

Contrat Été 2023

CARNET DE BORD, UNIVERSITÉ MCGILL

RÉALISÉ DANS LE CADRE
D'UN PROJET POUR

ISMER-UQAR

11/11/2023

Rédaction
Charles-Édouard Lizotte
charles-edouard.lizotte@uqar.ca
ISMER-UQAR
Police d'écriture : **CMU Serif Roman**

Table des matières

1	Résumé des test réalisés – <i><2023-11-02 jeu.></i>	2
2	D’autres tests pour la fin de semaine - <i><2023-11-03 ven.></i>	2
2.1	Rappel sur le modèle – <i><2023-11-03 ven.></i>	3
2.2	Rappel sur les équations – <i><2023-11-03 ven.></i>	3
3	Investigation sur la contrainte de cisaillement des vagues – <i><2023-11-06 lun.></i>	4
4	Switches de Wavewatch III	4

1 Résumé des test réalisés – <2023-11-02 jeu.>

Nom	Refl. (WW3)	Spin up (SW)	Spin up (WW3)	Thick. Visc.	Numerical mixing	Timestep
Reflection	✓	✗	✓	✗	✓	3565
linear tau	✗	✗	✗	✗	✓	1945
spun up	✗	✓	✗	✗	✓	3907
spin thickness visc	✗	✓	✗	✓	✗	3853
thickness visc	✗	✗	✗	✓	✗	3775
all spun up	✓	✓	✓	✗	✗	3385

2 D'autres tests pour la fin de semaine - <2023-11-03 ven.>

Cette rencontre avec David et LP a été productive. Le modèle se rend plus loin depuis qu'on a modifié

- ⇒ $grad2u$ et $grad2v$ sont nuls aux murs, de sorte à ce que $grad4u$ et $grad4v$ soient calculés en fonction d'une valeur nullw ;
- ⇒ On a rajouté la réflexion des vagues aux murs (à l'aide du paramètre $REFCOAST=0.1$) ;
- ⇒ On initialise maintenant le modèle de vagues avec un *Jonswap*. Ainsi, tout est plus *smooth* au départ ;
- ⇒ On initialise le modèle *shallow water* à l'aide d'une run fiable qui a duré 10 ans avec un *restart files*.

Mais tout semble se briser après 3800 pas de temps. On obtient des épaisseurs nulles un peu partout sur le domaine. Ça pourrait être causé par l'ajout du transport de Stokes à l'intérieur de l'équation de masse. Ça a un drôle d'effet, ça vient inverser le sens courant.

Dans ma maîtrise, on avait évité le problème en assumant que le courant réel était une forme de courant effectif qui combinait les deux. Mais, aux dires des dernières discussions, il semble que rien ne nous indique d'ajouter la dérive de Stokes dans l'équation de masse. L'article de [Suzuki and Fox-Kemper \(2016\)](#) ne semble pas expliquer rien en ce sens. Bref, nous l'avons enlevée et le résultat se retrouve dans le tableau 1. Louis-Philippe n'a toujours pas l'air d'un fan pour un bi-laplacien sur les épaisseurs.

TABLE 1 – *Expériences réalisées sans la dérive de Stokes dans l'équation de masse. Divers épaisseurs de couches pour la dérive s de Stokes ont été testées dans la partie droite des équations du mouvement.*

Nom du fichier	Couche Stokes (HS)	Épaisseur	Couplage Stokes ?	Last Timestep	Last ramp value
[-]	[-]	[m]	[✓/✗]	[-]	[%]
HS _{Htot}	Htot	3999	✓	3430	25.52
HS _{H1}	H1	482	✓	3430	25.52
HS _{thickness}	<i>thickness</i>	Locale	✓	3222	23.19
nostokes	✗	✗	✗	3412	25.31

Donc, le constat est évident : **le problème ne vient pas de la dérive de Stokes**, mais plutôt de la variabilité locale et à haute fréquence de $taux_{Oc}$ et $tauy_{Oc}$. Rapellons que tous les *spin up* avaient été utilisés.

📧 *N.B.* <2023-11-06 lun.> Je viens de remarquer que mon spectre Jonswap était orienté vers l'ouest et non l'est (car on utilise la convention océanographique pour orienter le vecteur du vent). Il se peut que ça ait une incidence sur les résultats. Par exemple, on voyait une inversion du courant, ce qui venait éliminer les structures à grandes échelles et faisait apparaître des *ripples* géostrophiques sur toutes les couches. Je ne pense pas que ça change grand chose étant donné que l'on laisse le modèle de vagues se stabiliser avant de le coupler, mais nous n'avons rien à perdre.

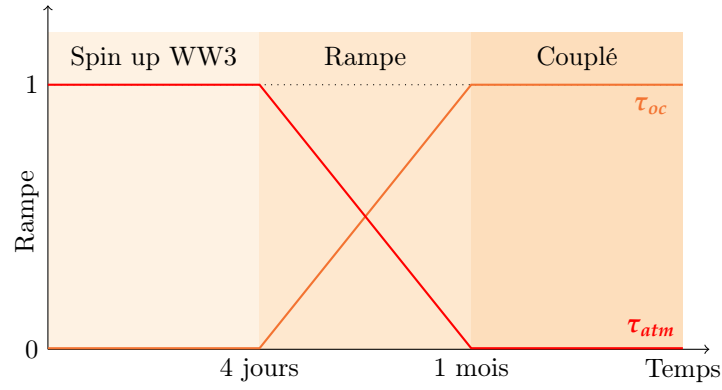


FIGURE 1 – Illustration conceptuelle de la rampe pour éviter le spin up du modèle de vagues.

