



HAL
open science

Interactions vagues-banquise en zones polaires

Guillaume Boutin

► **To cite this version:**

Guillaume Boutin. Interactions vagues-banquise en zones polaires. Océanographie. Université de Bretagne occidentale - Brest, 2018. Français. NNT : 2018BRES0050 . tel-02060654

HAL Id: tel-02060654

<https://theses.hal.science/tel-02060654>

Submitted on 7 Mar 2019

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

THESE DE DOCTORAT DE

L'UNIVERSITE
DE BRETAGNE OCCIDENTALE
COMUE UNIVERSITE BRETAGNE LOIRE

ECOLE DOCTORALE N°598
Sciences de la mer et du littoral
Spécialité : *Océanographie physique et Environnement*

Par

Guillaume Boutin

Interactions vagues-banquise en zones polaires

Thèse présentée et soutenue à Plouzané, le 19 octobre 2018

Unité de recherche : Laboratoire d'Océanographie Physique et Spatiale

Rapporteurs avant soutenance : **Composition du jury :**

Jean-Claude GASCARD Directeur de recherche CNRS
LOCEAN, UPMC, Paris
Vincent REY Professeur des Universités
MIO, Université de Toulon

Jean-Claude GASCARD
Vincent REY
Xavier CARTON (Président)
Christophe HERBAUT
Michel TSAMADOS

Directeur de thèse :
Fabrice ARDHUIN

Co-encadrante :
Fanny GIRARD-ARDHUIN

Directeur de recherche CNRS
LOCEAN, UPMC, Paris
Professeur des Universités
MIO, Université de Toulon
Professeur des Universités
LOPS, UBO, Brest
Chercheur CNRS
LOCEAN, UPMC, Paris
Lecturer
UCL, Londres

Directeur de recherche CNRS
LOPS, Brest

Chercheur IFREMER
LOPS, Brest

Remerciements

Je ne pense pas pouvoir commencer mes remerciements autrement qu'en remerciant Fanny et Fabrice. Je sais trop l'importance qu'a l'encadrement dans le bon déroulement d'une thèse, et c'est peu dire que j'ai apprécié travailler avec vous. Un énorme merci pour vos conseils, votre expertise, votre soutien et votre exigence toujours mêlée de bienveillance. Merci aussi de m'avoir fait confiance et de m'avoir laissé l'opportunité de faire tant de choses durant ces 3 ans.

Je remercie également ma famille et tout particulièrement mes parents, pour le soutien inconditionnel dont il me font preuve depuis 28 ans maintenant. Je crois l'avoir dit à la fin de ma soutenance, mais tout est tellement plus facile lorsque l'on sait que derrière nous il y a des gens qui nous aident, nous aiment et nous supportent. Je repense notamment à tout ce qu'ils ont pu m'emmenner visiter étant enfant, et qui a éveillé en moi la petite curiosité qui est aujourd'hui l'un des moteurs de ma vie.

Merci aussi aux membres du jury, et en particulier aux rapporteurs, pour leur bienveillance, leurs corrections et leurs conseils.

La grande injustice d'un manuscrit de thèse est qu'il n'est associé qu'à un seul auteur, mais tout le travail présenté ici n'aurait pas été possible sans toutes les personnes m'ayant donné... Je remercie tout spécialement Camille dont les conseils et le support scientifique et moral lors de cette dernière année, et même avant, ont été inestimables. Je pense aussi à Mickaël, absolument indispensable dès qu'on s'amuse avec WW3, et dont la gentillesse et la bonne humeur rendent presque agréable la résolution de problèmes de compilation. Je pense aussi à Xavier, un co-bureau du tonnerre, dont l'expertise en terme de couplage m'a permis de gagner un temps qui doit se compter en mois. Il en va de même pour Clément, que je remercie pour l'accueil qu'il m'a réservé à Paris et dont l'aide en ce qui concerne LIM3 m'a également permis d'éviter des semaines de galère. Je pense également au personnel administratif, et notamment à Audrey et à Denise qui lui a succédé, pour leur gentillesse, leur patience et leur disponibilité. Je souhaite également remercier mon comité de thèse : Dany Dumont, Frédéric Vivier, Benoîte Morin, ainsi que Carole Nahum, pour leurs conseils scientifique, leurs encouragements, et au risque de me répéter pour leur grande gentillesse. Merci également à Claude, Peter, Swen, Antoine pour leurs coups de main divers et variés, et à l'ensemble du LOPS et à l'équipe SIAM en particulier pour son accueil, sa bonne humeur, ses repas à la cantine avec les histoires de Jean, les gâteaux de Lucia dans la rotonde, et tant tant d'autres choses.

Si j'ai eu la chance de passer 3 années inoubliables (pour le meilleur!), c'est également grâce à toutes les personnes extraordinaires qui m'ont accompagné dans cette aventure. Il y a d'abord les anciens : les indéboulinables joueurs de belote de Gay-Lussac, les fanfarons de Nantes et notamment la formidable promo 2014, et enfin la troupe d'élite parisienne. Je remercie particulièrement Aurélien et toute sa maisonnée pour l'inflexible soutien moral et surtout logistique dont il m'a fait bénéficier (moi et le contribuable français d'ailleurs), et Lucie pour son amitié indéfectible et son extraordinaire capacité à stimuler mes petites cellules grises. Merci également aux Brestois, qu'ils soient de la fanfare, de la plongée ou d'ailleurs, pour leur accueil et leur générosité.

Enfin, merci à tous les Lopsiens de quelques jours, de quelques semaines, mois ou années

qui ont fait un bout de la route (et quelques arrêts dans les bars) avec moi lors de cette thèse. La liste pourrait être très longue, mais je pense notamment à Marion, camarade géniale dont la présence à mes côtés lors des 18 premiers mois a été inestimable, à Charles, co-bureau le plus impeccable qui soit, Nicolas, parangon du gars-sûr, Nastioushka, parce qu'il est plaisant de voir que je peux faire rire simplement en entrant dans un bureau, Tillys, avec qui j'ai vécu l'aventure en parallèle et toujours dans la bonne humeur... Il y a également ceux qui sont arrivés après, l'équipe internationale d'escalade initiée avec Verena, l'indispensable british touch de Ben et Heather, Victor et ses abdominaux admirablement découpés, et puis Sophia, et puis Mathias, et puis les petits jeunes (Houda, Pauline, Mathieu, Léo, Kenneth, Clément...), et les autres que je n'ai pas mentionnés mais pour lesquels, je le jure, j'ai de tendres pensées. Et en dernier mais pas des moindres, merci à celle qui m'a patiemment aimé (et supporté) lors de cette dernière année et sans le soutien de qui je n'aurais pu garder de cette expérience un aussi beau souvenir.

Table des matières

1	Introduction	17
1.1	Contexte et problématique	17
1.2	Revue des propriétés générales des vagues dans la glace	21
1.2.1	Approches historiques et mesures expérimentales	21
1.2.2	La Zone Marginale de glace et les processus d’interactions vagues-glace	24
1.3	Principe des modèles spectraux de vagues	29
1.3.1	Représentation des vagues en physique	30
1.3.2	Les modèles spectraux de vagues	36
1.4	Modélisation vagues glaces	39
1.4.1	Équations de propagation	39
1.4.2	Atténuation des vagues en présence de glace	44
1.4.3	Intégration des interactions vagues-glace dans des modèles numériques de vagues	51
1.5	Observation et modélisation de la glace	54
1.5.1	Jeux de données issus de l’observation des grandeurs liées à la banquise	54
1.5.2	Modélisation de la banquise	55
2	Modélisation des interactions vagues-banquise	61
2.1	Principe de l’implémentation des interaction vagues	61
2.1.1	Décomposition en termes source	61
2.1.2	Propagation des vagues dans la glace	63
2.1.3	Rétro-diffusion des vagues par les plaques de glace	65
2.1.4	Casse de la glace et fonction de distribution de la taille des plaques	67
2.1.5	Friction basale sous la glace	70
2.1.6	Processus dissipatifs lors de la flexion de la glace par les vagues	70
2.2	Évaluation à l’aide de tests académiques	76
2.2.1	Méthode	76
2.2.2	Résultats des tests pour un spectre étroit de la variance de l’élévation des vagues	76
2.2.3	Résultats des tests pour un spectre issu d’une simulation réaliste au large du Svalbard, entre le 2 et le 3 mai 2010	83
2.2.4	Bilan	87
3	Évaluation dans des cas réalistes	91
3.1	Cas du 2 mai 2010 : R/V Lance au sud du Svalbard	91
3.1.1	Présentation du cas	91
3.1.2	Présentation de la configuration	91
3.1.3	Résultats	92
3.2	Cas du 12 octobre 2015 : mesures SAR et <i>in situ</i>	96
3.2.1	Présentation du cas en Mer de Beaufort	96
3.2.2	Résultats obtenus avec le modèle issu de Boutin et al. (2018)	98
3.2.3	Résultats obtenus en prenant en compte la taille des plaques dans le terme de friction basale	101

3.3	Bilan de l'évaluation	104
4	Couplage vagues-glace	107
4.1	Principe du couplage	107
4.1.1	Advection des plaques de glace	109
4.1.2	Fonte latérale de la glace	122
4.1.3	Stress radiatif dû aux vagues	124
4.1.4	Difficultés inhérentes à l'échange d'une même variable entre 2 modèles	126
4.1.5	Bilan et limites de l'implémentation effectuée et des tests académiques	130
4.2	Application à une configuration Arctique réaliste	131
4.2.1	Description de la configuration	131
4.2.2	Effets observés du couplage vagues-glace : comparaisons avec une simulation non-couplée du modèle de vagues	133
4.2.3	Effets observés du couplage vagues-glace : comparaisons avec une simulation non-couplée du modèle de glace	137
4.2.4	Conclusion	162
5	Conclusion	167
5.1	Bilan	167
5.2	Limitations du modèle et perspectives	170
A	Carte de la région Arctique	193
B	Carte de la région Antarctique	195
C	Sensibilité du couplage au nombre et à la résolution des catégories	197

Table des figures

1.1	Évolution de la couverture de la banquise arctique	17
1.2	Répartition énergétique typiques en fonction des types d'ondes à la surface des océans	18
1.3	Bulbe de bateau cassé par une collision avec une plaque de banquise	20
1.4	Processus d'interactions océan-glace-atmosphère dans la zone Marginale de Glace	25
1.5	Illustration de quelques états de la glace possible dans la ZMG.	26
1.6	Processus d'interactions vagues-glace dans la Zone Marginale de Glace et dans la banquise compacte.	27
1.7	Figure extraite de Rascle and Ardhuin (2013) illustrant les erreurs du modèle spectral de vagues WAVEWATCH III [®]	29
1.8	Reconstruction d'un état de mer à partir de la superposition d'un grand nombres de vagues monochromatiques (Pierson et al., 1955)	34
1.9	Spectre en fréquence et en fréquence-direction issu du cours de vagues <i>Ocean waves in geosciences</i> de Fabrice Ardhuin et Jean François Filipot	35
1.10	Illustration du cas simple où un train de vagues incidentes arrive orthogonalement au bord de glace	39
1.11	Relation de dispersion sous la glace pour des ondes de flexion-gravité	40
1.12	Vitesse de groupe sous la glace pour des ondes de flexion-gravité	41
1.13	Illustration de la conservation du flux d'énergie en présence de glace.	42
1.14	Coefficient d'atténuation pour la paramétrisation de la friction telle que suggérée dans Stopa et al. (2016)	46
1.15	Réponse de la glace à des contraintes cycliques obtenues à partir du modèle de Cole (1995)	48
1.16	Illustration du système de couches dans la thermodynamique du modèle LIM3 . .	59
2.1	(a) Illustration en coordonnées polaires de formes possibles de la redistribution d'énergie par la rétro-diffusion. (b) Évolution temporelle d'un spectre directionnel spatialement uniforme et initialement uniquement concentré dans la direction $\theta_0 = 0$, avec $E(\theta_0) = 1/N_\theta$ en utilisant une rétrodiffusion isotrope (trait plein) ou non-isotrope (pointillés). L'échelle de temps utilisée est définie par $\tau = 1/(2\pi\beta_{is})$. . .	63
2.2	Figure illustrant G , tel que défini par Wadhams (1973) , en fonction de la période des vagues et pour 4 épaisseurs de glace, ainsi que le changement dans la variance de l'élévation de surface en l'absence de réflexion, telle que l'implique la conservation du flux d'énergie.	65
2.3	Contours représentant la hauteur significative des vagues (H_s) minimale qui entraîne une rupture en flexion de la glace de mer avec et sans la conservation du flux d'énergie, en fonction de la période des vagues T (s) et de l'épaisseur de la glace h_i (m), dans le cas où le spectre des vagues est étroit.	69
2.4	Sensibilité du coefficient d'atténuation anélastique aux valeurs de l'énergie d'activation, de la température de la glace, et de son épaisseur.	75
2.5	Figure extraite de Boutin et al. (2018) présentant la distribution de H_s le long de l'axe horizontal x au centre du domaine, pour différentes périodes pics et épaisseurs de glace. (1)	77

2.6	Figure extraite de Boutin et al. (2018) présentant la distribution de D_{\max} le long de l'axe horizontal x au centre du domaine (associée à la casse de la glace par les vagues), pour différentes périodes pics et épaisseurs de glace.	78
2.7	Représentation du domaine utilisant une géométrie simplifiée. A l'arrière plan, nous avons représenté l'évolution de la concentration en glace le long de l'axe x . Les vagues se propagent depuis la frontière ouest. Les traits pleins représentent les contours de $D_{\max} = 200$ m, illustrant l'extension de la casse de la glace obtenue pour des vagues de période pic $T_p = 5$ s et une épaisseur de glace de 1 m pour l'activation de différents processus.	79
2.8	Figure extraite de Boutin et al. (2018) présentant la distribution de H_s le long de l'axe horizontal x au centre du domaine, pour différentes périodes pics et épaisseurs de glace. (2)	80
2.9	Figure extraite de Boutin et al. (2018) et qui représente en (a) le spectre de l'élévation de surface pris pour plusieurs positions le long de l'axe horizontal x et en (b) Valeurs de D_{\max} et de H_s le long de l'axe x en regard des positions utilisées pour le panneau (a)	82
2.10	Similaire à la figure 2.9 mais pour le mécanisme de dissipation inélastique cette fois. Extraite de Boutin et al. (2018)	82
2.11	Figure extraite de Boutin et al. (2018) et qui présente la distribution de H_s le long de l'axe horizontal x au centre du domaine, pour différentes périodes pics ($T_p = 5, 10, 15$ s) et épaisseur de glace ($h_i = 0.25, 0.5, 1$ m).	84
2.12	Figure extraite de Boutin et al. (2018) et qui présente la distribution de H_s le long de l'axe horizontal x au centre du domaine, pour différentes périodes pics ($T_p = 5, 10, 15$ s) et épaisseur de glace ($h_i = 0.25, 0.5, 1$ m).	85
2.13	Figure extraite de Boutin et al. (2018) : (a) Spectre de l'élévation de surface pris pour plusieurs positions le long de l'axe horizontal x et (b) Valeurs de D_{\max} et de H_s le long de l'axe x en regard des positions utilisées pour le panneau (a)	86
2.14	Figure extraite de Boutin et al. (2018) et qui présente l'évolution de H_s et D_{\max} spatialement (panneau de gauche) et temporellement (panneau de droite), au centre du domaine pour des tests académiques reproduisant les observations faites au Svalbard le 2 mai 2010 pour différentes valeurs de C_λ	86
2.15	Figure extraite de Boutin et al. (2018) et qui présente l'évolution de H_s et D_{\max} spatialement (panneau de gauche) et temporellement (panneau de droite), au centre du domaine pour des tests académiques reproduisant les observations faites au Svalbard le 2 mai 2010 pour différentes combinaisons de processus.	87
3.1	Figure extraite de Collins et al. (2015) illustrant l'état de la glace vu du navire et l'évolution du profil de l'élévation de surface en fonction du temps pour la soirée du 2 mai 2010.	92
3.2	Figure extraite de Boutin et al. (2018) illustrant l'aire de la ZMG calculée pour des simulations utilisant différents processus d'atténuations des vagues sur la période avril-mai 2010. La ZMG est définie comme la région pour laquelle $c > 0.15$ and $D_{\max} < 1000$ m.	93
3.3	Figure extraite de Boutin et al. (2018) illustrant les contours tels que $D_{\max} < 1000$ m obtenus le 3 mai 2010, à minuit, pour deux associations de mécanismes différentes.	94
3.4	Figure illustrant les contours de $D_{\max} = 50$ m, ainsi que ceux de concentrations en glace $c = 0.8$ et $c = 0.15$ par dessus la distribution de la hauteur H_s des vagues, pour le sud du Svalbard le 2 mai 2010. Le panneau du haut présente la situation avant que les vagues générées par la tempête n'atteignent le bateau, et le panneau du bas après que les vagues ont atteint la position du bateau et cassé la banquise en petites plaques.	95

3.5	Figure extraite de Ardhuin et al. (2018) illustrant la zone d'étude ainsi que l'évolution de la concentration en glace sur cette même zone entre 09/10/2015 et le 12/10/2015.	97
3.6	Figure extraite de Ardhuin et al. (2018) illustrant les hauteurs de vagues observées et modélisées en mer de Beaufort le 12 octobre 2015 à 17 :00 UTC.	98
3.7	Figure extraite de Ardhuin et al. (2018) comparant l'évolution temporelle H_s et le spectre de l'élévation de variance observé et modélisé pour chaque bouée.	99
3.8	Figure extraite de Ardhuin et al. (2018) illustrant l'évolution de H_s et de D_{\max} le long de la section délimitée sur la figure 3.6.	100
3.9	Figure extraite de Ardhuin et al. (2018) similaire à la figure 3.8 (panneaux (a) et (b)).	102
3.10	Carte de (a) H_s et (b) D_{\max} modélisés pour la simulation REF2. Le trait noir continu figure le contour de la concentration $c = 0.7$ en glace, dérivée des données AMSR2, et les traits rouge représentent les contours de D_{\max} pour les valeurs de 50 m et 75 m. La région délimitée en vert est celle de la trace du satellite Sentinel 1A. Dans chaque panneau, la position des bouées est indiquée sur le panneau (b) par les carrés rouges. La section étudiée plus en détail est figurée par le rectangle cyan.	103
4.1	Schéma simplifié du fonctionnement du couplage LIM3 / WAVEWATCH III [®]	108
4.2	Illustration du problème posé par l'advection de la taille des plaques de glace comme un traceur.	109
4.3	Relation entre la DTP dans le modèle de vagues et la répartition en N catégories de tailles de plaques de glace dans le modèle de glace	112
4.4	C.I. des simulations impliquant le couplage WW3/SAS-LIM3 (1)	114
4.5	Taille maximale des plaques de glace pour une simulation non couplée du modèle de vague et une simulation couplée, et illustrations de la distribution.	115
4.6	C.I. des simulations impliquant le couplage WW3/SAS-LIM3 (2)	116
4.7	Schéma résumant les échange de tailles de plaques de glace entre les 2 modèles	117
4.8	Casse de la glace dans le cas les vagues ont une période $T_p = 15$ s	117
4.9	Casse de la glace dans le cas où les catégories ont des largeurs suivant une loi de puissance de Pareto pour 10,30 et 50 catégories	119
4.10	Même figure que Fig. 4.9 mais cette fois avec un forçage réaliste à la frontière ouest du domaine	120
4.11	Comparaison des tailles de plaques de glace et hauteur de vagues obtenues après une simulation couplée et une simulation du modèle de vagues non couplée	121
4.12	Fonte latérale et concentration en glace après 3 jours de simulation avec la paramétrisation de Lüpkes et al. (2012) et notre paramétrisation	123
4.13	Comparaison du stress radiatif pour différents processus d'atténuation activés dans le modèle de vagues	125
4.14	Illustration du couplage vagues-glace, les deux modèles ayant le même pas de temps	126
4.15	Illustration du couplage vagues-glace, les deux modèles ayant le même pas de temps. La variable $D_{\max, WW3}$ calculée lors d'un pas de temps est envoyée au modèle de glace à ce même pas de temps	127
4.16	Illustration des différences obtenues pour $D_{\max, LIM3}$ et H_s pour deux schémas de couplages différents.	128
4.17	Illustration des différences obtenues pour c et h_i pour deux schémas de couplages différents.	129
4.18	Bathymétrie du domaine simulé dans la configuration CREG025 de NEMO-LIM3	131
4.19	Comparaison entre la concentration en glace moyenne du mois d'août 2010 mesurée par le capteur SSM/I et simulée par NEMO-LIM3 (non couplé)	133
4.20	Moyenne de la différence des propriétés de la glace et de la hauteur significative des vagues entre une simulation couplée avec 75 catégories de tailles de plaques de glace de largeur uniforme 5 m et une simulation non couplée	134

4.21	Moyenne de la différence des propriétés de la glace et de la hauteur significative des vagues en mer de Beaufort après un jour de simulation.	136
4.22	Évolution de la concentration en glace et du volume de glace dans les deux simulations.	137
4.23	Evolution de la concentration en glace et du taux de fonte/formation de glace (la fonte étant compté positivement) entre le 35ème jour et le 40ème jour de la simulation non couplée.	138
4.24	(a) : Évolution temporelle de la contribution à la fonte totale de la banquise de 3 types de fonte. (b) Évolution temporelle de la différence de taux de fonte moyen pour chaque type de fonte et pour la fonte totale.	140
4.25	Figure similaire à la figure 4.22, mais pour les variables suivantes (de haut en bas) : le taux de fonte total, le taux de fonte latérale, le taux de fonte basale, le taux de fonte à la surface.	141
4.26	Volume de glace fondu latéralement dans la simulation couplée et dans la simulation non couplée	142
4.27	Figure similaire à la figure 4.22 mais pour les variables suivantes : la température de surface de l’océan, et la salinité de surface.	143
4.28	Comparaison du bord de glace obtenu à 3 dates différentes dans le cas d’une simulation couplée et d’une simulation non couplée	143
4.29	Figure similaire à la figure 4.22, mais pour la vitesse de la glace	144
4.30	Illustrations des conditions extérieures affectant la dynamique de la glace dans le domaine et pendant la période étudiée	146
4.31	Illustration des effets dynamiques de l’ajout du couplage avec un modèle de vagues dans NEMO-LIM3 en mer de Laptev pour la période du 03 au 04 août 2010.	147
4.32	Différences de volumes de glace sous l’effet de différents processus entre la simulation couplée et la simulation non couplée pour la période du 3 au 4 août 2010 en mer de Laptev.	149
4.33	Effets du couplage sur la température et les flux de chaleur.	150
4.34	Effets de la fonte sur la salinité de surface en mer de Laptev	151
4.35	Illustrations des conditions extérieures affectant la dynamique de la glace en mer de Beaufort les 16 et 17 août 2010	152
4.36	Figure similaire à la figure 4.31 mais pour la période du 16 au 17 août en mer de Beaufort.	154
4.37	Différences de volumes de glace sous l’effet de différents processus entre la simulation couplée et la simulation non couplée pour la période du 16 au 17 août 2010 en mer de Beaufort.	154
4.38	Effets du couplage sur la température et les flux de chaleur pour la période du 16 au 17 août 2010 en mer de Beaufort	155
4.39	Comparaison de l’effet du flux de chaleur turbulent sur la fonte totale entre les deux simulations pour la période du 16 au 17 août 2010 en mer de Beaufort	156
4.40	Température moyenne de la glace dans la simulation couplée et dans la simulation non couplée pour la période du 16 au 17 août 2010 en mer de Beaufort	157
4.41	Illustrations des conditions extérieures affectant la dynamique de la glace en mer de Beaufort les 16 et 17 août 2010	158
4.42	Figure similaire aux figures 4.31 et 4.36 mais pour la période du 16 au 17 août en mer de Barents.	159
4.43	Différences de volumes de glace sous l’effet de différents processus entre la simulation couplée et la simulation non couplée pour la période du 16 au 17 août 2010 en mer de Barents.	159
4.44	Effets du couplage sur la température et les flux de chaleur pour la période du 16 au 17 août 2010 en mer de Barents	160
4.45	Comparaison de l’effet du flux de chaleur turbulent sur la fonte totale entre les deux simulations pour la période du 16 au 17 août 2010 en mer de Barents	161

4.46	Résumé des effets sur la glace de mer et sur l'océan de l'ajout du stress radiatif des vagues dans le modèle NEMO-LIM3 couplé avec un modèle de vagues	163
4.47	Effet du couplage vagues-glace sur la profondeur de la couche de mélange en mer de Barents, le 17 août 2010	164
4.48	Persistance de la signature en surface des différences de température et de salinité 1 mois après le cas d'étude en mer de Beaufort.	165
5.1	Succession de bandes de banquise vues depuis le <i>Pourquoi Pas ?</i>	174
C.1	Identique à la figure 4.20 mais pour 70 catégories d'intervalles de largeur uniforme égale à 10 m.	197
C.2	Identique à la figure 4.20 mais pour 70 catégories d'intervalles de largeur uniforme égale à 10 m.	198
C.3	Identique à la figure 4.20 mais pour 70 catégories d'intervalles de largeur uniforme égale à 10 m.	199

Liste des tableaux

1.1	Résultats expérimentaux de l'effet de différentes conditions de glace sur la propagation des vagues	28
2.1	Paramètres utilisés dans le modèle WAVEWATCH III [®] et leurs valeurs.	66
2.2	Paramètres utilisés dans le calcul de l'atténuation anélastique (voir Cole et al. (1998) pour plus de détails). A noter que T_K désigne la température de la glace en Kelvin. Les valeurs présentées sont issues des articles de Cole (1995) et Cole (1998) , études dans lesquelles elles sont discutées.	71
2.3	Valeur des taux d'atténuation spatiaux α (km^{-1}) en supposant une atténuation exponentielle, et les coefficients de détermination R^2 associés pour diverses combinaisons de périodes des vagues et d'épaisseur de glace lorsque seules la rétro-diffusion et la partie visqueuse de la friction sont activées. Les barres obliques signifient que pour de telles associations, il n'existe aucune region pour laquelle la condition $D_{\max} > 100$ m est respectée.	81
2.4	Valeurs des taux d'atténuation α (en km^{-1}) obtenus par l'ajustement d'une fonction exponentielle, et du coefficient de détermination associé R^2 pour $T_p = 10$ s et $h_i = 50$ cm quand seulement l'atténuation inélastique ou anélastique est activée.	83
3.1	Différentes simulations et leurs paramètres associés.	104

Nomenclature

Abréviations

CEPMMT : Centre européen pour les prévisions météorologiques à moyen terme.

CERSAT : Le CERSAT est un centre de données satellites créé en 1991, à l'origine pour les missions satellites ERS-1/2. Il a ensuite évolué vers un centre de données multi-missions destiné à archiver, traiter, et valider les données de capteurs spatiaux, avec un focus particulier sur les paramètres de surface de la mer et les interactions air-mer.

DTP : Acronyme pour Distribution de la Taille des Plaques de glace

ECMWF : Acronyme anglais pour CEPMMT

FSD : *Floe Size Distribution*, acronyme anglais pour distribution de la taille des plaques de glace (DTP)

SAR : Synthesis Aperture Radar, radar à synthèse d'ouverture en français. Les images qui en sont issues peuvent être utilisées pour l'estimation de la hauteur des vagues. Le principe est résumé à la fin de la section : [1.2.1](#)

ZMG : Zone Marginale de Glace. Voir la définition en section [1.2.2](#)

Lexique

floes : Terme anglophone désignant les plaques de banquises pouvant être de l'ordre de quelques mètres à plusieurs centaines de mètres, il résultent de la casse la couche de glace par les vagues, les courants, le vent...

ice pancakes : Terme anglais pour crêpes de glace.

leads : Terme anglais pour chenaux.

ridges : Terme anglais pour crêtes de compression.

albédo : L'albédo est le pouvoir réfléchissant d'une surface, c'est-à-dire le rapport de l'énergie lumineuse réfléchie à l'énergie lumineuse incidente.

banquise : Couche de glace à la surface de l'océan qui résulte du gel de cette dernière.

chenal/chenaux : Ouvertures résultant de fractures dans la banquise laissant apparaître l'océan à la surface.

crêpes de glace : Plaques de glace arrondies de taille comprises entre environ 30 cm et 3 m. Elles résultent de l'agglomération de frazil en présence de vagues.

crêtes de compression : Amoncellement sur la verticale de plaques de glace résultant de la rencontre de 2 plaques de glace.

frazil / frasil : Cristaux de glace en suspension dans l'eau. Ils s'agit du premier stade de formation de la banquise.

glace de mer : Synonyme de banquise.

polynie : Une polynie est une zone qui reste libre de glace ou couverte d'une couche de glace très mince au milieu de la banquise en Arctique ou en Antarctique.

Symboles couramment utilisés

λ et λ_i : Longueur d'onde des vagues respectivement en eau libre et sous la glace.

ω : Pulsation des vagues.

c : Concentration en glace : elle est le résultat du ratio entre la surface de l'océan recouverte par la banquise et la surface totale de l'océan de la zone considérée.

D_{\max} : Diamètre maximum des plaques de glace qui est la borne supérieure de la fonction de distribution de la taille des plaques après casse de la banquise par les vagues.

D_{\min} : Diamètre minimum des plaques de glace qui est la borne inférieure de la fonction de distribution de la taille des plaques après casse de la banquise par les vagues.

h_i : Épaisseur de la glace.

H_s : Hauteur significative des vagues (voir section 1.3.1).

k et k_i : Nombre d'onde des vagues respectivement en eau libre et sous la glace.

T_p : Période pic des vagues. Elle correspond à la période des vagues les plus énergétiques (voir section 1.3.1). Elle est associée à la fréquence pic f_p .

Chapitre 1

Introduction

1.1 Contexte et problématique

Lorsque la température de l'eau de mer atteint environ -2°C (la valeur de cette température peut varier avec la salinité), elle se met à geler. Il se forme alors à la surface de l'océan une couche de glace : c'est la banquise, aussi appelée glace de mer. Moins dense que l'eau, elle flotte, couvrant de blanc la surface de l'océan. La banquise est relativement fine, son épaisseur varie entre quelques centimètres et quelques mètres. En comparaison, les icebergs issus de la rupture des glaciers dans l'océan font de l'ordre de quelques mètres à quelques centaines de mètres d'épaisseur. Mais son étendue est immense, de l'ordre de plusieurs millions de kilomètres carrés, avec une forte variation saisonnière en Arctique comme en Antarctique (voir Fig. 1.1). Pour donner un ordre de grandeur plus proche de nous, la surface de l'Europe est d'environ 10 millions de km^2 .

