

# Projet de modélisation de la circulation océanique régionale

---

Modélisation de la circulation océanique du  
Pacifique nord-ouest : étude du Kuroshio et de  
l'Oyashio à l'aide du modèle tridimensionnel  
ROMS.

Térence Legrand

27/04/2017



## **Table des matières**

1	Introduction – zone d'étude .....	1
2	Matériel et méthode .....	2
2.1	Introduction à la modélisation numérique .....	2
2.2	Les équations primitives et leurs adaptations pour la modélisation numérique. ....	2
2.2.1	Les différentes approximations et hypothèses.....	2
2.2.2	Les équations.....	3
2.3	Le modèle ROMS .....	4
2.3.1	Présentation .....	4
2.3.2	Discrétisation spatiale .....	4
2.3.3	Discrétisation temporelle .....	4
2.3.4	Conditions aux limites .....	5
2.3.5	Conditions initiales et données .....	5
2.4	Configuration du modèle.....	5
2.4.1	Domaine de calcul .....	5
2.4.2	Conditions de stabilité et choix du pas de temps .....	6
2.4.3	Diagnostic .....	7
3	Résultats et discussion .....	8

## 1 Introduction – zone d'étude

L'unité d'enseignement OPB 205 propose une introduction à la modélisation de la circulation océanique, en utilisant le modèle tridimensionnel ROMS. L'idée est d'implémenter un modèle réaliste de circulation océanique en comprenant les paramètres mis en jeu, et de comparer les simulations obtenues avec les données de la littérature. Ce projet propose la modélisation de la circulation océanique du Pacifique nord-ouest et l'étude simple de deux grands courants : le Kuroshio et l'Oyashio.

Le Kuroshio et l'Oyashio sont les composantes occidentales des grandes gyres subtropicales et subarctiques de la circulation du Pacifique nord. Le Kuroshio, littéralement « courant noir » en japonais (à cause de la couleur noirâtre de ses eaux) est un grand courant géostrophique qui s'écoule du sud au nord depuis les Philippines jusqu'à l'archipel Okinawa, puis le long des îles japonaises de Kyushu, Shikoku et la partie méridionale d'Honshu, où il s'oriente longitudinalement. Son nom est dû aux eaux oligotrophes du Pacifique subtropical qu'il transporte. De manière opposée, l'Oyashio, « courant parent » en japonais, apporte des eaux riches en nutriment depuis le gyre subarctique. Il provient d'une branche secondaire du courant d'Alaska depuis la province de Kamtchatka et bénéficie des eaux froides et peu salées de la mer d'Okhotsk. Similairement au Kuroshio, il s'écoule longitudinalement depuis l'île d'Hokkaido, bien qu'une partie continue de longer l'île d'Honshu (Fig.1). Une zone de mixage de ces deux courants se présente ainsi entre 36°N et 40°N, avec de nombreux tourbillons de méso-échelle (Hurlbut et al., 1996).

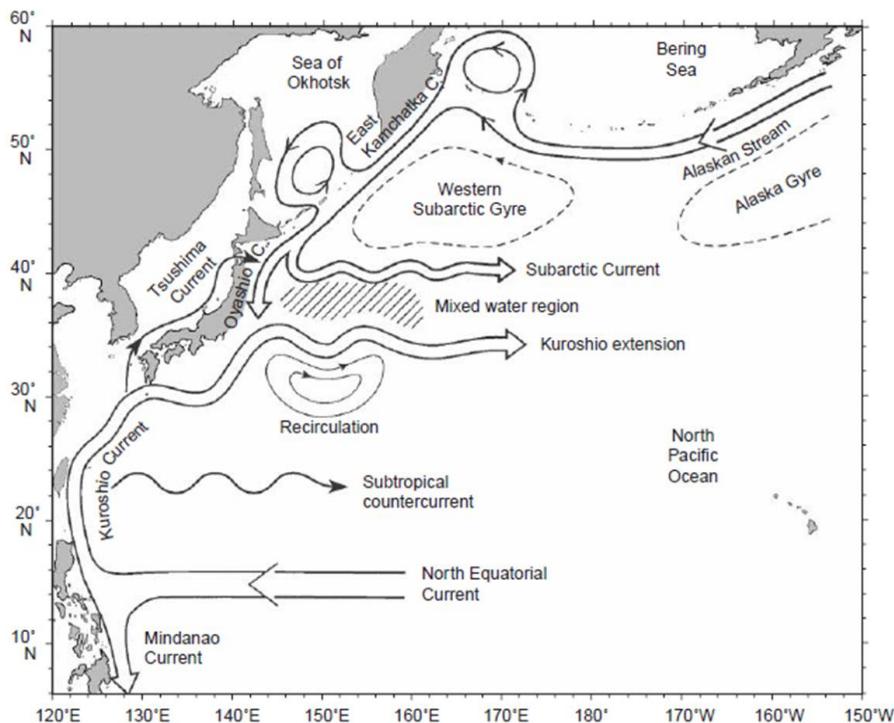


Fig.1 : Schéma de circulation du Kuroshio et de l'Oyashio associé à la circulation général du Pacifique nord (Qiu, 2001).

L'idée de ce rapport est de présenter dans un premier temps la modélisation numérique, puis le fonctionnement et la paramétrisation du modèle ROMS utilisé et enfin de comparer les simulations du modèle avec les données déjà présentes dans la littérature. Le principe est

de vérifier la véracité des résultats obtenus afin de discuter sur les erreurs commises lors de la paramétrisation du modèle.