2.1 Rappel sur le modèle – <2023-11-03 ven.>

Petit rappel sur la rampe. On change progressivement d'un régime à l'autre à l'aide d'une rampe. Bien que les deux forçages soient similaires, je pense qu'il faut prendre des précautions pour ne pas sacrifier l'épaisseur des couches du modèle. Bref, ne prenons aucune chance, comme rien ne marche.

2.2 Rappel sur les équations – <2023-11-03 ven.>

On rappelle que dans le [rapport du 6 octobre](#), nous avons les équations du mouvement pour un système Boussinesq

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} = (f + \zeta) \hat{\mathbf{k}} \times \mathbf{u} = -\nabla B + \mathbf{D} + \frac{\tau_a}{\rho_o H}, \quad (2.1)$$

où la fonction de Bernouilli (B) est exprimée par $B = p/\rho_o + \mathbf{u}^2/2$.

Dans leur résumé, [Suzuki and Fox-Kemper \(2016\)](#) définissent la dérive de Stokes \mathbf{u}_S comme une contribution lagrangienne à notre écoulement, de sorte qu'on peut décrire ce courant lagrangien \mathbf{u}_L par

$$\mathbf{u}_L = \mathbf{u} + \mathbf{u}_S. \quad (2.2)$$

En somme,

- ⇒ Ce courant lagrangien \mathbf{u}_L se substitue dans les termes d'advection, de la même manière qu'un référentiel en mouvement ;
- ⇒ Les termes de Stokes-Coriolis, Craik-Leibovic et la nouvelle fonction de Bernouilli découlent donc directement cette au référentiel en mouvement.

Lorsqu'on ajoute cette contribution lagrangienne à notre courant, l'expression 2.1 devient plutôt

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} = (f + \zeta) \hat{\mathbf{k}} \times (\underbrace{\mathbf{u}}_{\text{Courant Lagrangien}} + \underbrace{\mathbf{u}_S}_{\text{B.-Stokes}}) = \underbrace{-\nabla B_S}_{\text{Contr. des Vagues}} + \mathbf{D} + \frac{\tau_o}{\rho_o H}. \quad (2.3)$$

où la nouvelle fonction de Bernouilli qui tient compte de la dérive de Stokes est donnée par

$$B_S = B + \mathbf{u} \cdot \mathbf{u}_S + \mathbf{u}_S^2/2. \quad (2.4)$$

Par contre, il faudrait partir de ça pour obtenir les équations en *shallow water* avec la contrainte sur l'épaisseur des couches.

3 Investigation sur la contrainte de cisaillement des vagues – <2023-11-06 lun.>

Après vérification des animations, l'hypothèse est que les hautes fréquences dans le champ de vagues viennent briser la circulation géostrophique. Par contre, il est difficile de le confirmer avec les animations réalisées.

$$\tau_{Oc} = \underbrace{\tau_{fv}}_{\text{Rugosité}} - \underbrace{(\tau_{in} - \tau_{ds})}_{\substack{\text{Injection} \\ \text{Dissipation}}}. \quad \text{où} \quad \tau_{fv} = \rho_{atm} |\mathbf{u}_*| \mathbf{u}_*. \quad (3.1)$$

Dans l'équation 3.1, on sait de prime abord que la partie *friction velocity* est assez lisse, mais il faudrait caractériser la divergence et le rotationnel des contraintes de cisaillement reliées au champ de vagues.

- Pour se faire, il faut modifier le code de Wavewatch, et donc rajouter un canal MPI de plus.
- Il faut aussi mettre à jour le code du modèle en *shallow water*.
- recompiler et relancer les *runs* précédentes.

Voici un récapitulatif des quantités qu'on peut extraire en *output* du modèles Wavewatch III (tableau 2).

TABLE 2 – Tableau récapitulatif des outputs de Wavewatch III.

Documentation			Code		Littérature
Nom de code	output tag	Description (ww3 shel.inp)	Variable	Unités	Symbole
UST	UST	<i>Friction velocity</i>	UST	m	\mathbf{u}_*
CHARN	CHA	<i>Charnok parameter</i>	CHARN	–	
CGE	CGE	<i>Energy flux</i>	CGE	Wm ⁻²	
PHIAW	FAW	<i>Air-sea energy flux</i>	PHIAW	Wm ⁻²	
TAUWI[X,Y]	TAW	<i>Net wave-supported stress</i>	TAUWIX/Y	m ² s ⁻²	τ_w
TAUWN[X,Y]	TWA	<i>Negative part of the wave-supported stress</i>	TAUWNX/Y	m ² s ⁻²	
TAUO[X,Y]	TWO	<i>Wave to ocean momentum flux</i>	TAUOX/Y	m ² s ⁻²	
PHIOC	FOC	<i>Wave to ocean energy flux</i>	PHIOC	Wm ⁻²	
TUS[X,Y]	TUS	<i>Stokes transport</i>	TUSX/Y	m ² s ⁻¹	
USS[X,Y]	USS	<i>Surface Stokes drift</i>	USSX/Y	ms ⁻¹	

4 Switches de Wavewatch III

Références

N. Suzuki and B. Fox-Kemper. Understanding Stokes forces in the wave-averaged equations. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 121(5) :3579–3596, 2016.