

DEA “Océanologie Météorologie Environnement”
Option D-Physique et dynamique de l’océan

Oscillations interdécennales dans un modèle couplé océan-atmosphère simplifié

Olivier Arzel
sous la direction de Thierry Huck

Laboratoire de Physique des Océans/U.B.O

avril-juin 2000

Table des matières

1	Modèle atmosphérique	8
1.1	Introduction	8
1.2	Equations	8
1.2.1	Conservation de la chaleur	8
1.2.2	Equilibre du moment	9
1.3	Analyse dimensionnelle	11
1.3.1	Echelle méridienne de perturbation de θ_s	11
1.3.2	Amplitude de l'anomalie de la tension du vent	11
1.4	Etat moyen	12
1.5	Réponse à une perturbation	12
1.6	Sensibilité à l'effet beta	14
2	Modèle océanique	15
2.1	Introduction	15
2.2	Equations	15
2.2.1	Conservation de la chaleur	15
2.2.2	Equilibre dynamique	16
2.3	Echelles spatiales et temporelles des différents processus	16
2.4	Etat moyen	17
2.5	Etat perturbé	18
2.5.1	Perturbation de la tension de vent	18
2.5.2	Perturbation de SST	19
3	Modèle "couplé" océan-atmosphère	23
3.1	Valeurs des températures à l'équilibre	23
3.2	Première expérience : convergence vers un état d'équilibre	23
3.2.1	Paramètres choisis	23
3.2.2	Résultats	24
3.3	Deuxième expérience : une solution oscillante	25
3.3.1	Paramètres choisis	25
3.3.2	Résultats	26
3.3.3	Comparaison avec les résultats de Cessi (2000)	28
3.4	Constantes et paramètres utilisés dans le modèle	34

3.5	Différentes expériences	35
4	Conclusion	36

REMERCIEMENTS

Je tiens à remercier Thierry pour son aide, ses conseils et sa patience.
Je remercie aussi Sandrine pour m'avoir dépanné plusieurs fois sur les stations.
Enfin je remercie les étudiants en thèse du LPO pour leur disponibilité et leur précieuse collaboration.

Introduction

Plusieurs résultats récents d'observations et de modélisations ont montré l'existence de variabilité climatique sur des échelles de temps interannuelles (El Niño) à interdécennales. Quelques mécanismes ont été postulés pour cette variabilité : la variabilité océanique est forcée par la variabilité atmosphérique, la variabilité intrinsèque de l'océan peut forcer les fluctuations à long terme dans l'atmosphère, enfin le système combiné océan-atmosphère peut produire des oscillations. Des modèles couplés de circulation générale (GCM) ont été utilisés, l'interprétation faite par certains auteurs est que la variabilité devrait être due à la différence de temps d'ajustement de la circulation océanique et atmosphérique [Gallego et al. 1998]. D'autres ont décrit des mécanismes air-mer couplés dans lesquels les anomalies océaniques et atmosphériques sont maintenues par une combinaison adéquate de feedback positifs et négatifs [Venegas]. Ces feedbacks sont surtout expliqués à travers des mécanismes dynamiques (tension du vent) et thermodynamiques (échange de chaleur). Quand ces feedbacks positifs et négatifs s'équilibrent entre eux, ils peuvent produire un mouvement oscillant dans le système couplé océan-atmosphère. Plusieurs études ont également montré que des anomalies de températures de surface de la mer (SST) et de pression respectivement présentes dans l'océan et l'atmosphère peuvent se renforcer mutuellement via des feedbacks positifs et peuvent amener le système couplé à produire des oscillations [Latif et Barnett. 1996].

L'objectif de ce stage est de reproduire à l'aide d'un modèle simplifié l'état moyen de l'océan et de l'atmosphère. Pour cela nous nous baserons sur le travail de Cessi (2000) : "Thermal feedback on wind-stress as a contributing cause of climate variability". Le modèle utilise uniquement l'insolation, et la paramétrisation des tourbillons atmosphériques. Les équations utilisées sont codées en FORTRAN 90.

Nous présenterons dans une première partie le modèle atmosphérique seul, la seconde partie consistera à étudier le modèle océanique seul à l'aide d'études de perturbations. Dans la troisième partie, qui traite le couplage océan-atmosphère deux expériences numériques seront réalisées : l'une qui tend vers un équilibre; et l'autre similaire à celle de Cessi (2000), oscillante de période interdécennale.

Géométrie du modèle

L'atmosphère est unidimensionnelle dans la direction méridienne et monocouche d'épaisseur D , L_y est la distance pôle-équateur sur une sphère, la dimension longitudinale de l'atmosphère est L_x/r . En analogie avec le modèle de Cessi(2000), les dimensions horizontales du bassin océanique sont approximativement celles du Pacifique Nord. L'océan est monocouche et bi-dimensionnel horizontal, r est la fraction de cercle de latitude occupé par le bassin océanique. Nous nous plaçons dans un seul hémisphère où la géométrie cartésienne sera utilisée et les équations sont projetées sur un plan β . Le modèle ne traite pas les conditions aux limites. Il considère les frontières du domaine comme des barrières infranchissables. Le schéma numérique choisi est un schéma Euler pour le pas de temps (non centré et d'ordre premier), et les équations sont écrites pour une grille B selon la nomenclature d'Arakawa.

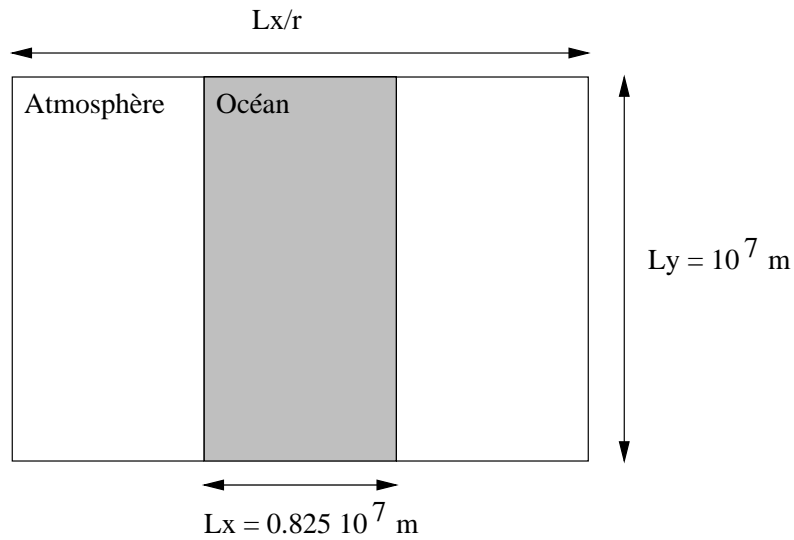


FIG. 1 – Géométrie du domaine

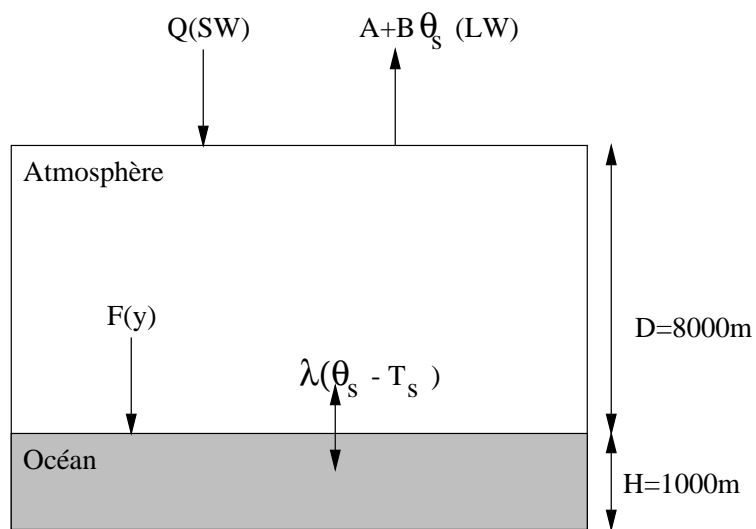


FIG. 2 – Section latitude-altitude du modèle, θ_s est la température atmosphérique de surface, T_s la température océanique de surface

Chapitre 1

Modèle atmosphérique

1.1 Introduction

Le but de ce modèle atmosphérique mono-couche unidimensionnel est de calculer à partir d'un profil méridien de température de surface océanique (désormais appelé SST) donné, la température potentielle atmosphérique (θ_s) à la surface de l'océan, puis d'en déduire la tension de vent de surface. Basé d'une part sur les flux existants au sommet de l'atmosphère et à l'interface océan-atmosphère, et d'autre part sur les flux de moment dûs aux tourbillons atmosphériques transitoires, ce modèle nécessite différentes hypothèses et paramétrisations. Après avoir fourni l'état moyen de l'atmosphère, une étude de perturbations de SST sera menée. Le bilan net de chaleur dans les basses latitudes doit être équilibré par une advection vers les pôles de l'énergie via le mouvement grande échelle. Green (1970) proposa que ce mouvement était surtout turbulent (les vitesses transitoires sont plus grandes que la vitesse de l'écoulement moyen au moins dans la direction méridienne). Ainsi les flux de chaleur et de moment peuvent être calculés en utilisant la paramétrisation de Green. Une hypothèse clé dans ce modèle est que l'atmosphère est en équilibre d'énergie, c'est à dire qu'elle s'ajuste instantanément aux perturbations de SST sur des échelles de temps climatologiques (interannuelles, interdécennales).

1.2 Equations

1.2.1 Conservation de la chaleur

Le flux méridien de chaleur $C_{pa}\partial_y \int_0^\infty \rho(\overline{\theta v})dz$ est égal au flux de chaleur incident moyenné zonalement Q_i (sous forme d'ondes courtes) au sommet de l'atmosphère moins le flux réémis Q_o (sous forme d'ondes longues) selon la loi de Stefan-Boltzmann moins le flux $r\overline{F_o}$ moyenné zonalement à l'interface océan-atmosphère (compté positivement vers l'océan). La moyenne zonale et

verticale du bilan de chaleur pour l'atmosphère est donc :

$$C_{pa} \partial_y \int_0^\infty \rho(\overline{\theta v}) dz = Q_i - Q_o - r \overline{F_o}$$

où $\theta = \theta(y, z)$ est la température potentielle de l'atmosphère, ρ est la densité qui est approximée ici par $\rho = \rho_s \exp(-z/D)$ (ou D est l'échelle verticale de l'atmosphère), v la vitesse de l'écoulement moyen méridien (compté positivement vers le Nord), C_{pa} la capacité calorifique de l'atmosphère à pression constante.

Parce que aux latitudes moyennes le flux de chaleur vers le nord est assuré par les tourbillons, il est nécessaire de paramétriser leur propriétés de transport. On se base sur les idées de Green (1970) : le rôle des tourbillons est de redistribuer la chaleur et la vorticité potentielle pour lisser ou réduire les gradients de densité grande échelle, ainsi $\overline{\theta v} \approx \theta' v'$. La paramétrisation proposée par Green est une loi de diffusion : $\overline{\theta' v'} = -k \partial_y \overline{\theta}$ où $k = k_s \exp(-z/d)$ est le coefficient de diffusion turbulente qui est maximum près de la surface (d est l'échelle verticale de la diffusion tourbillonnaire). Nous paramétrisons les tourbillons car les équations dont on dispose ne permettent pas de les résoudre.