## 2 Matériel et méthode

### 2.1 Introduction à la modélisation numérique

La prévision du temps fut et est toujours sujet à grande discussion : les observations méticuleuses de l'environnement présent peuvent, avec des techniques plus ou moins modernes, permettre de déterminer le temps futur avec une véracité balbutiante.

Au début du XX<sup>ème</sup> siècle, le norvégien Vilhelm Bjerknes estime que la prévision du temps passe par la résolution des équations de la dynamique aux dérivées partielles non linéaires dont la solution analytique est inconnue. Dans un premier temps, la prévision fut considérée possible en préconisant des techniques de calcul permettant de simplifier les équations, puis, à partir d'une situation météorologique avec un nombre important de données, de diviser le travail de résolutions entre plusieurs milliers de personnes pour avoir une prévision en avance sur le temps (e.g. l'usine à prévoir le temps de Richardson, 1922). De par les résultats très décevant acquis lors d'un premier essai (l'erreur fut de discréteriser les dérivées des équations primitives sans tenir compte de la variabilité expérimentale des données) et la difficulté de remplir un stade de football de mathématicien, la précision de la prévision atmosphérique fut dépendante des avancées technologiques. Les premiers calculateurs numériques apparaissent après la deuxième guerre mondiale et permettent d'obtenir les premières modélisations atmosphériques : ENIAC (1946) et première méthode de circulation atmosphérique barotrope 2D de Charney (1949). Les premiers modèles océanique émergent dans les années soixante : modèle 2D GFDL (1963) et modèle 3D de Bryan (1969). La puissance de calcul augmentant année après année (e.g. Loi de Moore), la modélisation océanique devient de plus en plus précise avec des résolutions plus fines. Cependant, des questionnements restent sur le choix entre des modèles robustes ou des modèles précis. Le futur de la modélisation est représenté par le modèle communautaire français CROCO (Coastal and Regional Community model). Il va être construit en utilisant les meilleurs développements présents dans les modèles ROMS, MARS3D et HYCOM. Maintenant, des prévisions océaniques opérationnelles sont en place, comme Mercator Océan, qui fournit des bulletins physique et biogéochimiques de l'océan mondial.

### 2.2 Les équations primitives et leurs adaptations pour la modélisation numérique.

Les équations résolues par les modèles numériques tridimensionnels comme SYMPHONIE, ROMS ou POM sont dites équations primitives, décrites dans un système cartésien ( $O,x,y,z$ ). L'axe  $Ox$  est dirigé vers le sud, l'axe  $Oy$  vers l'est et l'axe  $Oz$  vers le zénith. Les équations résolues sont les équations du mouvement de Navier Stokes et leur équation de continuité, les équations de conservation pour la température et la salinité et l'équation d'état de l'eau de mer de l'UNESCO.

#### 2.2.1 Les différentes approximations et hypothèses

Les équations utilisées sont basées sur plusieurs approximations et hypothèses :

- L'approximation hydrostatique : les termes sur la verticale sont approchés par l'équilibre entre la résultante de la force de pression et l'accélération de la gravité.

- L'approximation de Boussinesq : la masse volumique est définie par la somme d'une masse volumique de référence et d'une variation beaucoup plus faible.

- La fermeture Newtonienne de Boussinesq : les tensions de Reynolds sont reliées au gradient de vitesse avec un coefficient  $A$  d'échange turbulent.

Les différentes techniques de fermeture de la turbulence issues de la littérature permettent de distinguer chaque modèle. Par exemple, la détermination des coefficients turbulents verticaux, problème majeur de la modélisation, est résumée dans le Tab.1 pour différents modèles.

Tab.1 : Détermination des coefficients turbulents verticaux pour différents modèles.

Approche par l'énergie cinétique turbulente		Profil K	
Gaspard <i>et al.</i> (1990)	Mellor et Yamada (1974)	Pacanowski et Philander (1981)	Large <i>et al.</i> (1994)
SYMPHONIE	POMS et ROMS		ROMS

Pour le modèle SYMPHONIE, la viscosité turbulente est reliée à l'énergie cinétique turbulente par une constante empirique, en utilisant une équation pour calculer la longueur de mélange. Mellor et Yamada (1974) utilise le même raisonnement, en ajoutant une équation pour le calcul de la longueur de mélange. Pour le modèle ROMS, une paramétrisation de type profil K est utilisée : au lieu de résoudre une équation pronostique de l'énergie cinétique turbulente, un profil vertical le plus généraliste est adopté pour les coefficients verticaux de diffusion et de viscosité. Pacanowski et Philander (1981) utilise une approche numérique qui implique le nombre de Richardson et des constantes déterminées suite à une série de test numérique dans l'océan austral et pour différents régimes de vent. Large *et al.* (1994) propose une paramétrisation plus complexe du mélange dans l'intérieur de l'océan : chaque couche de l'océan aura un profil typique.