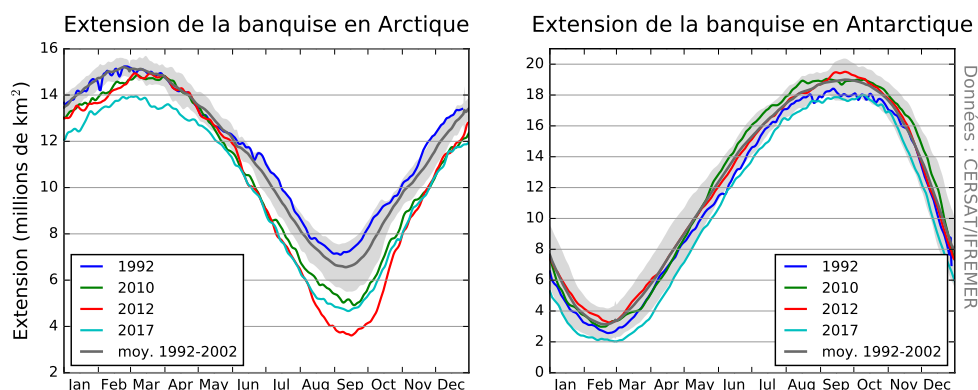


FIGURE 1.1 – Évolution de l'extension de la banquise arctique pour différentes années dont 2012 (minimum historique en été) et extension moyenne sur la période 1981-2010. La région grisée correspond à 2 fois l'écart-type associé à cette extension moyenne. L'extension de la banquise est définie comme la surface de l'océan recouverte par au moins 15% de glace. Données issues du CERSAT/IFREMER pour l'Arctique et du Sea Ice Index, National Snow and Ice Data Center pour l'Antarctique.

Il existe ainsi de vastes zones où la surface de l'océan est recouverte par des plaques de glace dont la taille peut varier entre quelques centimètres et plusieurs dizaines de kilomètres. Par endroit, la couverture par la banquise est quasi-totale, et l'océan se retrouve ainsi isolé de l'atmosphère. Leurs échanges sont alors profondément affectés par cette couche de glace qui les sépare. A l'interface de la banquise et des eaux libres, il existe néanmoins une région que l'on appelle la Zone Marginale de Glace (abrégée en ZMG) où la glace de mer va être sous l'influence des processus associés aux interactions océan-atmosphère, et notamment des vagues.

Les vagues à la surface de l’océan peuvent prendre des formes et des tailles diverses selon les phénomènes qui les génèrent et les entretiennent (voir Fig. 1.2). Celles qui vont nous intéresser dans cette étude sont les ondes de gravité générées par le vent qui se propagent à la surface de la mer, dont les périodes caractéristiques sont de l’ordre de $\simeq 1\text{-}30$ s. De manière plus informelle, ce sont les vagues, celles que l’on voit depuis la plage et sur lesquelles l’on peut surfer. De toutes les ondes de gravité de surface à la surface de l’océan, ce sont les plus énergétiques. Leurs longueurs d’onde varient entre quelques mètres et quelques centaines de mètres, ce qui est également l’ordre de grandeur de plaques de glace que l’on peut trouver fréquemment dans la ZMG. Cet ordre de grandeur similaire n’est pas qu’une coïncidence, les vagues sont connues depuis longtemps comme étant responsable d’une partie de la casse de la banquise, au moins à proximité du bord de glace (Robin, 1963). Loin du bord de glace, dans les zones où la banquise se fait plus compacte, le vent n’est plus au contact direct de la surface libre de l’océan et la génération des vagues, encore mal comprise en présence de glace (Gemrich et al., 2018), chute significativement. Quant à la houle, composée de vagues générées dans un lieu éloigné qui se propagent à la surface de l’océan, elle est atténuée par différents processus qui vont faire l’objet de notre étude.

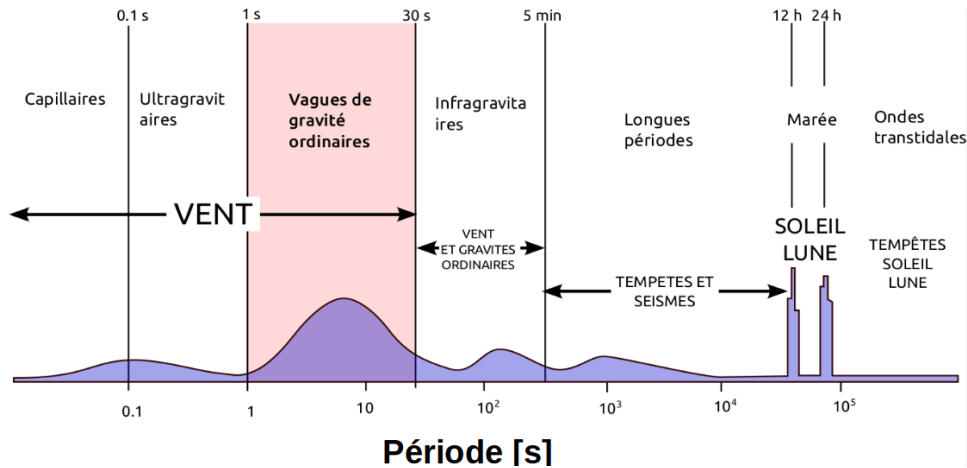


FIGURE 1.2 – Répartition énergétique typiques en fonction des types d’ondes à la surface des océans. Les mécanismes sources sont indiqués en majuscules et l’axe des abscisses représente les périodes associées. Le domaine d’étude de cette thèse est indiqué en rouge. Figure issue de Peureux (2017), adaptée de Munk (1950) et reprise avec l’aimable autorisation de C. Peureux.

La compréhension des interactions vagues-glace présente aujourd’hui un intérêt scientifique alors que le climat de la planète connaît un changement brutal, très majoritairement sous l’effet des émissions de carbone anthropique qui augmentent la concentration en CO_2 dans l’atmosphère. Ce changement se traduit par une hausse moyenne des températures à l’échelle du globe, et plus particulièrement dans l’hémisphère nord (Stocker et al., 2013). L’une des conséquences de cette augmentation globale de la température est la fonte de la banquise, qui est l’une des composantes clés de la régulation du climat (Serreze et al., 2007). En effet :

- son albedo très élevé par rapport à celui de l’océan ($\simeq 70\%$ voire plus en présence de neige, contre 6% pour l’eau liquide) permet la réflexion d’une partie de la chaleur reçue vers l’espace. La diminution rapide de la couverture de glace risque par conséquent d’entraîner une boucle de rétro-action positive dans les régions polaires, avec un impact sur le climat de la planète (Holland and Bitz, 2003). En effet, en l’absence de banquise, un excès de chaleur conséquent s’accumule dans l’océan, ce qui tend à augmenter la capacité de ce dernier à faire fondre la glace restante (Perovich et al., 2007).
- la formation de la glace de mer joue un rôle clé dans la circulation thermohaline via la

- convection profonde (Aagaard and Carmack, 1989; Wadhams, 2000). En effet, en Arctique, l'export de glace de mer peut moduler la salinité de la couche de surface (à travers le détroit de Fram notamment cf. Lique et al., 2009), et par conséquent sa densité avec des conséquences possibles sur la circulation méridienne de retournement atlantique (Ionita et al., 2016). Par ailleurs, le sel rejeté lors de la formation de la banquise accroît la densité des couches de surface et contribue à les faire plonger (Killworth, 1983). Ce dernier processus est en particulier très important en Antarctique (Abernathey et al., 2016).
- elle sert de couche isolante pour le transfert de chaleur entre l'océan et l'atmosphère, la glace ayant une faible conductivité thermique (Wadhams, 2000), et affecte considérablement les échanges de quantité de mouvement (par exemple : Martin et al., 2014) entre ces deux milieux.
 - la banquise, souvent recouverte de neige, renvoie ou absorbe une grande partie (de l'ordre de 90% ou plus en présence de neige) de la lumière qui pourrait autrement pénétrer dans l'océan (Perovich, 1996). Avec la diminution de la couverture de glace, des régions autrefois pauvres en terme de vie marine sont désormais le lieu de blooms planctoniques (Peck et al., 2010). Ces derniers absorbent du dioxyde de carbone dont une partie coule avec les organismes à leur mort. La concentration en CO₂ de l'atmosphère diminue et le carbone est fixé au fond de l'océan : on parle de puits de carbone. Les eaux froides des océans polaires et en particulier l'océan austral, riches en nutriments, sont parmi les puits de carbone les plus importants de la planète (Khaliwala et al., 2009; MacGilchrist et al., 2014) et l'augmentation de la quantité de lumière pénétrant l'océan pourrait donc contribuer à augmenter la contribution (Peck et al., 2010). Les implications de la diminution de la couverture de glace sur l'effet du puits de carbone sont néanmoins complexes (Landschützer et al., 2015), les conséquences sur la circulation océanique et sur le mélange des eaux de surface ayant notamment un impact sur les nutriments disponibles (Venables et al., 2013).

L'augmentation de la fonte de la banquise au cours des dernières décennies est un phénomène observable, en particulier depuis l'espace, aussi bien en terme d'extension de la surface recouverte (Cavalieri and Parkinson, 2012), qu'en terme d'épaisseur de glace (Maslanik et al., 2007). Ces observations sont confirmées par celles effectuées *in situ*, par exemple grâce aux mesures d'épaisseur effectuées par les sous-marins patrouillant en Arctique (Kwok and Rothrock, 2009). Cette tendance à la diminution à la fois de l'épaisseur et de la couverture de glace tend par ailleurs à accélérer depuis la fin du XXème siècle (Comiso et al., 2008), et est particulièrement marquée en Arctique et en été (Cavalieri et al., 2003; Comiso et al., 2017, , visible également Fig. 1.1), conduisant à un allongement de la durée du retrait de la glace (Stroeve et al., 2014b). C'est dans ce contexte, alors que l'étendue de la banquise compacte diminue et que la glace se fait de plus en plus fine (Renner et al., 2014), transformant une part toujours plus importante des océans glacés en ZMG (Aksenov et al., 2017), que les vagues prennent leur importance dans l'évolution de la banquise. En effet, les vagues sont atténuées par la banquise, et tout particulièrement les vagues les plus courtes, qui sont celles générées par le vent à la surface de l'eau libre de glace. Les vagues ont donc naturellement un effet limité dans les océans polaires. Mais la fonte de la glace, en Arctique en particulier, laisse à découvert de nouvelles surfaces de l'océan où peuvent être générées des vagues ; on parle de zones de fetch. Les conséquences de cette augmentation du fetch sont l'augmentation de la hauteur des vagues dans le bassin arctique (Stopa et al., 2016), ainsi que la possibilité pour ces dernières de s'organiser sous forme de houles (c'est à dire des vagues plus longues que celles générées localement par le vent), qui peuvent pénétrer la banquise sur des centaines de kilomètres (Stopa et al., 2018a). La casse de la glace sous l'effet des vagues peut alors avoir lieu sur de très larges zones, de l'ordre de plusieurs centaines de km², libérant la glace d'une partie de ses contraintes sous l'effet de la fragmentation (McPhee, 1980). La glace cassée étant plus libre de dériver, et les vagues pouvant elles-mêmes pousser la glace (Wadhams, 1983), il est possible que certains événements, lors des plus grosses tempêtes par exemple, aient un effet sur la dynamique régionale de la glace (Simmonds and Rudeva, 2012; Stopa et al., 2016). De plus, lorsque la température de l'océan est suffisamment élevée pour que la glace fonde, sa

fragmentation par les vagues tend à accélérer sa fonte (Steele, 1992; Asplin et al., 2012). L'ajout d'un tel effet dans les modèles de glace de mer pourrait en améliorer la qualité des prévisions, alors qu'ils peinent à reproduire l'extension de la glace à son minimum estival (Stroeve et al., 2014a; Blanchard-Wrigglesworth et al., 2017). Améliorer ces modèles est primordial compte-tenu de leur importance dans les projections climatiques qui servent de base aux rapports du GIEC (Groupe d'Experts Intergouvernemental sur l'Évolution du Climat) (Serreze et al., 2007), utilisés ensuite par les décideurs politiques. S'ils prévoient tous une diminution de la couverture de glace jusqu'à sa disparition complète durant l'été dans le courant du XXIème siècle, ces modèles ne s'accordent pas sur la vitesse à laquelle l'extension de la glace va diminuer (Wang and Overland, 2009). Par ailleurs, leurs projections tendent globalement à sous-estimer la vitesse de cette diminution (Stroeve et al., 2007). Pour en revenir aux vagues, elles pourraient également avoir l'effet inverse : dans le cas d'une atmosphère froide, la présence de vagues pourrait aider à la formation d'une couche de glace plus épaisse par l'augmentation de la turbulence dans la couche de surface (Craig and Banner, 1994). Il est par ailleurs avéré que la présence de vagues modifie les mécanismes par lesquels se forment la banquise (voir par exemple Lange et al., 1989). L'ensemble de ces effets, et la relative méconnaissance que nous en avons, nous amènent à nous poser la question de l'impact des vagues dans la Zone Marginale de Glace.

Cette question peut s'appliquer à la fois à l'échelle d'un bassin, avec une possible influence sur la glace et par ricochet sur le climat, mais aussi au niveau régional, voire local, lorsqu'il s'agit d'activités humaines dans les régions où la banquise est présente. Du point de vue plus local, la fonte de la glace a pour conséquence la libération de zones et de couloirs autrefois non navigables (Aksenov et al., 2017). La banquise représente toutefois un danger pour la navigation : même si les plaques de glace de mer sont moins imposantes que les icebergs, les collisions peuvent gravement endommager les navires (cf. Fig. 1.3), et il arrive que ces derniers se retrouvent bloqués, pris dans les glaces. Il est ainsi déterminant de disposer d'une bonne capacité de prévision des états de mer et de glace afin d'assurer la sécurité des bateaux naviguant à proximité de la banquise afin d'accompagner ce possible accroissement des activités maritimes et d'exploitation des ressources dans les zones polaires. Pour cela, il est nécessaire de mettre au point nouveaux outils, alors même que les modèles opérationnels actuels (NOAA/NCEP, Météo France, UK Met Office, FNMOC, Environnement Canada...) n'autorisent pas la propagation des vagues dans la glace (Tolman, 2003), malgré de nombreuses avancées en la matière ces dernières années (par exemple : Dumont et al., 2011; Williams et al., 2013b; Ardhuin et al., 2016). Quant aux modèles de glace, l'ajout en leur sein de l'effet des vagues demeure à l'état de travail exploratoire (par exemple Zhang et al., 2015b; Williams et al., 2017).



FIGURE 1.3 – Bulbe de bateau cassé par une collision avec une plaque de banquise. Photo extraite du site des garde-côtes canadiens (<http://www.ccg gcc.gc.ca>).

Cette thèse a donc pour but de répondre à ces questions par l'usage de la modélisation numérique des interactions vagues-glace. La modélisation a pour avantage d'être un outil relativement

peu coûteux pour la compréhension de telles interactions (surtout en comparaison avec des mesures *in situ* dans des milieux aussi extrêmes que les pôles), et le seul permettant la prévision des états de mer et de glace afin d'en anticiper les évolutions futures. C'est pourquoi, après avoir fait la présentation des propriétés des vagues dans la glace, nous introduisons brièvement les modèles spectraux de vagues ainsi que les modèles de glace utilisés pour représenter la banquise dans les études climatiques. Nous abordons ensuite plus spécifiquement le sujet de la modélisation des interactions vagues-glace, et la manière dont nous l'avons implémenté dans le modèle de vagues WAVEWATCH III[®]. Pour résumer, 3 processus d'atténuation distincts ont été ajoutés dans le code, ainsi qu'un système de représentation de la casse de la glace par les vagues qui interagit avec ces processus. Une description des effets associés à ces différents processus est présentée à l'aide de tests dans le cas de géométries simplifiées. Une évaluation de ce modèle fait ensuite l'objet d'une 3ème partie, à travers 2 cas différents : celui d'une tempête au sud du Svalbard en 2010 qui a provoqué la casse de la glace et un changement rapide de l'état de mer, et une tempête en mer de Beaufort lors d'une campagne en mer s'intéressant spécifiquement aux interactions vagues-glace à bord du R/V Sikuliaq. Nous proposons enfin d'améliorer la représentation de la glace dans la modélisation de ces interactions grâce à l'ajout d'un modèle de glace couplé au modèle de vagues précédemment détaillé. Après avoir expliqué le principe de ce couplage, là encore à l'aide de simulations académiques, nous présentons les résultats obtenus pour une simulation Pan-arctique au quart de degré. Enfin, nous faisons le bilan du travail accompli et des réponses apportées quant à l'influence des vagues sur la glace dans la Zone Marginale de Glace, à l'échelle du bassin Arctique et à des échelles plus régionales. C'est aussi l'occasion de faire le point sur les limites et les perspectives de notre travail.

1.2 Revue des propriétés générales des vagues dans la glace

1.2.1 Approches historiques et mesures expérimentales

Cette section retrace brièvement les avancées majeures et les campagnes expérimentales dans le domaine des interactions vagues-glace. Elle s'appuie notamment sur le livre de [Wadhams \(2000\)](#), les revues de [Squire et al. \(1995\)](#) et [Squire \(2007\)](#), ainsi que sur la première partie de la thèse de [Kohout \(2008\)](#).

[Greenhill \(1887\)](#) est le premier à théoriser la propagation des vagues sous la glace, en partant de l'hypothèse d'une glace fine élastique d'épaisseur constante immobile au dessus d'un océan à profondeur constante. Il décrit alors ce que l'on appelle les ondes de flexion-gravité, à cause du terme dû à la présence de la glace qui traduit la flexion de cette dernière dans l'équation de propagation. Il en propose quelques années plus tard une application pratique en s'intéressant à la casse de la glace par les vagues provoquées, non par le vent, mais par des patineurs ([Greenhill, 1916](#)). La première moitié du XXIème siècle fait usage des ces développements pour l'étude de la propagation des ondes dans la glace, notamment des ondes sismiques, à travers des expériences en canaux artificiels. Ces travaux sont notamment résumés dans [Roethlisberger \(1972\)](#). Dans le même temps, de nouveaux développement mathématiques sont effectués afin de représenter la propagation de vagues sous une couche de glace, mais omettent de considérer l'élasticité des plaques (par exemple [Weitz and Keller, 1950](#)). L'expérience menée par [Robin \(1963\)](#), dans laquelle est embarqué un enregistreur de vagues en Mer de Weddel (Antarctique, voir carte en annexe B) à bord du *R.R.S John Biscoe* va permettre de confirmer que les houles peuvent se propager profondément dans la banquise, et que la glace plie effectivement sous l'effet de la déformation de la surface. Comme le note ironiquement [Squire et al. \(1995\)](#), ces simples constatations étaient sans doute bien connues des populations autochtones depuis des centaines d'années, et certainement des baleiniers également, mais ce n'est donc qu'en 1963 qu'elles sont consignées dans un article scientifique. D'autres constatations sont faites : les vagues les plus courtes sont bien plus atténuées que les vagues les plus longues, l'atténuation augmente avec l'épaisseur des plaques de glace, mais aussi avec leur diamètre. [Robin \(1963\)](#) évoque aussi, sans les théoriser, trois processus d'atténuation des vagues :

- la perte d'énergie due à l'hystérésis lors de flexions successives de plaques de glace qui ne sont pas purement élastiques
- la friction due aux collisions entre les plaques de glace et à l'écoulement turbulent de l'eau à la périphérie de ces plaques.
- les réflexions multiples lors de la propagation des vagues à travers des champs de plaques de glace lorsque leur taille est du même ordre de grandeur que la longueur d'onde des vagues

Toujours dans cet article, [Robin \(1963\)](#) émet l'hypothèse que les deux premiers mécanismes sont possiblement fortement non-linéaire, à savoir que leur atténuation pourrait dépendre fortement de l'amplitude des vagues incidentes. Les conclusions de cet article vont servir de base à des études ultérieures, dont notamment [Wadhams \(1973\)](#) qui va utiliser ses propres données, collectées grâce à un dispositif acoustique monté sur un sous-marin au Spitzberg, celles de [Robin \(1963\)](#) et celles de [Dean \(1966\)](#) pour tester un modèle d'atténuation reposant sur la dissipation d'énergie des vagues par le fluage de la glace. Le fluage est la déformation irréversible différée d'un matériau alors qu'il est soumis à une contrainte inférieure à sa limite d'élasticité, en l'occurrence ici une contrainte cyclique. [Wadhams \(1973\)](#) montre le potentiel d'un tel modèle pour expliquer l'atténuation des vagues les plus longues dans de la glace compacte et épaisse. Un peu plus tard, [Wadhams \(1975\)](#) analyse le profil de houles se propageant dans de la glace faiblement concentrée (<40% de la surface étant recouverte de glace) et très fragmentée (la taille caractéristique des plus grandes plaques ne dépassant pas les 40 m) collectées à l'aide d'un profilomètre laser aéroporté, et pour lesquelles il observe une décroissance exponentielle de l'énergie des vagues qu'il associe à leur diffusion par les plaques de glace présentes suite aux multiples réflexions qu'elles génèrent.

La fin des années 1970 et le début des années 80 sont l'occasion de plusieurs campagnes menées par le *Scott Polar Research Institution (SPRI)* ayant notamment pour intérêt l'atténuation des vagues par la glace ([Squire and Moore, 1980](#); [Wadhams et al., 1986, 1988](#)). [Wadhams et al. \(1986\)](#) en particulier propose un nouveau modèle de diffusion des vagues par les plaques de glace qui va servir de base à de nombreux développements ultérieurs, et ce processus va être présenté comme l'un des principaux mécanismes responsable de l'atténuation des vagues dans la Zone Marginale de Glace dans de nombreuses références dans les décennies qui vont suivre (par exemple [Squire et al., 1995](#); [Kohout and Meylan, 2008](#); [Williams et al., 2013a](#); [Montiel et al., 2016](#)).

A la fin des années 1980, les campagnes LIMEX (Pour *Labrador Ice Margin Experiment*) combinent l'utilisation d'images obtenues à l'aide de radar à synthèse d'ouverture (souvent appelées images SAR, acronyme du terme anglais Synthesis Aperture Radar), de bouées de mesure des vagues et de mesures des propriétés de la glace. [Liu et al. \(1991\)](#) compare les données obtenues à un modèle d'atténuation qui fait l'hypothèse que la dissipation de l'énergie des vagues est due à la friction sous la glace. Ce modèle est théorisé par [Liu and Mollo-Christensen \(1988\)](#) pour une couche limite visqueuse, et adapté par [Liu et al. \(1991\)](#) pour une couche limite turbulente en introduisant un coefficient de viscosité turbulente dans le modèle.

Les années 1990 et 2000 sont relativement pauvres en expériences de terrain et de laboratoire portant spécifiquement sur les interactions en vague et glace de mer ([Squire, 2007](#)), et les principaux résultats proviennent de méthode de télédétection s'intéressant à la dispersion des vagues dans la glace ([Wadhams et al., 2004](#), par exemple) ou de mesures à bord de campagnes non dédiées (par exemple [Fox and Haskell, 2001](#)).

La fin des années 2000 et les années 2010 marquent un regain d'intérêt pour les interactions vagues-banquise, principalement pour les raisons mentionnées précédemment. On peut notamment citer deux campagnes en Antarctique, celle présentée dans [Hayes et al. \(2007\)](#), et celle

détaillée de [Kohout et al. \(2015\)](#). Cette dernière débouche sur un modèle empirique dans lequel l'atténuation dépend de la hauteur des vagues ([Kohout et al., 2014](#)) : si elle demeure exponentielle pour les vagues les moins hautes (*i.e.* $H_s \leq 3$ m), elle est linéaire pour les vagues ayant des hauteurs significatives plus élevées. En Arctique, on peut citer la campagne en mer de Beaufort en octobre 2015, associée au projet ONR *Sea State and Boundary Layer Physics of the Emerging Arctic Ocean*, qui s'est intéressée à l'impact des vagues et des tempêtes dans un océan Arctique de moins en moins englacé, et dont nous utilisons les résultats dans le chapitre 3 ([Thomson et al., 2018](#); [Ardhuin et al., 2018](#)). On peut aussi mentionner l'estuaire du Saint-Laurent, sur lequel se forme de la banquise en hiver et qui, grâce à la présence d'étendues d'eaux libres (polynies) qui permettent à des vagues de se développer sur environ 80 km de fetch, offre des conditions environnementales particulièrement propices à l'étude des interactions entre vagues et banquise ([Sutherland and Dumont, 2018](#)). De nouveaux essais ont également lieu en laboratoire, qui s'intéressent en particulier aux interactions vagues-plaques de glace, et qui incluent des effets jusqu'ici peu étudiés tels que la submersion des plaques par les vagues ([Bennetts et al., 2015](#); [Toffoli et al., 2015](#)). Enfin, les nouveaux outils de télédétection, et notamment les satellites embarquant des radars à synthèse d'ouverture de plus en plus précis, ouvrent de nouvelles perspectives en ce qui concerne la mesure des vagues dans la glace.

En particulier, les images fournies par les radars à synthèse d'ouverture (images SAR, déjà mentionnées précédemment) embarqués à bord des satellites Sentinel-1 permettent, grâce aux algorithmes présentés dans les études de [Ardhuin et al. \(2015, 2017\)](#) de déduire la hauteur des vagues se propageant dans la glace. Cet algorithme exploite l'effet de "regroupement des vitesses" : Les variations du gradient horizontal des vitesses verticales à la surface font converger (ou au contraire diverger) le signal radar réfléchi vers le satellite. Ces zones de convergences / divergences se traduisent par des bandes plus claires ou au contraire plus sombres sur les images tirées de ce signal. Pour utiliser la même analogie que dans [Ardhuin et al. \(2017\)](#) : le gradient horizontal des vitesses verticales se comporte comme les irrégularités de la surface dans une piscine un jour de grand soleil. En effet, ces dernières vont modifier la réfraction des rayons lumineux à la surface, créant des zones de convergence et des zones de divergence qui se traduisent par les bandes lumineuses en alternances avec les zones plus sombres que l'on voit se projeter au fond de la piscine. De ces variations du signal réfléchi, [Ardhuin et al. \(2015\)](#) parviennent à tirer une estimation des vitesses orbitales des vagues. Connaissant le nombre d'onde associé à ces vagues (déduit également des images SAR, voir par exemple [Liu et al., 1991](#)), il est ensuite possible de dériver la hauteur significative H_s , et donc d'en observer l'atténuation sur la zone recouverte par l'image. La surface recouverte par ces dernières varie selon le mode d'acquisition mais dans le mode de résolution le plus élevé, qui est celui qui offre le plus de garantie de 'voir' les vagues, les images ont une taille de 20 km×20 km avec une résolution par pixel d'environ 4 m ([Ardhuin et al., 2017](#)). Les vagues peuvent toutefois être également visibles sur des modes ayant des résolutions intermédiaires couvrant des zones de 400 km sur 1000 km (le long de la trajectoire du satellite) avec une résolution d'environ 10 m par pixel (voir par exemple [Ardhuin et al., 2018](#)). Ce procédé a bien évidemment ses limites. Tout d'abord, si le procédé de "regroupement des vitesses" rend les vagues visibles dans la glace et pas ailleurs, c'est parce que la glace agit comme un filtre passe-bas et ne laisse passer que les vagues les plus longues. En eaux libres, les vagues les plus courtes ayant des vitesses orbitales aléatoires et élevées brouillent le signal, rendant impossible tout calcul de la hauteur de vagues. Ce brouillage persiste jusque dans les premiers kilomètres de la Zone Marginale de Glace, ce qui a pour conséquence d'atténuer le signal mesuré et une sous-estimation de la hauteur des vagues ([Ardhuin et al., 2017](#)). C'est là un problème majeur, car l'intensité de cette atténuation du signal est particulièrement difficile à estimer. De plus l'inhomogénéité du signal reçu, notamment à cause des différentes caractéristiques de la glace (différence de rugosité, bandes de glace, mélange entre glace et eau libre...) à l'échelle de l'image peut également perturber les algorithmes, et il convient d'estimer la qualité de l'image avant son utilisation pour en déduire la hauteur des vagues ([Stopa et al., 2018a](#)). Cette méthode offre néanmoins de très intéressantes perspectives en ce qui concerne la validation des modèles

d'atténuation des vagues dans la glace.

Finalement, si ces différentes expérimentations et moyens d'observations sont toujours nécessaires, c'est parce que la connaissance que nous avons de l'atténuation des vagues par la glace demeure très incomplète. La validation des modèles demeure en particulier problématique du fait de leur grande dépendance aux propriétés de la glace (Squire, 2007; Doble and Bidlot, 2013).

1.2.2 La Zone Marginale de glace et les processus d'interactions vagues-glace

Cette section présente le contexte géographique et physique dans lequel ont lieu les interactions vagues-banquise, et recense ces dernières de la manière la plus exhaustive possible. Elle s'appuie notamment sur les revues de Squire et al. (1995) et Squire (2007), ainsi que sur le livre de Wadhams (2000).

La Zone Marginale de Glace : dynamique et processus

La zone marginale de glace est définie par Wadhams (1986) comme : *la partie de la banquise qui est suffisamment proche de la frontière avec l'océan libre pour être affectée par sa présence*. Cette définition est donc assez large, au sens où elle ne précise pas quels processus en particulier sont concernés, ni ne définit aucun seuil permettant de catégoriser une zone. Cela conduit à des définitions de ZMG différentes selon les centres d'intérêt des études. Ainsi, Strong (2012) définit la ZMG comme la zone où la concentration en glace est comprise entre 15% (seuil généralement admis pour la définition du bord de glace (par exemple Comiso, 2006; Comiso et al., 2008; Strong, 2012)) et 80%, s'appuyant notamment sur la définition issue du National Ice Center (NIC 2011), alors que Dumont et al. (2011) par exemple, la définissent comme étant la zone où les vagues ont encore suffisamment d'impact pour être responsable de la casse de la banquise. Sa largeur est en général estimée entre quelques dizaines de kilomètres et 100 à 200 km là où elle est la plus large. En Arctique, alors que l'épaisseur et la concentration en glace diminuent, la largeur moyenne des régions pouvant être classées comme ZMG durant l'été, au moins selon le critère de concentration mentionné précédemment, a augmenté de 40% ces dernières décennies (Strong and Rigor, 2013).