En linéarisant Q_o , F_o et $\overline{\theta(y, z)}$ respectivement par $Q_o = A + B\theta_s$, $F_o = F(y) + \lambda(\theta_s - T_s)$ (où $F(y)$ est la portion de flux indépendant de la différence de température à l'interface air-mer, T_s est la SST, λ est le coefficient de transfert de chaleur à la surface de la mer) et $\overline{\theta(y, z)} = Sz + \theta_s(y)$ (où S est la stratification prise constante) on obtient l'équation d'équilibre thermodynamique :

$$-C_{pa} \rho_s k_s d_e \partial_y^2 \theta_s = Q_i(y) - A - B\theta_s - r[F(y) + \lambda(\theta_s - \overline{T_s})]$$

Avec l'échelle effective d_e définie par $d_e = dD/(d + D)$. Le membre de gauche est un terme de diffusion, et la température potentielle de surface ne peut changer que via les flux $\lambda(\theta_s - \overline{T_s})$. Une analyse dimensionnelle de cette équation sera faite dans la section 1.3.

1.2.2 Equilibre du moment

Dans cette section, nous cherchons à exprimer la tension de vent moyennée zonalement, qui force l'océan, en fonction de la température potentielle de surface. Pour cela, il peut être montré qu'à partir de l'équation du mouvement zonal, la moyenne zonale de la tension de vent est équilibrée par la convergence horizontale du flux de moment par les tourbillons dans l'atmosphère entière :

$$\tau = -\partial_y \int_0^\infty \rho(\overline{u'v'}) dz$$

Dans cette équation, on a fait l'approximation que les flux verticaux étaient très inférieurs aux flux horizontaux des tourbillons grande échelle. Le moment n'étant pas conservé en suivant une particule, Green utilise alors la quasigéostrophie et relie via la conservation de la vorticité potentielle le flux de moment tourbillonnaire $\overline{u'v'}$ aux flux de chaleur $\overline{\theta'v'}$ et de vorticité potentielle $\overline{q'v'}$, tel que

$$\partial_y(\overline{\rho u'v'}) = -\overline{\rho q'v'} + f\partial_z(\rho\frac{\overline{\theta'v'}}{S}) \quad (1.1)$$

De la même façon que pour les flux de chaleur, Green paramétrise les flux tourbillonnaires de vorticité potentielle par une loi de diffusion moléculaire : $\overline{q'v'} = -k\partial_y\overline{q}$, avec le même coefficient de diffusion k que précédemment. Utilisant l'équilibre du vent thermique et la conservation de la vorticité potentielle donnée par :

$$\overline{q} = \beta y - \overline{u_y} + f\rho^{-1}\partial_z(\rho\overline{\theta}/S) \quad (1.2)$$

puis une linéarisation de la tension zonale de vent en fonction du vent zonal de surface : $\tau = \rho_s\gamma\overline{u_s}$ (une hypothèse indispensable à la résolution du problème), Green aboutit à :

$$\tau - d_e k_s \gamma^{-1} \partial_y^2 \tau = -\rho_s k_s d_e d^{-1} [\beta d + \frac{f}{S} (\partial_y \theta_s + L_\rho^2 \partial_y^3 \theta_s)] \quad (1.3)$$

C'est une équation de vorticité potentielle intégrée verticalement. Le premier terme du membre de gauche est la tension zonale du vent, le deuxième $d_e k_s \gamma^{-1} \partial_y^2 \tau$ qui est issu de l'équation de vorticité potentielle, est un terme de diffusion de tension de vent dans la direction méridienne. Dans le membre de droite, le premier terme qui représente l'effet β et le deuxième terme proviennent de l'équation de vorticité potentielle, et le troisième terme est lié au terme de stretching $f\partial_z(\rho\overline{\theta'v'}/S)$. $L_\rho = [dd_e g S / (f^2 \Theta)]^{1/2}$ est le rayon de déformation barocline de l'atmosphère (Θ est la température de Boussinesq).

De plus, nous imposons une contrainte conservative sur la tension zonale : l'intégrale de la tension de vent sur toute la dimension méridienne du domaine est nulle :

$$\int_0^{L_y} \tau dy = 0$$

Cela signifie aussi que la moyenne des flux tourbillonnaires est nulle sur l'ensemble du domaine atmosphérique. Cette contrainte nous permet de déterminer l'échelle verticale de diffusion turbulente d par une méthode itérative.

1.3 Analyse dimensionnelle

1.3.1 Echelle méridienne de perturbation de θ_s

Pour évaluer l'impact d'une anomalie ponctuelle de SST, un scaling de l'équation de la chaleur est nécessaire :

$$-C_{pa}\rho_s k_s d_e \partial_y^2 \theta_s = Q_i(y) - A - B\theta_s - r[F(y) + \lambda(\theta_s - \overline{T_s})]$$

En posant $T_s = \overline{T_s} + T_s'$ et $\theta_s = \overline{\theta_s} + \theta_s'$, puis en faisant la différence entre l'équation perturbée et l'équation initiale, il reste :

$$-C_{pa}\rho_s k_s d_e \partial_y^2 \theta_s' = -B\theta_s' - r\lambda(\theta_s' - T_s')$$

Comme $B \sim 2.5Wm^{-2}C^{-1}$ et $r\lambda \sim 6.9Wm^{-2}C^{-1}$ alors nous faisons l'approximation que l'équilibre est tel que

$$-C_{pa}\rho_s k_s d_e \partial_y^2 \theta_s' = -r\lambda(\theta_s' - T_s')$$

Un scaling de cette équation fournit l'échelle méridienne de perturbation de θ_s :

$$L = \left[\frac{C_{pa}\rho_s k_s d_e}{r\lambda} \right]^{1/2} \sim 1000km$$

1.3.2 Amplitude de l'anomalie de la tension du vent

Pour évaluer l'importance des différents termes dans l'équation de l'équilibre du moment nous faisons un scaling de l'équation :

$$\tau - d_e k_s \gamma^{-1} \partial_y^2 \tau = -\rho_s k_s d_e d^{-1} \left[\beta d + \frac{f}{S} (\partial_y \theta_s + L_\rho^2 \partial_y^3 \theta_s) \right]$$

Dans cette équation l'échelle verticale des tourbillons d est donnée par Cessi(2000) : $d \sim f[\theta_s(0) - \theta_s(L_y)]/\beta S L_y$. Ainsi, le scaling est :

$$\tau / \frac{d_e k_s}{\gamma L_y^2} \tau / \rho_s k_s d_e \beta / \rho_s k_s d_e \beta / \frac{\rho_s k_s d_e^2 g}{f L_y^3} \frac{\Delta \theta}{\Theta}$$

Avec

$$d_e \sim 10^3 m, L_y \sim 10^7 m, \rho_s \sim 1.25 kg.m^{-3}, \beta \sim 2.10^{-11} m^{-1} s^{-1}, k_s \sim 3.10^6 m^2 s^{-1}$$

$$\Theta \sim 273K, g \sim 10ms^{-2}, \gamma \sim 2, 4.10^{-2} ms^{-1}, \Delta \theta \sim 40K, f \sim 10^{-4} s^{-1}$$

Nous obtenons

$$\tau / 10^{-3} \tau / 7, 5.10^{-2} / 7, 5.10^{-2} / 10^{-4}$$

Ainsi l'équilibre des termes se fait entre τ et $-\rho_s k_s d_e d^{-1} [\beta d + \frac{f}{S} \partial_y \theta_s]$.

Maintenant, si l'on fait une étude de perturbation en posant $\theta_s = \overline{\theta_s} + \theta_s'$ et $\tau = \overline{\tau_s} + \tau'$, alors nous obtenons l'équilibre entre les anomalies de tension de vent et les anomalies de gradient de température potentielle de surface :

$$\tau' = -\frac{\rho_s k_s d_e f}{dS} \partial_y \theta_s'$$

Avec $\partial_y \theta_s' \sim \Delta \theta' / L_y$, et $d \sim f \Delta \theta / \beta S L_y$, $\Delta \theta \sim 40K$ (différence de température potentielle de surface équateur-pôle) l'équation ci-dessus devient :

$$\tau' \sim -\rho_s k_s d_e \beta \frac{\Delta \theta'}{\Delta \theta}$$

Et avec par exemple $\Delta \theta' \sim 2K$ pour une anomalie positive, on obtient $\tau' \sim -3.10^{-3} kg.m^{-1}.s^{-2}$ (dans la zone où l'anomalie de θ_s augmente vers le nord).

1.4 Etat moyen

L'état moyen donné ici est calculé à partir d'un gradient uniforme de SST : $25^\circ C$ à l'équateur et $0^\circ C$ au pôle. La figure 1.1-a) représente la température potentielle atmosphérique de surface et la SST en fonction de la latitude. Entre 0 et 50 degrés de latitude $\theta_s > T_s$, et entre 50 et 90 degrés de latitude $\theta_s < T_s$. Le calcul des flux et transports de chaleur par l'océan et l'atmosphère ne peut se faire par le modèle atmosphérique seul puisqu'il ne se base que sur des valeurs initiales arbitraires de SST non modifiée par la suite. La figure 1.1-b) représente la tension du vent zonale τ_x sur toute la latitude. On observe trois bandes de latitude (vents d'Est entre 0 et 30 degré, vents d'ouest entre 30 et 80 degrés puis vents d'Est entre 80 et 90 degrés).

1.5 Réponse à une perturbation

Le changement de température potentielle atmosphérique de surface ne peut se faire que via les flux à l'interface air-mer, c'est à dire via la SST. Les figures 1.2-a) et 1.2-b) correspondent à une anomalie positive de SST, confinée entre 20 et 40 degrés de latitude, de forme gaussienne, d'amplitude maximale de $+2^\circ C$ centrée à 30 degrés de latitude. La figure 1.2-a) montre que l'anomalie de température potentielle est faible mais étendue par rapport au domaine de perturbation de SST. Les anomalies de tension de vent sont opposées par rapport au centre de l'anomalie de SST, comme le montre le scaling en 1.3.2 le signe de l'anomalie de la tension du vent est opposé à celui du gradient de l'anomalie de SST, c'est pourquoi l'anomalie de la tension de vent est nulle à 30 degrés de latitude et est nulle lorsque le gradient de SST est nul. Le domaine de la perturbation du tension du vent est très étendu

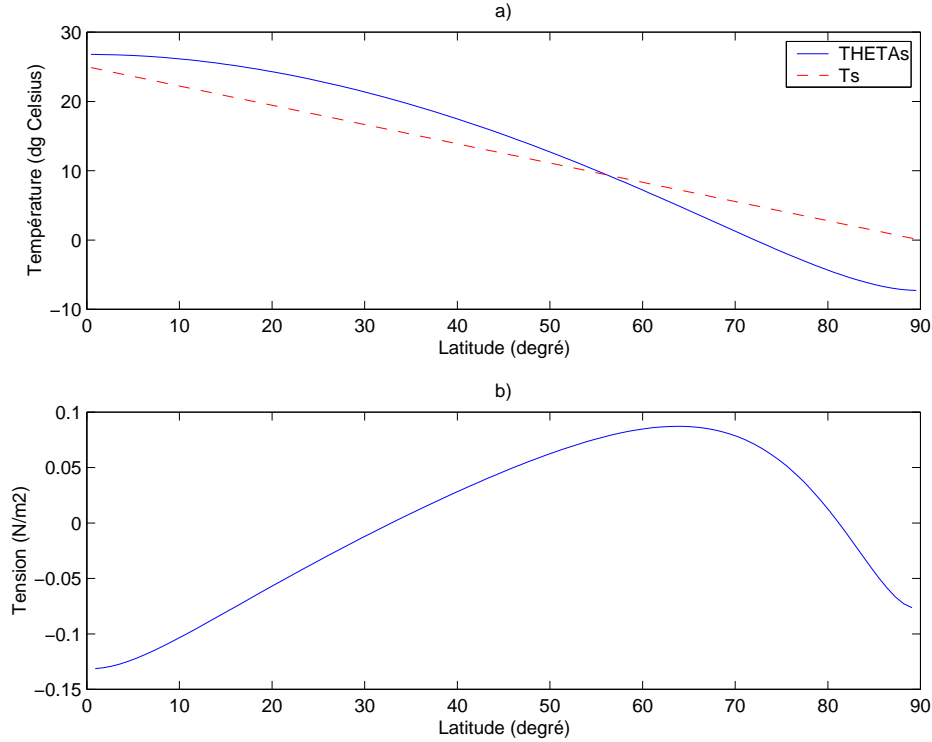


FIG. 1.1 – Etat moyen. a)Température potentielle atmosphérique de surface et SST, b)Tension du vent zonal.

