

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 Thu></i> | 2 |
| 2 | D’autres tests pour la fin de semaine - <i><2023-11-03 Fri></i> | 2 |
| 2.1 | Rappel sur le modèle – <i><2023-11-03 Fri></i> | 3 |
| 2.2 | Rappel sur les équations – <i><2023-11-03 Fri></i> | 3 |
| 3 | Investigation sur la contrainte de cisaillement des vagues – <i><2023-11-06 Mon></i> | 4 |
| 3.1 | Retour sur les variables et quantités – <i><2023-11-06 Mon></i> | 4 |
| 3.2 | Analyse dimensionnelle – <i><2023-11-07 Tue></i> | 4 |
| 3.3 | Retour sur le cadre théorique – <i><2023-11-07 Tue></i> | 5 |
| 3.3.1 | Wu et al, 2019 et Breivik, 2015 | 5 |
| 3.3.2 | Janssen, 1989 | 5 |
| 3.3.3 | Janssen, 1991 | 6 |
| 3.3.4 | Bidlot, 2012 | 6 |
| 3.3.5 | Que dit le code de Wavewatch III? – <i><2023-11-08 Wed></i> | 6 |
| 4 | Rencontre – <i><2023-11-09 Thu></i> | 7 |

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

| 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 Fri>

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

- ⇒ $grad_{2u}$ et $grad_{2v}$ sont nuls aux murs, de sorte à ce que $grad_{4u}$ et $grad_{4v}$ soient calculés en fonction d'une valeur nulle ;
- ⇒ 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 et 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 Mon> 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.

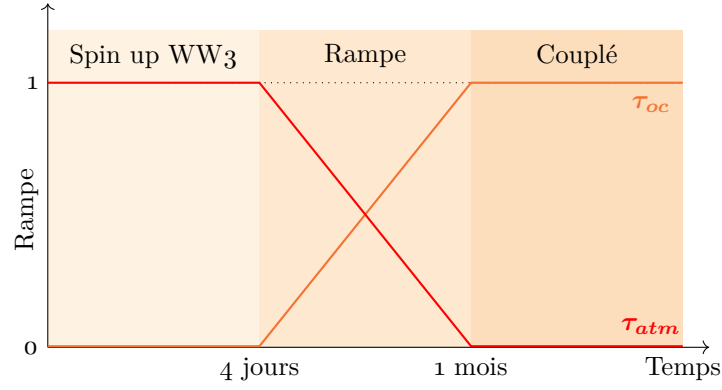


FIGURE 1 – Illustration conceptuelle de la rampe pour éviter le spin up du modèle de vagues.

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

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 Fri>

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 Bernoulli (B) est exprimée par $B = p/\rho_o + \mathbf{u}^2/2$.

Dans leur résumé, SUZUKI et 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 Bernoulli découlent donc directement cette au référentiel en mouvement.

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

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

où la nouvelle fonction de Bernoulli 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 Mon>

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.

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

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. Quelques étapes d'investigation :

- 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.

3.1 Retour sur les variables et quantités – <2023-11-06 Mon>

Au tableau 2, on retrouve un récapitulatif des quantités physiques extractable comme *output*. Les descriptions proviennent du code source du modèle, de la documentation de Wavewatch III et de la littérature scientifique (par exemple, voir ARDHUIN et al. (2010), (COUVELARD et al. 2020) et WU, BREIVIK et RUTGERSSON (2019)).

TABLE 2 – Tableau d'investigation 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 | ms ⁻¹ | \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 | |

Dans la littérature, il est extrêmement clair que les quantités physiques nommées *wave-supported stress* (τ_{IN}) et *wave to ocean momentum flux* (τ_{DS}) représentent une contrainte de cisaillement ou un stress (voir BREIVIK et al. (2015), ARDHUIN et al. (2010) et COUVELARD et al. (2020) en exemple). La figure 2 montre justement quelques quantités retenues dans la dernière citation. Donc, si c'est bien le cas, on parle d'unités de pression par surface, et donc de N/m².

Par contre, dans le code source de Wavewatch, il est mentionné à **plusieurs reprises** que ce sont des m²/s². Dans la documentation de Wavewatch – plus précisément dans la description de la *switch* ST3 – et dans le code source, la contrainte de cisaillement sur le modèle de vagues est est de nouveau énoncée en m²/s².