La zone marginale est une zone très dynamique où ont lieu de nombreux processus mécaniques, thermodynamiques (voir Fig. 1.4, Lee et al., 2012), mais aussi biologiques (par exemple Zhang et al., 2015a). Les forts gradients latéraux de température et de salinité occasionnent la génération de nombreux tourbillons, créant une importante activité méso-échelle et sous méso-échelles (Lu et al., 2015; Manucharyan and Thompson, 2017). Nous avons déjà mentionné qu'au sein de cette zone, la glace peut être fracturée par les vagues (Robin, 1963), la rendant moins contrainte lors de possibles dérives (McPhee, 1980). En plus de cela, les vagues peuvent directement agir sur la position et la configuration de la glace par le transfert d'une partie de leur quantité de mouvement lors de leur atténuation (Wadhams, 1983), ce qui génère ce que l'on appelle le stress radiatif (Longuet-Higgins and Stewart, 1964). Outre le rôle que ce mécanisme joue certainement dans la formations des bandes de glace couramment observées dans la zone marginale (voir Wadhams, 1983; Martin et al., 1983, bien que d'autres théories concernant la formation de telles bandes existent), il a été récemment montré, à partir de données satellites, que son impact sur les 50 premiers kilomètres de la zone marginale Antarctique était d'ordre comparable à celui du vent sur la dérive de la glace (Stopa et al., 2018b). Sutherland and Dumont (2018) ont, quant à eux, déduit de leurs observations dans l'estuaire du Saint-Laurent un modèle reliant l'épaisseur de la glace dans la ZMG aux conditions de vagues et de vents. Grâce à ce modèle, ils montrent que les vagues peuvent être, devant le vent, le premier élément à influencer sur l'épaisseur de la glace dans la ZMG sur une distance variant entre quelques kilomètres à quelques centaines de kilomètres, selon les conditions de vagues et de vent. Pour des conditions "classiques" en Antarctique, les valeurs obtenues sont les mêmes que celles observées par Stopa

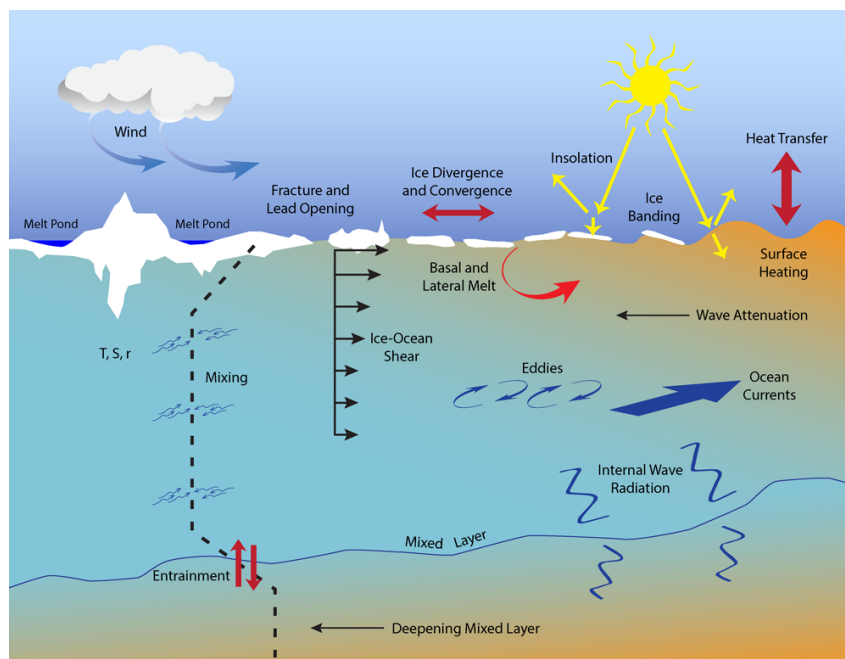


FIGURE 1.4 – Figure extraite de [Lee et al. \(2012\)](#) qui illustre les nombreux processus d’interactions océan-glace-atmosphère dans la zone Marginale de Glace lors de la saison de fonte. La couverture de glace module normalement la pénétration du rayonnement solaire et agit comme un tampon qui isole l’océan de tout contact direct avec le vent (même si la couverture de glace n’empêche pas la transmission de quantité de mouvement, voir [Martin et al., 2014](#)). La diminution de l’extension de la couverture de glace a pour conséquence l’augmentation des contacts directs dans des zones de l’océan normalement isolée de l’atmosphère, ainsi qu’une plus grande proximité avec l’océan libre de glace. Ces zones sont ainsi exposées à des processus nouveaux tels que des vagues, mais aussi des tourbillons (*eddies*) et des ondes internes (*internal waves*), qui normalement sont rapidement atténués en présence de glace. La combinaison du rotationnel du vent à petite échelle, des transitions multiples entre glace et océan à la surface, et des variations dans la rugosité de la glace pourrait induire des circulations secondaires capable d’accroître significativement le mélange vertical. Un tel accroissement pourrait alors faire remonter la chaleur contenue sous la couche de mélange (*mixed layer*), ce qui augmenterait alors la fonte basale de la glace au sein de la ZMG. Les vagues, parce qu’elles contribuent au mélange via des processus comme les circulation de Langmuir, pourraient également apporter leur contribution à un tel mécanisme.

[et al. \(2018b\)](#).

En plus de ces effets mécaniques et dynamiques, les vagues peuvent influencer la thermodynamique de la glace de mer. Parce qu’elle fracturent la glace, elles affectent la taille des plaques de glace dans la ZMG ([Langhorne et al., 1998](#)), qui elle-même affecte la vitesse de fonte de la glace. En effet, la fonte des plaques dépend de la surface exposée aux autres milieux (atmosphère et océan), et le morcellement accroît la surface exposée latéralement à l’océan par l’ensemble des plaques de glace ([Steele, 1992](#)). En Arctique, dans un contexte de retrait de la glace de plus en plus important lors de la saison estivale, [Asplin et al. \(2012\)](#) suggèrent que du fait de l’accroissement du fetch disponible, des événements de vagues de plus en plus intenses et fréquents pourraient fracturer la glace sur de très larges zones, et en faciliter la fonte grâce donc à l’augmentation du périmètre total des plaques de glace, mais aussi grâce aux flux de chaleurs pénétrant dans l’océan via les chenaux formés entre les plaques fracturées.

Les vagues ont également un rôle dans la formation de la banquise. Lorsque la mer gèle, de petits cristaux de glace se forment à la surface de l’eau (on parle de frasil, ou frazil). En l’absence de

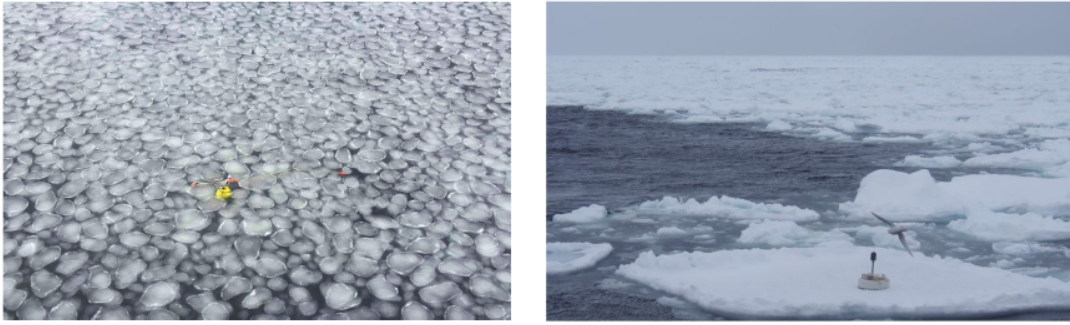


FIGURE 1.5 – Illustration de différents états de la glace possible dans la ZMG. La photo de gauche représente une bouée de mesure des vagues en mer de Beaufort en 2015 déposée au milieu de "crêpes de glace", qui sont le résultat de la formation de la banquise a un stade précoce en présence de vagues. La photo de droite représente une autre bouée utilisée pour la mesure des vagues, mais cette fois-ci déposée sur une plaque de glace, en bordure extérieure d'une zone recouverte de plaques entre lesquelles l'eau présente un aspect visqueux sous l'effet de la glace en suspension et des débris issus des plaques cassées. Photos prises lors de la campagne Sea State and Boundary Layer Physics of the Emerging Arctic Ocean (Thomson et al., 2018).

vagues, ce frazil finit par s'agglomérer à la surface sous forme de plaques transparentes appelées nilas, qui par la suite s'épaississent par la base tant que les conditions de gel sont réunies Weeks (2010). En présence de vagues, le frazil est continuellement brassé et ne peut former de couche fine continue à la surface. Il finit par former une couche visqueuse, semblable à une soupe de glace. Avec le temps, les cristaux se structurent en petites plaques circulaires, de taille en général comprise entre l'ordre de quelques dizaines de centimètres à quelques mètres, appelées crêpes de glace (Weeks and Ackley, 1986; Weeks, 2010, voir Fig. 1.5 pour illustration). Le diamètre de ces crêpes de glace croît ensuite par agglomération du frazil sur leur côtés (Wadhams et al., 1987), ou bien par accréation avec d'autres crêpes de glace qui, lorsqu'elles restent en contact suffisamment longtemps finissent par former des plaques de glace formées de crêpes "cimentées" (Wadhams et al., 1987). Les vagues, en compactant le bord de glace du fait du stress radiatif, et parce qu'elles peuvent pousser ces plaques les unes sur les autres, contribuent à former cette couche de glace qui est en général plus rugueuse que celle formée à partir de nylas (Shen and Ackley, 1991; Stopa et al., 2018a). Cette formation de la couche de glace à partir de crêpes de glace est fréquente en Antarctique (voir par exemple Lange et al., 1989), et est de plus en plus commune en Arctique (Jones, 2009) alors que la diminution de la couverture de glace s'accompagne d'état de mers de plus en plus énergétiques (Thomson and Rogers, 2014).

Enfin, les vagues pourraient accroître les flux de chaleurs déjà importants entre l'atmosphère et l'océan dans les chenaux et polynies (Esau, 2007), facilitant la fonte ou la formation de la glace selon la température de l'atmosphère (voir Fig. 1.4, Lee et al., 2012). En effet, outre leur effet mécanique qui peut favoriser l'apparition de telles structures en cassant la couche de glace, amoindrissant sa résistance aux déformations, les vagues contribuent également à la turbulence à la surface de l'océan, et donc aux échanges de chaleurs à la surface. Cela intervient soit lors de leur déferlement (voir par exemple Soloviev and Lukas, 2003), soit par la génération de circulations de Langmuir via l'interaction des vagues avec les courants de surface. Ces circulations de Langmuir forment des rouleaux alignés avec la direction du vent entre lesquels existent des zones de convergences où les cristaux de glace s'accumulent (voir par exemple Martin and Kauffman, 1981), et sont une composante potentiellement importante de la turbulence à la surface de l'océan (Belcher et al., 2012).

Du point de vue de la modélisation, la ZMG est une zone très active où les erreurs des modèles de glace sont les plus importantes (Tietsche et al., 2014). Le biais de ces erreurs étant en

général de sur-estimer l'extension de la glace (Stroeve et al., 2014a), ce qui pourrait s'expliquer par l'absence de la représentation de certains processus favorisant la fonte, tels que les tourbillons qui apportent de la chaleur depuis l'océan, ou bien les vagues, pour les raisons mentionnées précédemment.

Interactions vagues-glace dans la Zone Marginale de Glace : action de la glace sur les vagues

Nous avons vu dans la section précédente comment les vagues pouvaient affecter la glace dans la ZMG, notamment en la cassant. Parce que la première partie de cette thèse détaille en particulier l'implémentation d'une représentation de la banquise au sein d'un modèle de vagues, nous nous intéressons maintenant plus spécifiquement à l'action de la glace sur les vagues, pour laquelle on peut distinguer :

- Les processus d'atténuation, représentés sur la figure 1.6
- La modification de la propagation

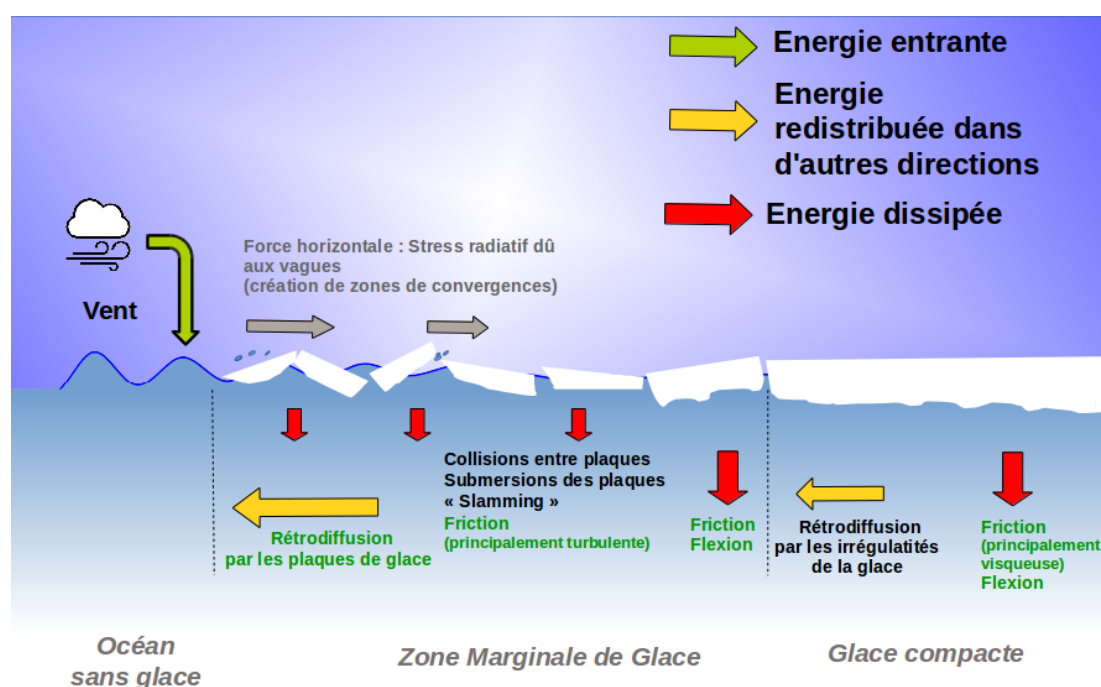


FIGURE 1.6 – Processus d'interactions vagues-glace dans la Zone Marginale de Glace et dans la banquise compacte. Les processus listés en vert sont ceux que nous allons représenter ultérieurement dans notre modèle.

Dans la première catégorie, nous avons déjà parlé de la rétro-diffusion des vagues sous l'effet des réflexions multiples par les plaques de glace qui flottent à la surface, largement étudiée (par exemple Wadhams et al., 1986; Meylan and Squire, 1996; Meylan, 2002). Lorsque la glace devient plus compacte, des réflexions sont toujours possibles sous l'effet de l'irrégularité de la couche de glace qui peut présenter des ouvertures ou des crêtes sous la surfaces (Bennetts and Squire, 2012), même si, à notre connaissance, il n'existe aucune observation confirmant une contribution significative d'un tel phénomène. Nous avons également mentionné la friction, qui peut être visqueuse ou turbulente selon l'écoulement sous la glace associé aux vagues (Stopa et al., 2016). A cela, il faut ajouter les processus liés à la déformation répétée de la glace (Robin, 1963; Wadhams, 1973) qui, si elle fléchit de manière quasi-élastique tant que la déformation demeure relativement petite (Toffoli et al., 2015), n'en reste pas moins un matériau visco-élastique (Nye, 1953), dont une partie de l'énergie nécessaire à la flexion est donc dissipée sous forme de chaleur. Cette dissipation dépend fortement de la fréquence de la déformation, et tend à s'amplifier lorsque la

fréquence diminue (Cole et al., 1998). Les détails concernant la modélisation de ces différents processus dans la littérature scientifique sont présentés en section 1.4.2.

Lorsque la pente des vagues se fait plus raide, on peut également observer la submersion des plaques de glace par les vagues, ce qui accroît considérablement la turbulence, ainsi que des phénomènes de *slamming*, à savoir le tapement des plaques de glace soulevés par des vagues particulièrement cambrées contre la surface de l'eau, occasionnant turbulence et projections d'eaux (Bennetts et al., 2015; Toffoli et al., 2015).

Référence	Mesure	Période de l'année	Lieu	Type de glace	- Raccourcie, + allongée	f(Hz)
Squire and Allan (1977)	Capteur de contrainte	Jan-Mar	Terre-Neuve	Glace côtière	+	0.25-0.33
Liu and Mollo-Christensen (1988)	Rapport visuel & radar de bateau	Hiver	Mer de Weddel	Glace compacte	-	0.056
Wadhams, Peter and Holt, Benjamin (1991)	SAR	Octobre	Mer des Tchouktches	Frazil et crêpes de glace	-	≈ 0.09
Liu et al. (1991) (cas 1)	SAR et Bouées	Mars	Atlantique à l'est de Terre-Neuve	O(10m) plaques et débris	+	0.10
Liu et al. (1991) (cas 2)	SAR et Bouées	Mars	Atlantique à l'est de Terre-Neuve	O(10m) plaques et débris	-	0.06
Shuchman et al. (1994) (cas 1)	SAR	Printemps	Détroit de Fram	De crêpes de glace à glace compacte	+	?
Shuchman et al. (1994) (cas 2)	SAR	Printemps	Langue d'Odden	Crêpes de glace et glace visqueuse	+	?
Fox and Haskell (2001)	Accéléromètre monté sur une plaque de glace	Juin	Antarctique	Crêpes de glace denses et compactes	+/-	0.05-0.10/ 0.10-0.16
Wadhams et al. (2002)	SAR et bouée	Variable	Variable	Crêpes de glace et frazil	-	Variable
De Carolis (2003)	SAR	Mars	Langue d'Odden	Crêpes de glace et frazil	-	?
Wadhams et al. (2004)	SAR	Avril	Antarctique	Crêpes de glace et frazil	-	?
Marsan et al. (2012)	sismomètres	Printemps	Pôle Nord	Glace compacte	+	0.05-0.020
Sutherland and Rabault (2016)	Accéléromètres	Mars	Templefjorden, Svalbard	Plaque de glace côtière	+ / 0	0.10-0.20

TABLE 1.1 – Résultats expérimentaux de l'effet de différentes conditions de glace sur la propagation des vagues. Adaptation de Collins et al. (2017). Les conditions "crêpes de glace" et "plaques de glace environnées de débris" sont présentées en Fig 1.5. "Glace compacte" désigne la banquise compacte, non morcelée. "Frazil" désigne la glace en suspension, lors du gel de la surface de l'océan. Celle-ci peut s'accumuler sous la forme d'une soupe visqueuse à la surface. "Glace côtière" signifie que la glace est sous la forme d'une plaque qui est rattachée à un rivage. A noter que dans leur expérience Squire and Allan (1977) observent une augmentation de la longueur d'onde sous la glace, et non une diminution comme indiqué dans le tableau de Collins et al. (2017).

La propagation des vagues est également affectée par la glace. De nombreux modèles considèrent la glace comme une couche continue mince élastique à la surface de l'océan. Lorsque les vagues s'y propagent, on parle d'ondes de flexo-gravité, similaires à celles théorisées par Greenhill (1887). Ces ondes ont théoriquement une longueur d'onde et une vitesse de groupe normalement supérieures à celles des vagues hors de la glace (voir section 1.4.1). Mais faire l'hypothèse d'une couche mince continue et élastique n'est pas toujours approprié, tout particulièrement lorsque la glace est morcelée, voir à de l'état fluide visqueux à la surface de l'océan, comme en présence d'une épaisse couche de frazil (voir la section 1.5 pour des illustrations). Dans certains de ces cas, on peut observer au contraire un raccourcissement de la longueur d'onde des vagues lors de leur propagation dans la glace (qui va de pair avec une diminution de la vitesse de groupe).

Ces différents comportements sont illustrés dans le Tableau 1.2.2, issu de Collins et al. (2017). Toute la complexité propre à l'étude des vagues dans la glace ressort de ces observations : pour des cas a priori similaires (ceux présentés dans Liu et al., 1991, par exemple), on observe deux comportements différents. Ajouté à cela le faible nombre de résultats expérimentaux (14 depuis 1977), cela explique en partie les hypothèses nombreuses nécessaires à la modélisation des vagues dans la glace, et la variété des mécanismes utilisés par les modèles récents (par exemple Montiel et al., 2016; Ardhuin et al., 2016), voire le choix de formule empirique (Kohout et al., 2014).

1.3 Principe des modèles spectraux de vagues

Cette section présente brièvement quelques propriétés des vagues utiles pour la compréhension des sections ultérieures et s'intéresse au fonctionnement des modèles spectraux largement utilisés dans la prévision des états de mer. Elle s'appuie très largement sur le livre d'[Holthuijsen \(2007\)](#), le cours de vagues *Ocean waves in Geosciences* de Fabrice Ardhuin et le manuel du modèle de vagues WAVEWATCH III[®] ([WW3DG, 2016](#)).

La prévision des vagues est particulièrement importante dans le cadre des activités maritimes, où les états de mer extrêmes peuvent s'avérer extrêmement dangereux. Alors que les activités humaines en zones polaires tendent à s'accroître avec le retrait des glaces, il est crucial de pouvoir fournir des informations fiables sur les états de mer, alors même que ceux-ci peuvent être fortement impactés par la présence de glace à proximité. Ce paramètre est jusqu'à présent ignoré par les modèles opérationnels : au delà d'un certain seuil de concentration, une zone recouverte glace est assimilée à une terre, où aucune vague ne peut se propager (voir [Tolman, 2003](#)), explique en grande partie les erreurs importantes constatées à ces latitudes (voir Fig. 1.7) Cette section revient rapidement sur la représentation des vagues en physique, ainsi que sur le fonctionnement des modèles spectraux, qui forment l'essentiel des modèles de vagues utilisés dans la prévision ([Holthuijsen, 2007](#)).

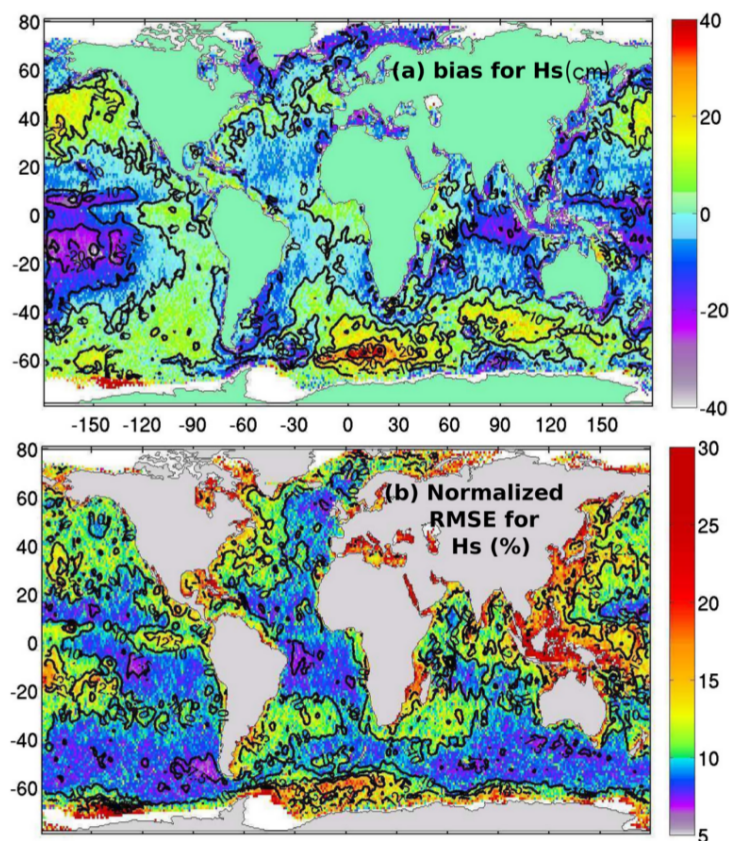


FIGURE 1.7 – Figure extraite de [Rascle and Ardhuin \(2013\)](#) illustrant les erreurs du modèle spectral de vagues WAVEWATCH III[®] pour la paramétrisation présentée dans [Rascle et al. \(2008\)](#). Le panneau (a) représente le biais et le panneau (b) l'erreur quadratique normalisée pour la hauteur significative modélisée pour l'année 2005 comparée aux données altimétriques issus des instruments Jason-1, Jason-2 et Envisat.

1.3.1 Représentation des vagues en physique

La théorie linéaire

Les vagues sont généralement définies de manière mathématique par des paramètres de phase et d'amplitude. Les paramètres couramment utilisés concernant la phase sont la direction de propagation, notée θ , la longueur d'onde λ et son nombre d'onde associé $k = 2\pi/\lambda$, et la fréquence intrinsèque des vagues que nous noterons f , associée à la pulsation intrinsèque que nous noterons $\omega = 2\pi f$. Le qualificatif intrinsèque signifie que la fréquence est prise dans un référentiel qui avance avec le courant moyen.

Il est possible, dans le cas de ce qui est appelé la théorie linéaire, d'établir une équation de dispersion pour les vagues qui va relier ω et k . Partons des équations de Navier-Stokes appliquée à l'eau de mer d'un point de vue eulérien :

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u} + w \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial z} = -\frac{1}{\rho_w} \nabla p + \nu \left(\nabla^2 \mathbf{u} + \frac{\partial^2 \mathbf{u}}{\partial z^2} \right) \quad (1.1)$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla w + w \frac{\partial w}{\partial z} = -\frac{1}{\rho_w} \nabla p - g + \nu \left(\nabla^2 w + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \right) \quad (1.2)$$

dans lesquelles $\mathbf{u} = (u, v)$ est le vecteur associé aux vitesses horizontales dans les directions x et y , w est la vitesse verticale, ν est la viscosité de l'eau de mer, ρ_w sa densité et p la pression. On a négligé ici les effets de la force de Coriolis qui est négligeable aux échelles spatiales et temporelles considérées.

La théorie linéaire fait appel à plusieurs hypothèses pour simplifier cette équation :

- On suppose que l'écoulement associé aux vagues est incompressible, et par conséquent que la divergence de sa vitesse est nulle.
- On suppose que l'écoulement associé aux vagues est irrotationnel, ce qui implique que le champ de vitesse est représenté par le gradient d'un potentiel de vitesse noté ϕ .
- On suppose que l'eau se comporte comme un fluide parfait, et que l'on peut donc négliger l'effet de la viscosité ν .
- On suppose également que le fond est plat et n'est pas déformé par le passage des vagues.
- Enfin, on suppose que l'amplitude a des vagues est suffisamment petite devant la profondeur et la longueur d'onde pour ne garder que les termes linéaires et négliger les termes non linéaires.

L'équation de Navier-Stokes devient alors :

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} = -\frac{1}{\rho_w} \nabla p \quad (1.3)$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} = -\frac{1}{\rho_w} \nabla p - g \quad (1.4)$$

et la première hypothèse se traduit par l'équation de continuité :

$$\nabla \mathbf{u} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (1.5)$$

La deuxième hypothèse implique l'existence d'un potentiel ϕ dont le gradient est tel que :

$$\frac{\partial \phi}{\partial x} = u ; \quad \frac{\partial \phi}{\partial y} = v ; \quad \frac{\partial \phi}{\partial z} = w \quad (1.6)$$

En remplaçant les composantes du vecteurs vitesse par les dérivées de ϕ correspondantes dans

1.4 et 1.3, on trouve que :

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial \phi}{\partial t} + \frac{p}{\rho_w} + gz \right) = 0 \quad (1.7)$$

$$\frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\partial \phi}{\partial t} + \frac{p}{\rho_w} + gz \right) = 0 \quad (1.8)$$

$$\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial \phi}{\partial t} + \frac{p}{\rho_w} + gz \right) = 0 \quad (1.9)$$

$$(1.10)$$

On en déduit qu'après intégration, le terme entre parenthèses dans les équations 1.7 à 1.9 est égal à une constante, que nous pouvons prendre égale à 0 dans le cas où les vagues de propagent (Longuet-Higgins, 1950). On obtient alors la formule de Bernoulli linéarisée :

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + \frac{p}{\rho_w} + gz = 0 \quad (1.11)$$

De même, si on remplace les dérivées de la vitesse dans l'équation de continuité 1.5 en utilisant le potentiel ϕ , on obtient l'équation de Laplace :

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} = 0 \quad (1.12)$$

La problème est généralement simplifié en supposant que les crêtes des vagues sont infiniment longues dans la direction y , ce qui réduit le problème à deux dimensions, les directions x et z :

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} = 0 \quad (1.13)$$

On pose ensuite les conditions aux limites, suivantes :

$$w = \frac{\partial \phi}{\partial z} = \frac{\partial \eta}{\partial t} \text{ en } z = \bar{\eta} \quad (1.14)$$

$$w = \frac{\partial \phi}{\partial z} = 0 \text{ en } z = -H \quad (1.15)$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + g\eta = 0 \text{ en } z = \eta \quad (1.16)$$

dans lesquelles η désigne l'élévation de surface, $\bar{\eta}$ le niveau moyen de la mer, et H la profondeur de la mer. Ces conditions aux limites sont ici présentées dans leur forme linéarisée autour du niveau moyen d'élévation de la mer $\bar{\eta}$. Cela revient à assimiler la surface libre à une surface plane sur laquelle s'applique la pression atmosphérique constante p_a .

La condition 1.14 est la condition de surface cinématique. Elle traduit le fait que les particules d'eau à la surface restent à la surface, et leur vitesse verticale est donc égale à la vitesse verticale de la surface.

La condition 1.15 est la condition cinématique au fond. Elle traduit le fait que les particules d'eau ne peuvent pénétrer le fond de l'eau, qui est lui immobile.

Enfin la condition 1.16 est la condition de surface dynamique. Elle est l'application de la formule de Bernoulli à la surface libre, pour laquelle la pression statique est prise égale à 0.

En dérivant l'équation 1.16 par rapport à t , et en remplaçant dans l'équation 1.14, il est possible de faire disparaître η et d'obtenir l'équation d'onde :

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} + g \frac{\partial \phi}{\partial z} = 0 \text{ en } z = \bar{\eta} \quad (1.17)$$

Un moyen de résoudre cette équation est de rechercher, à l'aide d'une analyse de Fourier, des solutions de la forme :

$$\phi = \Re \left(\tilde{\phi} \exp^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{x} - \omega t} \right) \quad (1.18)$$

Il est alors possible de démontrer que l'on obtient la relation de dispersion suivante (de Laplace, 1776) :

$$\omega^2 = gk \tanh(kH) \quad (1.19)$$

Cette relation implique que les vagues sont des ondes dispersives. Les vitesses de phase $C_\phi = \omega/k$ et de groupe $C_g = \partial\omega/\partial k$ varient avec la longueur d'onde des vagues. Ainsi, les vagues les plus longues sont plus rapides que les vagues les plus courtes.

En supposant des vagues monochromatiques d'amplitude a , Airy (1841) donne les solutions analytiques pour le potentiel, la pression et les composantes du vecteur vitesse. Il est alors relativement aisé de calculer les énergies potentielles, E_p , et cinétiques, E_c , moyennes associées à ces vagues. On trouve :

$$E_p = \overline{\int_{\bar{\eta}}^{\eta(\mathbf{x},t)} \rho_w g z dz} = \frac{1}{4} \rho_w g a^2 \quad (1.20)$$

$$E_c = \overline{\int_{-H}^{\eta(\mathbf{x},t)} \rho_w (|\mathbf{u}|^2 + w^2) dz} \simeq \frac{1}{4} \rho_w g a^2 \quad (1.21)$$

L'énergie totale moyenne associée à un tel train de vagues est par conséquent :

$$E_t = E_c + E_p = \frac{1}{2} \rho_w g a^2 \quad (1.22)$$

On peut également calculer le flux d'énergie associé W dans la direction x qui vaut :

$$W = E_t \frac{2\omega}{\sinh(kH)} \left(\frac{1}{2} + \frac{kH}{\sinh(2kH)} \right) \quad (1.23)$$

La vitesse de groupe C_g , qui est la vitesse à laquelle se propage l'énergie des vagues, s'écrit alors :

$$C_g = \frac{2\omega}{\sinh(kH)} \left(\frac{1}{2} + \frac{kH}{\sinh(2kH)} \right) \quad (1.24)$$

L'ensemble de ces quantités est utile pour comprendre les différents modèles de propagation des vagues dans la glace, qui repartent le plus souvent de cette théorie linéaire et utilisent régulièrement des vagues monochromatiques (par exemple Wadhams, 1973; Dumont et al., 2011). D'une manière générale, l'hypothèse de vagues monochromatiques est adaptée dans l'étude de houles très régulières, ce qui tend à être le cas lorsque les vagues s'enfoncent suffisamment dans la glace pour que les vagues les plus courtes aient toutes été dissipées. Ce n'est cependant pas le cas de la plupart des états de mer, qui sont souvent composées de vagues irrégulières se propageant dans toutes les directions. Il est donc nécessaire de trouver d'autres outils pour représenter la surface de la mer si l'on souhaite modéliser les vagues. Enfin, nous souhaitons faire deux remarques sur cette théorie linéaire avant de poursuivre sur des états de mer plus généraux.