(de l'équateur jusqu'à 60 degrés) car le terme de diffusion de quantité de mouvement est élevé dans l'atmosphère ($k_s \sim 3 \cdot 10^6 m^2/s$). Les figures 1.2-c) et 1.2-d) correspondent à une anomalie de SST de $-2^\circ C$ dans la même bande de latitude, les anomalies de température potentielle et de tension de vent sont opposées par rapport à celles correspondant à une anomalie positive de SST. Néanmoins une anomalie négative de SST renforce le flux de chaleur vers l'océan, donc à priori diminue l'extension du domaine de perturbation de température potentielle.

1.6 Sensibilité à l'effet beta

L'échelle verticale des tourbillons diminue lorsque bêta augmente (vers le Nord). Proche du pôle bêta tend vers zéro, d tend alors vers l'infini. La paramétrisation de l'échelle verticale des tourbillons atmosphériques proposée par Cessi n'est alors plus valable. La dynamique du modèle est plus appropriée aux moyennes latitudes. D'ailleurs aux basses latitudes, la cellule de circulation moyenne (cellule de Hadley) devient importante devant les tourbillons et donc la paramétrisation utilisée ici n'est plus satisfaisante.

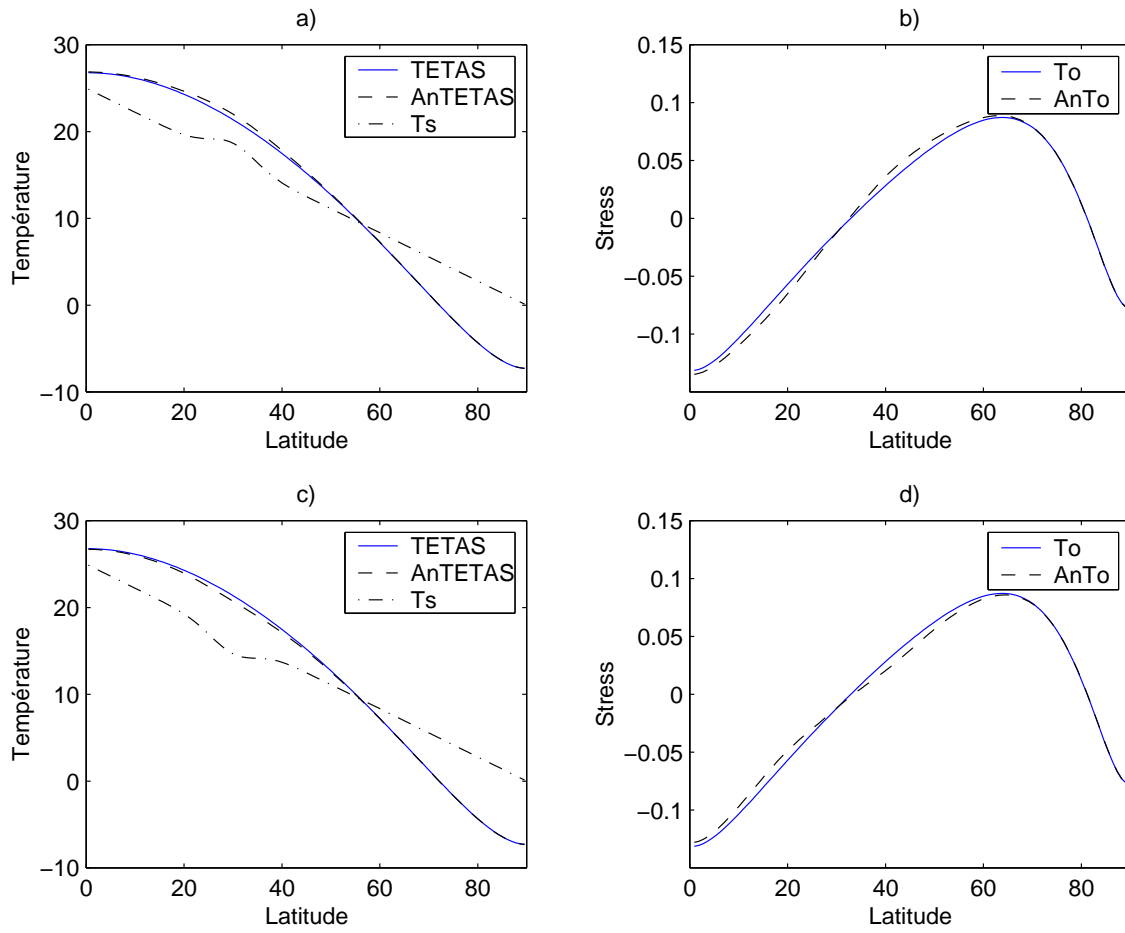


FIG. 1.2 – Réponse de θ_s et du vent à une perturbation de SST

Chapitre 2

Modèle océanique

2.1 Introduction

Ce modèle simplifié monocouche bidimensionnel horizontal représente une thermocline d'épaisseur constante forcée par le vent et les flux de chaleur. La SST varie en fonction de l'insolation et du forçage des flux de chaleur régnant à l'interface océan-atmosphère. Les tourbillons océaniques sont paramétrisés à travers la diffusion turbulente. La dynamique nous permet alors de déterminer les vitesses horizontales dans le domaine via la fonction courant perturbée par les ondes de Rossby baroclines. Puis l'équilibre de la chaleur permet de calculer la SST, en faisant l'hypothèse que le transport de chaleur par l'océan est seulement dû à la circulation forcée par le vent (il n'y a pas de contribution de la circulation thermohaline, et l'océan est supposé au repos sous la thermocline à la profondeur $H = -1000$ m)

2.2 Equations

2.2.1 Conservation de la chaleur

La SST est gouvernée par une equation d'advection diffusion :

$$C_w \rho_w [H \partial_t T_s - \partial_x T_s \partial_y \psi + \partial_y T_s \partial_x \psi] = F(y) + \lambda(\theta_s - T_s) + C_w \rho_w K_h \nabla^2 T_s$$

La SST est donc uniquement forcée par les flux de chaleur à la surface de l'océan. Dans cette équation C_w est la capacité calorifique de l'eau, ρ_w est la densité de l'eau et H est l'épaisseur de la couche océanique. La diffusion horizontale de température K_h est considérée isotrope ici et vaut $2000 \text{ m}^2/\text{s}$, et le flux $\overline{F_0}$ est simplement une fonction linéaire de la latitude ($45 \text{ W}/\text{m}^2$ à l'équateur et $-45 \text{ W}/\text{m}^2$ au pôle). Les processus physiques présents dans cette équation sont la diffusion turbulente $C_w \rho_w K_h \nabla^2 T_s$ et l'advection $J(\psi, T_s)$ par la fonction courant ψ .

2.2.2 Equilibre dynamique

L'évolution de la fonction courant est contrôlée par l'équation de vorticité grande échelle dans laquelle la vorticité relative est négligée :

$$\partial_t \psi - c \partial_x \psi = A_h \nabla^2 \psi + R^2 \rho_w^{-1} \partial_y \tau_x$$

Avec

- $R \sim 35$ km est le rayon de déformation barocline océanique.
- $A_h \sim 2000 \text{ m}^2/\text{s}$ est la viscosité horizontale et est assumée isotrope dans cette partie.
- $c = \beta R^2$ est la vitesse des ondes longues de Rossby se propageant vers l'Ouest

La diffusion de quantité de mouvement $A_h \nabla^2 \psi$ nous permet de résoudre le bord Ouest du bassin. Les ondes de Rossby issues du forçage du vent $R^2 \rho_w^{-1} \partial_y \tau_x$, ajustent la circulation océanique à travers le terme $-c \partial_x \psi$ à l'équilibre. La solution est la somme d'une solution intérieure et d'une solution de bord Ouest. L'équilibre intérieur est surtout assuré en première approximation par $-c \partial_x \psi$ et $R^2 \rho_w^{-1} \partial_y \tau_x$. Au bord Ouest l'équilibre est plutôt assuré par celui de Stommel : $-c \partial_x \psi = A_h \nabla^2 \psi$ donnant une couche limite de largeur A_h/c .

2.3 Echelles spatiales et temporelles des différents processus

-La diffusion horizontale de quantité de mouvement agit de manière significative sur des échelles de temps semblable au temps de diffusion déterminé par l'équilibre entre $\partial_t \psi$ et $A_h \nabla^2 \psi$: $t = p^2/A_h$, où p est la largeur de la perturbation. Dans la section 2.5.2 la cohérence de ce temps de diffusion sera examinée en comparaison avec ce que fournit le modèle.

-Les anomalies de SST sont advectées par le courant de surface, la distance L parcourue par ces anomalies en 1 année est donnée par l'égalité entre $H \partial_t T_s$ et $J(T_s, \psi)$. On en tire $L \sim (\psi T/H)^{1/2}$ avec $T \sim 3.10^7 \text{ s}$, $\psi \sim 20 \text{ Sv}$ et $H = 1000 \text{ m}$, ainsi l'anomalie de SST qui suit le courant moyen parcourt environ 750 km. La section 2.5.2 traitera également la consistance de ce résultat.

-La distance l parcourue par une onde de Rossby en $T=1$ an est donnée par : $l = \beta R^2 T \sim 735 \text{ km}$. La génération d'ondes de Rossby n'intervient que s'il y a un changement de vent, à l'équilibre les anomalies de températures se déplacent à la même vitesse que les courants de surface, en effet la SST ne force pas la fonction courant dans notre modèle. S'il y a un changement de vent, les ondes de Rossby longues modifient la fonction courant, et donc la vitesses de propagation des anomalies de SST.

-La distance parcourue en 1 année par une particule d'eau advectée par le courant moyen (2 cm/s) d'une gyre océanique est environ $l = UT \sim 2.10^{-2} \times 3.10^7 = 600km$.

-Le modèle de Stommel utilisé ici fournit l'épaisseur du bord Ouest : $\delta = A_h/c \sim 100km$ pour $A_h = 2000m^2/s$ et $c=2cm/s$. L'épaisseur de la couche limite de Stommel basé sur la diffusion de quantité de mouvement est plus grande que celle de la couche de Munk basé sur la diffusion de vorticité ($(A_h/\beta)^{1/3} \sim 46km$). La n gligeance de cette deuxième couche limite de Munk plus fine accentue la difficulté de résolution du bord Ouest dans le modèle.

-La température de surface océanique uniquement forcée par les flux de chaleur s'ajuste en un temps caractéristique déterminé par l'équilibre entre $C_w \rho_w H \partial_t T_s$ et \bar{F}_0 . Ainsi $t \sim 30$ ans.

