne de la boîte i , L_{yi} dimension méridienne, L_{xij} longueur zonale à la limite des boîtes i et j .

3.2 Les états stables

L'intérêt de ce modèle est que le forçage ne se limite pas à une évaporation des boîtes sud et une précipitation au nord. On peut traiter différents forçages. Pour les tests on travaillera avec trois formes de forçage :

$$\begin{aligned}
 p_1 &= p \\
 p_2 &= -pc \\
 p_3 &= -p(1 - c)
 \end{aligned}
 \tag{3.1}$$

$$\begin{aligned}
 p_1 &= pc \\
 p_2 &= -p \\
 p_3 &= p(1 - c)
 \end{aligned}
 \tag{3.2}$$

$$\begin{aligned}
 p_1 &= pc \\
 p_2 &= p(1 - c) \\
 p_3 &= -p
 \end{aligned}
 \tag{3.3}$$

On note p_i le forçage de la boîte i . “ c ” est le coefficient de répartition, on veut que la somme des forçages soit nulles ($p_1 + p_2 + p_3 = 0$).

Dans les tests présentés ci-après, seules deux valeurs de c sont utilisées ($c = 0.1; c = 0.8$), ce qui donne au total six forçages différents.

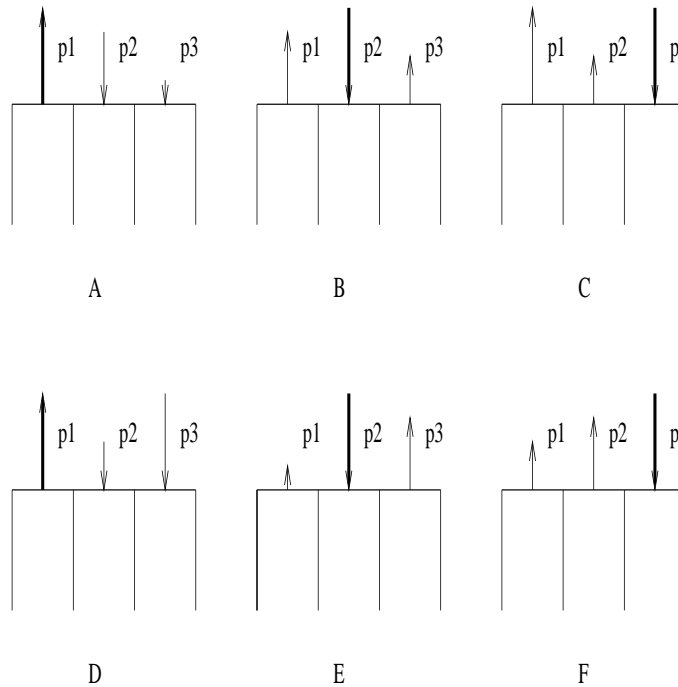


FIG. 3.3 – Schématisation des différents forçages.

Les tests consistent à faire évoluer la puissance du forçage et de calculer à chaque fois l'état d'équilibre. On prendra pour les tests, les paramètres suivants :

$$\lambda_i = 0.5, \lambda_h = 0, \lambda = 10, T_1^* = 22^\circ C, T_2^* = 11^\circ C, T_3^* = 2^\circ C \text{ et } \delta = 4.$$

Résultats On représente les différents résultats sous forme de graphiques. Ces graphes représentent la forme de la circulation du système suivant la valeur du forçage. Les résultats des six formes

de forçage sont représentés par les graphes suivants :

(Graph. représentant la forme de la circulation (en ordonnées) pour chaque valeur de forçage (en abscisse) en $m.y^{-1}$. Le type de la circulation est défini par (X_1, X_2, X_3) avec X_i le mouvement vertical de l'eau pour chaque zone (tropicale, subtropicale, polaire). X_i peut être égale à : 1=upwelling, ϵ = upwelling de faible intensité, -1 =une plongée d'eau et $-\epsilon$ =une plongée d'eau de faible intensité.)