La première est que, lors de l'étude des vagues dans la banquise, cette théorie s'applique très régulièrement à des zones où la profondeur H est très importante comparée à la longueur d'onde λ . On a donc $kH \gg 1$. Cette hypothèse d'eau profonde permet de simplifier la relation de dispersion et la vitesse de groupe tel que suit :

$$\omega^2 = gk ; C_g = \frac{1}{2} \sqrt{g/k} \quad (1.25)$$

La deuxième concerne les limites de cette théorie. Elles sont nombreuses, mais il a notamment été mentionné dans l'hypothèse de linéarité que l'amplitude devait être petite devant la longueur d'onde et la profondeur. Cela se traduit par $ka \ll 1$ et $a \ll H$. La première hypothèse signifie que la théorie est valide pour les vagues qui ne sont pas trop cambrées. Dans la glace, les vagues les plus cambrées sont très rapidement dissipées car elles tendent à submerger ou bien à faire claquer les plaques de glace contre la surface de l'eau voir (voir [Toffoli et al., 2015](#)). La deuxième hypothèse est en général valide lorsqu'on s'intéresse à la banquise en Arctique ou en Antarctique.

Le spectre de vagues et les paramètres statistiques

Nous venons de voir que la description de l'état de mer ne pouvait en général être faite à l'aide de la description des vagues par [Airy \(1841\)](#). En revanche, un moyen commode de décrire la nature aléatoire des vagues est l'analyse spectrale.

L'idée est de définir l'état de la surface de la mer comme la superposition d'un grand nombre d'ondes de fréquences, de directions et de phases aléatoires. Le problème avec les vagues, c'est que leur énergie n'est pas portée par un nombre fini d'ondes de fréquences connues, comme cela peut être le cas pour d'autres phénomènes associés à des perturbations périodiques (ex : la marée). Dans le cas des vagues, le spectre est continu, et l'énergie est portée par l'ensemble des fréquences qui compose le spectre. C'est alors la quantité et la distribution de cette énergie qui va être intéressante pour caractériser l'état de mer.

On suppose pour cela que l'on peut reproduire un état de mer connu en faisant la somme d'un très grand nombre d'ondes se propageant avec des fréquences et des directions différentes :

$$\eta_p(x, y, t) = \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^M (a_{p,i,j} \cos(2\pi f_i t - k_i x \cos(\theta_j) - k_i y \sin(\theta_j) + \alpha_{i,j,p}) \quad (1.26)$$

où l'indice p signifie qu'il s'agit d'une réalisation pour un phénomène aléatoire, et $a_{p,i,j}$, f_i , k_i et $\alpha_{i,j,p}$ sont les amplitudes, fréquences, nombre d'ondes et phases du mode i de l'analyse de Fourier dans la direction θ_j . Le principe de cette reconstruction est illustré sur la figure 1.8. La fréquence et le nombre d'onde ne sont pas indépendants, ils sont reliés par l'équation de dispersion 1.19.

Pour tirer de cette décomposition des paramètres moyens afin de caractériser simplement l'état de mer, plusieurs hypothèses sont nécessaires. Tout d'abord, les vagues étant aléatoires et chaque harmonique étant indépendante, nous pouvons considérer, par application du théorème central limite, que l'élévation de surface est un processus Gaussien ([Longuet-Higgins, 1957](#)). Ensuite, l'on suppose que le système est stationnaire et que l'on peut y appliquer l'hypothèse ergodique, afin de transformer la moyenne de l'ensemble des réalisations en une moyenne temporelle. Enfin, les phases sont supposées être distribuées de manière uniforme entre 0 et 2π .

Nous avons vu dans la section précédente que l'énergie totale des vagues était égale à $\frac{1}{2}\rho_w g a^2$. Le spectre associé à l'énergie des vagues est par conséquent :

$$\overline{\rho_w g \frac{a_{i,j}^2}{2}} = \rho_w g \frac{1}{M} \sum_{m=1}^M \frac{1}{2} a_{i,j,m}^2 \quad (1.27)$$

qui est égal à la variance de l'élévation de la surface multipliée par le facteur $\rho_w g$. Cette relation fait que la variance de l'élévation de surface est très souvent, mais abusivement, assimilée à l'énergie des vagues, bien que leurs dimensions soient différentes. Il est courant alors de ne pas travailler avec le spectre d'énergie mais le spectre de la variance, en omettant ce facteur. Le spectre obtenu est discret, ce qui ne correspond pas à un phénomène comme les vagues pour lesquelles

l'énergie est distribuée sur un nombre infini de fréquence. Pour passer outre ce problème, on s'intéresse plutôt à la densité spectrale de la variance définit telle que :

$$E(f, \theta) = \frac{1}{\Delta_f \Delta_\theta} \overline{a_{i,j}^2} \quad (1.28)$$

Le spectre continu de la variance de l'élévation des vagues est obtenu lorsque Δf tend vers 0 :

$$E(f, \theta) = \lim_{\Delta f \rightarrow 0} \lim_{\Delta \theta \rightarrow 0} \frac{1}{\Delta_f \Delta_\theta} \overline{a_{i,j}^2} \quad (1.29)$$

Ce spectre contient la grande majorité des information nécessaires à la reproduction de l'état de la surface d'une mer générée par le vent, statistiquement parlant. En effet, l'information concernant les phases a été perdue, et nous avons supposé que chaque composante harmonique issue de l'analyse spectrale était indépendante des autres. Cela n'est pas tout à fait vrai, certaines ondes sont dites liées, et interagissent entre elles. Néanmoins, pour les vagues générées par le vent, cette approximation est généralement suffisamment bonne pour être utilisée couramment.

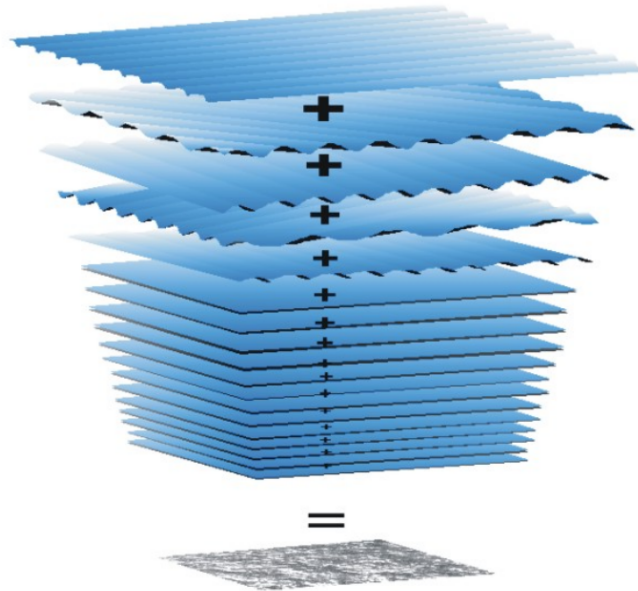


FIGURE 1.8 – Reconstruction d'un état de mer à partir de la superposition d'un grand nombre de vagues monochromatiques. D'après Pierson et al. (1955).

Parmi les informations que nous pouvons tirer de ce spectre de la variance de l'élévation de surface, nous retenons en particulier les paramètres qui suivent.

Le premier paramètre est un paramètre d'amplitude, il s'agit de la hauteur significative, notée H_s . Il est défini tel que (Longuet-Higgins, 1952) :

$$H_s = 4\sqrt{m_0} \quad (1.30)$$

où m_0 désigne le moment d'ordre 0 associé au spectre $E(f, \theta)$, c'est-à-dire :

$$m_0 = \int_0^\infty \int_0^{2\pi} E(f, \theta) \quad (1.31)$$

Il est possible de montrer que la hauteur significative est environ égale de la hauteur moyenne du tiers des vagues les plus hautes, ce qui correspond à la hauteur des vagues tel qu'une personne peut l'estimer visuellement.

Le deuxième paramètre est un paramètre de phase, il s'agit de la période pic des vagues, notée T_p . Il s'agit de la période des vagues ayant le plus d'énergie, c'est à dire celle associée à la fréquence, notée f_p , qui correspond au pic du spectre $E(f)$, qui résulte de l'intégration de $E(f, \theta)$ sur toutes les directions.

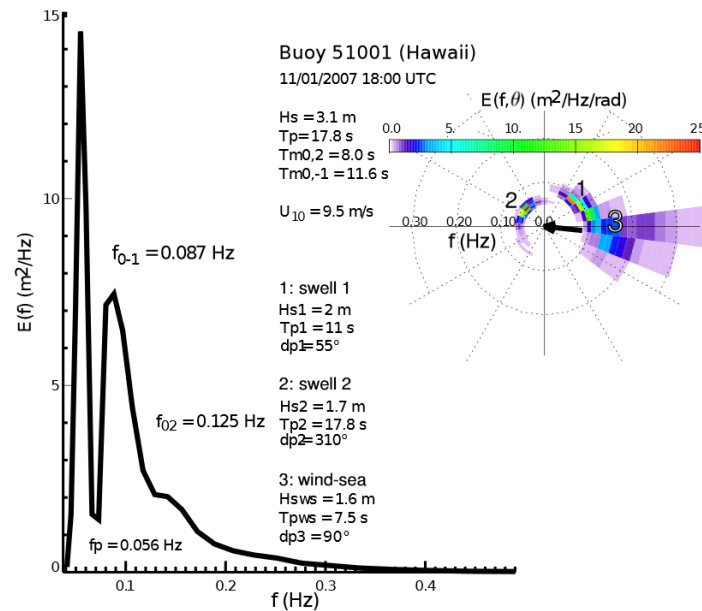


FIGURE 1.9 – Figure extraite du cours *Ocean waves in geosciences* de Fabrice Ardhuin et Jean François Filipot. Il y est représenté un spectre issu de la mesure de l'élévation de surface par une bouée à 350km au nord-ouest de l'île de Kauai (Hawaï). La courbe à gauche représente le spectre de la variance de l'élévation de surface en fonction de la fréquence, c'est-à-dire une fois que $E(f, \theta)$ a été intégré sur toutes les directions. On y observe un premier pic très net et très resserré à basse fréquence. Il correspond à une houle très régulière (l'énergie y est distribué sur une petite bande de fréquence seulement). Un second pic montre la présence d'une houle secondaire, moins régulière et associé à des fréquences plus élevées. La partie haute fréquence de cette houle présente une sorte de plateau, qui correspond en fait à l'énergie des vagues générées localement par le vent. Tout à droite de la figure est présenté le spectre en direction-fréquence, sur lequel la flèche noire figure la direction du vent. La séparation entre la houle secondaire (notée 1) et la mer du vent y est relativement plus aisée que sur le spectre en fréquence uniquement, ces dernières étant orientées dans la direction du vent contrairement à la houle 1. Au centre sont présentés différents paramètres, dont la hauteur significative et la période pic. Il est intéressant de constater que pour un tel état de mer, ces paramètres intégrés sur tout le spectre ne suffisent pas à rendre compte de l'état de mer, et qu'il est intéressant de partitionner le spectre pour caractériser les différents types de vagues observés. On remarque aussi que si l'énergie des vagues s'additionne, la hauteur significative du système global n'est pas égal à la somme des hauteurs significatives de chaque partition. On peut noter enfin la non-pertinence de définir une direction moyenne des vagues sur tout le spectre d'une manière générale, lorsque l'état de mer résulte de la combinaison de vagues de fréquences et de directions différentes.

Il est également possible de définir une direction moyenne et un étalement directionnel pour les vagues à une certaine fréquence. Si l'on pose :

$$a_1(f) = \int_0^{2\pi} \cos \theta E(f, \theta) d\theta \Big/ \int_0^{2\pi} E(f, \theta) d\theta \quad (1.32)$$

$$b_1(f) = \int_0^{2\pi} \sin \theta E(f, \theta) d\theta \Big/ \int_0^{2\pi} E(f, \theta) d\theta \quad (1.33)$$

alors la direction moyenne θ_m pour la fréquence f est :

$$\theta_m(f) = \arctan(a_1(f)/b_1(f)) \quad (1.34)$$

et l'étalement directionnel (Kuik et al., 1988) :

$$\sigma_{\text{dir}}(f) = 2 \left[2(1 - (a_1^2(f) + b_1^2(f)) \frac{1}{2}) \right] \quad (1.35)$$

Il est ensuite possible d'intégrer ces grandeurs sur une bande de fréquence correspondant aux vagues que l'on souhaite étudier, ou sur l'ensemble des fréquences pour obtenir la direction moyenne des vagues en un lieu donné par exemple. Cela n'est cependant pas très pertinent pour décrire un système avec par exemple des vagues très longues venant d'une direction, et des vagues un peu moins longues venant d'autres directions (cf. Fig. 1.9. L'étalement directionnel est une variable intéressante pour notre étude, car le comportement de l'étalement directionnel des vagues dans la glace est supposé être modifié, notamment sous l'effet des réflexions multiples (Wadhams et al., 1988; Montiel et al., 2016), ce qui n'est cependant pas toujours observé (par exemple dans les observations analysées dans Arduin et al., 2016; Stopa et al., 2018a,b).

La figure 1.9 présente un spectre en direction-fréquence ainsi que le spectre en fréquence intégré sur toutes les directions associées, avec quelques-uns des paramètres intégrés. Elle illustre notamment l'intérêt de partitionner le spectre pour en retirer les informations sur l'état de mer, en fonction des types de vagues qui le composent. La présence de glace empêche une grande partie la génération de vagues par le vent, et la glace agit comme un filtre qui ne garde que les ondes correspondant aux fréquences les moins élevées. Enfin, même les houles les plus énergétiques finissent par être grandement atténuées après plusieurs dizaines de kilomètres (cf. Arduin et al., 2016).

Une dernière remarque, f et k étant liés par la relation de dispersion (à condition que l'on suppose que la théorie linéaire est applicable), il est tout à fait possible de travailler avec un spectre en nombre d'onde et direction $E(k, \theta)$.

Dans cette section, nous sommes partis d'une analyse spectrale avec un grand nombre d'harmoniques (rigoureusement ce devrait être une infinité) et nous sommes arrivés à un spectre continu qui représente, à un facteur près, la distribution de l'énergie en fonction de la fréquence et de la direction. De ce spectre continu, nous pouvons tirer des paramètres intégrés, comme la hauteur significative, simple d'utilisation (un seul scalaire pour décrire la hauteur des vagues). Nous allons maintenant voir comment il est possible, grâce à ce même spectre, de modéliser la génération, la propagation, et la dissipation des vagues.

1.3.2 Les modèles spectraux de vagues

L'équation de conservation de l'action

Un grande constante dans la physique est que l'énergie se conserve. L'énergie des vagues, dont nous venons de voir qu'elle est liée à la variance de l'élévation de surface n'échappe pas à cette règle. L'évolution de la densité d'énergie des vagues peut s'écrire de la manière suivante (à un facteur ρg près, voir Holthuijsen, 2007) :

$$\frac{dE(f, \theta; \mathbf{x}, t)}{dt} = S(f, \theta; \mathbf{x}, t) \quad (1.36)$$

où S désignent l'ensemble des sources de génération ou de dissipation de l'énergie, t désigne le temps et $\mathbf{x} = (x, y)$ la position à laquelle se trouve cette énergie à l'instant t . Ainsi, dans le cas d'une approche Lagrangienne, si l'on suit des vagues qui se propagent dans une direction donnée, la variation de leur énergie totale ne dépend que des termes de génération (liés au vent) et de dissipation (lié au déferlement des vagues le plus souvent). Seulement ces termes dépendent également de l'état de mer à une position donnée, et donc des vagues provenant d'autres directions et se trouvant également en x, y à l'instant t . C'est pourquoi les modèles favorisent en général une approche Eulérienne, dans laquelle l'énergie des vagues est calculée simultanément en tous les points d'une grille donnée en fonction des conditions locales. L'équation 1.36 est alors à résoudre pour chaque point de la grille en tenant compte de la propagation de l'énergie (terme d'advection). En l'absence de courant, cela donne (Holthuijsen, 2007)

$$\frac{\partial E(f, \theta; \mathbf{x}, t)}{\partial t} + \nabla_x \cdot \dot{\mathbf{x}} E(f, \theta; \mathbf{x}, t) = S(f, \theta; \mathbf{x}, t) \quad (1.37)$$

L'équation 1.37 n'est cependant pas celle utilisée par les modèles de vagues tels que WAVEWATCH III[®]. En effet, nous avons jusqu'à présent négligé certaines propriétés des vagues telles que la réfraction. Ces phénomènes se traduisent par des changements dans le domaine spectral (fréquence et direction), et il est donc nécessaire d'ajouter, dans le cas général, un terme d'advection spectral à l'équation 1.37. Ce terme d'advection spectral est en général calculé grâce à une propriété des vagues qui est la conservation du nombre de crêtes (Phillips, 1977), et qui se traduit par :

$$\frac{\partial \mathbf{k}}{\partial t} + \nabla \omega_{abs} = 0 \quad (1.38)$$

où \mathbf{k} est le vecteur d'onde (k, θ) , et où le suffixe *abs* signifie absolue. En effet, nous avons jusqu'à présent supposé qu'il n'y avait aucun courant moyen, mais cela n'est en général pas vrai. Par conséquent, on définit ω_{abs} comme la pulsation absolue, qui, en présence d'un courant horizontal moyen \mathbf{U} , vaut :

$$\omega_{abs} = \omega + \mathbf{k} \cdot \mathbf{U} \quad (1.39)$$

Enfin, en présence de courant, l'énergie des vagues n'est pas conservée. En revanche il existe une grandeur, appelée l'action (A), qui est telle que $A = \rho_w g E / \omega$, et dont on note N la densité spectrale, qui est elle effectivement conservée, même en présence de courant (Phillips, 1977). Par conséquent, il est numériquement plus aisé d'utiliser la conservation de l'action dans les modèles de vagues, pour lesquels l'équation à résoudre est finalement la suivante (Komen et al., 1994) :

$$\frac{\partial N(k, \theta; \mathbf{x}, t)}{\partial t} + \nabla_x \cdot \dot{\mathbf{x}} N(k, \theta; \mathbf{x}, t) + \frac{\partial(N\dot{k})}{\partial k} + \frac{\partial(N\dot{\theta})}{\partial \theta} = \frac{S(k, \theta; \mathbf{x}, t)}{\omega} \quad (1.40)$$

Avec :

$$\dot{\mathbf{x}} = C_g + \mathbf{U} \quad (1.41)$$

$$\dot{\theta} = -\frac{1}{k} \left[\frac{\partial \omega}{\partial H} \frac{\partial H}{\partial m} + \mathbf{k} \cdot \frac{\partial \mathbf{U}}{\partial m} \right] \quad (1.42)$$

$$\dot{k} = -\frac{\partial \omega}{\partial H} \frac{\partial H}{\partial s} - \mathbf{k} \cdot \frac{\partial \mathbf{U}}{\partial s} \quad (1.43)$$

et où c_g est la vitesse de groupe donnée par la théorie linéaire dans la direction θ , et s la coordonnée spatiale dans la direction θ et pour laquelle m est la coordonnées correspondant à la direction orthogonale (WW3DG, 2016). Dans la suite de ce manuscrit, nous ne nous intéresserons pas à l'effet des courants et supposerons $\mathbf{U} = 0$. On a alors $\omega_{abs} = \omega$.

On remarque que l'on préfère en général travailler avec un spectre en nombre d'onde qu'en fréquence, mais comme vu dans la section précédente, k et f étant liés par la relation de dispersion, les deux notations $N(f, \theta)$ et $N(k, \theta)$ sont reliées par $N(f, \theta) = dk/df N(k, \theta)$.

Les termes sources

Les termes sources sont classiquement divisés en 3 grandes catégories : les termes de générations S_{in} , les termes d'interactions non linéaires S_{nl} , et les termes de dissipation S_{ds} . On a ainsi :

$$S = S_{\text{in}} + S_{\text{nl}} + S_{\text{ds}} \quad (1.44)$$

Ces termes sont cruciaux dans la représentation des vagues dans les modèles, et sont l'objet de diverses paramétrisations encore très discutées (par exemple [Bidlot et al., 2005](#); [Ardhuin et al., 2010](#)).

Les termes de génération représentent l'énergie apportée aux vagues par le vent local. Ils s'écrivent en général sous la forme $S_{\text{in}} = \alpha + \beta E(k, \theta)$, où α et β dépendent de paramètres tels que le vent, l'âge des vagues ([Holthuijsen, 2007](#))... De très nombreuses paramétrisations existent, donnant des résultats plus ou moins consistants avec les observations selon les cas (par exemple : [Komen et al., 1984](#); [Tolman and Chalikov, 1996](#); [Janssen, 2004](#))

Les termes d'interactions non linéaires représentent les transferts d'énergies entre vagues de nombre d'ondes différents. Ces transferts sont dus à des interactions à 4 ondes et ont pour conséquence la modification de la forme du spectre des vagues ([Hasselmann, 1962](#)). L'énergie fournie par le vent à des fréquences intermédiaires est transférée à des fréquences plus basses, c'est ainsi que se forment les houles, mais aussi à des fréquences plus élevées.

Enfin, le terme de dissipation représente l'énergie qui est dissipée sous l'effet du déferlement des vagues. Tout comme pour les termes de génération, il existe de nombreuses paramétrisations (par exemple : [Komen et al., 1984](#); [Bidlot et al., 2005](#); [Ardhuin et al., 2010](#); [Bidlot, 2012](#)). D'autres termes représentant des sources de dissipation autre que le déferlement peuvent être ajoutés, comme par exemple la friction de fond. Les termes liés à la présence de glace sont, à l'exception de la rétrodiffusion qui normalement est conservative, des termes sources de dissipation.

L'ajout de la glace dans un modèle spectral de vagues va donc s'effectuer par l'ajout d'un terme source, à la manière de ce qui a été proposé par [Masson and LeBlond \(1989\)](#) pour la rétrodiffusion des vagues en présence de plaques de glace. Ce dernier mécanisme occupe une place un peu particulière au sein des interactions vagues-glace, car il consiste en une redistribution de l'énergie associé à une direction dans d'autres directions, les autres processus étant des processus de dissipation. Ainsi, l'on peut définir un nouveau terme source S_{ice} qui représente l'ensemble des processus liés à la glace, et écrire l'équation 1.40 sous la forme :

$$\frac{\partial N(k, \theta; \mathbf{x}, t)}{\partial t} + \nabla_x \cdot \dot{\mathbf{x}} N(k, \theta; \mathbf{x}, t) + \frac{\partial(N\dot{k})}{\partial k} + \frac{\partial(N\dot{\theta})}{\partial \theta} = \frac{S_{\text{ice}}(k, \theta; \mathbf{x}, t) + S_{\text{noice}}(k, \theta; \mathbf{x}, t)}{\omega} \quad (1.45)$$

1.4 Modélisation vagues glaces

Cette section présente brièvement les différents modèles des interactions vagues-glace existants, ainsi que les fondamentaux des théories qui leurs sont associés. Elle s'appuie notamment sur les revues de (Squire et al., 1995), Squire (2007), Collins et al. (2017), et du travail de bibliographie effectuée pour la publication Boutin et al. (2018).

1.4.1 Équations de propagation

Historiquement, la propagation des ondes sous la glace est la première propriété à avoir été modélisée (Greenhill, 1887). Le principe de base est en général de repartir des équations de propagations obtenues pour la théorie linéaire, mais d'en modifier les conditions aux limites en présence de glace. Les relations qui en résultent dépendent alors des hypothèses faites sur les propriétés de la glace.

La glace comme une couche mince élastique à la surface de l'océan

En reprenant les équations de Greenhill (1887) qu'il modifie légèrement en faisant l'hypothèse que la glace est une couche mince, élastique, à la surface de l'océan, Wadhams (1973) propose le modèle de propagation suivant :

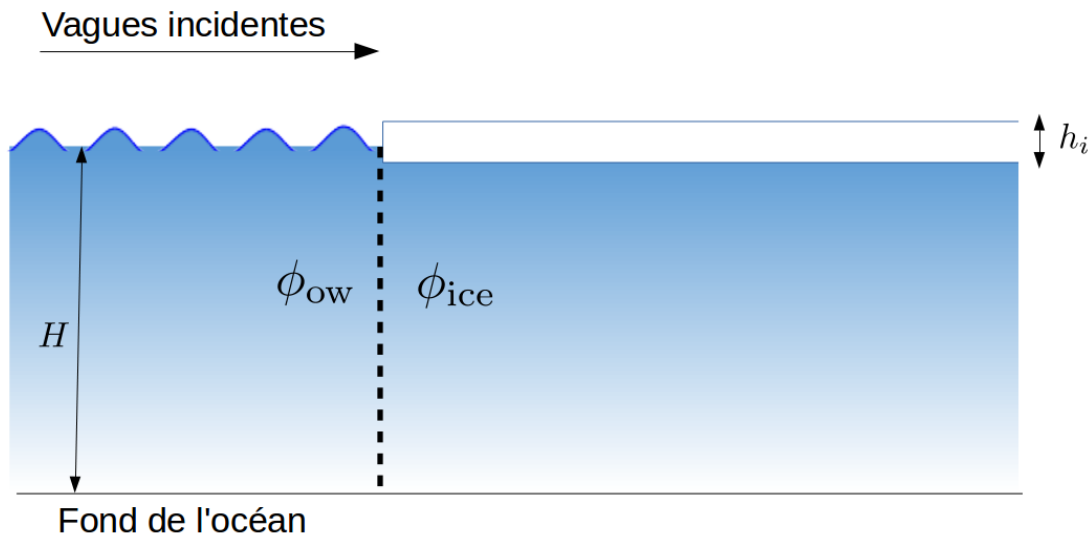


FIGURE 1.10 – Illustration du cas simple où un train de vagues incidentes arrive orthogonalement au bord de glace, pour une banquise d'épaisseur constante h_i . On définit le potentiel ϕ_{ow} pour la région où la surface est libre de glace, ϕ_{ice} pour la région recouverte de glace.

L'écoulement associé aux vagues étant toujours supposé irrotationnel, malgré la présence potentielle d'une couche limite sous la glace, on peut définir un potentiel de vitesse ϕ pour lequel l'équation de Laplace est toujours valide, avec ou sans glace. On note ϕ_{ice} le potentiel associé aux vagues sous la couche de la glace (voir Fig. 1.10). A la manière de l'équation 1.13, on a :

$$\frac{\partial^2 \phi_{ice}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi_{ice}}{\partial z^2} = 0 \quad (1.46)$$

Les conditions cinématiques au fond et à la surface sont inchangées :

$$w = \frac{\partial \phi_{ice}}{\partial z} = \frac{\partial \eta}{\partial t} \text{ en } z = \bar{\eta} \quad (1.47)$$

$$w = \frac{\partial \phi_{\text{ice}}}{\partial z} = 0 \text{ en } z = -H \quad (1.48)$$

Mais la condition dynamique en surface doit tenir compte de la présence d'une couche élastique d'épaisseur h_i et de rigidité L . En effet, en présence de glace, et toujours en posant $p_{\text{atm}} = 0$ à la surface, l'équation de rigidité d'une plaque mince soumise à une petite déformation (c'est à dire $k_i h_i \ll 1$) nous donne :

$$p = L \frac{\partial^4 \eta_{\text{ice}}(x, t)}{\partial x^4} + \rho_i h_i \frac{\partial^2 \eta_{\text{ice}}(x, t)}{\partial x^2} \text{ en } z = \eta_{\text{ice}} \quad (1.49)$$

Pour une plaque de glace d'épaisseur constante h_i , de densité ρ_i , plus faible que la densité de l'eau de mer ρ_w , et un module de Young effectif Y^* , la rigidité en flexion d'une plaque de glace est égale à :

$$L = \frac{Y^* h_i^3}{12(1 - \nu^2)}, \quad (1.50)$$

où ν représente le coefficient de Poisson associé à la glace et vaut $\nu = 0.3$. L'équation dynamique, application de la formule de Bernoulli à la surface, est :

$$\frac{\partial \phi_{\text{ice}}}{\partial t} + g \eta_{\text{ice}} + \frac{p}{\rho_w} = 0 \text{ en } z = \eta_{\text{ice}} \quad (1.51)$$

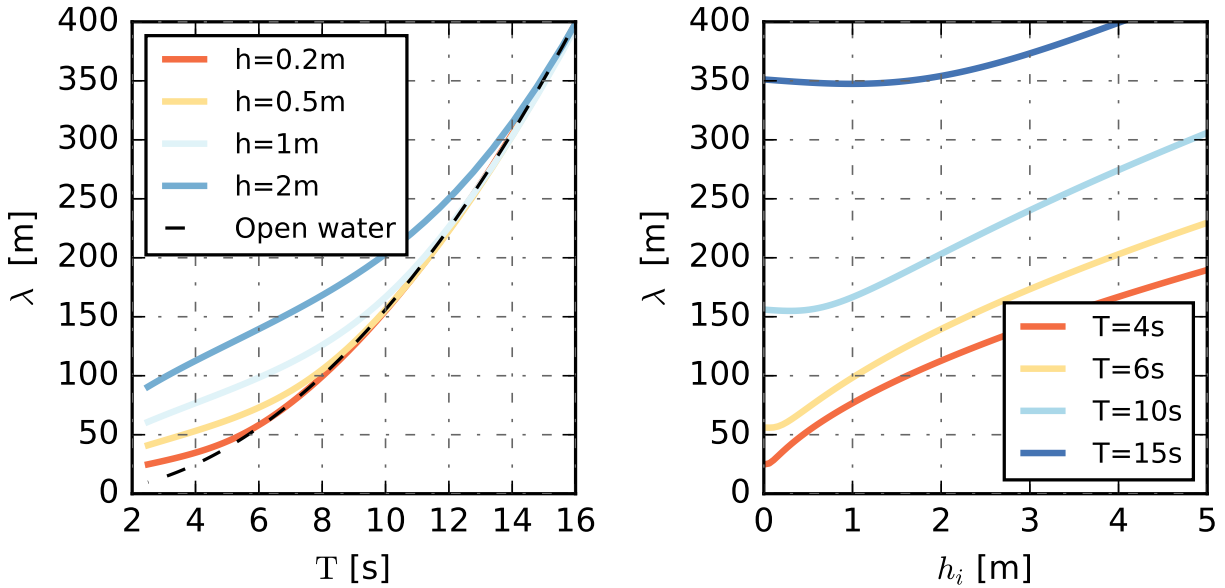


FIGURE 1.11 – Relation de dispersion sous la glace pour des ondes de flexion-gravité, pour différentes périodes de vagues (gauche) et épaisseurs de glace (droite).

La relation de dispersion sous une plaque de glace d'épaisseur constante h_i est alors :

$$\omega^2 = \frac{\rho_w g k_i + L k_i^5}{\rho_w \coth(k_i H) + \rho_i h_i k_i} \quad (1.52)$$

où la notation k_i désigne le nombre d'onde en présence de la couche de glace. L'équation 1.52 admet une infinité de solutions pour les nombres d'ondes sous la glace k_i , que l'on peut néanmoins classer en 3 catégories différentes Fox and Squire (1990) :

- Deux solutions réelles, opposées l'une de l'autre, qui correspondent aux vagues qui se propagent sous la glace dans les direction x et $-x$.
- Une infinité de solutions purement imaginaires, qui correspondent aux modes évanescents.