-Temps d'advection de la température du bassin entier : il est déterminé par l'équilibre entre $H \partial_t T_s$ et $J(T_s, \psi)$. Donc $t \sim (HL_x L_y) / \psi \sim 300ans$ pour $\psi \sim 10Sv$.

2.4 Etat moyen

Le modèle océanique est intégré pendant 1000 ans pour être sûr que l'équilibre soit établi. L'évolution du champ de la fonction courant et de SST apparaît dans la figure 2.1. Les contours représentés sont ceux de la fonction courant (les unités sont en Sverdrups, $1Sv = 10^6 m^3 s^{-1}$). Nous avons utilisé comme forçage une tension de vent zonale de la forme $\tau_x = -\cos(2\pi y/L_y)$ (dynes/cm2) pour représenter les trois bandes de latitude (alizés, vents d'Ouest puis vents d'est), et un flux de chaleur $F_o = 45 - 90y$ (y est la latitude). La SST initiale est un simple gradient méridien uniforme : $T_s(x, y) = 25 - 25y/L_y$.

Les paramètres utilisés sont les suivants :

- $A_h = 2000m^2 s^{-1}$
- $K_h = 2000m^2 s^{-1}$
- Résolution : 100×100
- Pas de temps : 1 jour

La circulation forcée par le vent a dès la première année de simulation (Fig 2.1-a)), l'aspect de deux gyres, l'une cyclonique au Nord et l'autre anticyclonique au Sud. La frontière intergyre se situe à 45 degré de latitude sous le maximum de tension de vent zonale et l'intensité maximale de la circulation n'est que de 2 Sv. A $t=5ans$, l'intensité de la circulation à été multipliée par 5, a ce moment les ondes de Rossby baroclines longues fabriquées au bord Est au début du spin-up ont alors parcourues le tiers de la dimension zonale du domaine. Jusqu'à $t=15ans$, l'intensité de la circulation dans les gyres augmente (jusqu'à 20 Sv) puis se maintient (la dernière itération (Fig 2.1-f) montre que l'océan est resté dans le même état qu'à $t=15ans$). Le forçage du vent sur l'océan se fait via les ondes de Rossby longues baro-

clines, et le temps d'établissement de la circulation est celui qu'il faut à ces ondes pour traverser le bassin. Cela peut aussi se voir à travers la figure 2.1-c) qui représente l'énergie cinétique de l'océan en fonction du temps lors d'une perturbation stationnaire de tension de vent : l'énergie cinétique cesse d'augmenter au bout de 15 ans, l'océan a alors atteint un équilibre stationnaire.

La température de surface de la mer est à la fois diffusée ($K_h = 2000m^2/s$) et advectée par la circulation océanique via l'équation donnée en 2.2.1. Clairement, la figure 2.1 montre que l'évolution temporelle du champ de SST est très lente : la SST est advectée à la même vitesse que la circulation des gyres, et la diffusion agit sur des échelles de temps énormes. En effet le temps d'advection est de l'ordre de 300 ans pour une circulation moyenne de 10 Sv, et le temps de diffusion L^2/A_h associé au bassin entier est de l'ordre de 1500 ans pour une diffusion de $2000m^2s^{-1}$. Le transport de chaleur vers le Nord est assuré par les gyres dans notre modèle. Les eaux chaudes sont advectées par la gyre subtropicale au niveau du bord Ouest tandis que les eaux froides sont advectées vers le Sud plutôt du côté Est du bassin. Au bout de 100 ans de simulation (Fig 2.1-e) la SST continue d'évoluer, elle va être advectée par les gyres pendant encore 200 ans et diffusée durant plus de 1000 ans. Ainsi la langue d'eau chaude située approximativement entre 20 et 30 degré de latitude et entre 0 et 15 degré de longitude va continuer à être advectée vers l'Est par la gyre subtropicale. Entre l'année 100 et 1000 (Fig 2.1-e) la langue d'eau chaude a évolué pour atteindre 20 degré de longitude.

2.5 Etat perturbé

2.5.1 Perturbation de la tension de vent

Nous étudions la réponse de l'océan à un changement de vent stationnaire. La perturbation apportée est de $+0.1$ dynes/cm² entre 60 et 70 degrés de latitude, et -0.05 dynes/cm² entre 80 et 70 degrés et entre 50 et 60 degrés de latitude (pour conserver une somme de tension nulle sur tout le domaine)(Fig 2.2-a). Cette anomalie survient sur un océan à l'équilibre tel que dans la figure 2.1-f . La perturbation de la fonction courant associée (Fig 2.2-b) montre une anomalie de circulation anticyclonique entre 55 et 65 degrés de latitude et une anomalie de circulation cyclonique entre 65 et 75 degrés de latitude. L'amplitude maximale de l'anomalie de la fonction courant est de 3 Sv. Le scaling suivant permet d'évaluer l'impact d'un changement de vent sur la fonction courant. Dans l'océan intérieur, à l'équilibre, l'anomalie de la fonction courant est déterminée en première approximation par :

$$-c\partial_x\psi' = R^2\rho_w^{-1}\partial_y\tau_x'$$

Avec $\tau_x' = 0.1 \text{ dynes/cm}^2 \sim 0.01 \text{ N/m}^2$, $\Delta x \sim 1000 \text{ km}$ et $\Delta y \sim L_y$, on obtient :

$$\psi' \sim (\tau_x' \Delta x) / (\rho_w \beta \Delta y) \sim 5 \text{ Sv}.$$

La figure 2.2-c représente l'évolution de l'énergie cinétique moyenne de l'océan en fonction du temps : au bout d'environ 15 ans après l'installation de la perturbation de la tension de vent, l'océan atteint un équilibre du point de vue dynamique. Ce temps correspond au temps de transit des ondes de Rossby, fabriquées au bord Est à l'initiation de l'anomalie de vent, à travers toute la dimension zonale du domaine.

La figure 2.2-d représente l'évolution temporelle de l'amplitude de la perturbation à 60 degrés de latitude en fonction de la longitude. L'établissement de l'équilibre se fait de l'Est vers l'Ouest via les ondes longues de Rossby. L'état de la perturbation de la fonction courant à l'année 40 est peu différente de celle de l'année 10, cela conforte donc la structure temporelle en énergie cinétique moyenne du bassin global (Fig 2.2-c). La solution intérieure est la somme d'une solution stationnaire et d'une solution transitoire. La solution stationnaire étant assurée par l'équilibre entre $-c \partial_x \psi$ et $R^2 \rho_w^{-1} \partial_y \tau_x$. Ainsi la réponse barocline de l'océan, à travers la propagation des ondes de Rossby de la frontière Est, à une tension de vent imposée indépendante de la longitude est :

$$\psi(x) = -\frac{1}{\rho_w \beta} \int_{\text{bordEst}}^x \partial_y \tau_x dx = -\frac{1}{\rho_w \beta} \partial_y \tau_x (x - L_x)$$

Ainsi la fonction courant croît linéairement avec la longitude Ouest. En théorie la solution stationnaire est donc approximativement fonction linéaire de la longitude. L'aspect quadratique de l'anomalie de la fonction courant de 40 ans (Fig 2.2-d) indique donc que le terme de friction $A_h \nabla^2 \psi$ normalement associé au bord Ouest, a de l'importance dans l'océan intérieur (pour une viscosité isotrope $A_h = 2000 \text{ m}^2/\text{s}$).

2.5.2 Perturbation de SST

La figure 2.3 représente la propagation de l'anomalie de SST d'amplitude $+1^\circ \text{C}$ apportée entre 2° et 5° de longitude et entre 45° et 55° de latitude sur un océan à l'équilibre. L'anomalie de SST est advectée vers l'Est au niveau de la frontière intergyre par le courant jet, et est complètement diffusée en typiquement 10 années. Le temps de diffusion théorique (p^2/A_h) vaut 6 ans pour $p=600 \text{ km}$ (les dimensions de l'anomalie initiale sont environ 1000 km en latitude et 300 km en longitude). L'anomalie de SST s'est déplacée d'environ 4000 km en 10 ans (jusqu'à 40 degré de longitude). En théorie la distance parcourue par l'anomalie en 10 ans est $L \sim (\psi T/H)^{\frac{1}{2}} \sim 3500 \text{ km}$ pour $\psi \sim 10 \text{ Sv}$. Les scaling établis dans la section 2.3 représentent donc assez bien la dynamique du modèle.