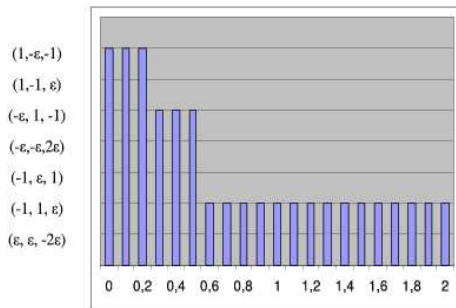


FIG. 3.4 – Graph. forçage A

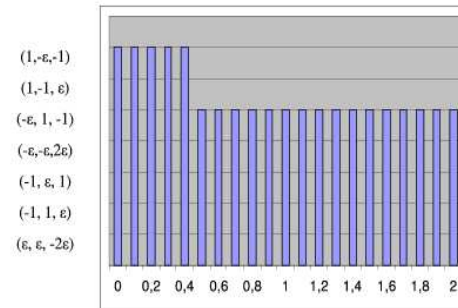


FIG. 3.5 – Graph. forçage B

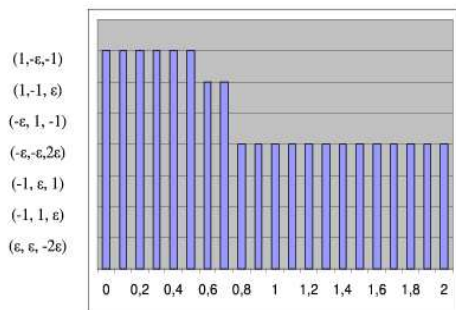


FIG. 3.6 – Graph. forçage c

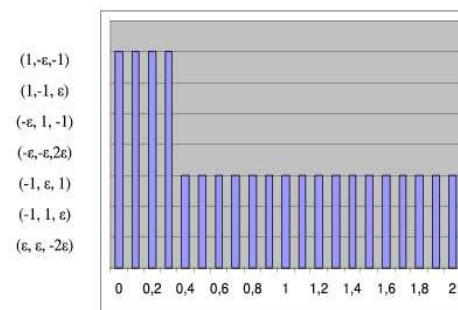


FIG. 3.7 – Graph. forçage D

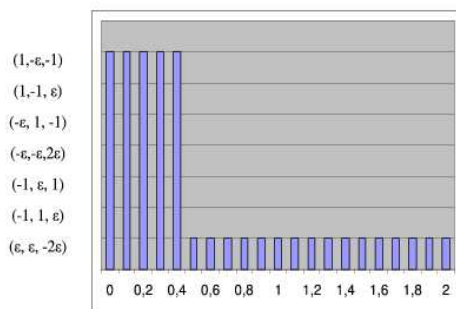


FIG. 3.8 – Graph. forçage E

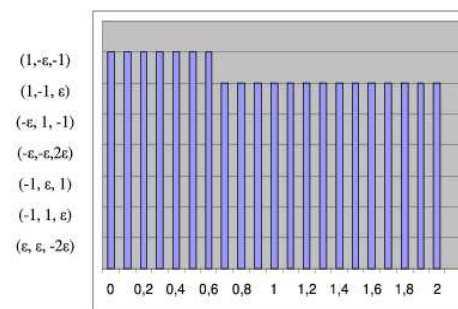


FIG. 3.9 – Graph. forçage F

Remarques :

- En prenant $\lambda_i = 2$ et $\lambda_h = 3500$, les tendances d'évolution restent les mêmes, seules les valeurs de T, S, Ψ changent.
- Dans le modèle 2×3 boîtes les paramètres influant sur la circulation sont : $c, T^*, \lambda_h, \lambda_i$, et δ .
- Lors du test des différentes combinaisons de paramètres, il n'y a pas eu l'établissement d'un seul état oscillant. Cependant, si le contenu halin n'est pas conservé, l'augmentation de la salinité dans les boîtes nord fait apparaître des oscillations d'une période d'une centaine d'années. Ces oscillations ne décrivent pas une alternance entre une circulation thermique et haline. Elles montrent une variation régulière de la puissance du transport. On trouve ces oscillations pour le forçage A (avec $\lambda_i = 0.5, \lambda_h = 3500, \lambda = 10, \delta = 4$).

3.3 Modélisation “pôle-équateur-pôle”

Si on peut représenter l'Atlantique nord avec le modèle (2x3 boîtes), on peut également agrandir l'échelle et simuler grossièrement l'Atlantique dans sa totalité (boîte1 : Atlantique sud, boîte2 : Atlantique équatorial, boîte3 : Atlantique nord). Avec cette modélisation, on veut voir comment une asymétrie d'évaporation et une symétrie de précipitation par rapport à l'équateur influe sur la circulation océanique.