- Deux solutions complexes dont les parties réelles sont opposées l'une de l'autre, ainsi que leurs conjuguées respectives. Elle correspondent à des modes atténués dans les directions x et $-x$.

Dans le cas où l'on s'intéresse aux vagues se propageant dans la direction x , on note $k_{i,0}$ la solution de l'équation 1.52 correspondant aux vagues qui se propagent sous la glace. Pour des valeurs de modules d'Young de l'ordre du GPa (Timco and Weeks, 2010), la longueur d'onde associée, notée λ_i est supérieure à celle correspondant à la solution de l'équation de dispersion en eau libre λ_{ow} (voir Fig. 1.11 avec $Y^* = 5.5$ GPa) pour les ondes les plus courtes et les plaques de glace les plus épaisses.

En supposant $k_i H \gg 1$ (eaux profondes) on obtient la vitesse de groupe suivante :

$$C_{g,i} = \frac{\partial \omega}{\partial k_i} = \frac{\rho_w g + (5\rho_w + 4\rho_i h_i k_i) L k_i^4 - (3\rho_w + 2\rho_i h_i k_i) k_i^2}{2\omega(\rho_w + \rho_i h_i k_i)^2} \quad (1.53)$$

La figure 1.12 illustre le comportement de la vitesse de groupe des vagues sous la glace relativement à celle en eau libre. On constate que l'onde de flexion-gravité se déplace en général plus rapidement que la vague en eau libre, phénomène d'autant plus marqué que les vagues sont courtes et la glace épaisse. Ce comportement n'est cependant plus vrai pour des glaces moins élastiques (ayant des valeurs de modules de Young plus faibles), pour lesquelles les fréquences les plus faibles voient leur longueur d'onde associée diminuer (voir la revue de Collins et al., 2017)

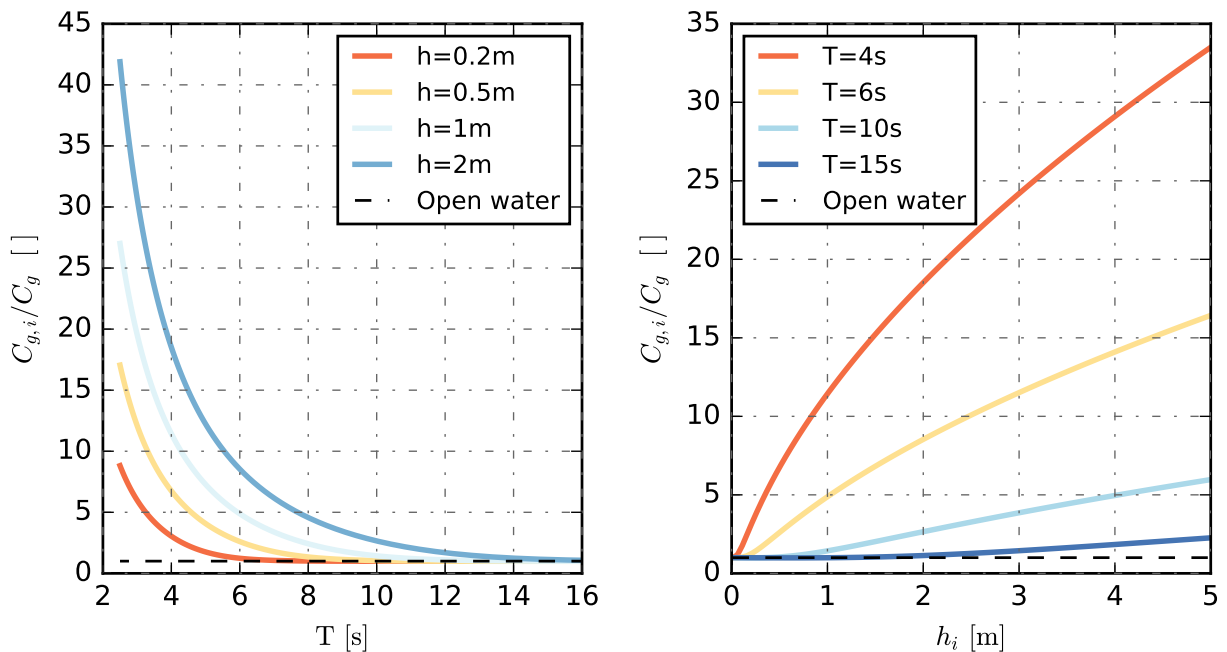


FIGURE 1.12 – Ratio de la vitesse de groupe sous la glace pour des ondes de flexion-gravité par rapport à la vitesse de groupe des vagues en eaux profondes, pour différentes périodes de vagues (gauche) et épaisseurs de glace (droite). Figure adaptée de Boutin et al. (2018).

Ce modèle d'ondes de flexion-gravité a permis d'expliquer la dispersion des vagues sous la banquise suite aux observations de Hunkins (1962) et Sytinskiy and Tripol'nikov (1964) et est resté très utilisé depuis Squire et al. (1995). Il est quelquefois présenté avec quelques ajouts afin de représenter d'autres phénomènes physiques. Ainsi Liu and Mollo-Christensen (1988) ajoutent un terme représentant la compression de la glace, après avoir observé à bord du *Polarstern* en mer de Weddel un événement de casse de la banquise où le flambage des plaques a pu conduire à leur rupture. D'autres études (par exemple : Robinson and Palmer, 1990; Williams et al., 2013a; Mosig et al., 2015) y introduisent un terme *ad hoc* de dissipation ayant pour but de prendre en

compte le caractère visqueux des plaques, la banquise n'étant en réalité pas purement élastique. On parle alors de modèles de dispersion visco-élastiques. Dans ces modèles, le nombre d'onde k_i est complexe, et sa partie imaginaire représente la dissipation introduite.

Conséquences de la modification de la propagation des vagues en présence d'une couche de glace assimilée à une plaque de glace élastique

Réfraction

Les vagues étant des ondes, elles obéissent à la loi de Snell-Descartes à l'interface de deux milieux aux propriétés de propagation différentes. Nous avons vu que la présence de glace, supposée être une couche mince élastique à la surface de l'océan, avait pour conséquence une augmentation de la longueur d'onde des vagues et de leur vitesse de groupe. Or la loi de Snell-Descartes nous donne :

$$\frac{\sin(i_{ow})}{\sin(i_i)} = \frac{C_{ow}}{C_i} = \frac{\lambda_{ow}}{\lambda_i} \quad (1.54)$$

avec i_{ow} et i_i les angles d'incidence de la ligne de crête des vagues par rapport au bord de glace respectivement dans l'eau libre et dans la glace. Dans l'hypothèse d'une couche de glace élastique, on a vu que $\lambda_{ow} \leq \lambda_i$. On a donc $i_{ow} \leq i_i$, ce qui signifie que les vagues s'écartent de la normale au bord de glace.

Conservation du flux d'énergie

Soit un train d'ondes monochromatiques et parallèles, dans une région où la vitesse de phase C est uniforme. Si l'on trace 2 rayons perpendiculaires aux lignes de crêtes de ce train d'ondes, espacés d'une distance Δl , alors il peut être démontré que le flux d'énergie $C_g E \Delta l$ est conservé le long du tube ainsi formé par 2 rayons et les lignes de crêtes. En présence de glace, le flux d'énergie des vagues est affecté par deux phénomènes : la déformation élastique de la glace, qui requiert une partie de l'énergie des vagues, et la variation de la vitesse de groupe évoquée plus haut.

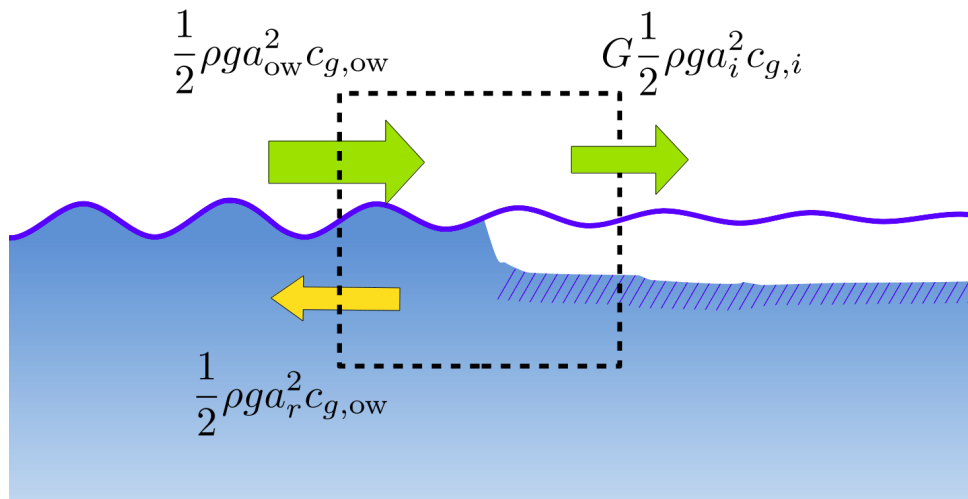


FIGURE 1.13 – Flux d'énergie pour des vagues ayant une incidence normale avec le bord de glace. La ligne pointillée définit un volume de contrôle pour lequel les processus dissipatifs peuvent être négligés lorsque ce volume tend vers 0. La conservation du flux d'énergie donne une relation pour l'amplitude des vagues a avec les indices r , i et ow correspondant respectivement aux composantes réfléchies, se propageant dans la glace et se propageant dans l'eau libre.

L'élasticité des plaques de glace peut mener à ce que l'énergie potentielle élastique représente

une grande partie de l'énergie totale du système vague-glace associé à l'onde de flexion-gravité. [Wadhams \(1973\)](#) définit le ratio G (appelé R dans le papier original) entre l'énergie totale par unité de surface E_t et l'énergie de vagues de mêmes amplitudes en l'absence de glace :

$$G = 1 + \frac{4Y^*h_i^3\pi^4}{3\rho g\lambda_i^4(1-\nu^2)}. \quad (1.55)$$

Lorsque l'énergie est conservée, l'amplitude a se propageant dans l'eau libre devient a_i dans une région recouverte de glace, comme illustré en figure 1.13 (la réfraction est ici négligée). La conservation du flux d'énergie dans un petit volume de contrôle au bord de glace donne la relation suivante entre l'amplitude des vagues incidentes en eau libre a_{ow} , l'amplitude des vagues réfléchies $a_{r,ow}$ et l'amplitude des vagues transmises dans la région recouverte de glace a_i :

$$C_g \left(\frac{a_{ow}^2}{2} - \frac{a_{r,ow}^2}{2} \right) = C_{g,i} G \frac{a_i^2}{2}. \quad (1.56)$$

Autres modèles de propagation des vagues sous la glace

Les applications du modèle des ondes de flexo-gravité demeurent néanmoins limitées. L'hypothèse d'une plaque de glace mince et élastique est valide lorsqu'il s'agit de banquise compacte composée de plaques dont la taille est de l'ordre de grandeur de la longueur d'onde des vagues ou supérieure. Elle ne l'est plus lorsque les plaques ont des tailles de l'ordre de seulement quelques mètres, comme lors de la présence de crêpes de glace par exemple. Dans ces conditions, d'autres modèles ont été proposés dont nous présentons rapidement les spécificités ci-dessous.

Modèle de chargement inertiel

Ce modèle peut être vu comme une simplification du modèle précédent. En effet, l'élasticité de la glace est cette fois-ci négligée, et ne reste que le terme lié à l'inertie de la glace présente en surface. Cela revient à poser $L = 0$ dans les équations 1.49 et 1.52. Il peut notamment s'appliquer dans le cas de vagues longues se propageant sous des plaques de glace de tailles très inférieures à la longueur d'onde et peu compactes ([Wadhams, Peter and Holt, Benjamin, 1991](#)), pour lesquelles la rigidité est supposée être négligeable. Contrairement au modèle d'ondes de flexion-gravité, la longueur d'onde des vagues résultant de la dispersion associée à ce modèle est réduite comparée à des vagues de même période en eau libre. Cette réduction s'accroît avec l'augmentation de la fréquence. Ce modèle a trois implications majeures (voir [Squire et al., 1995](#)) : les vagues incidentes sont réfractées vers la normale au bord de glace ; lorsqu'elles pénètrent dans la glace, les vagues voient leur amplitude augmenter (conséquence de la conservation du flux d'énergie) ; il existe une fréquence limite au-delà de laquelle la propagation devient impossible. Il a l'avantage d'expliquer la réduction de la longueur d'onde des vagues observées dans des conditions de glace de type frazil ou crêpes de glace (voir [Collins et al. \(2017\)](#) et Tableau 1.2.2), mais des expériences en laboratoire ont montré qu'il n'est cependant pas adapté à des situations où les cristaux de glace en suspension se comportent plutôt comme une couche visqueuse ([Newyear and Martin, 1997](#)). Dans ces cas, d'autres types de modèles peuvent être utilisés.

Modèles de couche visqueuse

Ces modèles adoptent une philosophie relativement différente. On considère cette fois que le milieu peut être représenté par un modèle à deux couches. Dans ce cas, la couche de surface représente la glace, et est supposée agir comme un fluide visqueux. Cette couche visqueuse a pour but de représenter l'état d'une ZMG composée de crêpes de glace, de cristaux de glace en suspension et de débris de plaques de glace. La couche inférieure représente l'eau liquide et sa viscosité est parfois négligée.

Ce type de modèle a été proposé et résolu approximativement par [Weber \(1987\)](#), puis résolu pour le cas général avec une couche inférieure non visqueuse et à profondeur finie par [Keller](#)

(1998), puis dans le cas d'une couche inférieure à viscosité non nulle par [De Carolis and Desiderio \(2002\)](#). Les relations de dispersion qui en résultent ont des formes plus complexes que pour les modèles précédents, et ne sont pas présentées ici. Elles présentent des parties imaginaires associées à la dissipation des vagues. Ces relations sont dépendantes principalement des valeurs de viscosité associées à chaque couche. En quelques mots, pour les fréquences les plus basses, les longueurs d'onde sont légèrement inférieures à celles en eaux libres mais cette variation est faible. Pour les fréquences plus élevées, le comportement est un peu plus complexe mais peut être décrit à l'aide d'un nombre de Reynolds associé à la couche visqueuse de glace, $R_n = \sqrt{gh_i^3/\eta_{\text{visc}}}$, où η_{visc} désigne la viscosité de la couche de glace. Pour les nombres de Reynolds les plus grands, le changement dans la dispersion des vagues est faible et la dissipation associée croît monotoniquement avec la fréquence des vagues.

Modèles visco-élastiques

Les modèles de plaques minces élastiques qui introduisent une dissipation visqueuse (par exemple [Robinson and Palmer, 1990](#)) sont parfois qualifiés de modèles visco-élastiques ([Mosig et al., 2015](#)). La couche de glace est alors représentée à la manière d'une poutre fine visco-élastique. L'objectif de ces modèles est de représenter l'ensemble des types de glace possibles, au-delà des limites du modèle élastique. Un autre moyen d'y arriver est de prendre le chemin inverse, à savoir d'inclure l'élasticité dans le modèle de couche visqueuse (mais liquide cette fois) de [Keller \(1998\)](#), comme l'ont fait [Wang and Shen \(2010\)](#). Ce dernier modèle, ambitieux dans son objectif de représenter tous les types de glace tout en conservant de manière "physique" la représentation de la viscosité, donne une relation de dispersion relativement complexe, peu évidente à résoudre et où il est nécessaire de discriminer la "meilleure" solution parmi plusieurs nombres d'ondes possibles. Ces défauts en font un modèle encore difficile à utiliser ([Mosig et al., 2015](#)).

1.4.2 Atténuation des vagues en présence de glace

Nous avons vu précédemment qu'il existait plusieurs mécanismes pour expliquer l'atténuation des vagues par la glace, et que cette atténuation pouvait dans certains modèles être incluse dans l'équation de dispersion, dans le cas où le nombre d'onde a une partie imaginaire. Nous avons vu également que dans le cas où l'on fait l'hypothèse que la glace est une plaque mince élastique à la surface de l'océan, il existe un mode pour lequel l'onde se propage sans être atténuée. Dans le cas où l'on souhaite modéliser les interactions vagues-banquise en utilisant cette théorie, il est donc nécessaire de représenter l'atténuation ailleurs que dans la relation de dispersion. Pour cela, des modèles plus ou moins complexes existent, mais sur lesquels il n'existe pas encore de véritable consensus comme le montre la grande variété des paramétrisations existantes (voir par exemple : [Mosig et al., 2015](#); [Ardhuin et al., 2016](#); [Kohout et al., 2011, 2014](#); [Rogers et al., 2016](#)). Ils ont néanmoins le plus souvent pour objectif de fournir un coefficient d'atténuation qui quantifie la décroissance (spatiale et temporelle) des vagues se propageant dans la glace en fonction de leurs propriétés respectives (par exemple la fréquence pour les vagues, l'épaisseur pour la glace...). Ces coefficients, lorsqu'ils couvrent un grand nombre de conditions (par exemple les coefficients issus du modèle de [Kohout and Meylan, 2008](#)), peuvent être utilisés pour représenter l'atténuation des vagues dans des modèles plus généraux.

Il est régulièrement fait l'hypothèse que pour une fréquence donnée, l'atténuation des vagues est exponentielle avec la distance parcourue sous la glace (par exemple [Kohout and Meylan \(2008\)](#); [Doble and Bidlot \(2013\)](#)). Cette hypothèse, étayée notamment par les mesures de [Wadhams \(1975, 1978\)](#), a conduit les modèles représentant l'atténuation des vagues à fournir des coefficients

d'atténuation β (dans le domaine temporel) de la forme (Wadhams, 1986) :

$$\frac{dE}{dt} = -\beta E \quad (1.57)$$

$$E = E_0 e^{-\beta t} \quad (1.58)$$

où E désigne la variance de l'élévation de la surface libre (proportionnelle à l'énergie des vagues) et E_0 sa valeur à l'entrée du bord de glace, le coefficient β étant positif dans le cas où l'énergie est dissipée. Dans le domaine spatial, l'atténuation équivalente est obtenue en prenant :

$$\frac{dE}{dx} = -\frac{\beta}{C_g} E \quad (1.59)$$

où C_g désigne la vitesse de groupe associée aux vagues. Dans le cas où l'on utilise un modèle spectral de vagues, ces coefficients d'atténuation sont relativement simples à intégrer. En effet, les termes sources dissipatifs peuvent être présentés sous une forme quasi-linéaire (Komen et al., 1996) telle que :

$$\frac{S(k, \theta; \mathbf{x}, t)}{\omega} = -\beta N(k, \theta; \mathbf{x}, t) \quad (1.60)$$

Il est difficile de donner un ordre de grandeur pour ces coefficients de dissipations, tant ceux-ci sont dépendants des propriétés de la glace et des vagues (Kohout et al., 2014). L'ordre de grandeur de l'atténuation spatiale peut varier de quelques kilomètres (Stopa et al., 2018a) à quelques centaines de kilomètres pour les vagues les plus longues (Ardhuin et al., 2016).

Processus dissipatifs

Il existe également des processus pour lesquels l'énergie des vagues est dissipée que ce soit sous forme de chaleur, d'énergie cinétique turbulente... Parmi ces derniers, nous en distinguons deux sortes : les mécanismes liés à la friction, et ceux liés à la flexion de la glace sous l'effet des vagues.

La friction basale

Lorsque les plaques de glace sont suffisamment grandes, ou la banquise suffisamment compacte, la réponse en cavement de chaque plaque (mouvement longitudinal) dans la direction de propagation des vagues est très réduite (Fox and Haskell, 2001). Il existe par conséquent un cisaillement très important de la vitesse orbitale liée aux vagues dans la couche limite juste sous la glace, qui se traduit par une perte d'énergie. C'est ce que l'on appelle la friction basale. Liu and Mollo-Christensen (1988) considèrent que l'écoulement dû aux vagues est laminaire et que la couche limite sous la glace se comporte ainsi comme une couche visqueuse. En résolvant l'équation de Navier-Stokes associée à un tel problème, ils obtiennent un coefficient de dissipation β_v égal à :

$$\beta_v = k_i \sqrt{\frac{\nu_v \omega}{2}} / (1 + k_i \frac{h_i \rho_i}{\rho_w}) \quad (1.61)$$

où k_i est le nombre d'onde des vagues dans la glace et ν_v désigne la viscosité moléculaire de l'eau à la température de gel de l'eau de mer ($\nu_v \simeq 1.83 \times 10^{-6} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$).

Il s'avère cependant que ce coefficient sous-estime l'atténuation observée dans l'étude de Liu et al. (1991). Le choix fait dans cette dernière publication est alors de remplacer le coefficient de viscosité moléculaire de l'eau ν_v par un coefficient de viscosité turbulente *ad hoc* d'une valeur beaucoup plus élevée : $\nu \simeq 0.3 \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$. Comme souligné par Stopa et al. (2016), une telle valeur n'a de sens que si l'écoulement est turbulent. Or, dans le cas d'un écoulement oscillant comme celui induit par les vagues, le comportement de la dissipation dans une couche limite varie grandement selon si l'écoulement est laminaire ou turbulent (Jensen et al., 1989). Dans le cas d'un écoulement turbulent notamment, l'énergie dissipée augmente avec l'amplitude des vagues,

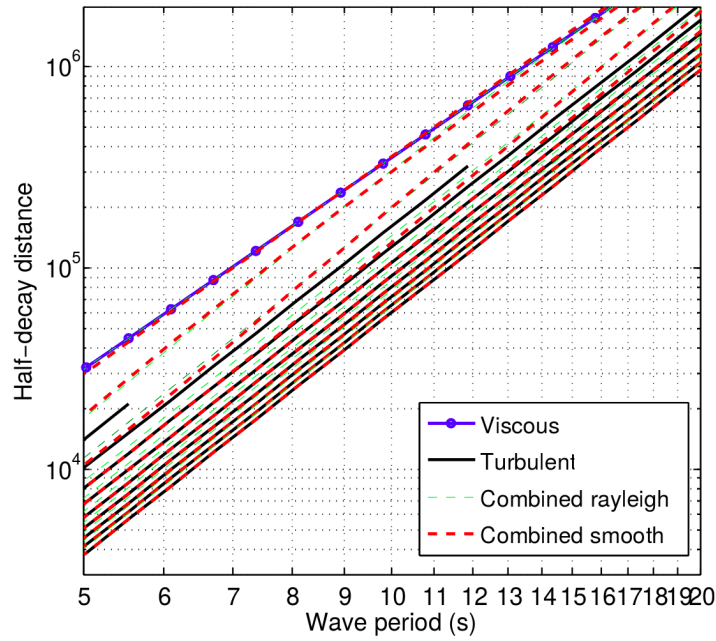


FIGURE 1.14 – Distance (en mètres) à partir de laquelle l'énergie de vagues se propageant dans la glace a diminué de moitié en fonction de la période des vagues. Dans ce graphe issu de [Stopa et al. \(2016\)](#), la longueur de rugosité z_0 est fixée à 0.1 mm. H_s varie entre 0.5 m (courbe la plus haute) et 5 m (courbe la plus basse). La dissipation combinée (à la fois visqueuse et turbulente) est calculée soit en utilisant une distribution de Rayleigh pour chaque hauteur significative des vagues, puis en calculant la dissipation pour chaque hauteur de vagues dans la distribution, soit en utilisant la formule présentée dans l'équation 1.65.

dépendance qui est absente de la paramétrisation de [Liu and Mollo-Christensen \(1988\)](#).

Dans leur étude, [Stopa et al. \(2016\)](#) choisissent par conséquent de garder la formulation de [Liu and Mollo-Christensen \(1988\)](#) mais d'y introduire une transition vers une dissipation turbulente lorsque le nombre de Reynolds Re lié à l'écoulement orbital des vagues excède un certain seuil. Dans le cas où l'écoulement est pleinement turbulent, [Stopa et al. \(2016\)](#) font l'hypothèse que la dissipation est similaire à celle qui existe pour une couche de fond ([Ardhuin et al., 2003](#)) et est de la forme :

$$\beta_t = f_e u_{orb} / g \quad (1.62)$$

dans laquelle u_{orb} est la vitesse orbitale significative que l'on peut définir comme :

$$u_{orb} = 2 \sqrt{\int_0^{\infty} (2\pi f)^2 E(f) df} \quad (1.63)$$

et f_e est le même facteur de dissipation que celui utilisé pour la friction au fond. Ce facteur est fonction du ratio a_{orb}/z_0 , où a_{orb} est le déplacement orbital significatif ($a_{orb} = H_s/2$ en profondeur infinie) dans le cas de vagues en eaux profondes), et z_0 est la longueur de rugosité sous la glace. Cette longueur de rugosité est très importante dans la mesure où elle a un impact fort sur la valeur de la dissipation, mais elle est malheureusement assez mal connue. Des mesures dans le cas de courants sous la glace ont bien été effectuées ([McPhee and Smith, 1976](#)), mais il est fort possible que dans le cas d'un écoulement oscillant comme celui induit par les vagues, les valeurs diffèrent grandement à la manière de ce qui est observé pour la friction au fond [Grant and Madsen \(1979\)](#). Dans leur étude, [Stopa et al. \(2016\)](#) prennent $z_0 = 1$ cm.

En ce qui concerne l'écoulement orbital associé aux vagues, on peut définir son nombre de

Reynolds tel que :

$$\text{Re} = u_{\text{orb}} a_{\text{orb}} / \nu \quad (1.64)$$

Il faut alors définir un seuil critique au-delà duquel l'écoulement est considéré comme turbulent. [Stopa et al. \(2016\)](#) suggèrent Re_c car il s'agit de la valeur utilisée pour la couche limite au fond ([Jensen et al., 1989](#)) et pour la couche limite à l'interface air-mer ([Perignon et al., 2014](#)). Ils suggèrent alors d'utiliser la transition empirique suivante, qui donne une bonne approximation de la dissipation moyenne des vagues due à la friction dans le cas où leur hauteur suit une distribution de Rayleigh :

$$\beta_{\text{friction}} = w c_t \beta_t + (1 - w) c_v \beta_v \quad (1.65)$$

avec

$$w = 0.5 [1 + \tanh((\text{Re} - \text{Re}_c) / \Delta_{\text{Re}})] \quad (1.66)$$

où c_t et c_v sont des paramètres de réglages empiriques, et Δ_{Re} est un paramètre qui définit l'étendue en terme de nombre de Reynolds sur laquelle a lieu la transition entre le régime laminaire et le régime turbulent. Les valeurs de c_t et c_v permettent d'augmenter ou de diminuer artificiellement la dissipation. Cette formule donne lieu à une transition relativement lisse, justifiée dans [Stopa et al. \(2016\)](#) par la nature stochastique des vagues.

Processus dissipatifs liés à la flexion de la glace

Suggéré là encore par [Robin \(1963\)](#) comme une des causes probables de l'atténuation des vagues dans la glace, ces processus sont liés aux pertes d'énergie, principalement sous forme de chaleur, qui ont lieu lors de la flexion de la glace. En effet, nous avons supposé précédemment que la glace, lorsqu'elle est soumise à une contrainte cyclique de l'ordre de grandeur de celle causée par les vagues, et pour le domaine de fréquence approprié, réagit principalement de manière élastique. Cela est vrai ([Cole et al., 1998](#)), mais n'est pas suffisant pour décrire la réponse complète du matériau à ce type de contrainte.

Malheureusement, il existe peu d'expériences où de la glace de mer a été soumise à des contraintes similaires à celles produites sous l'effet des vagues. L'étude de [Cole et al. \(1998\)](#) présente néanmoins quelques résultats intéressants, à la suite d'expériences en laboratoire où des éprouvettes de glace de mer ont été soumises à des contraintes cycliques sur une large gamme de fréquences. Les résultats obtenus sont en accord avec un modèle théorisé dans une étude précédente ([Cole, 1995](#)).

Pour en comprendre les résultats, rappelons que la glace est un matériau visco-élastique, dont la réponse à une contrainte peut être décomposée en 3 parties :

- La réponse élastique, majoritaire pour le domaine de fréquences et l'ordre de grandeur des contraintes dues aux vagues
- La réponse anélastique, qui correspond à une déformation réversible mais sur une échelle de temps longue (on peut parler d'élasticité retardée), et qui induit une dissipation d'énergie à chaque cycle de contrainte
- la réponse inélastique, qui correspond à une déformation irréversible. On parle aussi de fluage.

Ce comportement est reproduit grâce au modèle détaillé dans [Cole \(1995\)](#), et ré-adapté à la glace de mer dans [Cole et al. \(1998\)](#) (voir Fig. 1.15). Le comportement visco-élastique est caractérisé par la présence d'hystérésis sur les diagrammes déformations-contraintes. L'aire à l'intérieur de l'ellipse ainsi formée est égale à l'énergie dissipée lors d'un cycle.

Comme le montre la figure 1.15a, la réponse inélastique en termes de déformation de la glace pour des vagues ayant une fréquence de 0.1 Hz est négligeable devant les termes élastiques et anélastiques. Cela est cohérent avec les test effectués en laboratoire. Dans ce cas, la relation

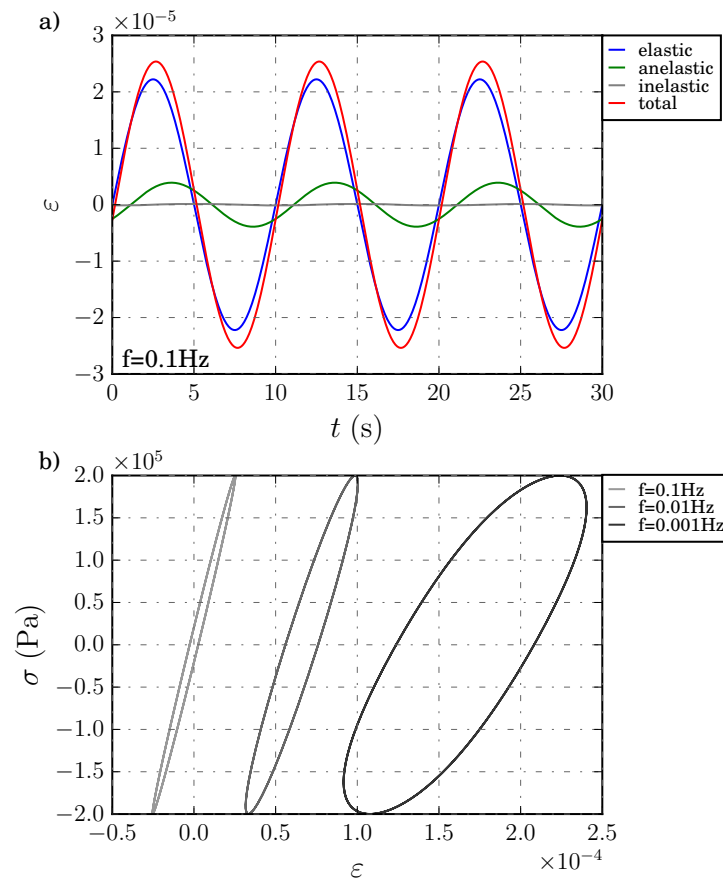


FIGURE 1.15 – a) Composantes élastiques, anélastiques et inélastiques de la déformation de la glace ε selon le modèle [Cole \(1995\)](#) obtenu pour une contrainte maximale $\sigma = 0.2$ MPa et une fréquence $f = 0.1$ Hz. La déformation totale est également représentée en rouge. La déformation inélastique est ici confondue avec l'axe des abscisses. b) Diagrammes déformations-contraintes pour le même chargement cyclique de la glace de mer pour 3 fréquences différentes. On peut remarquer que l'aire de l'ellipse associée à la fréquence $f = 0.1$ Hz n'est visiblement pas inférieure à 100 fois celle de l'ellipse correspondant à la fréquence $f = 0.001$ Hz. Contrairement au papier de [Cole \(1995\)](#), le terme transitoire n'est pas inclus ici. Figure extraite de [Boutin et al. \(2018\)](#).

entre le taux de déformation $\dot{\varepsilon}$ et la contrainte σ est linéaire, caractéristique d'une déformation anélastique.