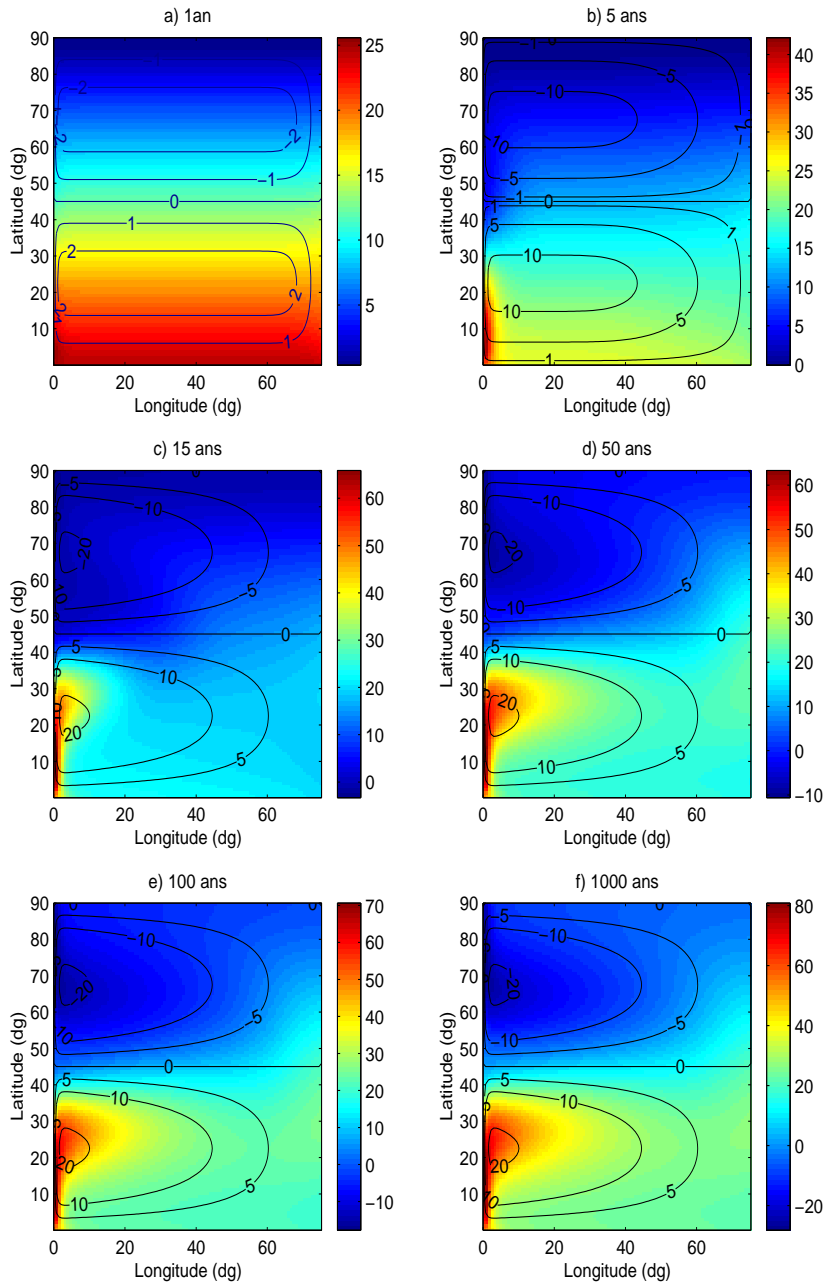


FIG. 2.1 – Evolution temporelle de la SST et de ψ

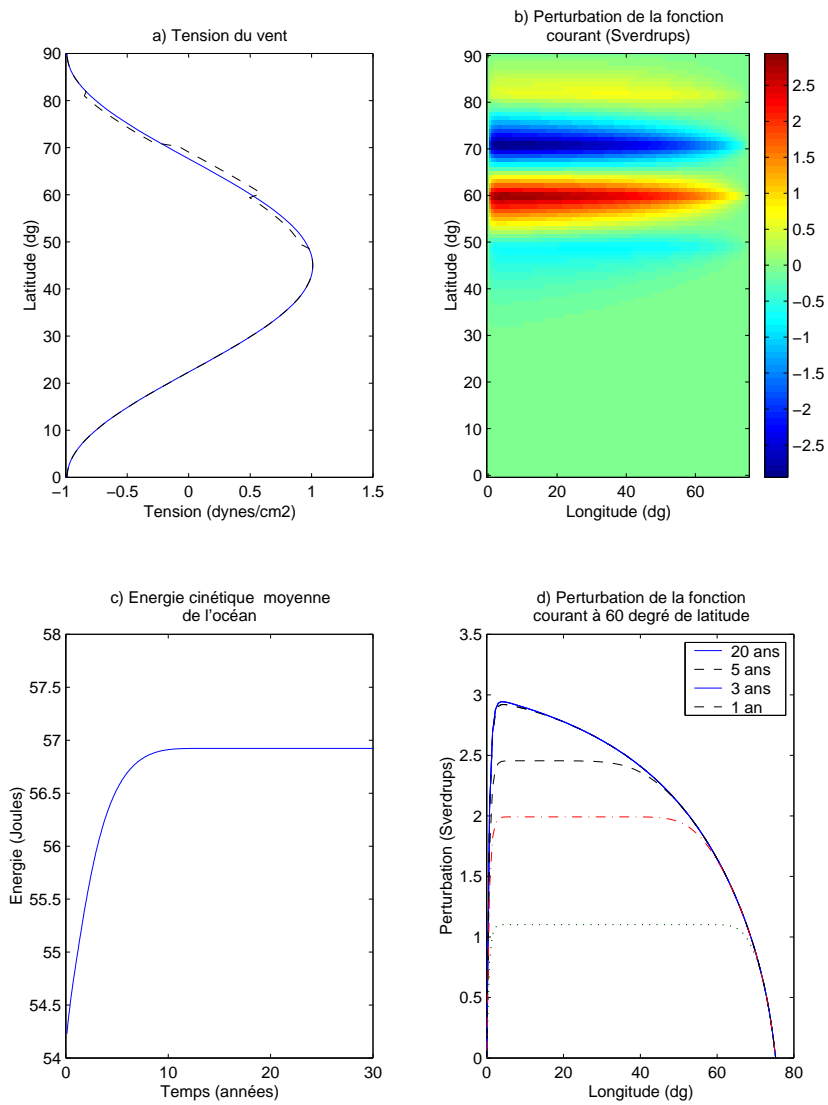


FIG. 2.2 – Réponse à une perturbation de la tension de vent

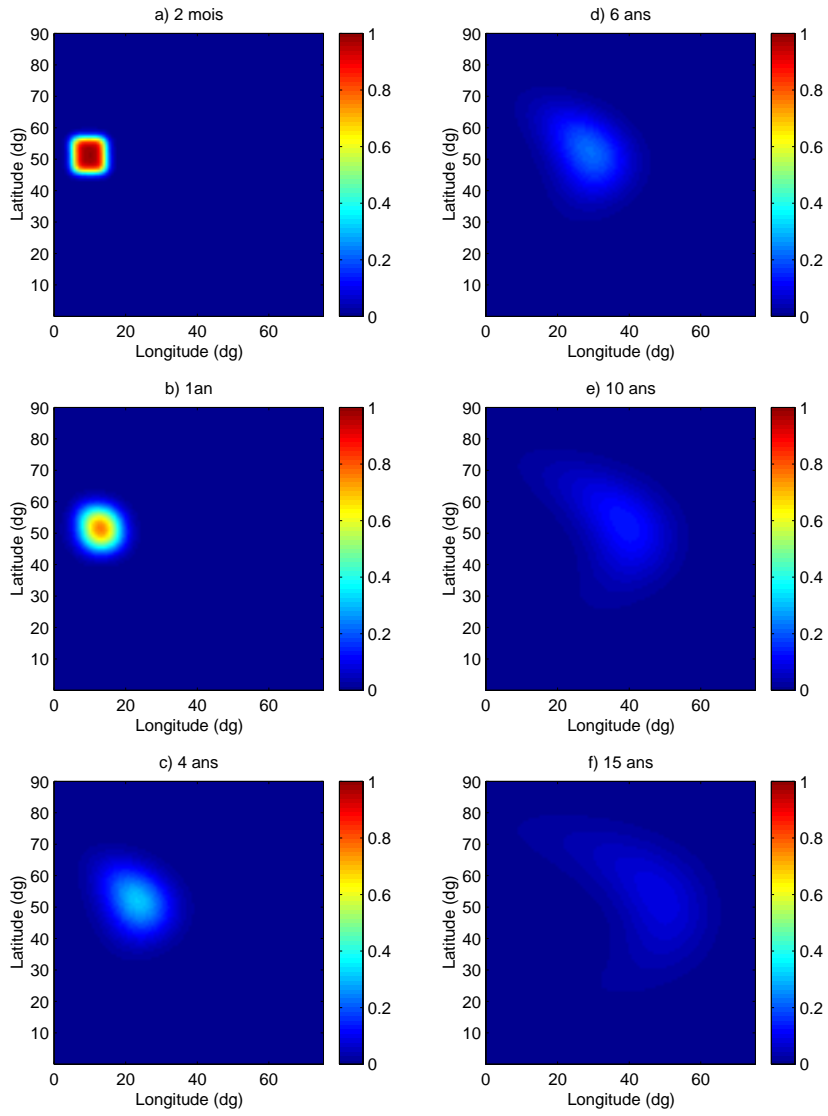


FIG. 2.3 – Evolution d'une anomalie de SST

Chapitre 3

Modèle “couplé” océan-atmosphère

3.1 Valeurs des températures à l'équilibre

En amenant l'équation de conservation de la chaleur de l'océan à l'équilibre et en la moyennant sur tout le domaine, il reste :

$$\overline{F(y)} - \lambda(\overline{\theta_s} - \overline{T_s}) = 0$$

Puis en moyennant sur tout le domaine l'équation de conservation de la chaleur dans l'atmosphère, on obtient :

$$\overline{Q(y)} - A - B\overline{\theta_s} - r[\overline{F(y)} - \lambda(\overline{\theta_s} - \overline{T_s})] = 0$$

Les opérateurs d'advection et de diffusion moyennés sur tout le domaine étant évidemment nuls puisqu'ils ne font que redistribuer la chaleur. Nous disposons ainsi de deux équations à deux inconnues $\overline{\theta_s}$ et $\overline{T_s}$ qui fournissent :

$$\begin{aligned}\overline{\theta_s} &= \frac{\overline{Q(y)} - A}{B} \sim 15.94^\circ C \\ \overline{T_s} &= \frac{\overline{F(y)}}{\lambda} + \frac{\overline{Q(y)} - A}{B} \sim 16.67^\circ C\end{aligned}$$

Les températures à l'équilibre sont donc assez élevées. En effet nous avons négligé la glace et l'échange de chaleur avec la circulation profonde sous la thermocline à 1000 m dans notre modèle.

3.2 Première expérience : convergence vers un état d'équilibre

3.2.1 Paramètres choisis

Les paramètres choisis pour cette expérience sont différents de ceux de Cessi (2000), à savoir :

- $A_{hx} = 1000m^2s^{-1}$
- $A_{hy} = 1000m^2s^{-1}$
- $K_h = 1000m^2s^{-1}$
- $k_s = 3 \times 10^6 m^2s^{-1}$
- Résolution : 200×200
- Pas de temps : 1 jour

Le modèle est intégré pendant une durée de 200 ans. La SST est la seule donnée initiale et ne dépend que de la latitude : $T_s(x, y) = 25 - 25y/L_y$.

3.2.2 Résultats

L'ajustement du modèle à l'équilibre se voit à travers l'énergie cinétique moyenne de l'océan (Fig 3.1-a). L'énergie cinétique augmente très rapidement dans les 30 premières années (spin-up de l'océan via les ondes de Rossby baroclines), oscille légèrement et atteint un état d'équilibre au bout de 200 ans de simulation. La SST moyenne et la température atmosphérique moyenne de surface (Fig 3.1-b) atteignent l'équilibre donné dans la section 3.1 sensiblement en même temps au bout de 120 ans de simulation.

La figure 3.2 représente l'évolution de la SST et de la fonction courant durant 400 ans de simulation. L'échelle de température est en degrés Celsius et l'intensité de la circulation marquée sur les contours de la fonction courant est en Sverdrups. Au bout de 10 ans (Fig 3.2-a) la circulation semble bien établie : une gyre subpolaire au Nord d'intensité maximale 30 Sv et un gyre anticyclonique au Sud d'intensité plus faible. La frontière intergyre se situe à 60 degrés de latitude sous le maximum de tension de vent zonale. A l'année 40 (Fig 3.2-b) une langue d'eau froide descend vers le Sud à l'Est du bassin tandis que de l'eau chaude est advectée vers le Nord par la circulation intense du bord Ouest (30 Sv dans la gyre subtropicale). Cette eau chaude est également advectée par la gyre subtropicale vers l'Est du bassin à l'approche de la frontière intergyre. De plus la fonction courant est perturbée vers 20 degrés de latitude. Il semble que cette perturbation soit due à une anomalie de vent elle même due à une anomalie de θ_s . Au bout de 100 ans de simulation (Fig 3.2-c) on peut voir deux langues de SST au bord Ouest. Il semble que cela provienne de l'anomalie de circulation qui s'est déplacée vers le Nord, ce qui a entraîné la formation de deux lobes de circulation (30 Sv au Nord de la gyre subtropicale et une de 20 sv au Sud). Ces langues d'eaux chaudes sont alors piégées par ces recirculations. L'ajustement de la tension de vent se fait environ au bout de 100 ans de simulation (Fig 3.3-a). La tension de vent initiale s'est déplacée d'environ 10 degrés vers le Nord. Les ondes de Rossby ne sont plus fabriquées dès lors que la tension de vent a atteint un équilibre stable. En effet l'état de l'océan a très peu varié entre l'année 100 (Fig 3.2-c) et l'année 400 (Fig 3.2-d). Durant ces 400 ans de simulations, on peut voir que la gyre subtropicale s'est déplacée vers le Nord autant que la tension de vent initiale. L'état final de la tension de

vent apparaît dans la figure 3.3-b, le maximum de tension de vent se situe 65 degrés de latitude au niveau de la frontière intergyre.

Les valeurs d'intensité de la circulation s'approchent des observations (25 Sv), mais la gyre subpolaire a une intensité trop importante (40 Sv).