### 2.2.2 Les équations

En appliquant les différentes approximations et hypothèses, les équations deviennent : L'équation du mouvement (1) avec les termes, en orange d'accélération locale, en bleu d'advection, en violet de Coriolis, en vert de résultante des forces de pression et en rouge de turbulence.

$$(1) \quad \begin{cases} \frac{\partial u}{\partial t} + u \cdot \nabla u - fv = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial x} + A_h \nabla_h^2 u + A_v \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \\ \frac{\partial v}{\partial t} + u \cdot \nabla v + fu = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial y} + A_h \nabla_h^2 v + A_v \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \end{cases}$$

L'équation de continuité (2).

$$(2) \quad \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0$$

L'équation de conservation de la température et de la salinité (3). Un seul coefficient turbulent est utilisé pour ces deux traceurs.

$$(3) \quad \begin{cases} \frac{\partial T}{\partial t} + u \cdot \nabla T = K_h \nabla_h^2 T + K_v \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \\ \frac{\partial S}{\partial t} + u \cdot \nabla S = K_h \nabla_h^2 S + K_v \frac{\partial^2 S}{\partial z^2} \end{cases}$$

L'équation d'état de l'eau de mer (4) d'après l'UNESCO.

$$(4) \quad \rho = \rho(T, S, z)$$

## 2.3 Le modèle ROMS

### 2.3.1 Présentation

Le modèle ROMS (Regional Oceanic Modeling System) est un modèle tridimensionnel de l’Institut de Recherche et Développement qui résout les équations primitives (c.f. 2.2). Ces équations sont discrétisées spatialement et temporellement selon un schéma numérique qui doit être consistant, convergent et stable pour avoir des résultats probants. Les erreurs en modélisation sont multiples et récurrentes, elles sont classifiées de la manière suivante :

- Erreur de modélisation : différence entre la solution exacte de notre modèle et la réalité physique.
- Erreur de discréétisation : différence entre la solution numérique exacte des équations discrètes et la solution exacte de notre modèle mathématique.
- Erreur de convergence : différence entre la solution numérique exacte des équations discrètes et la solution obtenue par méthode itérative
- Erreur d’arrondie : le calculateur numérique produit des erreurs de calcul dues aux arrondies des valeurs numériques.

Le bon modèle exige que chaque type d’erreur soit plus petite sur la solution espérée, c'est-à-dire que l'erreur d'arrondie est plus petite que l'erreur de convergence, qui est plus petite que l'erreur de discréétisation qui est plus petite que l'erreur de modélisation.

### 2.3.2 Discréétisation spatiale

Le modèle ROMS étant tridimensionnel, il est discréétisé spatialement sur l’horizontal et la vertical à l'aide de schémas à différences finies. Sur l’horizontal, la grille utilisée est une grille Arakawa C (Fig.2 ; Arakawa et Lamb, 1977). Cette grille est décentrée et permet de ne pas définir les variables d'état et de vitesse au même endroit, ce qui est judicieux pour un modèle tridimensionnel.

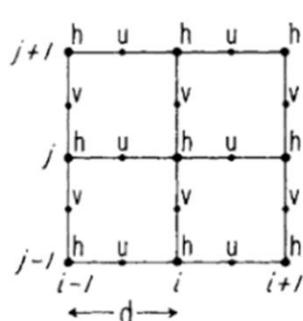


Fig.2 : Grilla Arakawa C, Arakawa et Lamb (1977).

Sur la verticale, le modèle ROMS est discréétisé sur une grille utilisant les coordonnées sigma généralisées, montrant de nombreux avantages : la coordonnée sigma permet de bien suivre la topographie du fond, de raffiner la résolution verticale près des interfaces et de conserver un nombre constant de maille sur la verticale en tout point du domaine.

### 2.3.3 Discréétisation temporelle

Le modèle ROMS étant à surface libre, les ondes de gravité externes sont une classe de solution des équations primitives. Ces ondes barotropes ont une vitesse de phase très élevée ( $C_{barotrope} = \sqrt{gH}$ ) et donc une échelle de temps caractéristique très faible comparées au

reste des équations du mode interne barocline. La résolution du mode barotrope se fait alors de façon séparé du mode barocline, c'est la méthode du *time splitting*. En effet, la contrainte sur le pas de temps, définit par le critère de stabilité CFL (Courant Friedrichs Lewy) est :

$$(5) \quad \Delta t \leq \frac{1}{C_t} \left( \frac{1}{\Delta x^2} + \frac{1}{\Delta y^2} \right)^{-\frac{1}{2}}$$

Dans le mode barotrope, le pas de temps doit être très petit pour respecter le critère de stabilité CFL où dans l'équation (5),  $C_{barotrope} = C_t$ . Ainsi, le *time splitting* permet d'avoir un pas de temps différent pour le mode barocline et donc d'avoir un temps de calcul raisonnable.

### 2.3.4 Conditions aux limites

Le modèle ROMS utilisé est basé sur l'approche de Large *et al.* (1994) pour la détermination des coefficients turbulents verticaux (e.g. Tab.1). Il faut alors ajouter des conditions aux limites concernant la surface, le fond et les frontières latérales.

Pour les conditions à la surface libre, le modèle tient compte : de la tension de surface due au vent (6) et des conditions cinématiques (7).

$$(6) \quad \begin{cases} A_v \frac{\partial u}{\partial z} = \tau_{sx} \\ A_v \frac{\partial v}{\partial z} = \tau_{sy} \end{cases} \quad (7) \quad \frac{\partial \eta}{\partial z} = w$$

Des flux de chaleur (8), qui permettent de déduire la température à la surface et des flux d'eau douce (9), qui permettent de déduire la salinité à la surface.

$$(8) \quad K_v \frac{\partial T}{\partial z} = \frac{Q}{\rho_0 C_p} \quad (9) \quad K_v \frac{\partial S}{\partial z} = \frac{S(E - P)}{\rho_0}$$

Pour les conditions au fond, le modèle tient compte : de la tension de cisaillement du fond (10) et des conditions cinématiques (11).

$$(10) \quad \begin{cases} A_v \frac{\partial u}{\partial z} = \tau_{bx} \\ A_v \frac{\partial v}{\partial z} = \tau_{by} \end{cases} \quad (11) \quad w = -u \cdot \nabla H$$

La température et la salinité sont considérées nulles au fond.