Cette assertion mérite néanmoins d'être nuancée. L'étude de [Cole and Durell \(2001\)](#) s'intéresse à l'effet du mouvement des dislocations pour des taux de déformation élevés et concluent que pour des valeurs excédants 10^{-6} s^{-1} , le taux de déformation évolue proportionnellement au cube de la contrainte. Ce comportement apparaît en particulier pour des glaces de mer ayant des températures supérieures à -5°C . Ce type de loi entre contrainte et déformation est normalement associé à une déformation inélastique, et peut s'expliquer par une croissance quadratique de la densité de dislocations dans la glace avec la contrainte appliquée dès lors qu'elle excède un certain seuil. Cette augmentation de la densité de dislocations n'est pas réversible, d'où la qualification de comportement visqueux/inélastique de la glace. Cette constatation est appuyée par les observations de ([Cole and Dempsey, 2004](#)). Ils constatent dans leurs travaux que pour de la glace de mer *in situ* soumise à une contrainte de compression cyclique, la relation entre le taux de déformation et la contrainte suit une loi de puissance n avec $1 \leq n \leq 3$. En termes d'ordres de grandeur, un taux de déformation de 10^{-6} s^{-1} est la valeur maximale attendue pour des vagues

de période 10 s avec une amplitude de 1 cm fléchissant une couche de glace d'épaisseur 20 cm, ou pour des vagues de 20 s ayant 3 cm d'amplitude sous 2 m d'épaisseur de glace. On se rend donc compte que de telles valeurs de taux de déformation sont très couramment atteintes lors de la propagation de vagues dans la glace (voir par exemple [Collins et al., 2015](#); [Ardhuin et al., 2018](#)).

Cette relation cubique entre la contrainte et le taux de déformation est cohérente avec la première proposition faite pour représenter l'atténuation des vagues due à la non-élasticité de la glace lors de la flexion. En effet, [Wadhams \(1973\)](#) suggère d'adapter la loi d'écoulement proposée par [Nye \(1953\)](#) pour les glaciers de la manière suivante :

$$\left(\frac{d\varepsilon}{dt}\right)_{ij} = \frac{\tau^2}{B^3} \sigma'_{i,j} \quad (1.67)$$

où τ est la contrainte de cisaillement, $\sigma'_{i,j}$ représente les composantes du tenseur des contraintes déviatoriques (tenseur des contraintes dont on a soustrait la pression isostatique), et B est une constante liée à l'écoulement qui est fonction de la température de la glace. Sachant cela, et sachant que la perte d'énergie par unité de volume due à du fluage est égale à :

$$\frac{dW}{dt} = \sigma_{xx} \left(\frac{d\varepsilon}{dt}\right) \quad (1.68)$$

où σ_{xx} désigne la contrainte longitudinale imposée par les vagues à la banquise. [Wadhams \(1973\)](#) considère par ailleurs les autres contraintes comme négligeables devant celle-ci, et suppose que la déformation demeure principalement élastique, permettant ainsi de relier la contrainte à la déformation grâce à la loi de Hooke :

$$\sigma_{xx} = -\frac{Y^* h_i / 2}{(1 - \nu^2)} \frac{\partial \xi_i}{\partial x^2} \quad (1.69)$$

où ξ_i désigne l'élévation de surface sous la glace. Il montre aussi qu'en l'absence de dilatation $\tau = \sigma'_{xx} = |\sigma_{xx}/2|$. En intégrant sur une plaque d'épaisseur h_i , le taux de dissipation de l'énergie est ainsi égal à :

$$\rho_w g \frac{dE}{dt} = 2 \left| \frac{(4\pi^2 Y^* \xi / [\lambda^2 (1 - \nu^2)])^4 (h_i / 2)^5}{5(2B)^3} \right| \quad (1.70)$$

On peut noter que ce taux de dissipation dépend très fortement de la courbure des vagues $4\pi^2 \xi / \lambda^2$. A notre connaissance, aucune étude préalable à cette thèse n'intègre une dissipation de ce genre dans un modèle spectral de vagues.

Les pertes dues à la visco-élasticité de la glace sont également parfois représentées grâce à l'utilisation d'un modèle de Kelvin-Voigt, qui consiste en l'introduction d'une partie imaginaire dans la relation de dispersion des vagues sous une plaque mince élastique [Wadhams \(1986\)](#); [Mosig et al. \(2015\)](#). Ce type de modèle visco-élastique donne lieu à un coefficient d'atténuation de la forme ([Mosig et al., 2015](#)) : Elle présente donc une différence majeure avec la dissipation inélastique présentée ci-dessus :

$$\beta_{\text{Voigt}} = \omega \rho_i \gamma \quad (1.71)$$

l'énergie dissipée ne dépend que de la pulsation ω des vagues et du coefficient de viscosité γ associé au modèle (qui agit comme un paramètre de réglage), et donne une équation parfaitement linéaire qui résulte en une atténuation exponentielle.

Rétrodiffusion par les plaques de glace

Le principe à l'origine de cette théorie est la réflexion des vagues lorsqu'elles rencontrent des objets flottants à la surface de l'océan. En se propageant au sein de plaques de glace de tailles hétérogènes mais du même ordre de grandeur que leur longueur d'onde, les vagues vont donc subir un grand nombre de réflexions. Celles-ci vont redistribuer l'énergie dans un grand nombre

de directions : c'est la rétro-diffusion. Déjà énumérée par [Robin \(1963\)](#) parmi les causes de l'atténuation observée des vagues par la banquise, la rétrodiffusion a été l'objet de nombreux modèles ([Wadhams, 1973](#); [Squire and Allan, 1977](#); [Wadhams, 1986](#)) et est régulièrement présentée comme la principale raison de l'atténuation des vagues dans la zone marginale de glace dans un grand nombre de références (par exemple : [Wadhams et al., 1988](#); [Meylan et al., 1997](#); [Dumont et al., 2011](#)). Malgré cela, les observations directes des effets de ce mécanisme sur l'atténuation des vagues restent relativement rares. On peut citer [Wadhams et al. \(1986\)](#) qui observe une augmentation de l'étalement directionnel des vagues dans la glace, cohérent avec une redistribution de l'énergie des vagues dans un grand nombre de directions, et plus récemment [Sutherland and Rabault \(2016\)](#) qui mesure un signal correspondant à des vagues réfléchies à proximité de banquise côtière, mais qui ne concerne que la partie haute fréquence du spectre ($T_p = \leq 7$ s). On peut aussi mentionner l'observation d'une augmentation de l'étalement directionnel des vagues courtes dans l'étude de [Sutherland and Gascard \(2016\)](#), malgré une atténuation qui est reproduite plus adéquatement avec un modèle visqueux qu'avec un modèle de rétro-diffusion. Néanmoins, aucune de ces études récentes n'observe de spectres isotropes après quelques kilomètres dans la couverture de glace, comme suggéré par les expériences MIZEX ([Wadhams et al., 1986](#); [Squire et al., 1995](#)). Au contraire, [Sutherland and Rabault \(2016\)](#) constatent une diminution de l'étalement directionnel avec la distance, constatation qui est également faite lors de l'analyse des images SAR où sont visibles les vagues se propageant dans la glace ([Stopa et al., 2018a,b](#)).

La résolution du problème en 2 dimensions pour une plaque de glace élastique a été effectuée par [Meylan and Squire \(1996\)](#) en posant l'équation de continuité du potentiel ϕ aux interfaces entre des plaques de glace d'épaisseurs différentes (voire nulle dans le cas de l'eau libre). En adaptant ce problème au cas de notre figure 1.10, cela revient à poser $\phi_{ow} = \phi_{ice}$ au niveau de la ligne en pointillés. La résolution de ces équations a été largement traitée, notamment parce que la réflexion des vagues par des objets flottants a des applications bien plus larges que la seule atténuation des vagues dans la banquise (polders, structures offshore, voir [Squire, 2007](#)). Ces développements ont permis une évolution des modèles de rétro-diffusion laissant envisager leur utilisation au sein de modèles non spécifiquement dédiés à la résolution de la rétro-diffusion, notamment grâce à l'utilisation des coefficients d'atténuations fournis par ces modèles ([Squire, 2007](#); [Kohout and Meylan, 2008](#); [Dumont et al., 2011](#)). En l'absence de tels coefficients, l'intégration de la rétrodiffusion reste problématique du fait des méthodes mathématiques complexes et coûteuses nécessaires à la résolution du problème, que nous ne présentons pas en détails ici.

[Kohout and Meylan \(2008\)](#) proposent ainsi un modèle qui fournit des coefficients d'atténuation adimensionnels pouvant être utilisés dans des modèles de vagues dans la glace comme dans l'étude de [Dumont et al. \(2011\)](#). Ils ont aussi servi lors de l'ajout d'un module représentant l'atténuation des vagues par la glace au sein du modèle WAM du CEPMMT ([Doble and Bidlot, 2013](#)). Le modèle de [Kohout and Meylan \(2008\)](#) fait l'hypothèse que la rétrodiffusion peut être assimilée à une succession de réflexions entre deux plaques de glace semi-infinies d'épaisseur constante h_i ($h_i = 0$ dans le cas de l'eau libre), pour des vagues se propageant orthogonalement à un bord de glace rectiligne. Les plaques de glace sont supposées être des plaques fines élastiques dont les bords sont libres. La résolution, un peu complexe, se fait ensuite grâce à une méthode d'expansion des fonctions propres des potentiels sous chaque plaque associés à chacun des modes de propagation. La cohérence du modèle posant problème, les résonances sont éliminées à l'aide d'une méthode de Monte-Carlo. Les coefficients obtenus sont supposés être indépendants de la taille des plaques, si tant est qu'elle sont suffisamment grandes pour qu'elles se comportent de manière élastique au passage des vagues. En effet, des plaques de glace trop petites vont avoir tendance à ne pas fléchir sous l'effet des vagues mais plutôt à suivre le mouvement de l'élévation de la surface. Sous cette hypothèse, la réflexion totale est égale à la somme de toutes les réflexions, et dépend donc uniquement du nombre N de plaques rencontrées par les vagues. Pour un nombre d'onde donné et des plaques de glace d'épaisseur h_i :

$$\frac{dE(k)}{dx} = E e^{(-a_{k,h_i} N_{\text{plaques}})}, \quad (1.72)$$

où a_{k,h_i} est le coefficient d'atténuation adimensionnel résultant de la réflexion d'une vague monochromatique de nombre d'onde k sur une plaque de glace d'épaisseur h_i . N_{plaques} peut-être déterminé en faisant par exemple l'hypothèse que les plaques de glace suivent une distribution connue (Dumont et al., 2011). Dans le cas où l'on connaît la taille moyenne des plaques de glace D_{ave} et où la concentration en glace c est connue, on exprime le nombre N_{plaques} de plaques rencontrées par des vagues se propageant le long de l'axe x de la manière qui suit (Kohout and Meylan, 2008) :

$$N_{\text{plaques}} = \frac{c \times x}{D_{\text{ave}}}. \quad (1.73)$$

Les coefficient d'atténuations a_{k,h_i} dépendent de l'épaisseur de la glace et de la fréquence/du nombre d'onde des vagues. Plus la glace est épaisse et plus les vagues sont courtes, plus la valeur du coefficient est élevée.

L'intégration de tels coefficients d'atténuation dans un modèle spectral de vagues diffèrent des processus dissipatifs, car la réflexion des vagues conserve l'énergie qui est directionnellement redistribuée :

$$\frac{S_{\text{ice,scat}}(k, \theta)}{\omega} = \int_0^{2\pi} \beta_{\text{scat}}(\theta - \theta') [s_{\text{scat}} N(k, \theta') - N(k, \theta)] d\theta', \quad (1.74)$$

où $\beta_{\text{is,scat}}$ est le coefficient de redistribution de l'énergie des vagues incidentes de direction θ dans la direction réfléchi θ' . Ce coefficient dépend *a priori* de la différence $(\theta - \theta')$, ainsi que de la forme des plaques de glace. Le coefficient s_{scat} est normalement égal à 1 afin de conserver l'énergie, mais est parfois utilisé comme un processus dissipatif par certains auteurs en l'absence d'autre mécanismes, sa valeur étant alors $s_{\text{scat}} = 0$ (par ex. Williams et al., 2013a). Dans le cas de l'utilisation du modèle de Kohout and Meylan (2008), et dans le cas où la redistribution de l'énergie se fait de manière isotrope (comme par exemple Meylan and Masson, 2006; Arduin et al., 2016), on a :

$$\beta_{\text{scat}} = a_{k,h_i} \frac{c \times C_g}{2\pi D_{\text{ave}}}. \quad (1.75)$$

La dépendance en $(\theta - \theta')$ peut être prise en compte mais elle n'a en pratique aucune importance (voir 2.1.1, ou annexe A. de Boutin et al., 2018). D'un point de vue théorique, le problème de la redistribution spatiale a cependant été résolu dans le cas de plaques de glace circulaires et rigides (Masson and LeBlond, 1989; Perrie and Hu, 1996; Meylan and Masson, 2006), et dans le cas de plaques circulaires et élastiques (Meylan and Squire, 1996), puis dans le cas de plaques élastiques de forme quelconques (Meylan, 2002). L'utilisation d'une redistribution isotrope en première approche se justifie cependant par les observations faites par Wadhams et al. (1986) qui observent que l'étalement directionnel des vagues les plus courtes (et donc les plus susceptibles d'être rediffusées) tend rapidement vers l'isotropie dans la glace.

Il est enfin à noter que les coefficients d'atténuation obtenus par les modèles de rétro-diffusion sont généralement inférieurs aux coefficients d'atténuation effectivement mesurés, en particulier pour les vagues ayant des périodes supérieures à 10 s (par exemple Kohout and Meylan, 2008; Montiel et al., 2016). Cette différence vient du fait que la rétro-diffusion des vagues est souvent négligeable, et que l'atténuation est généralement dominée par des phénomènes dissipatifs, en particulier pour les vagues dominantes. De plus, le coefficient de réflexion dans les modèles comme ceux de Kohout and Meylan (2008) est généralement sur-estimé par l'hypothèse d'incidence sur une plaque semi-infinie.

1.4.3 Intégration des interactions vagues-glace dans des modèles numériques de vagues

Nous avons vu au début de la section en cours comment, à l'aide de coefficients d'atténuation, les processus de dissipation de l'énergie des vagues peuvent être représentés sous forme de termes sources. Le cas particulier de la rétro-diffusion des vagues par les plaques de glace a également été abordé. Masson and LeBlond (1989) sont les premiers à avoir introduit une formulation à

l'aide de termes sources pour représenter les interactions vagues-banquise dans un modèle à deux dimensions horizontales. Leur formulation a par ailleurs été introduite dans un modèle de vagues plus général par [Perrie and Hu \(1996\)](#) afin de représenter l'atténuation due à la rétro-diffusion par les plaques de glace. Néanmoins, ce modèle suppose que les plaques sont rigides, et est donc limité aux cas de petites plaques qui ne fléchissent pas sous l'effet des vagues.

Hormis ces travaux, l'introduction des interactions vagues-banquises dans les modèles de vagues est demeurée très limitée jusqu'au début des années 2010. Le modèle de vagues dans la glace de [Dumont et al. \(2011\)](#) inclut une paramétrisation de la taille des plaques de glace qui permet une représentation plus pertinente du processus de rétro-diffusion, grâce également aux coefficients d'atténuation fournis par le modèle de [Kohout and Meylan \(2008\)](#). Cet article sert de socle aux études de [Williams et al. \(2013a\)](#) et [Williams et al. \(2013b\)](#), qui reprennent cette paramétrisation et l'adaptent au sein d'une équation de conservation de l'énergie avec des termes sources comme dans l'équation 1.43. Ce modèle n'est cependant pas tout à fait un modèle de vagues 'complet', puisque seul le terme source lié aux interactions vagues-glace est présent, c'est-à-dire qu'il n'y a pas de génération, de déferlement, d'interactions non-linéaires... L'énergie incidente au bord de glace est forcée sous la forme d'un spectre de Bretschneider ([Bretschneider, 1959](#)) pour une hauteur significative et une période pic données. Dans une autre étude, [Doble and Bidlot \(2013\)](#) incluent une paramétrisation de l'atténuation des vagues dans le modèle WAM [Bidlot \(2012\)](#) utilisant les coefficients d'atténuations fournis par le modèle de rétro-diffusion de [Kohout and Meylan \(2008\)](#) mais en considérant le mécanisme comme étant dissipatif. Ils intègrent aussi une paramétrisation de la friction suggérée par ([Kohout et al., 2011](#)). Leur objectif à terme est d'inclure ces interactions vagues-glace dans le modèle opérationnel utilisée au CEPMMT. Cependant, les auteurs y font état de deux étapes majeures à franchir pour en arriver là.

La première vient de la difficulté à représenter l'atténuation des vagues en l'absence de données de forçages des propriétés de la glace de qualité, ce qui limite grandement les possibilités de valider un modèle en utilisant des bouées de mesures de vagues. La seconde est l'ajout d'une représentation de la taille des plaques de glace, à la manière du travail effectué par [Dumont et al. \(2011\)](#), du fait de son importance dans la transmission de l'énergie des vagues dans la glace.

Ces différents travaux ont ouvert la voie aux développement de termes sources 'vagues-glace' dans les versions les plus récentes de modèles de vagues généraux tels que WAVEWATCH III ([WW3DG, 2016](#)). Jusqu'à récemment, la glace était traitée comme une terre au-delà d'un certain seuil de concentration (paramétrisation IC0 de [Tolman, 2003](#)). Depuis, d'autres possibilités sont venues s'ajouter (voir [WW3DG, 2016](#), pour plus de détails) :

- La paramétrisation IC1, qui applique à toutes les fréquences un unique coefficient d'atténuation.
- La paramétrisation IC2, qui applique le terme de dissipation détaillé dans l'équation 1.65 ([Stopa et al., 2016](#))
- La paramétrisation IC3, qui calcule la dissipation visqueuse d'après la relation de dispersion présentée dans [Wang and Shen \(2010\)](#). Cette paramétrisation est excessivement coûteuse en terme de temps de calcul.
- La paramétrisation IC4, qui applique une des dissipations empiriques proposées par exemple par les papiers de ([Meylan et al., 2014](#)) ou de ([Kohout et al., 2014](#)). Ces paramétrisations ne reposent pas sur un modèle physique de l'atténuation, mais minimisent l'erreur entre le modèle et les données utilisées dans ces études.
- La paramétrisation IS1 qui représente la rétrodiffusion de manière conservative. Cette paramétrisation est très simplifiée, la proportion de l'énergie qui est rétro-diffusée est une fonction affine de la concentration de la glace dont les coefficients sont réglables, et la formulation n'est pas conservative.
- La paramétrisation IS2, développée en partie lors de cette étude et qui fait l'objet du chapitre suivant. Elle représente la rétro-diffusion de manière conservative et propose une

représentation des processus dissipatifs associées à la flexion de la glace.

Pour conclure, la représentation des interactions vagues-glace dans les modèles de vagues a été l'objet de nombreuses études depuis le début des années 2010. Néanmoins, aucun consensus ne se dégage sur une paramétrisation qui permettrait de représenter au mieux la propagation et l'atténuation des vagues dans la banquise. Ce travail est rendu en particulier difficile par la variété des conditions de glace possibles, pour lesquelles les mécanismes ayant lieu sont différents. Il est également très complexe de valider les modèles compte-tenu de la quantité d'informations synoptiques nécessaires à un forçage approprié du modèle (évolution de la hauteur des vagues, voire du spectre de la variance de l'élévation de surface tout entier, ainsi que l'évolution en parallèle des propriétés de la glace, voir [Doble and Bidlot, 2013](#)). Dans ce contexte, il est nécessaire ne pas s'intéresser seulement aux vagues, mais aussi à la glace. Comment connaître ses propriétés ? Comment représenter l'évolution en parallèle des vagues et de la glace ? Ces questions sont abordées dans la section suivante.

1.5 Observation et modélisation de la glace

Nous avons vu dans la section précédente toute l'importance qu'avait une bonne connaissance des propriétés de la glace dans la représentation des interactions vagues-banquise. Le problème réside dans la difficulté d'acquérir ces connaissances : les banquises en Arctique comme en Antarctique sont éloignées des principales zones d'activités humaines. Durant leurs hivers respectifs, elles sont majoritairement plongées dans l'obscurité. Enfin, leur climat rude met à l'épreuve toute tentative d'expédition dans ces régions difficilement navigables, et limite grandement les possibilités d'observation optique contraignant à les moyens d'observation à utiliser des signaux faisant fi de la couverture nuageuse.

1.5.1 Jeux de données issus de l'observation des grandeurs liées à la banquise

La banquise recouvre les océans autour des deux pôles avec de fortes variations saisonnières. Les données concernant ses propriétés obtenues à l'aide de campagne *in situ* sont rares, et compte-tenu de l'ordre de grandeur des surfaces recouvertes de glace (plusieurs millions de km²), elles ne représentent qu'une vision ponctuelle de l'état de la glace dans l'espace et dans le temps. En ce qui concerne les interactions vagues-banquise, les propriétés de la glace ayant un impact sur les propriétés des vagues se propageant et vice-versa, l'obtention de données synoptiques concernant les propriétés de la glace (concentration, épaisseur, tailles des plaques, état de la glace) relève du défi. C'est pourtant le seul moyen d'obtenir une validation fiable des modèles proposés. En effet, suivre l'évolution d'une seule de ces grandeurs ne permet pas de conclure tant chacune d'entre-elles a son importance dans l'évolution du système vagues-glace dans son ensemble (Doble and Bidlot, 2013). Compte-tenu des échelles spatiales mises en jeu (les vagues peuvent pénétrer sur plusieurs dizaines ou même centaines de kilomètres dans la banquise, et la largeur de la Zone Marginale de Glace est également de l'ordre de plusieurs dizaines de kilomètres Strong and Rigor, 2013), l'utilisation de moyens aéroportés, et surtout de jeux de données satellitaires, validés par des mesures prises au sol, est du premier intérêt. Pour bien comprendre les forces et faiblesses de ces jeux de données, utiles pour le forçage des modèles de vagues incluant une représentation de la glace notamment, nous en faisons ici un bref résumé.

La télédétection spatiale

La télédétection spatiale a pour défi de déduire à partir d'un signal obtenu à l'aide de capteurs passifs ou actif embarqués sur des satellites, des propriétés physiques d'objet lointains. En ce sens, elle ne mesure pas directement les propriétés de la glace, elle les estime grâce aux conséquences de ces propriétés sur le signal émis ou ré-émis de la glace vers l'instrument. Elle offre aujourd'hui l'accès à quelques grandeurs que nous présentons dans la suite de cette section.

La concentration de la glace est le ratio entre la surface recouverte de glace et la surface totale de l'océan sur une zone donnée, et est ainsi associée à l'extension de la glace. Elle est communément estimée depuis l'espace par radiométrie micro-onde. Des jeux de données sont disponibles aussi bien en Arctique qu'en Antarctique, avec des produits tels que ceux fournis par le CERSAT (Ifremer) qui utilise le capteur SSM/I pour dériver la concentration en glace de la température de brillance. A l'aide de l'algorithme présenté dans l'étude de Kaleschke et al. (2001), le CERSAT propose une carte quotidienne de la concentration en glace sur une grille de 12.5 km de résolution de 1992 à aujourd'hui. A une résolution plus élevée encore, l'Université de Brême utilise le capteur AMSR2 pour fournir des cartes de concentrations avec une résolution de 3 km (Spreen et al., 2008). La mesure de la concentration en Arctique comme en Antarctique permet de calculer l'extension de la couverture de glace (voir Fig. 1.1), dont l'évolution ces 30 dernières années est un marqueur important du changement climatique.

L'épaisseur de la glace peut également être estimée depuis l'espace via deux moyens différents.

Le premier utilise la température de brillance de la glace mesurée par le satellite SMOS, et est valide pour les glaces dont l'épaisseur est inférieure à un mètre environ, pour des concentrations élevées et hors période de fonte (Kaleschke et al., 2012). Les incertitudes sur la valeur obtenue demeurent néanmoins importantes, même dans le domaine de validité de l'estimation (de l'ordre de quelques dizaines de %). De plus, cette dernière n'est valide qu'en l'absence d'eau liquide à la surface de la glace (qui perturbe la mesure par ses propriétés radiométriques très différentes), ce qui limite son utilisation en Arctique aux mois d'octobre à avril environ. Le second consiste à utiliser un altimètre, comme celui embarqué à bord de CRYOSAT-2, et de mesurer le franc-bord de la glace de mer (Laxon et al., 2013). En faisant l'hypothèse que la densité de la glace est constante, il est possible de retrouver l'épaisseur de la glace. Contrairement à la première méthode, cette estimation est valide pour les glaces à l'épaisseur supérieure à un mètre environ. A noter qu'il existe des produits mixtes, combinant les 2 instruments et tirant partie de leur complémentarité (Ricker et al., 2017). Enfin, si la mesure de la température de brillance peut se faire aisément sur une large bande et ainsi fournir un produit d'épaisseur journalier, l'altimétrie nécessite de nombreux passages pour assurer la couverture d'une zone telle que l'océan Arctique, et ne peut ainsi fournir qu'un produit hebdomadaire.

Ce ne sont pas là les seuls produits concernant la glace que l'on peut obtenir par télédétection. D'autres paramètres, tels que l'âge de la glace, qui est en général déduit de l'état de rugosité de la surface, ou sa dérive, sont également l'objet de produits existants, mais n'ont pas, dans l'état actuel des connaissances, d'intérêt prioritaire lorsqu'il s'agit d'explorer les interactions vagues-glaces. Enfin, l'estimation de la distribution de la taille des plaques est en cours de développement à partir de radars à synthèse d'ouverture. Des résultats obtenus récemment sont prometteurs, mais encore limités aux plaques de glace dont la taille est supérieure à 200 mètres environ (Hwang et al., 2017). Ces travaux sont d'un grand intérêt (nous avons notamment vu précédemment l'importance du nombre de plaques rencontrées par les vagues dans le calcul de la rétro-diffusion), mais le développement de ces produits est, à l'heure de la rédaction de ce manuscrit, à un stade trop précoce pour être utilisé.

Si l'utilité de ces données issues de la télédétection spatiale est indéniable dans le cas où l'on souhaite étudier les impacts des vagues sur la glace, afin de fournir des forçages réalistes notamment, il apparaît néanmoins nécessaire de souligner leurs limitations dont leur précision et leur difficile validation. En effet, nous avons déjà abordé ce problème pour l'épaisseur, dont les incertitudes sont très importantes, mais une remarque similaire peut-être faite pour la concentration, tout spécialement aux endroits où la surface de l'océan est faiblement recouverte (dans la ZMG par exemple) ou à proximité des côtes, ou lors de conditions météo défavorables (nuages, précipitations, évaporation).

1.5.2 Modélisation de la banquise

Présentation générale des modèles de glace

La modélisation de la banquise est, à la manière des interactions vagues-banquise, une branche de la science qui s'est développée relativement récemment, à savoir à la fin du XXème siècle. Les fondations de la modélisation de l'évolution de la banquise telle qu'on la pratique encore aujourd'hui ont été posées suite au projet Arctic Ice Dynamics Joint Experiment (AIDJEX, Coon et al. (1974)). Compte-tenu des capacités de calcul de l'époque, il était impossible de modéliser le comportement de la banquise à des résolutions horizontales de l'ordre de la taille des plaques de glaces (de quelques mètres à quelques kilomètres). Le choix a alors été fait de représenter la banquise comme un milieu continu, associé à un champ de vitesse $\mathbf{u} = (u, v)$.

Ce champ de vitesse \mathbf{u} associé à la dynamique de la glace est en général calculé à partir de l'équation de conservation de la quantité de mouvement dont la forme générale est :

$$D_t(m_i \mathbf{u}) = \nabla \cdot (\boldsymbol{\sigma}) + F_{\text{ext}} \quad (1.76)$$

où D_t est la dérivée temporelle Lagrangienne, m_i la masse de la glace, F_{ext} désigne l'ensemble des forces extérieures (en général, et selon les conditions d'application, on retrouve la force de Coriolis, l'effet de la pente de l'élévation moyenne de surface, les tensions dues à la présence de vent et de courants...), et $\nabla \sigma$ est la divergence du tenseur des forces internes σ , qui exprime la résistance de la glace aux déformations.

Représenter la glace comme un continuum en 2 dimensions n'est pas naturel à un observateur de la glace. Cette dernière est en général morcelée, avec une grande variété d'épaisseurs, et donc de types de glace, à des échelles spatiales bien plus petites que celles représentées par la résolution des modèles climatiques. L'épaisseur de la glace est par ailleurs d'une grande importance, car elle intervient dans les calculs de m_i et de σ , ainsi que dans la prise en compte des effets thermodynamiques (la fonte et le gel). Un moyen d'améliorer la représentation de ces processus non résolu à l'échelle de la grille est d'inclure une Fonction de Distribution des Épaisseurs (FDE, ou ITD pour Ice Thickness Distribution), comme suggéré par [Thorndike et al. \(1975\)](#).

$$\frac{\partial g}{\partial t} = -\nabla \cdot (\mathbf{u}g) - \frac{f \partial g}{\partial l} + \psi \quad (1.77)$$

où $g(h_i, \mathbf{x}, t)$ est la fonction de distribution associée à l'épaisseur h_i à la position \mathbf{x} et à l'instant t , f est la variation d'épaisseur sous l'effet des processus thermodynamiques et ψ représente la redistribution liée aux effets mécaniques tels que la formation de crêtes de compressions ou de chenaux d'eaux libres lors des convergences/divergences de la glace.

De même, certains processus étant dépendants de la taille des plaques de glace, il a récemment été proposé d'introduire une distribution de tailles des plaques de glace afin d'en améliorer la représentation ([Zhang et al., 2015b](#); [Horvat and Tziperman, 2015](#)). Une telle distribution est décrite plus en détail dans le chapitre 4, où elle est incluse dans le modèle de glace NEMO-LIM3 ([Madec, 2008](#); [Vancoppenolle et al., 2009](#)).

Le deuxième défi majeur concernant la représentation de la glace comme un continuum 2D est de trouver une loi de rhéologie adaptée à une telle hypothèse pour représenter un matériau qui n'est pas, par nature, continu [Feltham \(2008\)](#). L'objectif est d'obtenir, à l'échelle de la grille du modèle, des quantités intégrées (champs de vitesse, distribution d'épaisseur, concentration, température...) qui soient les plus réalistes possibles. La loi la plus utilisée aujourd'hui considère la glace comme un matériau isotrope qui suit une rhéologie dite visco-plastique (VP) ([Hibler III, 1979](#)). Cette approche suppose que la glace se comporte comme une liquide visqueux lorsqu'elle est exposée à des contraintes relativement faibles, mais se comporte comme un matériau plastique au-delà d'un certain seuil. L'idée de la déformation plastique lors des contraintes élevées repose sur l'observation de la réponse de la banquise aux contraintes imposées par l'atmosphère et par l'océan. Cette réponse est principalement locale, avec la formation de zone d'eaux libre résultants de ruptures de plaques, ou bien la formation de crêtes de compression, ce qui se rapproche d'un comportement plastique où une déformation irréversible a lieu au-delà d'un certain seuil.