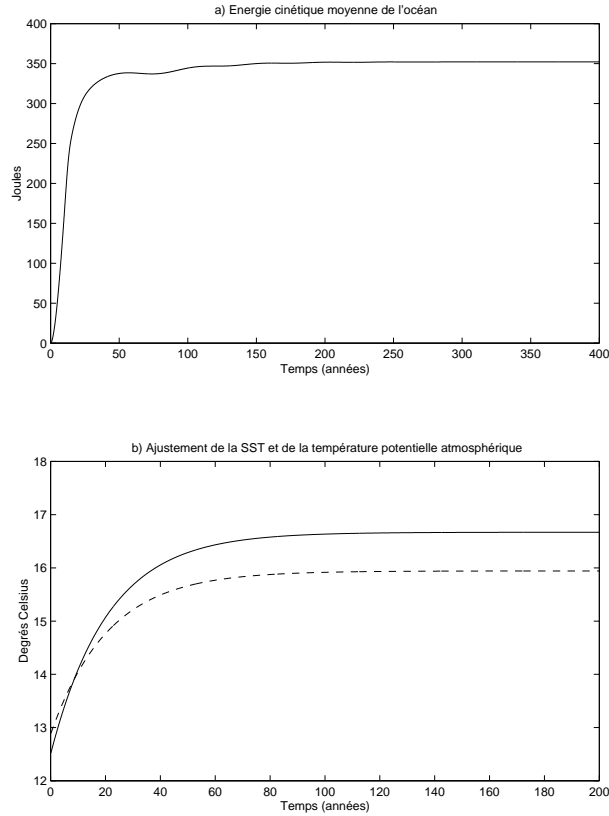


FIG. 3.1 – Ajustement du modèle à l'équilibre

3.3 Deuxième expérience : une solution oscillante

3.3.1 Paramètres choisis

Le modèle est intégré pendant une durée de 400 ans. Les paramètres choisis dans cette expérience sont ceux de Cessi(2000) :

- $A_{hx} = 2000 m^2 s^{-1}$
- $A_{hy} = 200 m^2 s^{-1}$
- $K_h = 200 m^2 s^{-1}$
- $k_s = 2.7 \times 10^6 m^2 s^{-1}$
- Résolution : 200×200

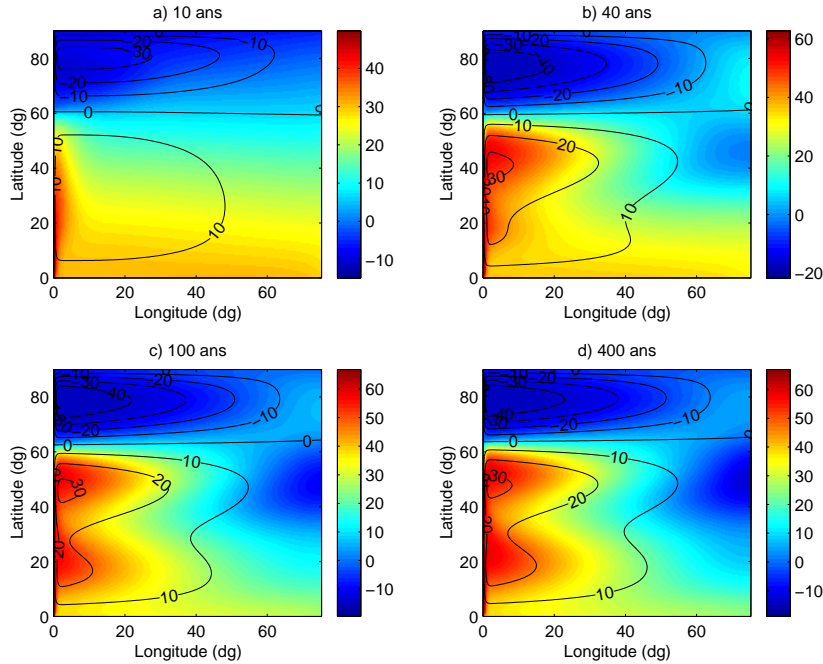


FIG. 3.2 – Evolution temporelle de la SST et de la fonction courant

- Pas de temps : 6 heures

La viscosité est anisotrope car la diffusion de quantité de mouvement dans la direction x devrait être plus importante que dans la direction y du fait de la friction sur le bord Ouest, et la diffusion de température K_h reste isotrope mais est diminuée. Le fait de diminuer ce terme de diffusion turbulente k_s entraîne de moins lisser les sources et puits d'énergie présents dans l'atmosphère. Ainsi les chances de fabriquer des oscillations sont plus importantes. Néanmoins ces valeurs de coefficients n'ont rien de réaliste puisque la valeur de diffusion turbulente est typiquement égale à $2000m^2s^{-1}$ dans l'océan.

3.3.2 Résultats

Dans le modèle nous omettons toute variabilité intrinsèque des systèmes séparés océan et atmosphère. Le temps de réponse typique des variations de température potentielle de l'atmosphère via les flux de chaleur est de l'ordre de quelques semaines, ce qui est beaucoup plus court que les échelles de temps d'évolution de la température océanique de surface (de l'ordre de l'année). Ainsi l'atmosphère est considérée être toujours en équilibre avec l'océan.

Nous obtenons donc , après 150 ans de simulation, des oscillations régulières en amplitude et en période (Fig-3.4). La période des oscillations est environ 18 ans (Fig-3.5).

L'état moyen apparaît dans la figure 3.6 . Dans la gyre subpolaire, dont l'intensité de la circulation est forte (40 Sv), la température est assez uniforme ($-10^{\circ}C$). La gyre subtropicale a une intensité plus faible (25 Sv) et a une irrégularité vers 20 degrés de latitude. Les eaux chaudes ($60^{\circ}C$) sont confinées au bord Ouest, le reste de la gyre est assez uniforme en température ($30^{\circ}C$). La faible diffusion A_y est sans doute responsable du fort gradient méridien de température vers 60 degrés de latitude. Les températures anormalement élevées au bord Ouest prouve que la résolution (200×200) n'est pas suffisante.

La figure 3.7 représente l'évolution temporelle de la fonction courant (les contours sont à des intervalles de 10 Sv) et des anomalies de SST pendant 1 cycle (18 ans). La longitude est en abscisse et la latitude en ordonnée. L'anomalie de SST est calculée en ôtant au champ de SST le champ de SST moyenné dans le temps sur 3 cycles (Fig 3.5-a). L'année 0 est choisie en phase avec l'énergie moyenne (350 Joules) et correspond à l'année 150 de la simulation.

Tout d'abord on peut remarqué que l'on a toujours le doublet anomalie positive / anomalie négative. L'amplitude de ces perturbations s'étend de -10 à +10 degrés Celsius. Les anomalies naissent au bord Ouest proche de la frontière intergyre. Elles sont ensuite advectée et fortement étirée dans la direction zonale à cause du courant jet qui est sous le maximum de vent zonal. Plus l'intensité de la gyre subtropicale est forte, plus le transport de chaleur vers le Nord est important et les anomalies positives se développent. Dans le cas contraire, les anomalies négatives peuvent se développer car le transport de chaleur n'est pas assuré. Le système océan atmosphère forme ici une boucle où les anomalies de la circulation dans les gyres proviennent des anomalies de tension de vent qui sont la conséquence d'anomalies de gradient méridien de θ_s (scaling en 2.3). Les anomalies de θ_s proviennent d'anomalies de SST. La frontière intergyre est une zone où le gradient méridien de SST est maximum et donc celui de θ_s aussi. Ainsi c'est à ces latitudes que les anomalies de vent se développent. Pour les figures 3.7-a à 3.7-e, la fonction courant est plutôt de faible intensité (le lobe de circulation 30 Sv vers 40 degrés de latitude est petit) puisque c'est une anomalie négative vers 55 degrés de latitude qui se développe. A l'année 8, elle s'étend jusqu'à 30 degrés de longitude, à l'année 10 elle s'étend jusqu'au bord Est. On observe également que lors de la première demi-période du cycle, si on s'intéresse au contour 0 Sverdup à la frontière intergyre, au fur et à mesure que l'anomalie négative s'étire vers l'Est, c'est l'ensemble des anomalies qui se déplace vers le Sud par rapport à cette frontière. C'est peut-être la circulation anticyclonique de la gyre subtropicale qui advecte les anomalies vers le Sud. De

l'année 10 jusqu'à l'année 18, c'est le phénomène opposé. A partir de l'année 8 une anomalie positive se développe à son tour proche de la frontière intergyre, subit un étirement zonal, ensuite la séquence des événements se répète mais avec des signes opposés. L'année 16 marque le début d'un nouveau cycle car une anomalie négative réapparaît, 2 ans plus tard (Fig 3.7-j) l'ensemble des anomalies se déplacent à nouveau vers le Sud.

La figure 3.8 représente les anomalies de tension zonale de vent (a), de température potentielle atmosphérique (b) et la moyenne zonale de la SST (b) en fonction du temps et de la latitude (diagrammes de Hovmöller). La variabilité est confinée aux moyennes latitudes, au Nord de la gyre subtropicale, là où le gradient méridien de température est le plus fort. On observe que ces anomalies ont un cycle régulier de période d'environ 15 ans et qu'elles sont nettement advectées vers le Sud. L'atmosphère répond instantanément aux variations de SST. Les anomalies de θ_S devraient être en phase avec celles de SST.

Les perturbations de la fonction courant sont issues d'anomalies de tension de vent qu'il y a eu environ 10 ans auparavant puisque la réponse de l'océan est plutôt barocline aux échelles de temps climatique. Cela complique énormément la compréhension de la dynamique des anomalies de SST.

3.3.3 Comparaison avec les résultats de Cessi (2000)

La solution équilibrée n'a pu être reproduite. Avec les mêmes coefficients que Cessi ($A_{hx} = 2000m^2s^{-1}$, $A_{hy} = 200m^2s^{-1}$, $K_h = 200m^2s^{-1}$, $k_s = 3 \times 10^6 m^2s^{-1}$), nous avons obtenu une solution oscillante.

Pour la deuxième expérience ($A_{hx} = 2000m^2s^{-1}$, $A_{hy} = 200m^2s^{-1}$, $K_h = 200m^2s^{-1}$, $K_s = 2.7 \times 10^6 m^2s^{-1}$) nous avons obtenu une période d'oscillation comparable à la sienne (17-18 ans). Les anomalies de SST semblent se comporter de la même manière dans notre modèle et son modèle. En revanche Cessi (2000) obtient en plus des deux gyres habituelles, deux cellules de circulation très fines : l'une anticyclonique au Nord (entre 75 et 90 degrés de latitude) et une cyclonique au Sud (entre 0 et 6 degrés de latitude). Les différences peuvent aussi venir du schéma d'intégration temporel utilisé (schéma Euler dans notre cas et Crank-Nicholson dans celui de Cessi), et de la résolution (que l'on ne connaît pas dans les expériences de Cessi).