On modélise l'asymétrie par une valeur “ c ” (en $m.y^{-1}$) d'évaporation dans le bassin nord égale

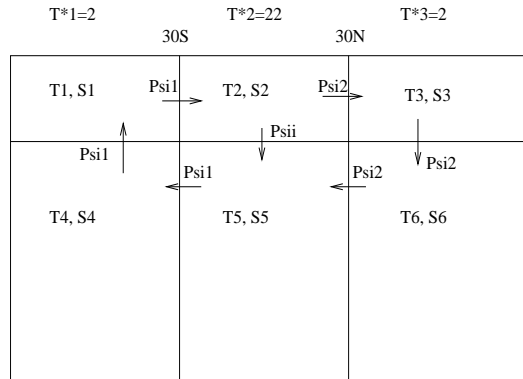


FIG. 3.10 – Schématisation du modèle “pôle-équateur-pôle”.

à une précipitation dans le bassin sud. La symétrie correspond à une précipitation identique dans les deux bassins extrêmes égale à la moitié de l'évaporation (notée p) à l'équateur. On a donc :

$$P_1 = -\frac{p}{2} - c, P_2 = p, P_3 = -\frac{p}{2} + c$$

Les états stables Quelque soit le type de forçage appliqué (symétrique ou, plus ou moins asymétrique), l'état final est un des modes suivants :

- Un mode symétrique par rapport à l'équateur, avec la présence d'upwelling à l'équateur et de deux cellules de circulation de part et d'autre de celui-ci.
- Un mode correspondant à une circulation de pôle à pôle, avec un upwelling au Sud et un downwelling au Nord.

Pour une asymétrie donnée, si on fait évoluer le forçage symétrique de $0m.y^{-1}$ à $2m.y^{-1}$, on remarque qu'à partir d'une certaine valeur, on passe brusquement du mode « 2 cellules » au mode « pôle à pôle ». Il y a donc une valeur seuil comme pour le modèle 2x2 boîtes entre le mode thermique et halin. Cependant, contrairement à ce dernier modèle, dans le modèle bipolaire, si on fait évoluer le forçage de $2m.y^{-1}$ à $0m.y^{-1}$, on retrouve la même valeur seuil. Il n'y a pas de boucle d'hystérésis.

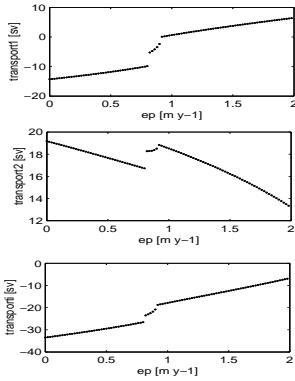


FIG. 3.11 – Graph. du transport en fonction de $p[0\text{à}2m.y^{-1}]$, avec $c = 0.35m.y^{-1}$

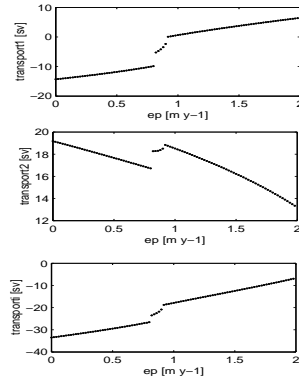


FIG. 3.12 – Graph. du transport en fonction de $p[2\text{à}0m.y^{-1}]$, avec $c = 0.35m.y^{-1}$

Si on change l'asymétrie, i.e. par exemple en augmentant l'évaporation au Nord et en augmentant simultanément les précipitations au Sud, la valeur seuil change. Pour une faible asymétrie, elle est proche de $1m.y^{-1}$ mais pour une asymétrie plus prononcée, elle se rapproche de $0.5m.y^{-1}$. Pour résumer, quelque soit la forme de forçage appliqué, le système se stabilise dans un mode à deux cellules divergentes par rapport à l'équateur, pour des valeurs de forçage symétrique en dessous d'une valeur seuil. Au-delà de cette valeur, le système se retrouve dans un mode « pôle à pôle » très stable.

Obtention de l'état d'équilibre La manière d'atteindre l'état d'équilibre stable final diffère suivant le couple (c,p) . Dans certains cas, la stabilité est atteinte quasiment directement sans changement brutal. Mais dans d'autres cas, le système passe par plusieurs formes de circulation avant de se stabiliser. Par exemple, pour le couple $(c = 0m.y^{-1}, p = 1.8m.y^{-1})$, durant les 2000 premières années, la circulation est symétrique et convergente vers l'équateur. Puis, il apparaît

une circulation symétrique qui diverge à l'équateur. Celle-ci s'affaiblit sur une période de 500 ans et atteint son état final vers 4500ans. L'état final est alors en mode « deux cellules ».