En revanche, le comportement visqueux a été suggéré par [Hibler III \(1979\)](#) en partie pour des raisons numériques, mais aussi parce qu'il a été montré qu'en moyenne, un grand nombre de plaques de glace supposées plastiques qui subissent des collisions aléatoires à un taux de déformation qui suit une loi visqueuse pour de faibles contraintes extérieures ([Hibler, 1977](#)). Malgré cela, des études plus récentes ont montré que cette approche demeure imparfaite dans la reproduction de certaines propriétés de la déformation de la glace, tout particulièrement à fine échelle (par exemple [Girard et al., 2009](#)). À noter que l'on parle également de rhéologie elasto-visco-plastique (EVP) car il est courant d'utiliser un terme élastique artificiel pour résoudre l'équation de la dynamique ([Hunke and Dukowicz, 1997](#)). Cela ne constitue cependant pas une nouvelle rhéologie à proprement parler.

Alors que la résolution horizontale des modèles augmentent jusqu'à s'approcher de l'ordre de grandeur de la taille des plaques de glace dans la ZMG Wang and Wang (2009), la question se pose de comment adapter cette rhéologie afin de représenter de manière plus réaliste les plaques de glace, tout en conservant un comportement réaliste. Parmi les pistes envisagées, on peut citer la rhéologie élasto-fragile de Maxwell (Girard et al., 2011; Dansereau et al., 2016) utilisée dans le modèle en développement neXtSIM (Rampal et al., 2016), qui, sans entrer dans les détails, semble plus adaptée à la représentation de la dynamique de la glace de mer à l'échelle des plaques de glace. On peut également citer Tsamados et al. (2013) qui présente un modèle prenant en compte l'anisotropie de la glace à des résolutions inférieures à celle de la grille du modèle, due à la présence de fractures.

La question se pose également de savoir si les vagues ne joueraient pas un rôle important dans le comportement de la banquise, au moins au bord de la glace (Sutherland and Dumont, 2018). Le modèle de glace neXtSIM a pour cela été couplé à un modèle relativement simplifié de propagation des vagues dans la glace, avec une interaction au niveau de la rhéologie élasto-fragile utilisée (Williams et al., 2017). En quelques mots, la glace est associée à une variable représentant les dommages qu'elle subie. Lorsque la glace est endommagée, sa résistance à l'étirement chute, car elle est supposée fragmentée et donc libre de dériver plus librement.

Enfin, la propagation de houles sur de très grandes distances (Arduin et al., 2016) pourrait avoir des conséquences sur la fatigue de la glace en tant que matériau (Langhorne et al., 1998), la rendant possiblement plus aisée à rompre. D'un point de vue thermodynamique, la représentation de la glace à l'échelle des plaques pourrait améliorer la représentation de la fonte, en incluant la fonte dite latérale. Cette dernière ne représente a priori qu'une faible portion de la fonte totale (Steele et al., 1992), la surface des plaques de glace étant principalement horizontale (au niveau de la surface et de la base de la plaque) (Rothrock and Thorndike, 1984). Cependant, dans un environnement où la probabilité de fragmentation augmente (Thomson and Rogers, 2014), l'augmentation de l'importance relative de ce phénomène est susceptible de déclencher une boucle de rétro-action positive, accroissant potentiellement le déclin en cours de la glace (Asplin et al., 2012).

Le modèle LIM3

Le modèle de glace choisi pour cet étude est le modèle LIM3 (Vancoppenolle et al., 2009). Il s'agit d'un modèle à la fois dynamique et thermodynamique qui considère la glace comme un continuum 2-D avec une rhéologie visco-plastique, à laquelle est ajouté un terme élastique artificiel pour la résolution (rhéologie EVP). Il inclut une représentation des distributions de l'épaisseur de la glace, de son enthalpie, de sa salinité, et de son âge pour une meilleure représentation de la glace à des échelles inférieures à la résolution de la grille. En sus de cette distribution, lors des calculs halo-thermodynamiques, la glace est représentée sous forme de couches empilées, qui permettent une meilleure représentation de l'évolution de la température et de la salinité de la glace entre la surface et la base de la banquise. Il est en cela similaire à d'autres modèles de glace développés depuis une vingtaine d'années (par exemple la composante banquise du MITgcm (Losch et al., 2010), le modèle GELATO (Mélia, 2002), ou CICE, le modèle de glace de Los Alamos (Hunke et al., 2017)), et notre travail peut donc aisément s'étendre à ces modèles. Par ailleurs, un effort européen est en cours pour unifier 3 de ces modèles (LIM3, CICE et GELATO, précédemment cités) en un seul, modulable. La spécificité majeure de LIM3 tient dans sa manière de représenter l'effet de la salinité de la banquise, avec une évolution temporelle du profil vertical de salinité dans les différentes couches de glace. LIM3 utilise une formulation adaptée aux grilles de type C (Arakawa, 1966) couramment utilisées en océanographie. Le choix du modèle LIM3 est donc celui d'un modèle pérenne, utilisé par une large communauté et à la philosophie similaire à la grande majorité des modèles de glace qui servent aux études climatiques et océanographiques.

Dans la suite de cette section, nous présentons brièvement le fonctionnement du modèle pour

les mécanismes impliqués dans les interactions vagues-glace, à savoir la dynamique de la glace de mer et sa thermodynamique. Cette présentation sert de support pour expliquer les résultats obtenus au chapitre 4, qui aborde le couplage entre le modèle de vagues et celui de glace.

Dynamique de la glace dans le modèle LIM3

La dérive de la glace, loin des côtes du moins, se fait principalement sous l'effet du vent (voir par exemple [Holland and Kwok, 2012](#), en Antarctique). Une règle empirique classique est de considérer que la glace dérive à une vitesse qui est d'environ 2% celle du vent, avec une déviation de 45° vers la droite par rapport à la direction du vent dans l'hémisphère nord sous l'effet de la force de Coriolis (et vers la gauche dans l'hémisphère sud). Les effets des courants océaniques sur la dérive de la glace sont également sensibles. Le modèle LIM3 utilise, pour déduire la vitesse de dérive de la banquise, l'équation de la conservation du mouvement qui tient compte de la contribution des mécanismes précédemment cités. Elle s'exprime de la manière suivante ([Vancoppenolle et al., 2009](#)) :

$$mD_t\mathbf{u}_i = \nabla \cdot (\boldsymbol{\sigma}) + c(\tau_a + \tau_o) - mf\mathbf{k} \times \mathbf{u}_i - mg\nabla\eta \quad (1.78)$$

où, m est la masse totale de neige et de glace par unité d'aire, \mathbf{u}_i est le vecteur de vitesse horizontale de la glace et $\boldsymbol{\sigma}$ est le tenseur des forces interne de la glace. Suivent les termes de tensions τ_a , τ_o associés respectivement aux effets de l'atmosphère et de l'océan. Ils sont multipliés par c , la concentration en glace, afin de prendre en compte uniquement la surface recouverte par la glace. L'avant-dernier terme représente les effets de la force de Coriolis, f étant le paramètre de Coriolis et \mathbf{k} un vecteur unitaire normal à la surface de la Terre. Le dernier terme représente l'effet de la pente de surface, η étant l'élévation de surface.

Sans entrer trop dans les détails de la rhéologie visco-plastique, les différentes composantes du tenseur des contraintes sont toutes proportionnelles à la résistance en compression de la glace de mer, notée P , qui va donc avoir une grande importance dans la résistance de la banquise aux déformations. Le modèle utilise pour la valeur de P la paramétrisation de [Hibler III \(1979\)](#) qui définit P comme :

$$P = P^*h_i e^{-C(1-c)} \quad (1.79)$$

où P^* et C sont des constantes empiriques. La conséquence de cette formulation est que plus la glace est fine et peu compacte, moins elle offre de résistance aux déformations qui résultent des efforts extérieurs, et inversement pour de la glace épaisse et compacte.

Pour évaluer les termes de tensions entre la glace et l'océan et entre l'atmosphère et la glace, le modèle LIM3 utilise les formulations quadratiques suivantes :

$$\tau_o = \rho_w \gamma_o |u_o - u_i| (u_o - u_i) \quad (1.80)$$

$$\tau_a = \rho_a \gamma_a |u_a - u_i| (u_a - u_i) \quad (1.81)$$

où ρ désigne la densité associée à l'eau de mer pour l'indice w et à l'air pour l'indice a , γ désigne le coefficient de traînée entre la glace de mer et l'océan pour l'indice o et entre la glace de mer et l'atmosphère pour l'indice a . Les variables u_i , u_o et u_a sont les vitesses associées respectivement à la glace, à l'océan sous la glace, et au vent. Le coefficient de traînée γ_o , entre la glace banquise et l'océan, est pris constant et égal à 5×10^{-3} . Le coefficient de traînée γ_i entre l'atmosphère et la banquise est pris constant et égal à 1.4×10^{-3} . En pratique, la vitesse des courants des surface est calculée dans le modèle NEMO-LIM3 par la composante océan du modèle lorsqu'elle est incluse dans la simulation, ou bien fournie comme forçage lorsque le modèle LIM3 tourne seul. Dans le cas où la composante océan du modèle est utilisée, la dérive de la glace agit également comme un stress à la surface de l'océan, avec des rétro-actions possibles. Dans notre étude cependant, l'océan et la glace de mer sont forcés par une atmosphère prescrite, et la dérive de la glace n'a donc aucun effet sur la vitesse des vents.

Thermodynamique de la glace dans le modèle LIM3

Parce que le comportement des plaques fracturées par la glace lorsqu'elles regèlent est encore mal connu, nous nous contentons de travailler dans le chapitre 4 lors de périodes où la glace est essentiellement susceptible de fondre. Par conséquent, nous nous contentons dans cette partie de présenter la fonte de la glace dans le modèle LIM3.

Comme mentionné précédemment, la thermodynamique de la glace dans LIM3 est traitée en découpant la glace en N couches superposées en dessous d'une couche de neige (voir Fig. 1.16 avec $N=2$). La fonte peut intervenir à la base des plaques de glace, à l'interface entre banquise

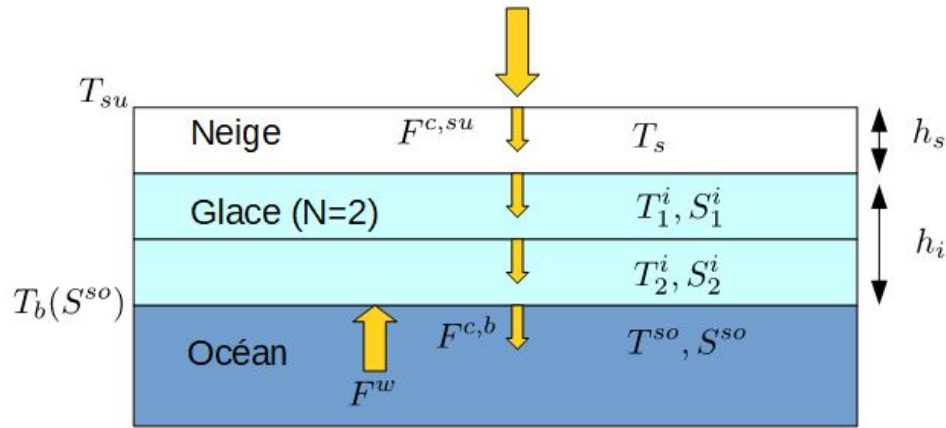


FIGURE 1.16 – Illustration du système de couches dans la thermodynamique du modèle LIM3 avec $N = 2$ couches de glace et une couche de neige.

et océan liquide. On parle alors de fonte basale. L'épaisseur de glace Δh_i qui fond pendant une durée Δt s'exprime ainsi dans le modèle LIM3 :

$$\frac{\Delta h_i}{\Delta t} = - \frac{\min[|F^w - F^{c,b}|, 0]}{q(S_N^i, T_N^i)}, \quad (1.82)$$

où $q(S_N^i, T_N^i)$ désigne l'enthalpie de la couche de glace N (celle au contact de l'océan, de salinité S_N^i et de température T_N^i) et F^w est le flux de chaleur issu de l'océan sous-jacent qui dépend de la température dans la couche supérieure de l'océan T^{so} et du mélange turbulent (McPhee, 1992)

$$F_w = \rho_w \gamma_w C_h u_{io}^* (T^b - T^{so}), \quad (1.83)$$

où C_h est un coefficient égal à 0.006, et u_{io}^* est la vitesse de friction de l'océan (qui dépend de τ_o , donc de la différence entre la vitesse de dérive de la glace et celle des courants de surface). Le second flux mis en jeu dans l'équation est le flux conductif à la base de la glace, $F^{c,b}$ qui dépend de la différence de température entre la couche inférieure de la glace et la température à l'interface océan-glace, qui est égale à la température de fonte de la glace dans une eau dont la salinité est prise égale à la salinité de surface de l'océan S^{so} . Orienté du haut vers le bas, il s'exprime comme :

$$F^{c,b} = - \frac{2k_N^i}{h_N^i} (T^b - T_N^i), \quad (1.84)$$

où k_N^i est la conductivité thermique de la glace dans la couche N (qui dépend de la température et de la salinité dans cette couche) et h_N^i est l'épaisseur de la couche N .

Pour la fonte à la surface, il faut tenir compte de la présence de neige qui isole la glace de l'atmosphère. La glace comme la neige fondent si la température à la surface atteint la température de fusion de l'eau, qui est de 0°C (la neige comme la glace à la surface sont supposées avec

une salinité nulle). L'épaisseur de glace Δh_i qui fond pendant une durée Δt s'exprime donc

$$\frac{\Delta h_i}{\Delta t} = -\frac{F^{\text{net}}}{q} \quad (1.85)$$

où q désigne soit l'enthalpie de la neige soit l'enthalpie de la couche de surface de la glace, $q(S_1^i, T_1^i)$, en l'absence de neige. La grandeur notée F^{net} représente le flux de chaleur net à la surface de la neige/glace. Dans notre cas, il dépend principalement des forçages atmosphériques.

Reste une dernière interface, les côtés de chaque plaque de glace, exposés au deux milieux, mais cependant majoritairement sous la surface du fait de la densité de la glace de mer ($d \simeq 0.9$).

En supposant un taux de fonte latérale uniforme w_{lat} , [Steele \(1992\)](#) propose la relation suivante :

$$\frac{ds}{dt} = -w_{\text{lat}}p \quad (1.86)$$

où s désigne la surface horizontale d'une plaque de glace et p est le périmètre de cette même plaque. [Steele \(1992\)](#) exprime ce périmètre p tel que :

$$p = \pi D_{\text{cal}} \quad (1.87)$$

où D_{cal} est le diamètre effectif. Il est défini en prenant la moyenne sur tous les angles de la distance entre deux lignes parallèles qui passent par les côtés d'une plaque de glace. On définit alors la surface horizontale d'une plaque s comme :

$$s = \alpha D_{\text{cal}}^2 \quad (1.88)$$

α est un paramètre qui dépend de la géométrie des plaques. En supposant une plaque circulaire, on a $\alpha = \pi/4$. Dans le modèle, $\alpha = 0.66$ qui est valeur moyenne obtenue par [Rothrock and Thorndike \(1984\)](#).

Si l'on considère maintenant l'ensemble des plaques, on a :

$$\frac{dc}{dt} = -w_{\text{lat}} \frac{\pi}{\alpha D_{\text{cal,average}}} c \quad (1.89)$$

Reste à évaluer $D_{\text{cal,average}}$ et w_{lat} . Pour le premier, [Lüpkes et al. \(2012\)](#) proposent la paramétrisation suivante dans laquelle $D_{\text{cal,average}}$ dépend notamment de la concentration c :

$$D_{\text{cal,average}} = D_{\text{min,Lupkes}} \left(\frac{c_*}{c - c_*} \right)^\delta \quad (1.90)$$

où c_* est une fonction du paramètre δ et des tailles minimales et maximales des plaques $D_{\text{min,Lupkes}}$ et $D_{\text{max,Lupkes}}$ telles que :

$$c_* = \frac{1}{1 - (D_{\text{min,Lupkes}}/D_{\text{max,Lupkes}})^{1/\delta}} \quad (1.91)$$

La valeur de $D_{\text{min,Lupkes}}$ choisie est celle donnant les meilleurs résultats pour le calcul du coefficient de traînée de la glace par [Lüpkes et al. \(2012\)](#), à savoir $D_{\text{min,Lupkes}} = 8$ m. Cette valeur est de l'ordre de grandeur des limites inférieures d'une fonction de distribution des tailles de plaques générées par les vagues pour de la glace fine. C'est la raison pour laquelle, par cohérence avec la paramétrisation déjà existante dans le modèle, nous avons fixé $D_0 = D_{\text{min,Lupkes}} = 8$ m. La taille maximale des plaques dans cette paramétrisation $D_{\text{max,Lupkes}}$ est fixée à 300 m, mais n'a que peu d'incidence tant qu'elle prend des valeurs supérieures à 100 m. Le coefficient δ peut prendre des valeurs dans l'intervalle $[0.2, 1.8]$, défini comme l'ensemble des valeurs donnant des valeurs estimées raisonnables de coefficient de traînée ayant une dépendance à la taille des plaques de glace dans l'étude de [Lüpkes et al. \(2012\)](#). Par la suite, nous prendrons sa valeur définie par défaut dans LIM3, $\delta = 1$. Cette paramétrisation est consistante avec des observations effectuées dans le détroit de Fram ([Hartmann et al., 1992](#); [Kottmeier et al., 1994](#)).

Chapitre 2

Modélisation des interactions vagues-banquise dans un modèle spectral de vagues

Ce chapitre est la reformulation du travail détaillé dans l'article [Boutin et al. \(2018\)](#), publié en juillet 2018 dans *Journal of Geophysical Research : Oceans*.

Dans le chapitre précédent ont été détaillées les difficultés qui existent dans la modélisation des interactions vagues-banquise. Parmi elles, il est notamment ressorti la dépendance des processus d'atténuation aux propriétés de la glace que sont la concentration, l'épaisseur et la taille des plaques de glace. Cette dernière grandeur est par ailleurs elle-même dépendante des vagues qui peuvent casser la banquise. Pour résoudre ce problème d'interactions entre vagues et taille des plaques de glace, [Dumont et al. \(2011\)](#) proposent d'utiliser une fonction de distribution des tailles de plaques connue et déterminée par ses bornes inférieure et supérieure, cette dernière dépendant de la courbure des vagues. Cette solution est adaptée par [Williams et al. \(2013a\)](#) et [Williams et al. \(2013b\)](#) dans un modèle de vagues simplifié ne représentant que les interactions vagues-glace. L'étude qui suit explique l'intégration de processus d'atténuation des vagues avec une action sur la taille des plaques et rétro-action sur les processus dans un modèle spectral complet, WAVEWATCH III[®].

2.1 Principe de l'implémentation des interaction vagues

2.1.1 Décomposition en termes source

Dans le modèle WAVEWATCH III[®], comme détaillé dans [Tolman and Booij \(1998\)](#), la densité spectrale de l'action des vagues est discrétisée en nombre d'ondes k et directions θ et s'écrit $N(k, \theta)$. Chaque nombre d'onde est associé à une fréquence fixée f . L'évolution de N sur une Terre supposée sphérique avec une longitude λ et une latitude ϕ s'écrit :

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \frac{1}{\cos \phi} \frac{\partial}{\partial \phi} \dot{\phi} N \cos \theta + \frac{\partial}{\partial \lambda} \dot{\lambda} N + \frac{\partial}{\partial k} \dot{k} N + \frac{\partial}{\partial \theta} \dot{\theta}_g N = \frac{S + S_{ice}}{\omega}, \quad (2.1)$$

dans laquelle les processus associés à la glace sont inclus dans le terme source S_{ice} et ω est la fréquence intrinsèque des vagues en radians. Les différentes vitesses d'advection dans les espaces physiques (λ, ϕ) et spectraux (k, θ) sont explicitées en section 1.3.2 et issues de [Tolman and Booij \(1998\)](#) and [The WAVEWATCH III[®] Development Group \(2016\)](#).

Les différents processus associés à la glace sont par la suite décomposés entre des termes sources associés aux différents processus que sont la rétro-diffusion, l'atténuation inélastique et l'atténuation anélastique et la friction basale comme suit :

$$S_{ice} = S_{ice,rdif} + S_{ice,ane} + S_{ice,ine} + S_{ice,fric}. \quad (2.2)$$

D'un point de vue pratique, parce que l'atténuation et la rétro-diffusion peuvent être très fortes dans certaines conditions (vagues courtes, glace épaisse), il est plus efficace de procéder à une intégration séparée des termes sources de glace : $S_{\text{ice}} = S_{\text{id}} + S_{\text{is}}$. On distingue alors un terme de dissipation,

$$S_{\text{id}}/\omega = \beta_{\text{id}}N, \quad (2.3)$$

et un terme de rétro-diffusion $S_{\text{is}} = S_{\text{ice,rdif}}$ qui est de la forme :

$$\frac{S_{\text{is}}(k, \theta)}{\omega} = \int_0^{2\pi} \beta_{\text{is}}(\theta - \theta') [N(k, \theta') - N(k, \theta)] d\theta', \quad (2.4)$$

dans lequel β_{is} est a priori fonction de la différence entre la direction incidente θ' et la direction réfléchie θ , ainsi que de la forme des plaques de glace. En général, le spectre directionnel de l'action des vagues $N(k, \cdot)$ est un vecteur avec NTH coordonnées (= nombre de directions dans le modèles), et le terme source est un vecteur de la même taille issu du produit matriciel $S/\omega = MN(k, \cdot)$ dans lequel M est une matrice carrée symétrique définie positive de taille NTH par NTH dont les coefficients sont donnés par les valeurs de β_{id} . La matrice M est aisément diagonalisable de la manière suivante :

$$M = VDV^T, \quad (2.5)$$

où D est une matrice diagonale contenant toutes les valeurs propres et V est une base des vecteurs propres, et V^T sa transposée. Par conséquent, l'équation de l'action des vagues une fois que les termes sources liés à la glace ont été scindés comme détaillé précédemment devient :

$$\frac{\partial N}{\partial t} \frac{N}{c_g} = \frac{S_{\text{id}}}{\sigma c_g}, \quad (2.6)$$

et peut être ré-écrite pour l'action N_j de chaque vecteur propre V_j associé à la valeur propre λ_j :

$$\frac{\partial N_j}{\partial t} \frac{N_j}{c_g} = \frac{\beta_{\text{id}} + \lambda_j}{\omega c_g} N_j, \quad (2.7)$$

qui a pour solution exacte :

$$N_j(t + \Delta t_g) = N_j(t) \exp[\lambda_j \Delta t_g]. \quad (2.8)$$

Dans tous les cas, le vecteur propre qui correspond à un spectre isotrope a une valeur propre $\lambda_j = \beta_{\text{id}}$. Dans le cas simple d'une rétro-diffusion isotrope, β_{is} est constant et toutes les autres valeurs propres sont égales à $(\beta_{\text{id}} + \beta_{\text{is}})$. La décomposition de l'équation en deux sous-espaces propres simplifie la solution de la manière suivante :

$$N(t + \Delta t_g) = \exp(\beta_{\text{id}} \Delta t_g) \bar{N}(t) + \exp[(\beta_{\text{id}} + \beta_{\text{is}}) \Delta t_g] [N(t) - \bar{N}(t)], \quad (2.9)$$

où \bar{N} est la moyenne de l'action sur toutes les directions. Il en résulte que, pour un champ homogène spatialement, le spectre tend exponentiellement vers l'isotropie après un temps de l'ordre de $1/(\beta_{\text{is}})$.

la figure 2.1 présente un exemple avec un terme de rétro-diffusion non isotrope semblable à celui de la figure 12 de [Masson and LeBlond \(1989\)](#). Pour de faibles coefficients de rétro-diffusion ou pour des échelles de temps faible, l'évolution du spectre peut être significativement différente entre les deux formes de rétro-diffusion comparées (l'autre terme étant celui correspondant à une rétro-diffusion isotrope). Cependant, pour des échelles de temps plus longues ou des coefficients de rétro-diffusion plus faibles, le spectre tend vers l'isotropie.

En conclusion, le changement important introduit dans le modèle WAVEWATCH III[®] correspond à l'ajout d'un terme de dissipation et de rétro-diffusion dans l'équation de l'action des

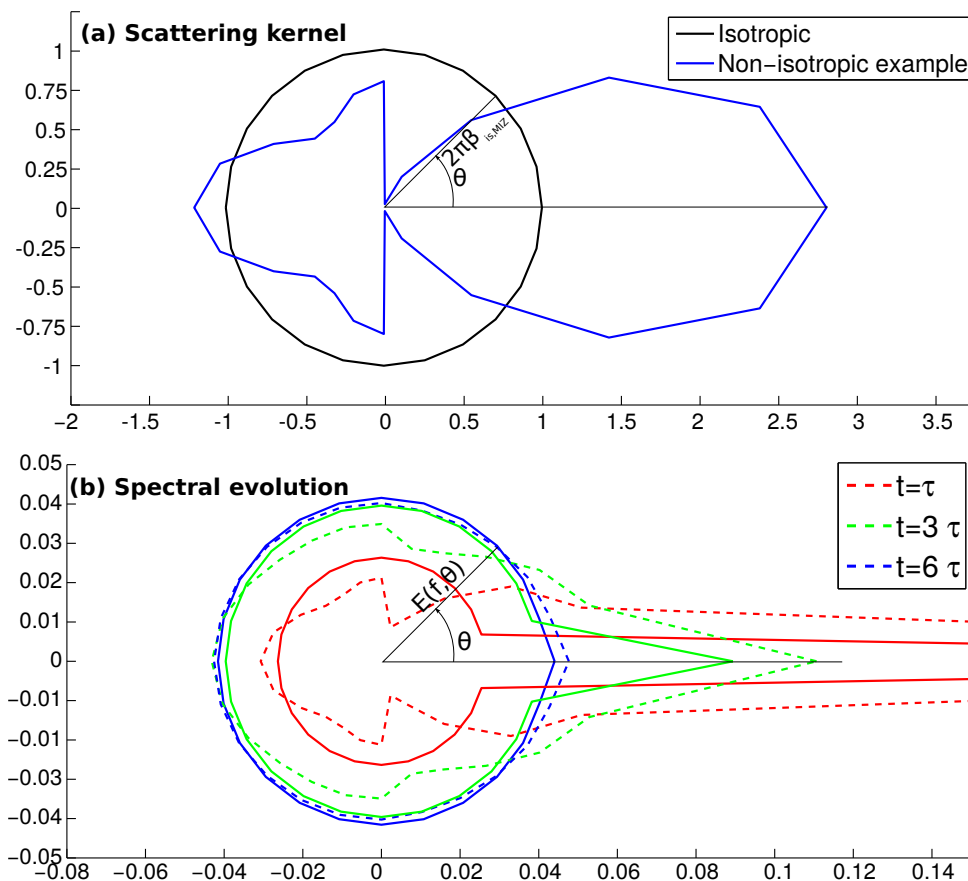


FIGURE 2.1 – (a) Illustration en coordonnées polaires de formes possibles de la redistribution d'énergie par la rétro-diffusion. (b) Évolution temporelle d'un spectre directionnel spatialement uniforme et initialement uniquement concentré dans la direction $\theta_0 = 0$, avec $E(\theta_0) = 1/N_\theta$ en utilisant une rétrodiffusion isotrope (trait plein) ou non-isotrope (pointillés). L'échelle de temps utilisée est définie par $\tau = 1/(2\pi\beta_{is})$.

vagues. Cet ajout se fait de manière séparée des autres termes sources usuels que sont la génération de la mer du vent, le déferlement et les interaction non linéaires à 4 vagues. Cette séparation des termes sources associés à la glace permet de les intégrer séparément, avec une méthode implicite que nous avons détaillée ci-dessus. La présence de glace n'empêche pas la génération et le déferlement des vagues lorsque la couverture de glace n'est que partielle. Leurs termes sources sont alors multipliés par $(1 - c)$, avec c la concentration en glace, pour prendre en compte le fait que la glace interfère dans les échanges de quantité de mouvement entre l'atmosphère et l'océan. De même, les termes sources associés à la glace de mer sont multipliés par c , à l'exception de la rétro-diffusion, car ils ne s'appliquent qu'en présence de glace. Le terme de rétro-diffusion prend déjà la concentration en compte dans sa formulation, lors du calcul du nombre de plaques rencontrées par les vagues.

2.1.2 Propagation des vagues dans la glace

La théorie utilisée est celle de la propagation d'onde d'élasto-gravité : la glace est supposée être une couche mince élastique à la surface de l'océan. Les détails concernant les hypothèses faites et les équations de dispersions qui en découlent sont donnés dans le chapitre précédent, en section 1.4.1. Nous rappelons néanmoins les quelques équations importantes ici. Tout d'abord pour l'océan libre :

$$\omega^2 = gk \tanh(kH), \quad (2.10)$$

où H désigne la profondeur de l'océan. Puis pour l'océan recouvert d'une couche de glace d'épaisseur constante h_i :

$$\omega^2 = \frac{\rho_w g k_i + L k_i^5}{\rho_w \coth(k_i H) + \rho_i h_i k_i} \quad (2.11)$$

et pour la vitesse de groupe sous la glace $C_{g,i}$ dans le cas où $kH \gg 1$ (vagues en eaux profondes) :

$$C_{g,i} = \frac{\partial \omega}{\partial k_i} = \frac{\rho_w g + (5\rho_w + 4\rho_i h_i k_i) L k_i^4 - (3\rho_w + 2\rho_i h_i k_i) k_i^2}{2\omega(\rho_w + \rho_i h_i k_i)^2}, \quad (2.12)$$

k_i désignant le nombre d'onde des vagues sous la glace. La grandeur L est la rigidité en flexion de la glace de mer :

$$L = \frac{Y^* h_i^3}{12(1 - \nu^2)}, \quad (2.13)$$

L a pour effet d'accroître la longueur d'onde et la vitesse de groupe des vagues les plus courtes, à la manière de l'effet de la tension de surface sur les vagues capillaires par exemple. Le tableau 2.1 résume les paramètres utilisés et leurs valeurs dans le modèle.

Ce qu'il faut retenir de l'implémentation de cette propagation modifiée dans la glace, c'est qu'elle n'est utilisée que dans les processus d'atténuation et de casse de la glace. Dit autrement : l'advection de l'énergie des vagues dans le modèle, c'est à dire dans l'équation (2.1), ne tient pas compte de la présence de la banquise. A terme, il serait intéressant que cela soit le cas, mais cela nécessite des modifications techniques à apporter au modèle WAVEWATCH III[®] pouvant faire l'objet de développements futurs mais qui ont été jugées non prioritaires dans un premier temps.