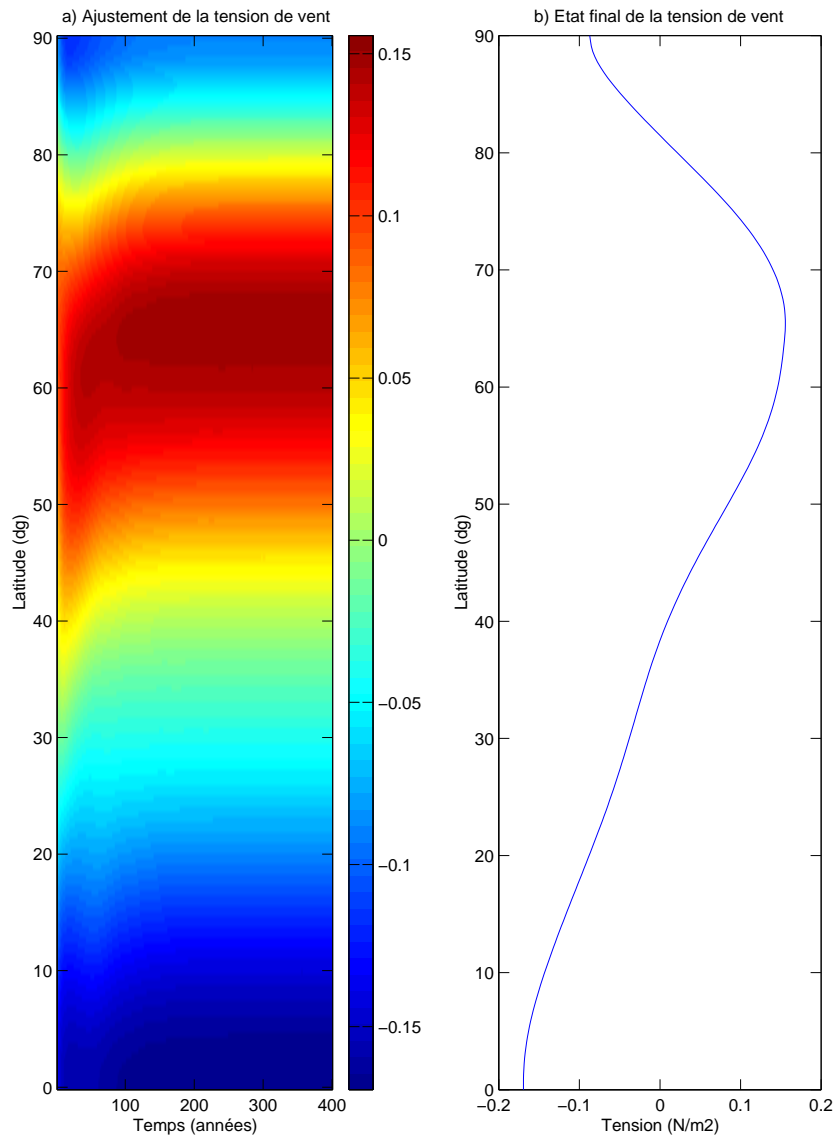


FIG. 3.3 – Ajustement de la tension de vent

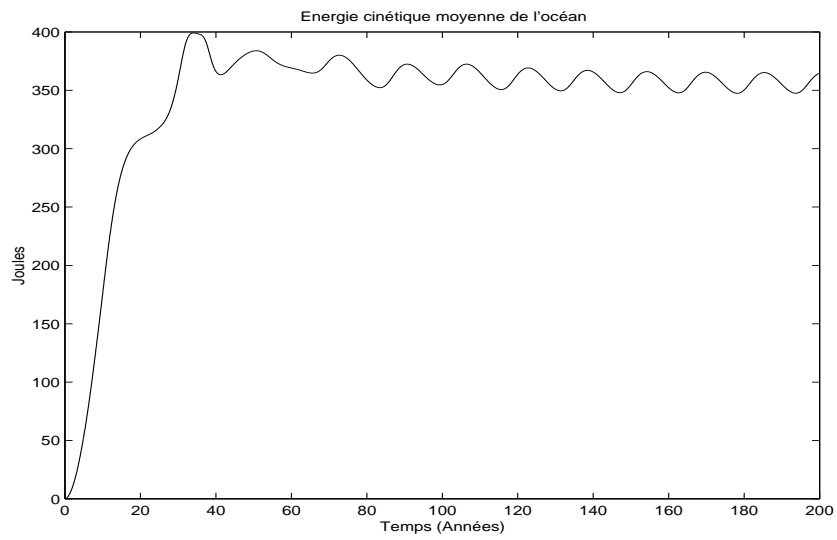


FIG. 3.4 – Evolution temporelle de l'énergie cinétique moyenne dans l'océan

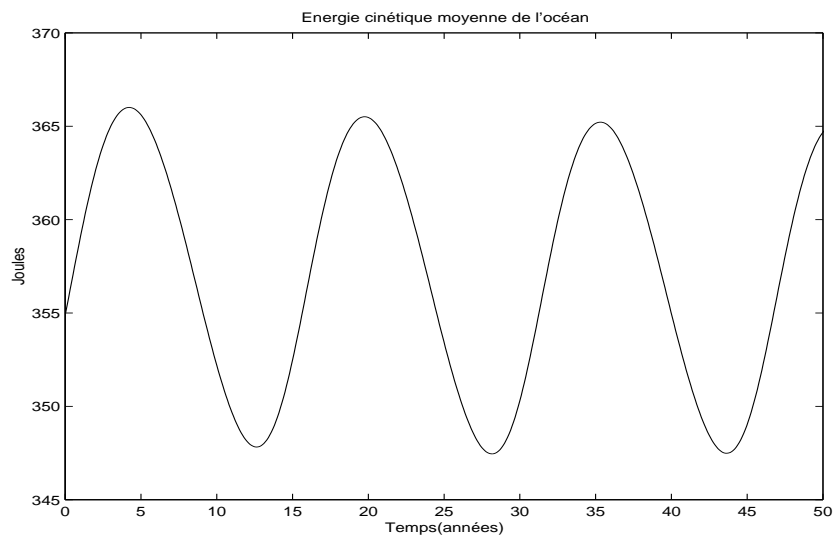


FIG. 3.5 – Oscillations de périodes 17 ans

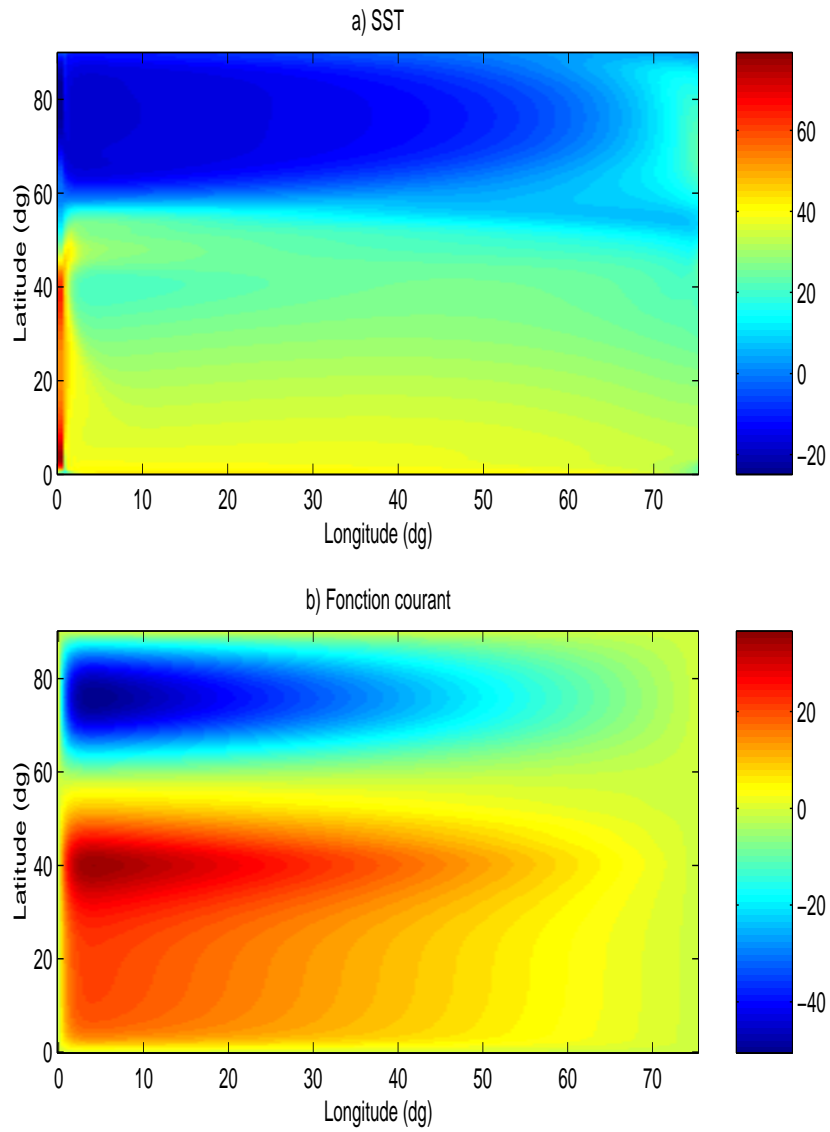


FIG. 3.6 – Etat de l’océan moyenné sur 3 cycles d’oscillations

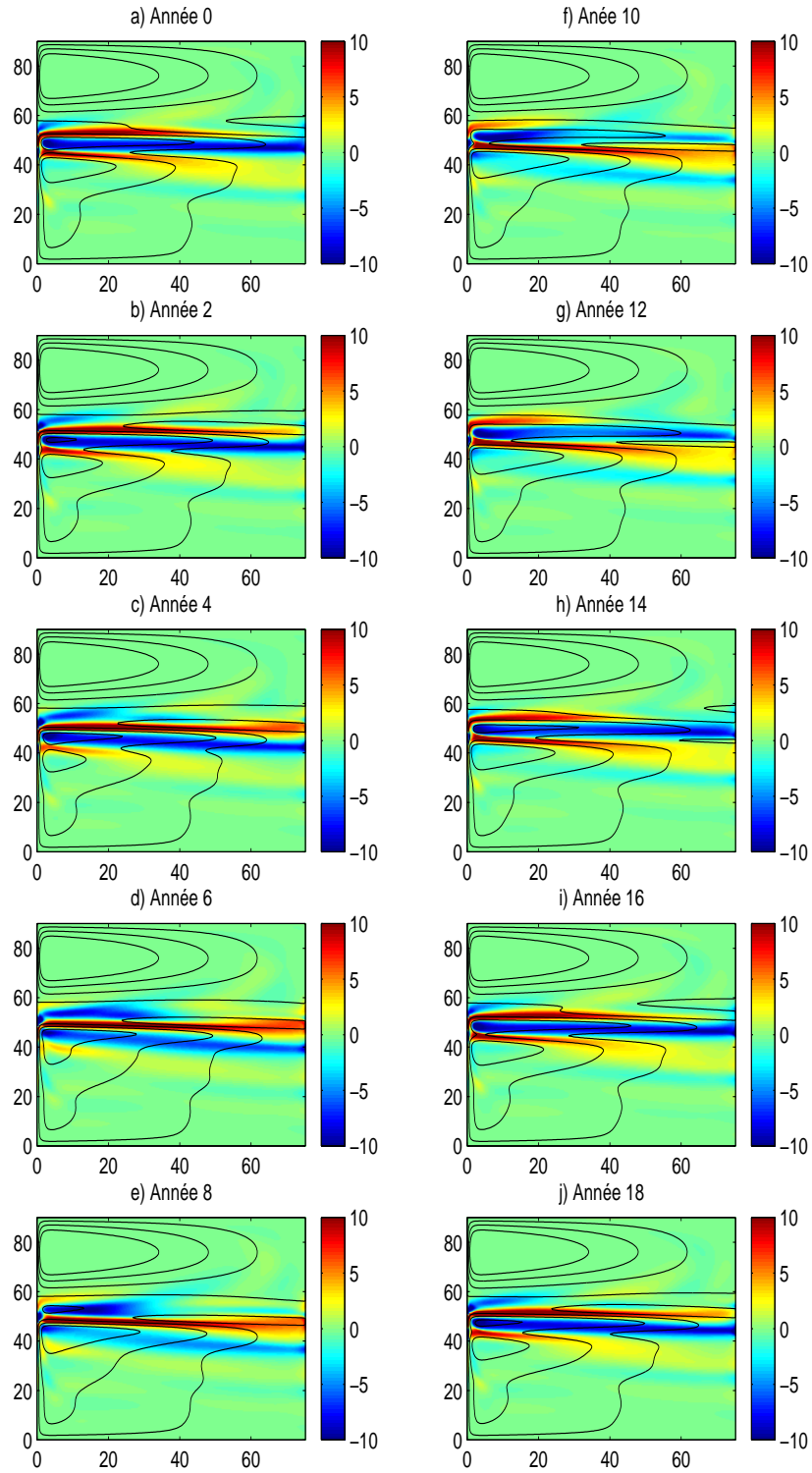


FIG. 3.7 – Anomalie de SST

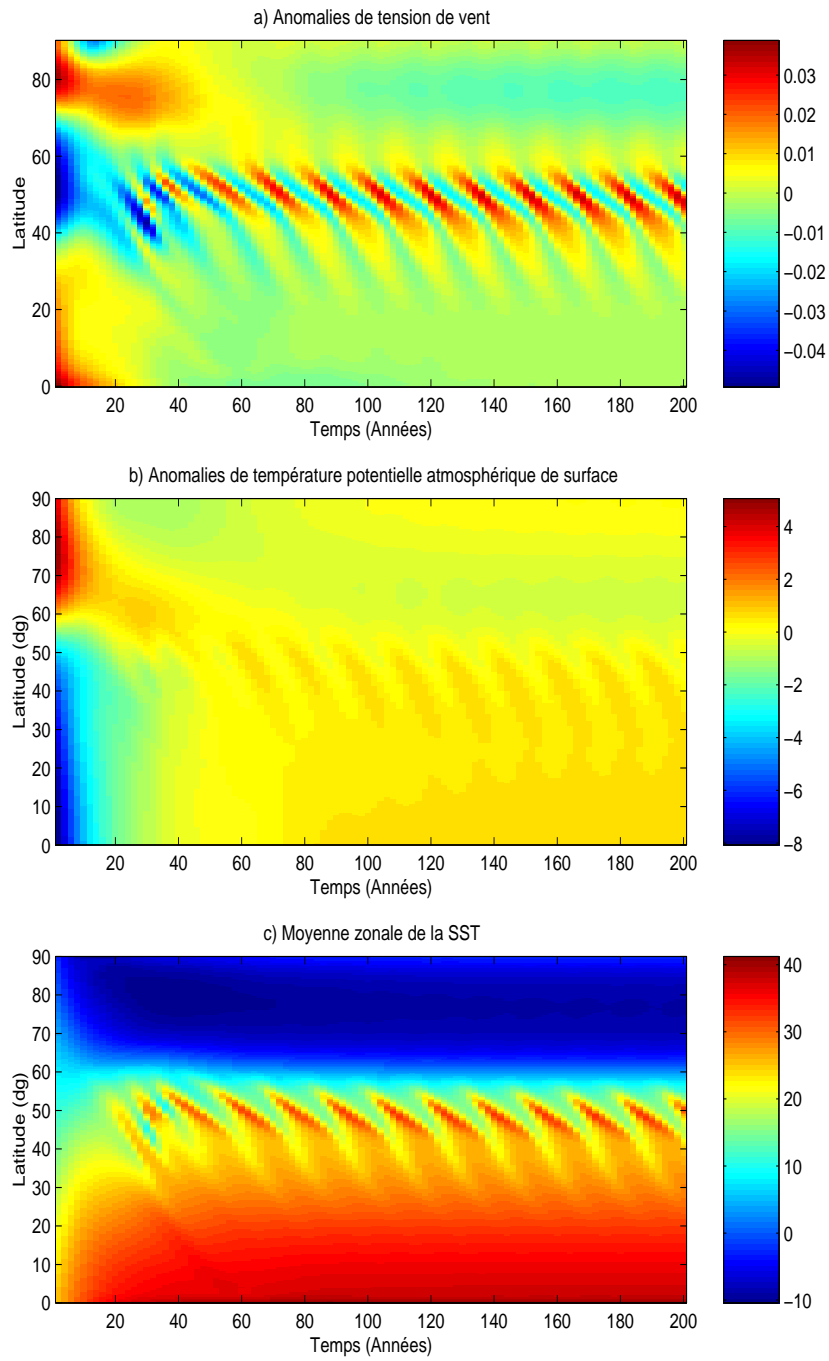


FIG. 3.8 – Diagrammes de hovmöller

3.4 Constantes et paramètres utilisés dans le modèle

CONSTANTES	SIGNIFICATION	VALEUR
f	Paramètre de coriolis	$1 \times 10^{-4} s^{-1}$
β	Effet β -planétaire	$1.6 \times 10^{-11} m^{-1} s^{-1}$
C_{pa}	Capacité calorifique de l'atmosphère	$1000 J^\circ C kg^{-1}$
C_w	Capacité calorifique de l'océan	$4000 J^\circ C kg^{-1}$
L_x	Dimension zonale du domaine	$1 \times 10^7 m$
L_y	Dimension méridienne du domaine	$1 \times 10^7 m$
D	Hauteur de l'atmosphère	$8 \times 10^3 m$
H	Profondeur de la couche océanique	$8 \times 10^3 m$
ρ_s	Densité de l'atmosphère à $z=0$	$1.25 kg m^{-3}$
ρ_w	Densité de l'océan	$1000 kg m^{-3}$
λ	Coefficient de transfert de chaleur à $z=0$	$23 W m^{-2} C^{-1}$
γ	coefficient de friction à la surface	$2.4 \times 10^{-2} m s^{-1}$
g	gravité terrestre	$9.8 m s^{-2}$
Θ	Température de Bousinesq	273 K
S	Stratification de la température atmosphérique	$5 \times 10^{-3} C^{-1}$
r	Fraction zonale océanique	0.3
A	Flux réémis (LW) indépendant de θ_s	$200 W m^{-2}$
B	$\partial(LW)/\partial\theta_s$	$2.475 W m^{-2} C^{-1}$

TAB. 3.1 – Constantes utilisées dans le modèle

PARAMETRES	SIGNIFICATION	VALEUR
k_s	Diffusion tourbillonnaire à $z=0$	$3/2.7 \times 10^6 m^2 s^{-1}$
k_h	Coefficient de diffusion de température	$2000/200 m^2 s^{-1}$
A_{hx} et A_{hy}	Coefficient de diffusion de quantité de mouvement	$2000/200 m^2 s^{-1}$

TAB. 3.2 – Paramètres utilisés dans le modèle

3.5 Différentes expériences

Dans le modèle la solution finale dépend largement des processus qui agissent à l'intérieur de la maille, en particulier la diffusion. Les résultats des expériences sont présentés dans le tableau suivant :

N_x	N_y	Δt	k_s	A_{hx}	A_{hy}	K_h	Oscillations	Période
200	200	10800	3.10^6	2000	200	200	oui	13.8 ans
300	300	10800	3.10^6	2000	200	200	oui	11.8 ans
200	200	16000	$2.7.10^6$	2000	200	200	oui	17 ans
200	200	86400	3.10^6	1000	1000	1000	Equilibre	
200	200	16000	10^6	1000	1000	1000	non	

TAB. 3.3 – Synthèse des expériences numériques

Chapitre 4

Conclusion

Ce modèle couplé, dans lequel l'océan est une thermocline d'épaisseur constante forcée uniquement par le vent et les flux de chaleur et l'atmosphère forcée par l'insolation permet de fournir l'état moyen de l'océan (les gyres) et de l'atmosphère (alizés, vents d'Ouest, vent d'Est). Pour des valeurs de diffusion turbulente et de viscosité appropriées des oscillations interdécennales ont pu être reproduites par des mécanismes que nous n'avons pas eu le temps d'aborder ici.