### 2.3.5 Conditions initiales et données

Pour débuter la simulation, le modèle à besoin de conditions initiales. Les champs de courant proviennent du script *make\_clim.m* en utilisant les données du *World Ocean Atlas*.

## 2.4 Configuration du modèle

### 2.4.1 Domaine de calcul

Deux simulation sont réalisées, une première à faible résolution mais avec un domaine de calcul étendu et une deuxième à haute résolution mais avec un domaine de calcul recentré au vu des résultats de la première simulation.

Dans un premier temps, les coordonnées du domaine de calcul sont fixées. La première simulation a pour but d'identifier la formation de l'Oyashio depuis la province du Kamtchatka et le long de la mer d'Okhotsk, puis sa rencontre avec le Kuroshio avec étude de

la zone de mélange des eaux (Fig.1). Les coordonnées et la résolution sont référencés (Tab.2).

Tab.2 : Coordonnées de la grille de calcul et de la résolution des simulations

	Latitude	Longitude	Frontières ouvertes	Résolution
Simulation 1	34°N – 55°N	140°E – 172°E	N – S - E – O	$dl = 1/3^\circ$
Simulation 2	31°N – 48°N	138°E – 158°E	N – S - E – O	$Dl = 1/10^\circ$

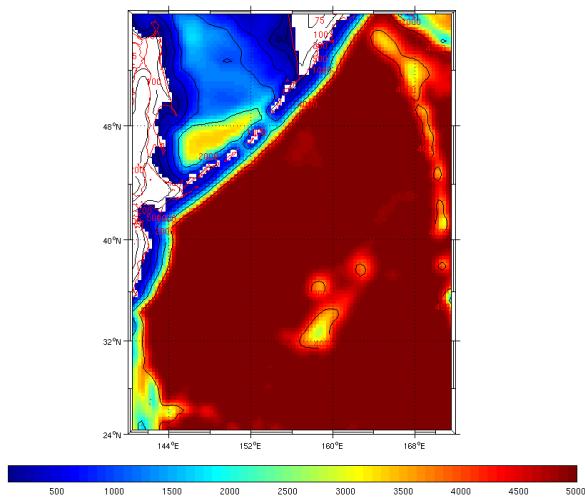
Avec ces informations, le script *make\_grid.m* crée la grille de calcul et fournit les paramètres de la grille : le nombre de maille horizontal LLm et vertical MMm, la longueur dx et dy minimale et maximale du pas spatial sur l'axe Ox et Oy et le nombre de niveaux sigma N (Tab.3).

Tab.3 : Paramètres de la grille de calcul des simulations.

	LLm	MMm	dx min (km)	Dy min (km)	N
Simulation 1	95	123	21,2439	21,3965	32
Simulation 2	199	222	7,4278	7,4423	32

La grille peut être ajustée avec *edit\_mask*, ici, la mer du Japon n'est pas considérée est le contour des îles entre le Kamtchatka et Hokkaido sont modifié. Ainsi, la bathymétrie du domaine de calcul est obtenue (Fig.3).

Simulation 1



Simulation 2

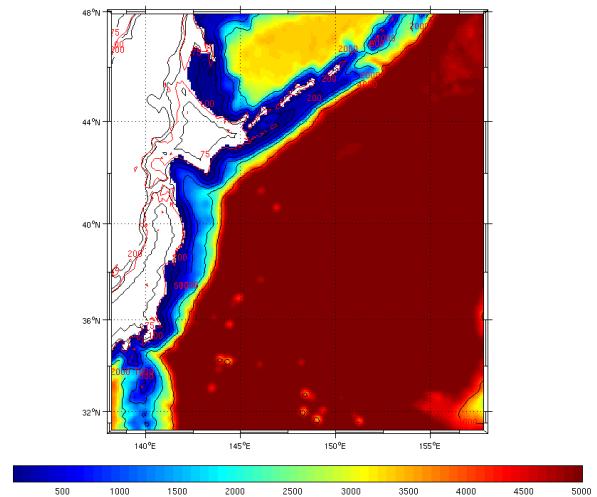


Fig.3 : Bathymétrie (m) du domaine de calcul pour les deux simulations.

#### 2.4.2 Conditions de stabilité et choix du pas de temps

La stabilité du modèle est définie par le critère CFL (cf 2.3.3) en utilisant les paramètres de la grille de calcul (Tab.3). Le pas de temps du mode barocline dt est défini par le produit du pas de temps du mode barotrope dt<sub>barotrope</sub>, calculé avec le critère CFL, et d'une constante Ndtfast qui correspond au nombre d'itération du mode barotrope, qui doit être comprise entre 40 et 80 et qui vaut ici 60. Les paramètres temporels et de sauvegarde sont alors déterminés : Ntimes correspond au nombre d'itérations du mode barocline par mois et donc du modèle ; Nrst le nombre d'itérations pour lesquelles les données du modèle sont enregistrées et Nwrt le nombre de sauvegarde par mois.