Lors des différents tests, aucune oscillation n'est apparue.

Commentaires Dans les cas où « c » est nul ou si le forçage symétrique, comme asymétrique, est faible (i.e. mode bi cellulaire), on ne distingue pas de différence entre l'évolution de la boîte 1 et celle de la boîte 3.

L'impact du couple (λ_i, λ_h) est quasi nul sur l'état final (même mode, valeurs des paramètres peu changées). Cependant il influe sur la façon d'atteindre cet état (directement ou avec des variations de circulation).

CONCLUSION

On a réexaminé l'évolution de la circulation thermohaline en temps, à travers ces différents paramètres dans un modèle 2x2 boîtes simplifié. On a remarqué que si le système était dans un état stable, une faible augmentation des précipitations pouvait le faire brusquement passer de cet état stable thermique à un état stable halin. De la même manière une forte diminution des précipitations, en comparaison avec l'augmentation précédente, fait basculer de nouveau le système dans un mode thermique. A priori, aucun forçage fixe ne provoque d'alternance entre ces deux modes. La circulation thermohaline, pour un forçage donné, atteint un état d'équilibre très stable. Cependant, on peut obtenir des oscillations dans ce modèle 2x2 boîtes, si le contenu halin n'est pas conservé. En effet, si le forçage a pour effet de saler la boîte polaire, le système se déstabilise régulièrement après avoir atteint alternativement l'un ou l'autre des états stables. L'étude du modèle 2x3 boîtes a permis d'affiner le forçage et la description de la circulation thermohaline. Ce modèle qui ajoute une boîte subtropicale entre la boîte polaire et équatoriale, montre l'existence de multiples états d'équilibre possibles suivant les forçages. Là encore, aucune oscillation entre mode thermique et halin n'a été mise en évidence pour un forçage donné avec conservation du contenu halin. Le modèle à 2x3 boîtes, permet également, si on change quelques paramètres, de modéliser un bassin qui atteint les deux pôles. Cette modélisation a distingué deux types de circulation (bicellulaire, pôle à pôle). Ces régimes paraissent très stables et aucun régime oscillant n'a été établi.

Tout ces résultats dépendent de paramètres comme la température de l'air, l'amplitude du forçage et les valeurs des coefficients de diffusion. Il est donc difficile d'explorer tout l'éventail de configurations possibles. Dans cette étude, on s'est intéressé surtout à l'influence de la diffusivité horizontale et également, dans une moindre mesure, à celle de la diffusivité verticale. Cependant, d'autres paramètres comme la diffusion de chaleur au niveau de l'interface air/mer ou la température extérieure ont une influence non négligeable. De plus on peut noter que l'obtention d'oscillations nécessite un surplus de sel dans le bassin Nord, on a donc un problème d'évacuation du sel pour maintenir le système comparable à une situation réaliste. Une autre limite du modèle réside dans l'hypothèse que la diffusivité thermique et haline sont identiques. Ce modèle peut être amélioré, mais cela nécessite l'introduction d'autres variables, ce qui augmente la difficulté d'exploitation déjà présente.

Bibliographie

- [1] R.X. Huang, J.R. Luyten et H.M. Stommel, Multiple Equilibrium States in Combined Thermal and Saline Circulation, *Journal of Physical Oceanography*, March 1992.
- [2] H. Stommel, Thermohaline Convection with Two Stable Regimes of Flow, *Tellus*, 13, 224-1221, 1961.
- [3] E. Bard, Climate Shock : Abrupt Changes over Millennial Time Scales, *Physics Today*, December 2002.
- [4] D. Paillard, Glacial hiccups, *Nature*, 409, January 2001.
- [5] A. Ganopolski et S. Rahmstorf, Rapid changes of glacial climate simulated in a coupled climate model, *Nature*, 409, January 2001.
- [6] S. Rahmstorf, On the freshwater forcing and transport of the Atlantic thermohaline circulation, *Climate Dynamics*, 12, 799-811, 1996.
- [7] R.B. Alley, P.U. Clark, L.D. Keigwin et R.S. Webb, Making Sense of Millennial-Scale Climate Change, *Mechanisms of Global Climate Change at Millennial Time Scales*, *Geophysical Monograph*, 112, 385-394, 1999.
- [8] W.S. Broecker et G.H. Denton, The role of ocean-atmosphere reorganizations in glacial cycles, *Geochimica et Cosmochimica Acta*, 53, 2465-2501, 1989.