Pour bien représenter la dynamique et thermodynamique présente dans les équations, nous avons dû trouver un compromis entre la résolution du domaine, le pas de temps et la diffusion. Le critère CFL n'indique que la valeur limite du pas de temps correspondant à l'explosion certaine du modèle mais n'apporte rien sur la valeur de pas de temps à choisir pour bien résoudre les équations (surtout au bord Ouest).

Il apparaît clairement que la SST au bord Ouest est trop importante. Au bord Ouest de la gyre subtropicale la SST atteint $60^{\circ}C$ et au bord Ouest de la gyre subpolaire $-20^{\circ}C$ (Fig-3.6). Le bord Ouest semble donc être mal résolu. La largeur du bord Ouest est pour Stommel $A_h/c \sim 100km$ ($A_h = 2000m^2/s$), et pour Munk $(A_h/\beta)^{1/3} \sim 46km$. La résolution choisie dans le modèle est une largeur de maille dans la direction zonale de 75 km. Comme nous sommes dans la configuration du modèle de Stommel, le bord Ouest est mal résolu. Le bord Ouest doit advecter vers le Nord toute la chaleur qu'il y a dans l'océan intérieur, pour ne pas avoir d'advection ou de température énorme il faut augmenter la résolution à cet endroit. D'ailleurs des expériences complémentaires ont montrées qu'une grille plus fine atténue les extremums de SST atteints sur les bords.

Des oscillations ont survenues dans notre modèle, quel sont les mécanismes responsables de cette variabilité? L'atmosphère joue peut être le rôle d'un amplificateur en renforçant les anomalies de SST? Le temps d'ajustement océanique est similaire aux périodes obtenues?

Les perspectives pour améliorer ce modèle seraient dans un premier temps

de modéliser l'océan par une couche et demie. En effet dans notre modèle, la SST est passive et ne force pas la fonction courant. Dans la réalité des anomalies de SST positive entraîne une élévation de la surface libre et donc un courant anticyclonique dans l'hémisphère Nord qui modifie à son tour l'advection des anomalies. Les anomalies de SST se déplaceraient alors à la même vitesse que les ondes de Rossby ce qui représenterait mieux la réalité. L'ajout de termes non-linéaires du type advection de quantité de mouvement ($u\nabla u$) est nécessaire si l'on veut représenter la variabilité intrinsèque de l'océan. A terme un modèle plus réaliste tridimensionnel océanique serait nécessaire pour représenter la circulation thermohaline et le mélange dans la couche de surface, la remontée d'eau profonde. Enfin pour une meilleure climatologie, il faudrait rajouter de la glace ($SST > -2^\circ C$).

REFERENCES

Cessi, P., 2000 : Thermal feedback on wind-stress as a contributing cause of climate variability. *J. Climate*, 13, 232-244

Green, J. S. A., 1970 : Transfer properties of the large-scale eddies and the general circulation of the atmosphere. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 96, 157-185.

Gallego, B., et P. Cessi, 2000 : Exchange of heat and momentum between the atmosphere and the ocean : a minimal model of decadal oscillations. *Clim. Dyn.*, ,, in press

Latif, M., et T. P. Barnett, 1996 : Decadal variability over the North Pacific and North America : Dynamics and predictability. *J. Climate*, 9, 2407-2423.

Venegas S. A., L. A. Mysak, et D. N. Straub, 1998 : An interdecadal climate cycle in the South Atlantic and its links to other bassins. *J. Geophys. Res.*, 103, 24723-24736.