Tab.4 : Configuration du pas de temps.

	dt (s)	Ntimes	Nrst	Nwrt
Simulation 1	1440	1800	1800	180
Simulation 2	360	4320	4320	432

Vérification des conditions de stabilité pour la simulation 1 :

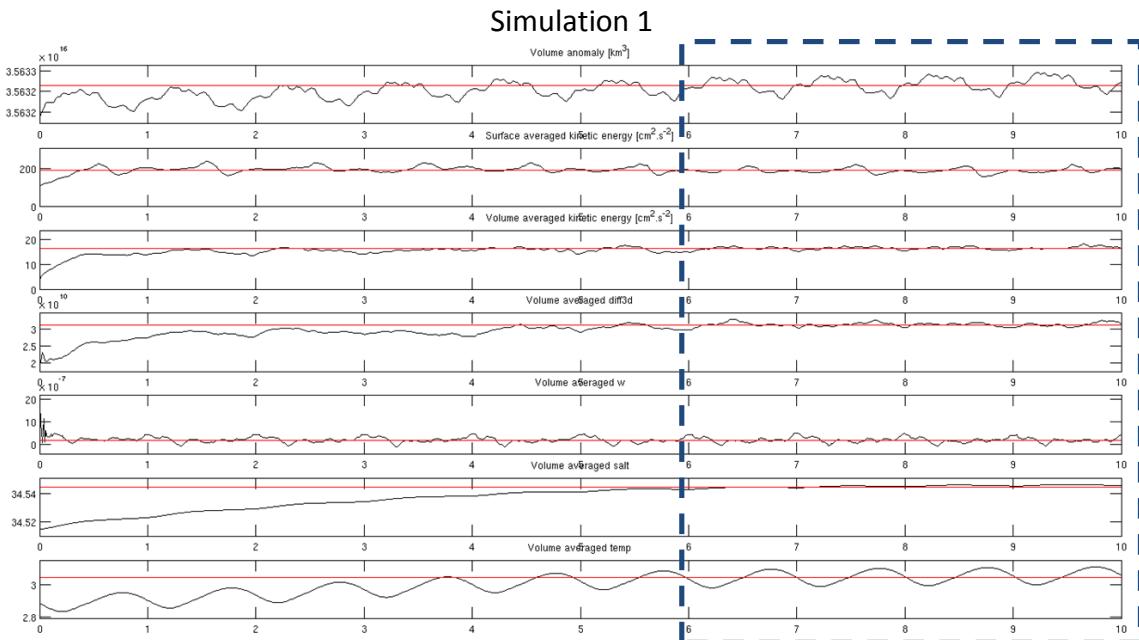
$$dt_{barotrope} = \frac{dt}{Ndtfast} = \frac{1440}{60} = 24 \text{ s} ; \Delta x \approx 21000 \text{ m} ;$$

$$C_{barotrope} = \sqrt{gH} = \sqrt{9.8 * 5000} \approx 221 \text{ m/s} ; \frac{\Delta x}{dt_{barotrope}} = \frac{21000}{24} \approx 875 \text{ m/s}$$

Et donc,  $\frac{\Delta x}{dt_{barotrope}} \geq C_{barotrope}$ , le critère CFL est vérifié.

#### 2.4.3 Diagnostic

L'interprétation du diagnostic permet de déterminer quand le modèle se stabilise, et donc de déterminer les sorties à étudier. Pour la simulation 1, la salinité moyenne sur le volume met du temps à se stabiliser, ainsi les sorties à partir de la septième année sont étudiées (Fig.4). Pour la deuxième simulation, la résolution très fine induit un temps de calcul élevé et une grande capacité de mémoire. L'espace de mémorisation disponible pour ce projet fut ainsi saturé à partir de la quatrième année. Les sorties de la troisième année sont alors étudiées, le modèle semble stable même si on ne peut le savoir réellement.



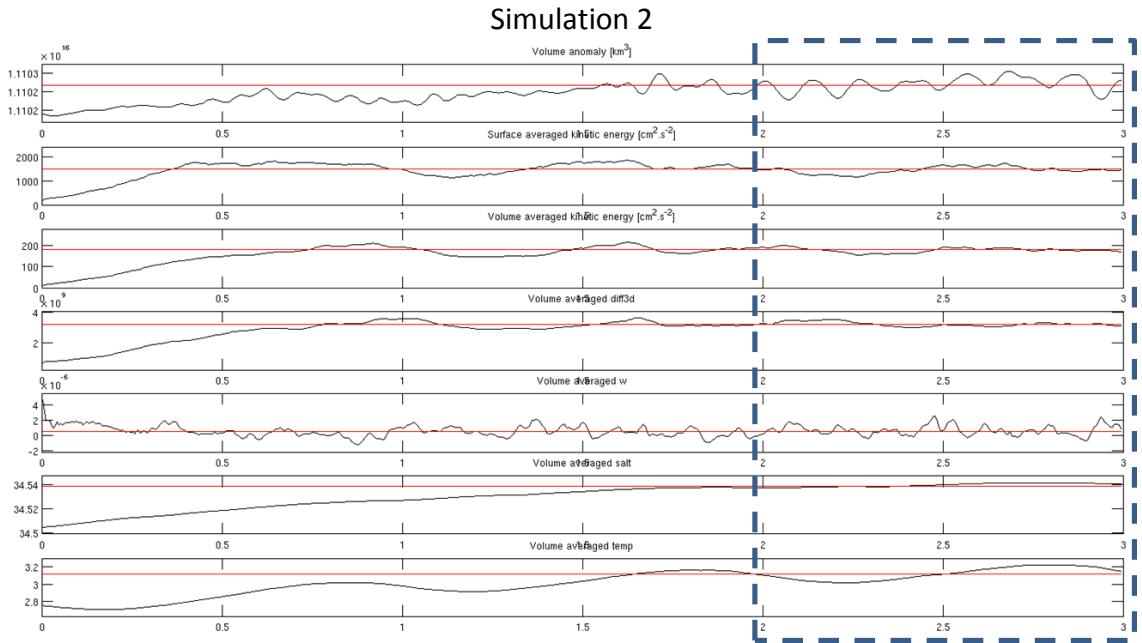


Fig.4 : Diagnostic du modèle, les sorties étudiées sont encadrées de tirets bleus. Avec de haut en bas : Le volume total en  $\text{m}^3$  ; l'énergie cinétique moyennée sur la surface ; l'énergie cinétique moyennée sur le volume ; la vitesse verticale moyennée sur le volume ; la salinité moyennée sur le volume ; la température moyennée sur le volume.