3.2 Analyse dimensionnelle – <2023-11-07 Tue>

Avant tout, on n'oublie pas que la contrainte de cisaillement modifiée lorsqu'il y a des vagues est donnée par l'équation 3.1. Normalement, lorsqu'on parle d'une contrainte de cisaillement ou d'un stress, les unités sont les

| Variable | Description | Units |
|---------------------------------|---|--------------------------------|
| $\mathbf{u}_h(z = \eta)$ | Oceanic surface currents | O→W m s^{-1} |
| $\mathbf{u}_{10}^{\text{atm}}$ | 10 m winds from external dataset | O→W m s^{-1} |
| $\mathbf{u}_h^s(z = \eta)$ | Sea surface Stokes drift | W→O m s^{-1} |
| $\ \mathbf{T}^s\ $ | Norm of the Stokes drift volume transport | W→O $\text{m}^2 \text{s}^{-1}$ |
| Φ_{oc} | TKE surface flux multiplied by ρ_0 | W→O W m^{-2} |
| α_{ch} | Charnock parameter | W→O $-$ |
| $\tau_{\text{ww}}^{\text{ww3}}$ | Wave-supported stress | W→O N m^{-2} |
| \tilde{p}^J | Wave-induced pressure | W→O $\text{m}^2 \text{s}^{-2}$ |
| H_s | Significant wave height | W→O m |

FIGURE 2 – Tableau tiré de COUVELARD et al. (2020).

même que pour la pression, soit des $N \cdot \text{m}^{-2}$ ou des $\text{kg} \cdot \text{m}^{-1} \text{s}^{-2}$. En somme, on les obtient facilement à l'aide de l'équation du frottement visqueux, soit

$$\boxed{\tau_A = \rho_A C_D |\mathbf{u}_{10}| \mathbf{u}_{10}} \quad \text{où } \tau_A \sim \mathcal{O}(0.1) \quad \text{avec} \quad \tau_A \rightarrow \left[\frac{\text{kg}}{\text{m s}^2} \right], \quad \rho_A \rightarrow \left[\frac{\text{Kg}}{\text{m}^3} \right], \quad \mathbf{u}_{10} \rightarrow \left[\frac{\text{m}}{\text{s}} \right]. \quad (3.2)$$

Lorsqu'on parle des contrainte de cisaillement du vent et des vagues, on s'attend donc à des Nm^{-2} . Un esprit avisé remarquerait que l'on peut facilement retrouver des unité de stress en multipliant par une densité ρ . Appellons cette contrainte modifiée τ^* pour la différentier,

$$\boxed{\tau = \rho \cdot \tau^*} \implies \left[\left(\frac{\text{Kg}}{\text{m}^3} \right) \cdot \left(\frac{\text{m}^2}{\text{s}^2} \right) \right] \rightarrow \left[\frac{\text{Kg}}{\text{m s}^2} \right] \rightarrow \left[\left(\frac{\text{Kg} \cdot \text{m}}{\text{s}^2} \right) \cdot \left(\frac{1}{\text{m}^2} \right) \right] \rightarrow [N \cdot \text{m}^{-2}]. \quad (3.3)$$

Mais la question se pose : quelle densité ρ devons-nous prendre ? Celle de l'atmosphère ou celle de l'océan ? Initialement, j'avais pris celle de l'océan (ρ_O) pour être en accord avec la question des échelles. Je me souviens qu'on avait eu une discussion là-dessus au milieu de ma maîtrise.

| Quantité à l'étude | τ_A | $\tau_{fv} = \rho_A \mathbf{u}_* \mathbf{u}$ | $\rho_O (\tau_{IN} - \tau_{DS})$ | $\rho_A (\tau_{IN} - \tau_{IN})$ |
|--------------------|-------------------------|--|----------------------------------|----------------------------------|
| Échelle | $\sim \mathcal{O}(0.1)$ | $\sim \mathcal{O}(0.1)$ | $\sim \mathcal{O}(0.15)$ | $\sim \mathcal{O}(0.0002)$ |

3.3 Retour sur le cadre théorique – <2023-11-07 Tue>

3.3.1 Wu et al, 2019 et Breivik, 2015

Les articles de WU, BREIVIK et RUTGERSSON (2019) et BREIVIK et al. (2015) représentent explicitement le *wave-supported stress* (ou le transfert de momentum du vent vers les vagues) par

$$\tau_{IN} = \rho_O g \int_0^{2\pi} \int_0^\infty \left(\frac{\mathbf{k}}{\omega} S_{IN} \right) d\omega d\theta, \quad (3.4)$$

Ici, τ a des unités de $N \cdot \text{m}^{-2}$. Donc, les termes reliés au transfert de momentum pour le champ de vagues τ_{IN} et τ_{DS} sont exprimés par

$$\tau_O = \tau_A - \rho_O g \int_0^{2\pi} \int_0^\infty \left(\frac{\mathbf{k}}{\omega} (S_{IN} + S_{DS}) \right) d\omega d\theta. \quad (3.5)$$

Ces derniers s'appuient principalement sur BIDLOT (2012), voir JANSSEN (1989 et 1991).