### 3 Résultats et discussion

Pour vérifier la bonne implémentation du modèle, dans un premier temps, la température moyenne annuelle ou pluriannuelle à 300 m des simulations est comparée à celle proposée par Qiu (2001 ; Fig.5). C'est un indicateur intéressant, car il permet d'identifier l'extension méridionale du Kuroshio avec les isothermes 10°C et 15°C que l'on déduit de sa circulation ; et à la fois l'Oyashio avec l'isotherme 5°C (Fig.1 ; Fig.5). A partir de 140°E et jusqu'à 160°E, les isothermes sont approximativement répartis zonalement : l'isotherme 5°C à 40°N, l'isotherme 10°C à 36°N et l'isotherme 15°C à 34°N.

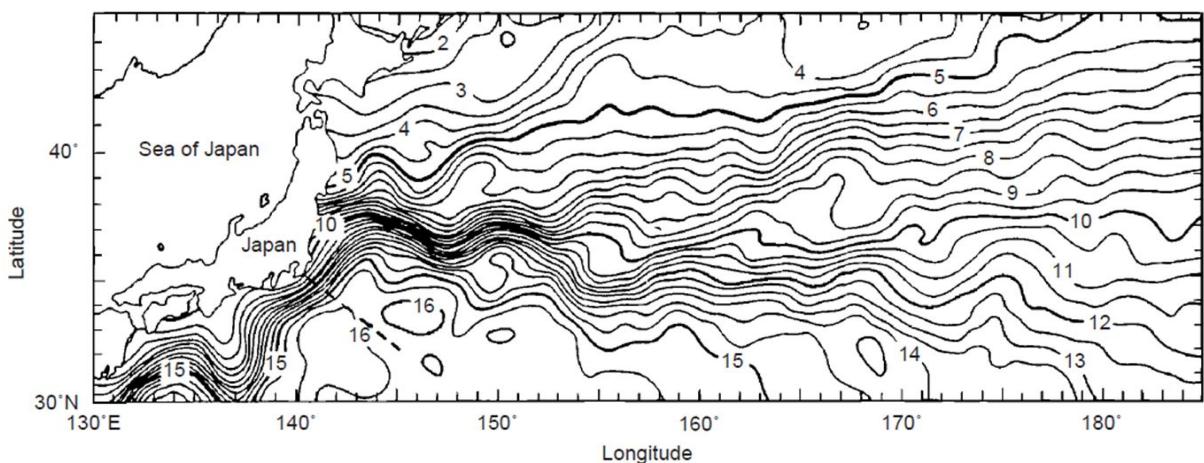


Fig.5 : Température moyenne ( $^{\circ}\text{C}$ ) entre 1976 et 1980 à la profondeur de 300m (Qiu, 2001).

La simulation 1 montre dans un premier temps une même répartition zonale des isothermes (Fig. 6), cependant ils sont décalés vers le nord par rapport à Qiu (2001). L'isotherme 15°C est identifiable autour de 36°N, l'isotherme 10°C autour de 38°N et l'isotherme 5°C autour de 45°N. De plus, lorsque l'on compare avec le schéma de circulation des courants (Fig.1), le Kuroshio ne se déploie par longitudinalement vers 35°N. Il longe les côtes japonaises jusqu'à l'île d'Hokkaido avec des vitesses de 0.5 m/s à 1 m/s, donc avec une forte intensité, alors que l'Oyashio devrait s'écouler à cet endroit dans le sens inverse. Cependant, il semble il y avoir un courant en direction du sud qui interagit avec l'extension anormale du Kuroshio pour créer un tourbillon au large de l'île d'Hokkaido. Par ailleurs, l'Oyashio est difficilement identifiable même si un courant est établi le long de la péninsule du Kamtchatka en direction du sud avec des vitesses comprises entre 0.2 m/s et 0.5 m/s.

Aux premiers abords, le Kuroshio semble beaucoup trop développé le long des côtes japonaises, ce qui pousse les isothermes vers le nord et empêche l'Oyashio de s'établir. Il est aussi possible qu'il y ait des erreurs dans la modélisation de la circulation de la mer d'Okhotsk qui modifient l'écoulement de l'Oyashio. La raison qui pourrait expliquer l'extension anormale du Kuroshio serait un mauvais choix du domaine de calcul au niveau du bord sud-ouest : la frontière ouverte est tout de suite établie au niveau de l'orientation méridionale de l'île d'Honshu et le Kuroshio n'est pas forcée par la bathymétrie que représente le sud du Japon pour prendre une direction zonale. Une deuxième explication pourrait être la non présence du courant de Tsushima (Fig.1) au niveau du détroit de Tsugaru entre l'île d'Honshu et l'île d'Hokkaido (du fait de la résolution de la simulation) qui forcerais peut être l'extension longitudinale du Kuroshio.

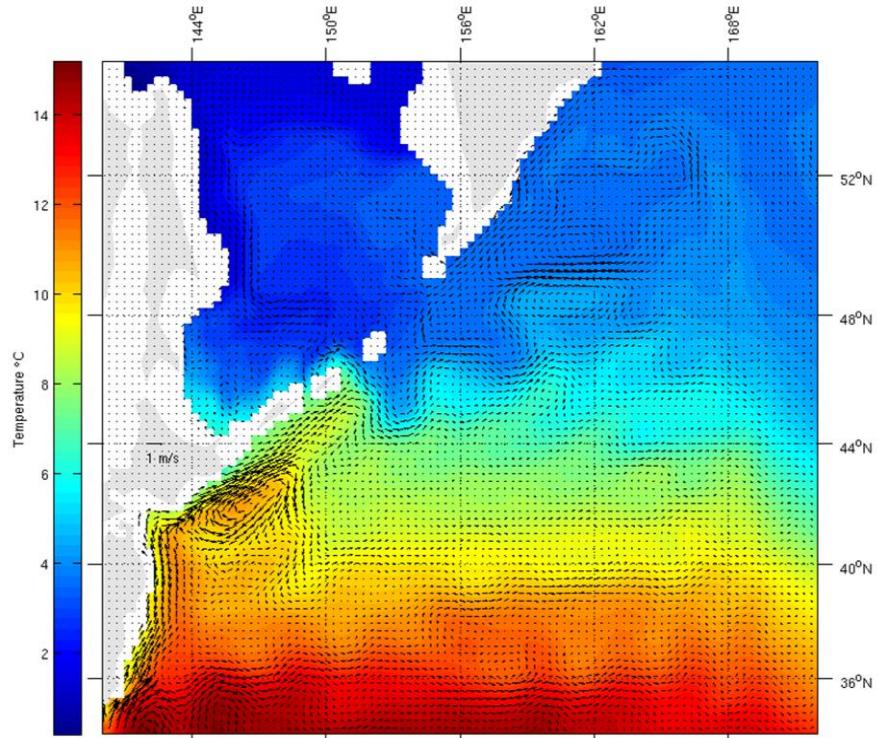


Fig.6 : Température moyenne ( $^{\circ}\text{C}$ ) pour la simulation 1 entre la septième et la dixième année de simulation à 300m. Le champ de vecteur représente la vitesse moyenne (m/s) à 300 m.

La deuxième simulation peut apporter une solution. Le choix du domaine est plus judicieux et résout le problème de bord sud-ouest, de plus la résolution est beaucoup plus précise (cf 2.4.1). Cependant, le courant de Tsushima n'a pas pu être modélisé car il faudrait faire un modèle imbriqué, bien trop compliqué pour ce projet. Les résultats des températures moyennes et des champs de courant sont montrés sur la Fig.7.

A première vue, le problème de l'extension méridionale du Kuroshio n'est pas résolu : le courant reste à forte intensité, aux alentours de 0.5 m/s à 300 m de profondeur, jusqu'à l'île d'Hokkaido où il s'oriente finalement vers l'est. C'est une première différence avec la première simulation où le Kuroshio progressait jusqu'à l'entrée de la mer d'Okhotsk. Cette différence est d'autant plus marquée par l'inclusion d'eau froide de température comprise entre 6°C et 8°C le long de l'île d'Hokkaido et au nord de l'île d'Honshu. Cette inclusion d'eau froide peut être le témoin de la présence de l'Oyashio (courant froid), qui pourrait expliquer l'extension zonal du Kuroshio et la formation d'un tourbillon à 42°N – 147°E.

En ce qui concerne les isothermes, la deuxième simulation semble mieux respecter les données de Qiu (2001), si seulement le bord est est considéré (afin de ne pas prendre en compte l'extension méridionale du Kuroshio). L'isotherme 15°C semble être autour de 33°N et l'isotherme 10°C à 36°N. Cependant, l'isotherme 5°C semble être un peu plus au nord, vers 42°N.

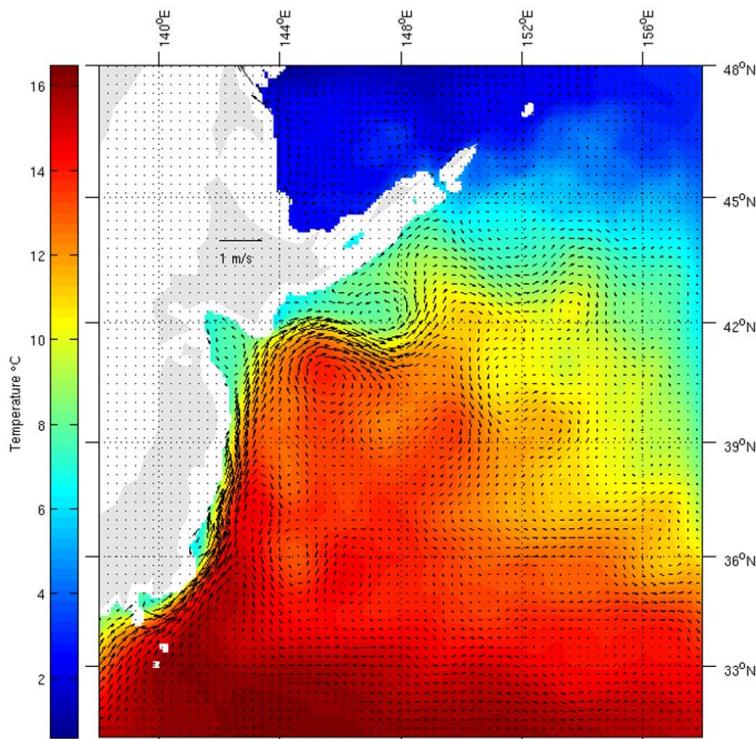


Fig.7 : Température moyenne (°C) pour la simulation 2 pour la troisième année de simulation à 300m de profondeur. Le champ de vecteur représente la vitesse moyenne (m/s) à 300 m de profondeur.