3.3.2 Janssen, 1989

Dans un premier temps, JANSSEN (1989) décrit le stress du vent avec des unités de $N \cdot \text{m}^{-2}$. C'est donc une représentation indépendante de la densité qui est proposée pour le stress du vent. Dans ce papier, le transfert de

momentum du vent proche de l'eau dans la vague elle-même comme une égalité définit par

$$\boxed{\underbrace{\frac{\partial}{\partial t} \left(\rho_A \int_0^\infty U_0 dz \right) \Big|_{waves}}_{\text{Momentum transfert from the airflow to waves}} = \underbrace{-\rho_O \int_0^\infty \left(\omega \frac{\partial}{\partial t} \phi \right) dk \Big|_{wind}}_{\text{Momentum transfert from waves to the wind}} = -\tau_w} \quad (3.6)$$

Concrètement, on peut vraisemblablement représenter ce transfert de momentum à l'aide du comportement du champ de vagues. Ce qui se traduit par l'utilisation de ρ_O et ρ_A dépendemment du référentiel.

Hypothétiquement, il se peut que le τ^* de Wavewatch III est décrit comme la quantité

$$\tau^* = \frac{\tau_w}{\rho_A} = \left(\frac{\rho_O}{\rho_A} \right) \int_0^\infty \left(\omega \frac{\partial}{\partial t} \phi \right) dk \quad \longrightarrow \quad \left[\frac{m^2}{s^2} \right], \quad (3.7)$$

et c'est ce que l'article de BIDLOT (2012) semble indiquer à l'aide d'un *air-sea density ratio* (ε).

3.3.3 Janssen, 1991

Dans un article subséquent (un article plutôt fondateur), JANSSEN (1991, voir eq. 7 et 8 de l'article) stipule qu'au repos, on doit respecter l'équation de balance du momentum pour les vagues avec

$$\tau_w + \tau_{turb} + \tau_{visc} = \tau, \quad (3.8)$$

où τ est le stress total définit par $\tau = \mathbf{u}_*^2$. Rapidement, Janssen prend ici une représentation du stress avec des unités de $m^2 s^{-2}$, ce qui nous invite à trouver un ρ quelque part. Mathématiquement, le transfert de momentum sur les vagues est exprimé par

$$\tau_w(z) = - \int_z^\infty dz D_w \frac{\partial^2}{\partial z^2} U_0 \quad \longrightarrow \quad \left[\frac{m^2}{s^2} \right]. \quad (3.9)$$

Ici, D_z est un « coefficient de diffusion des vagues ». Mentionnons aussi que Janssen se débarasser de ω et k à l'aide d'une condition de résonance, mais D_z pourrait s'apparenter à un terme source dans notre nomenclature. D'ici, il est possible de multiplier toute l'équation 3.8 par ρ_A et de se dire que le tour est joué.

***N.B.** Dans cet article, Janssen fait apparaître le concept de *air-sea density ratio*, avec la variable ε .

3.3.4 Bidlot, 2012

BIDLOT (2012, voir eq. 6 de l'article) décrit ce transfert de momentum à l'aide de l'expression

$$\tau_w = \frac{g}{\varepsilon} \int d\omega d\theta S_{IN} \mathbf{k} = \left(\frac{\rho_O}{\rho_A} \right) \int d\omega d\theta g S_{IN} \mathbf{k}. \quad (3.10)$$

Avec $S_{IN} = \gamma N$. Et c'est ici qu'on voit finalement apparaître le *air-sea density ratio* (ε). Notamment, τ_w est ici une quantité donnée en $m^2 s^{-2}$ et c'est d'ailleurs la formulation qui est utilisée dans ECWAM. Donc, est-ce que le τ_{IN} offert par Wavewatch III est ouvertement divisé par ρ_A avant d'être transmis en *output*? *The plot thickens...*

3.3.5 Que dit le code de Wavewatch III? – <2023-11-08 Wed>

Après un peu de recherche, le code ne peut pas être plus clair (voir figure 3).

***N.B. L'expérience de pensée qu'il faut faire** : On se fout de l'eau ou plutôt du matériau de la vagues. La vague pourrait être en roche ou en lave, le transfert de momentum de l'air sur la surface ondulée reste exactement le même. Ensuite, le momentum va faire réagir la surface ondulée ou le mur dépendement de la densité du matériau. Mais le momentum qu'on retire au vent ne dépend tout simplement pas de la densité de l'eau.