La résolution plus élevée de la deuxième simulation représente mieux la zone de mixage présente entre 35°N et 41°N (Fig.1 ; Qiu, 2001) comme en témoigne la Fig.8 qui représente l'élévation de la surface (m) et les champs de courants à 10 m de profondeur. Dans cette zone de mixage, les méandres du Kuroshio forment des tourbillons. Entre 144°E et 152°E, il y a trois tourbillons anticycloniques identifiables

par une surélévation de la surface et trois plus petits tourbillons cycloniques identifiables par une sous élévation de la surface. Cela indique peut être le caractère saisonnier de l'Oyashio, qui est plus intense par période et provoque la formation de ces tourbillons, comme le montre la formation du tourbillon à 42°N – 147°E identifié précédemment.

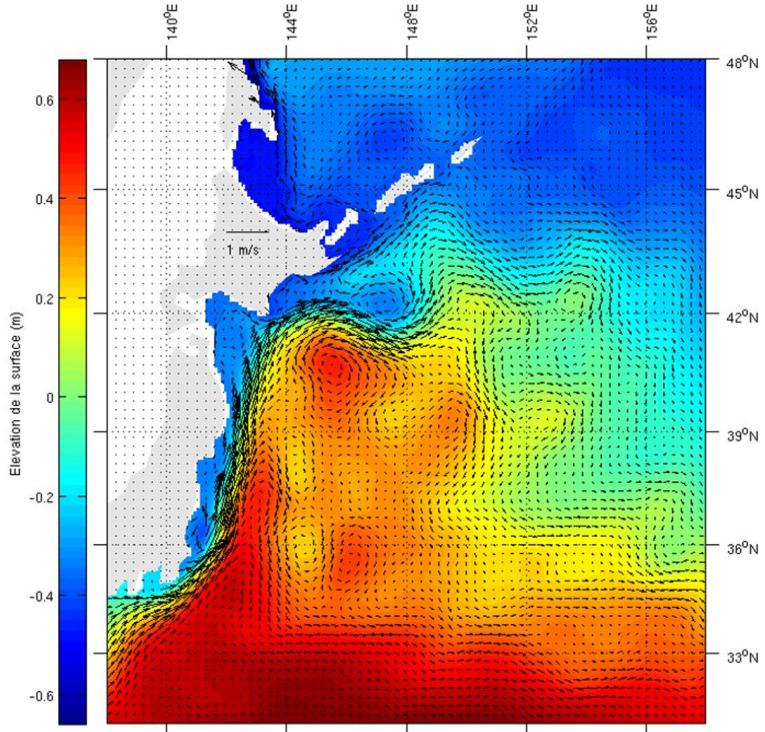


Fig.8 : Elévation de surface moyenne (m) pour la simulation 2 pour la troisième année de simulation. Le champ de vecteur représente la vitesse moyenne (m/s) à 10 m de profondeur.

Les perspectives et les améliorations à ce premier projet de modélisation océanique régional sont multiples. Dans un premiers temps, il faudrait une recherche bibliographique plus poussée sur les variations saisonnières de l'Oyashio et la formation des tourbillons par le mixage entre le Kuroshio et l'Oyashio pour mieux comprendre ces phénomènes. De plus, il serait intéressant d'avoir la deuxième simulation sur dix ans, car il est possible que l'étude a été faite sur un modèle non stable, au vu de la longue période de stabilisation de la première simulation. Il serait aussi utile d'implanter le modèle dans un domaine de calcul plus étendu, qui prend en compte l'archipel Okinawa, les îles Kyushu, Shikoku et la partie méridionale d'Honshu pour une meilleure modélisation du Kuroshio ; le même raisonnement peut être fait avec l'Oyashio et la mer d'Okhotsk et la circulation au large de la péninsule de Kamtchatka. Enfin, configurer un modèle imbriqué avec une meilleure résolution du détroit de Tsugaru pour pouvoir modéliser le courant de Tsushima serait une jolie perspective à ce projet.

## Bibliographie :

Modèle ROMS : [http://www.croc-ocean.org/download/roms\\_agrif-project/](http://www.croc-ocean.org/download/roms_agrif-project/)  
<http://www.myroms.org/>

- Arakawa, A., & Lamb, V. R. (1977). Computational design of the basic dynamical processes of the UCLA general circulation model. *Methods in computational physics*, 17, 173-265.
- Gaspar, P., Grégoris, Y., & Lefevre, J. M. (1990). A simple eddy kinetic energy model for simulations of the oceanic vertical mixing: Tests at station Papa and Long-Term Upper Ocean Study site. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 95(C9), 16179-16193.
- Hurlbut, H. E., Wallcraft, A. J., Schmitz, W. J., Hogan, P. J., & Metzger, E. J. (1996). Dynamics of the Kuroshio/Oyashio current system using eddy-resolving models of the North Pacific Ocean. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 101(C1), 941-976.
- Large, W. G., McWilliams, J. C., & Doney, S. C. (1994). Oceanic vertical mixing: A review and a model with a nonlocal boundary layer parameterization. *Reviews of Geophysics*, 32(4), 363-403.
- Mellor, G. L., & Yamada, T. (1974). A hierarchy of turbulence closure models for planetary boundary layers. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 31(7), 1791-1806.
- Pacanowski, R. C., & Philander, S. G. H. (1981). Parameterization of vertical mixing in numerical models of tropical oceans. *Journal of Physical Oceanography*, 11(11), 1443-1451.
- Qiu, B. (2001). *Kuroshio and Oyashio currents* (pp. 1413-1425). Academic Press.