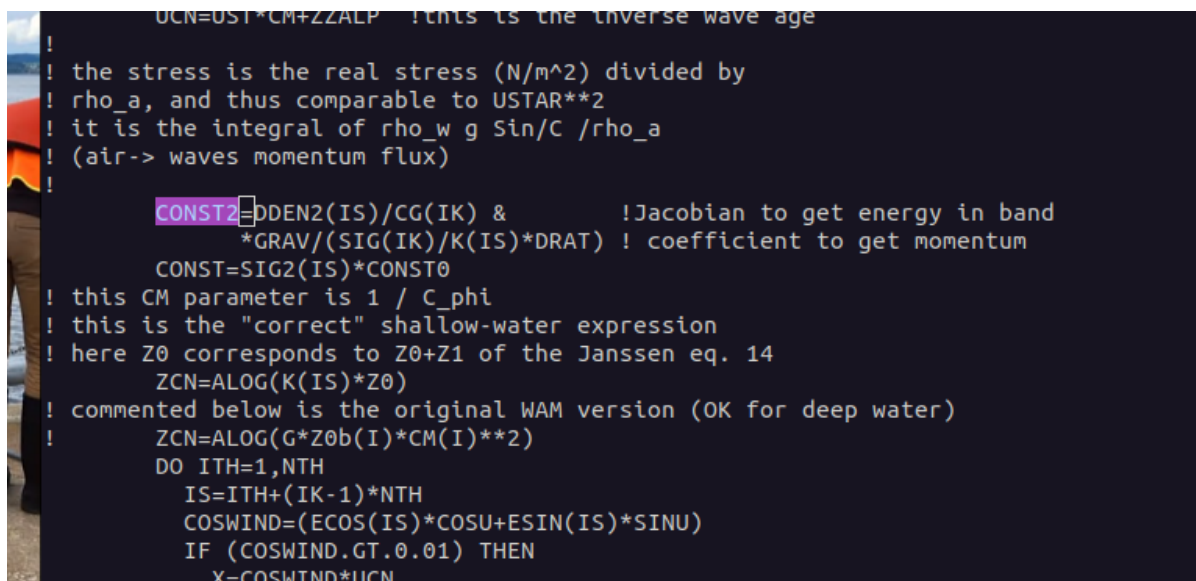


FIGURE 3 – «Screenshot» du code de Wavewatch où ils sont assez explicites sur la nature de τ_{IN} .

4 Rencontre – <2023-11-09 Thu>

On veut absolument comparer l'effet des vagues sur l'énergie, en tout cas.

Les effets de la *roughness lenght*.

Liste d'épicerie :

- ⇒ Vent constant versus hautes fréquences.
- ⇒ Couplé et non-couplé.

Faut juste le faire.

Au début : *thickness* va à zéro. Quick fix.

Références

- JANSSEN, Peter A. E. M. (1989). « Wave-Induced Stress and the Drag of Air Flow over Sea Waves ». In : *Journal of Physical Oceanography* 19.6, p. 745-754. DOI : [https://doi.org/10.1175/1520-0485\(1989\)019<0745:WISATD>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0485(1989)019<0745:WISATD>2.0.CO;2). URL : https://journals.ametsoc.org/view/journals/phoc/19/6/1520-0485_1989_019_0745_wisatd_2_o_co_2.xml.
- (1991). « Quasi-linear Theory of Wind-Wave Generation Applied to Wave Forecasting ». In : *Journal of Physical Oceanography* 21.11, p. 1631-1642. DOI : [https://doi.org/10.1175/1520-0485\(1991\)021<1631:QLTOWW>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0485(1991)021<1631:QLTOWW>2.0.CO;2). URL : https://journals.ametsoc.org/view/journals/phoc/21/11/1520-0485_1991_021_1631_qltows_2_o_co_2.xml.
- ARDHUIN, Fabrice et al. (2010). « Semiempirical dissipation source functions for ocean waves. Part I: Definition, calibration, and validation ». In : *Journal of Physical Oceanography* 40.9, p. 1917-1941.
- BIDLOT, Jean-Raymond (2012). « Present status of wave forecasting at ECMWF ». In : *Workshop on ocean waves*, p. 25-27.
- BREIVIK, Øyvind et al. (2015). « Surface wave effects in the NEMO ocean model: Forced and coupled experiments ». In : *Journal of Geophysical Research: Oceans* 120.4, p. 2973-2992.
- SUZUKI, Nobuhiro et Baylor FOX-KEMPER (2016). « Understanding Stokes forces in the wave-averaged equations ». In : *Journal of Geophysical Research : Oceans* 121.5, p. 3579-3596.
- WU, Lichuan, Øyvind BREIVIK et Anna RUTGERSSON (2019). « Ocean-Wave-Atmosphere Interaction Processes in a Fully Coupled Modeling System ». In : *Journal of Advances in Modeling Earth Systems* 11.11, p. 3852-3874.
- COUVELARD, Xavier et al. (2020). « Development of a two-way-coupled ocean-wave model: assessment on a global NEMO (v3. 6)–WW3 (v6. 02) coupled configuration ». In : *Geoscientific Model Development* 13.7, p. 3067-3090.