Concernant les conséquences de la modification de la propagation entre l'océan libre et l'océan recouvert de glace, nous avons choisi d'inclure la variation d'amplitude qu'implique la conservation du flux d'énergie mais de négliger la réfraction, dont [Wadhams et al. \(1986\)](#) précise qu'elle n'est pas observée lors des campagnes MIZEX dans les années 1980. Pour rappel, la conservation du flux d'énergie abordée dans le chapitre précédent (voir section 1.4.1) s'écrit :

$$C_g \left(\frac{a_{ow}^2}{2} - \frac{a_{r,ow}^2}{2} \right) = C_{g,i} G \frac{a_i^2}{2}. \quad (2.14)$$

avec :

$$G = 1 + \frac{4Y^* h_i^3 \pi^4}{3\rho_w g \lambda_i^4 (1 - \nu^2)}. \quad (2.15)$$

Pour rappel également, ce coefficient G est issu de [Wadhams \(1973\)](#) (où il est appelé R) et représente pour les vagues dans la glace, le ratio de l'énergie totale par unité de surface E_t (qui inclue l'énergie élastique nécessaire à la déformation de la glace) et l'énergie qu'auraient des vagues de même amplitude en l'absence de glace.

Dans le cas de vagues se propageant en profondeurs infinies et pour les valeur de Y^* considérées (>5 GPa) on a $G > 1$ et $C_{g,i} > C_g$. Dans ces conditions, la conservation du flux d'énergie a pour effet la réduction de l'amplitude de l'élévation de surface des vagues courtes se propageant de l'océan libre vers la banquise. Cet effet est en particulier important lorsque l'on considère la casse d'une plaque de banquise continue par des vagues, car il est alors possible que la hauteur des vagues augmente subitement d'un facteur \sqrt{G} . Par ailleurs, en l'absence de ce facteur G dans notre modèle spectral, pour lequel les fréquences considérées s'étendent jusqu'à des valeurs de l'ordre d'1 Hz, tout vent produit des vagues courtes capable de casser la glace.

Afin d'éviter de potentielles erreurs numériques associées à ces sauts d'amplitude lorsque la glace se casse ou bien se reforme, ou bien lorsque les frontières du domaine modélisé sont forcées par des paramètres de glace non consistants, nous avons décidé de travailler dans ce modèle avec un spectre de l'action des vagues multiplié par $GC_{g,i}/C_g$, et de convertir le spectre obtenu en

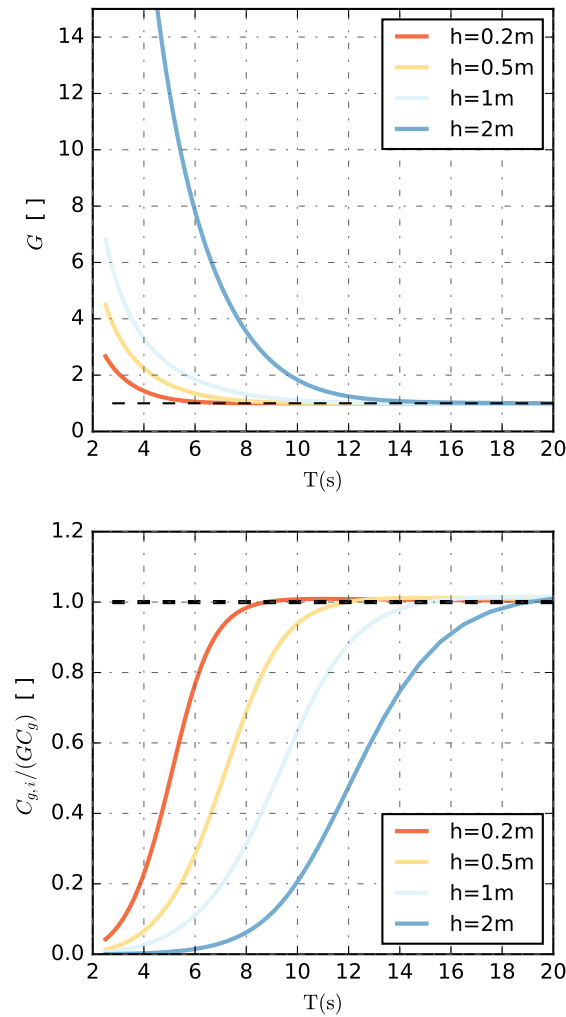


FIGURE 2.2 – Panneau du haut : G , tel que définit par [Wadhams \(1973\)](#), en fonction de la période des vagues, dans le cas d'une propagation en eaux profondes et pour 4 épaisseurs de glace h_i différentes : 20 cm, 50 cm, 1 m and 2 m. Panneau du bas : Changement dans la variance de l'élévation de surface en l'absence de réflexion, telle que l'implique la conservation du flux d'énergie $a_i^2/a^2 = C_g/GC_{g,i}$. Figure extraite de [Boutin et al. \(2018\)](#).

sortie en un spectre plus 'classique' de l'élévation des vagues en le multipliant par $C_g/GC_{g,i}$. Le comportement de ce coefficient en fonction de la période des vagues et de l'épaisseur de la glace est représenté en figure 2.2.

Par ailleurs, dans le modèle, la réflexion à l'interface entre océan libre et banquise est prise en compte lorsque la rétro-diffusion est activée. Dans le cas où le terme de rétro-diffusion n'est pas inclus, l'équation (2.14) s'applique toujours, mais $a_{r,ow}^2 = 0$.

2.1.3 Rétro-diffusion des vagues par les plaques de glace

Notre modèle suit l'approche générale de [Meylan and Masson \(2006\)](#). Dans le paragraphe précédent, nous avons comparé une version anisotrope de la rétro-diffusion avec une simulation utilisant une formulation isotrope. Les résultats de cette comparaison impliquent que pour de forts coefficients d'atténuation, c'est-à-dire lorsque la rétro-diffusion est importante, l'utilisation d'une redistribution isotrope est une approximation convenable pour représenter l'effet de la

Symbole	Grandeur	Valeur	Commentaire
Y^*	Module de Young efficace	5.5 GPa	Même valeur que pour Williams et al. (2013a)
ν	Coefficient de Poisson	0.3	Même valeur que pour Williams et al. (2013a)
ρ_w	Masse volumique de l'eau	$1 \times 10^3 \text{ kg.m}^{-3}$	Valeur d'usage dans WW3
ρ_i	Masse volumique de la glace	917 kg.m^{-3}	/
σ_c	Résistance en flexion de la glace de mer	2.7 MPa	Même valeur que pour Williams et al. (2013a)
B	Constante de fluage pour l'atténuation inélastique	$1 \times 10^7 \text{ Pa.s}^{1/3}$	Même ordre de grandeur que Wadhams (1973)

TABLE 2.1 – Paramètres utilisés dans le modèle WAVEWATCH III[®] et leurs valeurs.

glace sur la distribution directionnelle et nous avons ainsi décidé d'opter pour cette dernière. Le source terme correspondant s'écrit donc, pour rappel :

$$\frac{S_{\text{ice,scat}}(k, \theta)}{\omega} = \int_0^{2\pi} \beta_{\text{is,MIZ}} [s_{\text{scat}} N(k, \theta') - N(k, \theta)] d\theta'. \quad (2.16)$$

la simplification apportée par l'hypothèse isotrope revient à faire l'hypothèse que le coefficient $\beta_{\text{is,MIZ}}$ est indépendant des directions incidentes θ et réfléchies θ' , en lieu et place des distributions directionnelles utilisées dans d'autres études de modélisation, (par exemple [Masson and LeBlond, 1989](#); [Montiel et al., 2016](#)). On peut remarquer que si le paramètre s_{scat} est normalement égal à 1 pour assurer la conservation de l'énergie, d'autres modèles ont utilisé $s_{\text{scat}} = 0$ (par exemple [Williams et al., 2013a](#)) car ils ne prennent pas en compte la distribution directionnelle des vagues dans leur étude. Poser $s_{\text{scat}} = 0$ transforme la rétro-diffusion, mécanisme conservant l'énergie, en un mécanisme dissipatif, et lui ôte tout impact sur le spectre directionnel alors même qu'il s'agit là d'un des principaux effets associé à ce processus ([Wadhams et al., 1986](#)). De plus, cette approximation ($s_{\text{scat}} = 0$) a un effet très important sur les flux de quantité de mouvement et d'énergie qui peuvent être transférés soit vers l'océan soit vers la glace.

Les coefficients de rétro-diffusion $\beta_{\text{is,MIZ}}$ sont estimés en suivant les résultats de [Bennetts and Squire \(2012\)](#). Dans leurs travaux, les réflexions des vagues sur les plaques de glace sont traitées comme une succession de réflexions à des interfaces droites entre des plaques de glace d'épaisseurs différentes (ou d'épaisseur nulle s'il s'agit de représenter l'océan libre de glace ou des chenaux entre les plaques). Les vagues se propagent alors perpendiculairement au bord de la couverture de glace. Ce sont-là les mêmes hypothèses que celles faites dans le modèle de [Kohout and Meylan \(2008\)](#), mais la méthode a été améliorée pour ne plus nécessiter de méthode de Monte-Carlo afin d'éviter les problèmes dus à la cohérence entre les vagues. Les coefficients $\beta_{\text{is,MIZ}}$ sont ainsi calculés statistiquement pour un intervalle donné d'épaisseur de glace que peuvent prendre les plaques. Dans notre modèle, cet intervalle est [0.25 m, 8.25 m], représentant la diversité d'épaisseur de plaque qui peut être rencontrée dans la ZMG. Comme détaillé en section 1.4.2, le nombre de réflexions est fonction de la concentration en glace et du diamètre moyen des plaques $\langle D \rangle$.

L'enjeu est alors d'estimer la valeur de $\langle D \rangle$. La solution utilisée est celle suggérée par [Dumont et al. \(2011\)](#), également utilisée par [Williams et al. \(2013a,b\)](#) : si l'on suppose que la taille des plaques suit une loi de puissance de Pareto pour laquelle il existe une borne inférieure D_{\min} et supérieure D_{\max} alors :

$$\langle D \rangle = \frac{\gamma}{\gamma - 1} \left(\frac{D_{\max}^{-\gamma+1} - D_{\min}^{-\gamma+1}}{D_{\max}^{-\gamma} - D_{\min}^{-\gamma}} \right). \quad (2.17)$$

L'hypothèse de cette loi de puissance concernant la distribution de la taille des plaques de

glace a pour origine l'observation par [Toyota et al. \(2006, 2011\)](#) d'une telle distribution pour les plaques comprises entre quelques dizaines et quelques centaines de mètres. [Toyota et al. \(2011\)](#) font la remarque qu'il existe une taille limite en dessous de laquelle la distribution de la taille des plaques suit un autre régime (une loi de puissance toujours, mais différente), et que cette taille limite coïncide en ordre de grandeur avec celle pour laquelle la glace ne peut plus être cassée par flexion [Mellor \(1986\)](#), et donc par les vagues. Pour expliquer cette distribution, [Toyota et al. \(2011\)](#) suggèrent alors un mécanisme de casses successives de la banquise causées par les vagues. Ce mécanisme implique qu'en présence de vagues, la taille maximale des plaques de glace est limitée par l'état de mer ([Dumont et al., 2011](#)). Il est décrit plus en détail dans la section suivante.

Pour en revenir à l'équation 2.17, nous utilisons $\gamma = 2 + \log(\xi)/\log(2)$ avec $\xi = 0.9$, où ξ est la fragilité telle que définie dans [Dumont et al. \(2011\)](#). Elle correspond à la proportion de plaques d'une taille donnée qui vont être fracturées par les vagues, si cela est possible.

Le choix de la borne inférieure dans le calcul de $\langle D \rangle$ concernant la rétro-diffusion dépend lui de la longueur d'onde des vagues incidentes. Les modèles précédents de vagues dans la glace utilisant cette fonction de distribution de la taille des plaques (c'est-à-dire [Williams et al., 2013a](#); [Dumont et al., 2011](#)) utilisaient $D_{min} = 20$ m. Il s'agit de la limite utilisée dans la thèse de [Kohout \(2008\)](#). Elle correspond à la transition entre de petites plaques de glace qui penchent avec la déformation de la surface de l'eau sans être pliées, pour lesquelles la théorie de rétro-diffusion utilisée par son modèle (très similaire à celui utilisé ici) ne convient plus. En effet, pour ces petites plaques, l'atténuation due à la rétro-diffusion devient très dépendante de la taille des plaques individuellement rencontrées, et l'hypothèse de la succession des réflexions ne tient donc plus. Néanmoins, la rétro-diffusion des vagues par des plaques bien plus petites que la taille caractéristique de la longueur d'onde des vagues est certainement très faible, comme en témoignent par exemple les observations détaillées dans l'article de [Collins et al. \(2015\)](#). [Kohout \(2008\)](#) estime que cette transition a lieu pour des longueurs d'onde qui sont supérieure à deux ou trois fois la taille des plaques de glace. $D_{min} = 20$ m correspond à la taille critique qu'elle estime pour des vagues de période $T_p = 6$ s. Comme notre modèle inclut en général des vagues de périodes inférieures à 6 s, nous avons adapté ce critère en définissant $D_{min} = C_\lambda \lambda_i$ où $C_\lambda \simeq 0.3$. Les effets relatifs à l'utilisation d'un D_{min} variable par rapport à une valeur fixe demeurent cependant assez limités (non montré ici) et l'utilisation de l'une ou l'autre de ces possibilités n'affecte pas les conclusions de cette étude.

2.1.4 Casse de la glace et fonction de distribution de la taille des plaques

La détermination de la valeur de D_{max} se fait d'après l'état de mer local, en évaluant quelles sont les vagues les plus courtes de longueur d'onde λ_i qui sont capables de fracturer la glace, donnant ainsi $D_{max} = \lambda_i/2$ si et seulement si les 3 critères suivants sont remplis :

- $\lambda_i/2 \geq D_{min}$
- $\lambda_i/2 > D_c$, où D_c est le diamètre critique en dessous duquel la plaque de glace ne peut plus rompre sous l'effet de la flexion. Il dépend des propriétés de la glace, comme détaillé plus loin.
- $\varepsilon(\lambda_i) > \varepsilon_c$, la déformation maximale sous l'effet des vagues incidentes doit être plus grande qu'un seuil de déformation critique pré-défini.

Concernant le premier critère, il serait également idéal d'imposer que les vagues ne puissent que réduire la taille des plaques, mais cela n'a de sens que si l'on représente d'autres processus physiques comme l'advection des plaques cassées et leur regel dans certaines conditions. Le second critère repose sur l'étude de [Mellor \(1986\)](#), qui définit D_c comme la taille de plaque minimale pour permettre une rupture en flexion. D_c est égal à

$$D_c = \frac{1}{2} \left(\frac{\pi^4 Y^* h_i^3}{48 \rho g (1 - \nu^2)} \right)^{1/4}. \quad (2.18)$$

On peut néanmoins remarquer l'ajout d'un facteur $1/2$ dans la formule de Mellor (1986), puisque une erreur nous a été signalée dans ses hypothèses : l'égalité $(\sin(x\lambda) - \cos(x\lambda) = 0$ n'est pas vraie pour $x = \pi/(2\lambda)$ mais pour $x = \pi/(4\lambda)$). Pour le troisième critère, qui correspond au seuil de déformation avant rupture pour la flexion, la déformation critique d'une plaque mince élastique en flexion s'exprime comme :

$$\varepsilon_c = \frac{\sigma_c(1 - \nu^2)}{Y^*} F_{\text{break}} \quad (2.19)$$

avec σ_c la résistance en flexion de la glace ($\sigma_c = 0.27$ MPa, Williams et al., 2013a), alors que F_{break} est le ratio entre la valeur maximale de la déformation et sa moyenne quadratique. En général, ce ratio est une fonction légèrement croissante du temps considéré pour l'événement. Dans le cas de notre modèle, nous avons estimé $F_{\text{break}} = 3.6$ en considérant la valeur maximale attendue de l'amplitude de $N \simeq 500$ vagues dont la hauteur suit une distribution de Rayleigh, pendant la durée durant laquelle l'état de mer peut être approximé stationnaire.

La déformation horizontale causée par les vagues au sein d'une glace de mer dont le comportement est celui d'une plaque mince élastique s'écrit :

$$\varepsilon = \frac{h_i}{2} \frac{\partial^2 a_i}{\partial x^2}. \quad (2.20)$$

Comme évoqué précédemment, la prise en compte de l'énergie élastique dans la glace introduit une correction très importante dans l'amplitude locale a_i de l'élévation de surface qui est réduite d'un facteur $\sqrt{C_g/GC_{g,i}}$. Ce dernier est très élevé pour les vagues les plus courtes et les couches de glace les plus épaisses (voir Fig. 2.2). C'est là une différence importante avec Williams et al. (2013a), où la différence dans l'amplitude des vagues à l'intérieur et à l'extérieur de la couverture de glace est prise en compte par le facteur $W = k|T|/k_i$ dans lequel $|T|$ est le coefficient de réflexion pour une plaque de glace semi-infinie, et ne tient ainsi pas compte de l'énergie utilisée dans la déformation de la glace.

L'autre différence est l'utilisation d'une déformation sur différentes échelles, définie par une intégration partielle du spectre de la courbure des vagues sur les nombres d'ondes voisins du nombre d'onde considéré et non sur l'ensemble des nombres d'ondes, à la manière de ce qui existe pour le déferlement des vagues (Banner et al., 2000; Filipot and Ardhuin, 2012). Le bénéfice d'une telle définition est qu'elle permet de tester séparément l'effet des différentes échelles du champ de vagues (par exemple la houle et la mer du vent), et de définir la taille des plaques en fonction des vagues dont la courbure est suffisamment élevée. Comme notre spectre des vagues s'exprime en énergie et non en variance de l'élévation de surface, il est réduit par un facteur $\sqrt{C_g/GC_{g,i}}$ par rapport à ce dernier, ce qui donne :

$$\varepsilon^2(\lambda_i) = \left(\frac{h_i}{2}\right)^2 \frac{C_g}{GC_{g,i}} \int_{0.7k_i}^{1.3k_i} k_i^4 \omega N(k) dk \quad (2.21)$$

où $N(k)$ est le spectre de la densité d'action intégré sur toutes les directions θ .

La mise à jour de D_{max} suit un processus en deux étapes. Tout d'abord, la plus petite longueur d'onde $\lambda_{i,\text{min}}$ pour laquelle la condition $\varepsilon(\lambda_i) > \varepsilon_c$ est remplie est calculée. Puis, pour tenir compte de la possibilité d'avoir à faire à un spectre de vagues étroit, la longueur d'onde finalement sélectionnée ($\lambda_{i,\text{break}}$) est celle pour laquelle le nombre d'onde associée $k_{i,\text{break}}$ obéit à

$$\omega_{\text{break}} N(k_{i,\text{break}}) k_{i,\text{break}}^4 > \omega_p N(k_{i,p}) k_{i,p}^4, \quad \forall p \in \mathbb{N} \mid 0.7k_{i,\text{min}} < k_{i,p} < 1.3k_{i,\text{min}}. \quad (2.22)$$

En résumé, notre implémentation d'un processus de casse de la glace due aux vagues étend le travail de Williams et al. (2013a) par :

- la prise en compte de l'effet de l'énergie élastique dans la glace dans la réduction de l'amplitude des vagues dans la couche de glace non cassée avec le facteur que nous appelons G , dérivé de l'article de [Wadhams \(1973\)](#). Comme illustré en Figure 2.3, cela a un effet significatif sur la relation entre hauteur des vagues incidentes dans l'océan libre de glace et casse de la glace.
- la prise en compte de la distribution de la hauteur des vagues puisque nous utilisons dans notre critère de casse la déformation locale maximale attendue, et non la moyenne quadratique de la déformation qui est fréquemment dépassée par les vagues.

En pratique ces changements sont très importants. Bien que la seconde modification puisse être contenue dans un facteur d'ajustement empirique, la première réduit considérablement des fractures de la glace ayant peu de sens physique qui pourraient advenir avec des niveaux d'énergie très faible dans la partie haute fréquence du spectre (Fig. 2.3). En effet, la version 5.16 de WAVEWATCH III[®] utilise un terme source correspondant à l'énergie apportée par les vents qui est multipliée par la concentration en glace, afin de prendre en compte la présence de la couverture de glace. Ainsi, même avec 98% de la surface de l'océan recouverte par la glace au centre de l'Arctique, il y a toujours un peu d'énergie qui peut conduire à une casse artificielle de la banquise. Physiquement, prendre en compte la conservation du flux d'énergie rend les vagues courtes incapables de déformer la glace épaisse, puisque la majeure partie de leur énergie est utilisée dans la déformation de la glace.

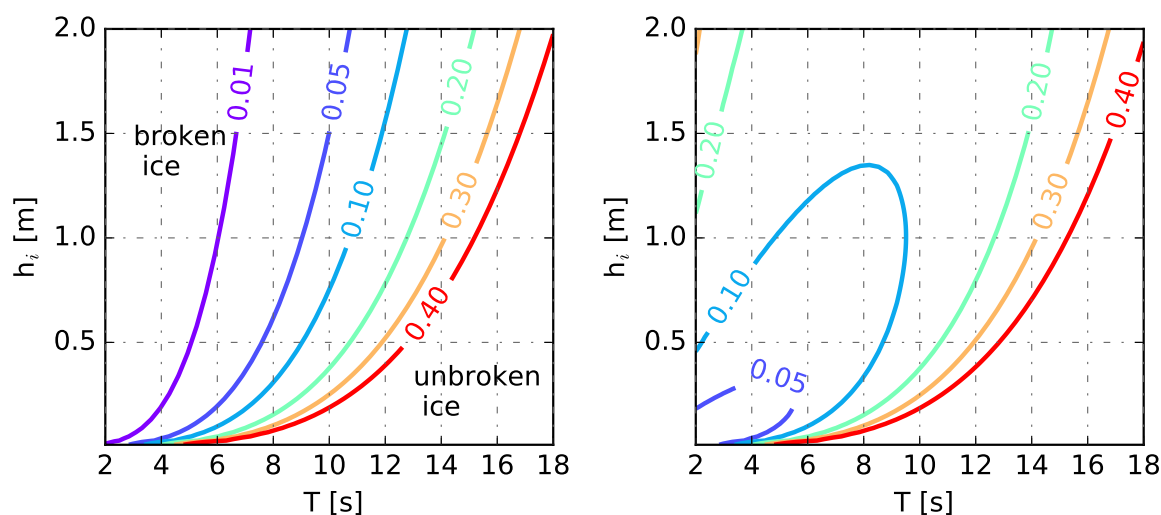


FIGURE 2.3 – Contours représentant la hauteur significative des vagues minimale (H_s , dont la valeur est indiquée sur chacun des contours en mètres) pour entraîner une rupture en flexion de la glace de mer sans prendre en compte la conservation du flux d'énergie (panneau de gauche) et avec la conservation du flux d'énergie (panneau de droite) en fonction de la période des vagues T (s) et de l'épaisseur de la glace h_i (m), dans le cas où le spectre des vagues est étroit. Les régions se trouvant à gauche de chaque contour correspondent aux valeurs d'épaisseur de la glace et de période des vagues pour lesquelles la glace est cassée par les vagues. Figure extraite de [Boutin et al. \(2018\)](#).

Notre approche n'est pas la seule existante, et elle repose très fortement sur l'hypothèse que la distribution de la taille des plaques obéit à une loi de puissance. Le paramètre le plus important y est D_{\max} , et l'utilisation de la distribution complète n'y est finalement utilisée que dans le calcul du diamètre moyen, qui n'est lui même qu'utilisé que pour le calcul du terme de rétro-diffusion. [Horvat and Tziperman \(2015\)](#) proposent une manière explicite de calculer la taille des plaques qui résultent de la casse par les vagues, mais qui nécessite l'utilisation d'un temps de calcul plus important. En quelques mots, ils proposent de reconstruire un état de mer possible à

partir du spectre de l'élévation de surface, puis de calculer la courbure de la surface entre chaque extremum du profil de l'élévation de surface obtenu. Comme pour notre modèle, si cette dernière excède un certain seuil (relativement à la résistance en flexion de la glace), la glace est cassée. Ils déterminent ainsi le nombre de fractures, l'espace entre chacune d'entre elles, et la taille des plaques qui en résultent.

2.1.5 Friction basale sous la glace

Le terme de friction basale $S_{\text{ice,fric}}$ utilisé est une combinaison du terme visqueux tel qu'exprimé par [Liu and Mollo-Christensen \(1988\)](#) en utilisant pour viscosité celle cinématique de l'eau de mer à la température de gel, $\nu_w = 1.83 \times 10^{-2} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$, et une partie turbulente définie par analogie avec celle utilisée pour la couche limite au fond de l'eau ([Grant and Madsen, 1979](#)), dont le taux de dissipation est contrôlé par la longueur de rugosité associée à l'écoulement orbital induit des vagues. La transition d'un terme à l'autre se fait en fonction du nombre de Reynolds et est décrite plus précisément dans la section 1.4.2, ainsi que dans l'annexe B de l'étude de [Stopa et al. \(2016\)](#) dont cette paramétrisation est issue.

On peut néanmoins faire ici une remarque importante, d'ordre pratique, concernant la suite de notre travail : il est possible dans le modèle de ne conserver que la partie visqueuse de ce terme, et de supprimer ainsi la transition entre une couche limite visqueuse et turbulente. Si tel est le cas, nous faisons alors référence à ce terme comme celui de "friction visqueuse". Si rien n'est précisé, ou s'il est mentionné l'utilisation du terme de friction "complet", cela signifie que la transition est incluse dans la simulation décrite.

2.1.6 Processus dissipatifs lors de la flexion de la glace par les vagues

Atténuation due à l'anelasticité de la glace

Le comportement de la glace lorsqu'elle est soumise à un chargement cyclique a été abordé dans le chapitre précédent (1.4.2), notamment d'après l'étude de [Cole et al. \(1998\)](#). Pour rappel, dans le domaine de fréquence qui nous intéresse, de 0.003 Hz à 0.3 Hz, la déformation est essentiellement élastique, mais l'hystérésis visible sur les diagrammes de déformation-contrainte est néanmoins la preuve que la glace est bien un matériau visco-élastique, avec un comportement anélastique, c'est-à-dire une déformation réversible mais sur un temps long, et au cours de laquelle de l'énergie est dissipée sous forme de chaleur. [Cole \(1995\)](#) démontre que cette déformation anélastique résulte principalement d'un mouvement oscillatoire des dislocations, les mouvements de joints de grains n'étant important qu'à des fréquences plus élevées. Il suggère un modèle pour représenter le comportement anélastique de la glace de mer. Ce modèle nous permet de calculer l'aire à l'intérieur de la boucle formée par l'hystérésis dans le diagramme déformation-contrainte (voir Fig. 1.15), qui est proportionnelle à l'énergie dissipée sous forme de chaleur lors d'un cycle. Il en découle que pour un chargement cyclique appliqué à une fréquence f , l'aire A_{boucle} est égale à

$$A_{\text{boucle}} = 2 \int_0^{1/(2f)} \dot{\sigma} \varepsilon dt \quad (2.23)$$

avec σ la contrainte appliquée à la glace et ε la déformation de la glace. Le taux de dissipation moyen associé par unité de volume W en Watts par mètres cubes est alors :

$$W = A_{\text{boucle}} f = 2f \int_0^{1/(2f)} \varepsilon \dot{\sigma} dt \quad (2.24)$$

Dans le cas d'une contrainte sinusoïdale où l'on a $\omega = 2\pi f$, et $\sigma = \sigma_0 \sin(\omega t)$, la composante anélastique de la déformation s'écrit

$$\varepsilon_{\text{anelastic}} = \sigma_0 (A_1 \sin(\omega t) \cos(\omega t) + A_2 \sin^2(\omega t)) \quad (2.25)$$

Avec

$$A_1 = \alpha_d \delta D^d \frac{1}{\exp(\alpha_d s) + \exp(-\alpha_d s)}$$

$$A_2 = \delta D^d$$

dans lesquels les termes utilisés sont détaillés dans le tableau 2.2. Les valeurs associées sont issues de l'article [Cole et al. \(1998\)](#). Parce que les processus associés aux mouvements des joints de grains ne sont conséquents que pour des fréquences plus élevées que celles étudiées ici, ils ont été négligés dans notre formulation.

Symbole	Quantité	Valeur
δD^d	Complaisance de la relaxation des dislocations	$\Delta_d \Omega b^2 / K$ (Pa ⁻¹)
Δ_d	Densité des dislocations	1.8×10^9 (m ⁻²)
K	Terme de restauration des contraintes	0.07 (Pa)
Ω	Facteur d'orientation	π^{-1}
b	Vecteur de Burgers	4.52×10^{-10} (m)
B_{drag}	Terme de trainée	$B_{\text{drag}}(T_K) = B_0 \exp(Q_v / (k_B T_K))$ (Pa.s)
B_0	-	1.205×10^{-9} (Pa.s)
k_B	Constante de Boltzmann	8.617×10^{-5} (eV.K ⁻¹)
Q_v	Énergie d'activation	0.55 (eV)
α_d	Terme d'élargissement du pic	0.54
s	Variable réduite	$\log(\tau \omega)$
τ	Temps de relaxation du processus lié aux dislocations	B_{drag} / K (s)

TABLE 2.2 – Paramètres utilisés dans le calcul de l'atténuation anélastique (voir [Cole et al. \(1998\)](#) pour plus de détails). A noter que T_K désigne la température de la glace en Kelvin. Les valeurs présentées sont issues des articles de [Cole \(1995\)](#) et [Cole \(1998\)](#), études dans lesquelles elles sont discutées.

Il en résulte un taux de dissipation moyen :

$$W = 2 \frac{\omega^2}{2\pi} \sigma_0^2 \left(A_1 \int_0^{\pi/(\omega)} \cos^2(\omega t) \sin(\omega t) dt + A_2 \int_0^{\pi/(\omega)} \cos(\omega t) \sin^2(\omega t) dt \right) \quad (2.26)$$

$$= \frac{4}{3} f A_1 \sigma_0^2 \quad (2.27)$$

En supposant maintenant que la déformation totale est principalement élastique nous avons :

$$\varepsilon \simeq \varepsilon_{\text{elastic}} = \frac{z}{2} \frac{\partial^2 a_i}{\partial x^2} \quad (2.28)$$

$$\sigma = \frac{\varepsilon Y^*}{(1 - \nu^2)}. \quad (2.29)$$

W est ainsi une fonction de z . Or [Wadhams \(1973\)](#) a montré que, quand la fonction $W(z)$ est intégrée sur une couche de glace d'épaisseur h_i ,

$$\rho g G \frac{dE_t}{dt} = 2A \left(k_i^2 \frac{Y^*}{1 - \nu^2} \right)^2 \langle a_i^2 \rangle \frac{(h_i/2)^3}{3} \quad (2.30)$$

où $A = \frac{4}{3}A_1\omega$. Cela donne

$$\frac{dE_t}{dt} = 2A \left(k_i^2 \frac{Y^*}{(1-\nu^2)\rho g G} \right)^2 \langle a_i^2 \rangle \frac{(h_i/2)^3}{3} \quad (2.31)$$

et si l'on remplace $\langle a_i^2 \rangle$ par son expression complète

$$\langle a_i^2 \rangle = \left\langle \left(\frac{H_i}{2} \right)^2 \right\rangle = \frac{H_{rms}^2}{4} = 2E_{ice} = 2 \frac{C_g}{GC_{g,i}} E_t, \quad (2.32)$$

il en résulte le terme source β_{ane} , tel que

$$\beta_{ane} = \frac{A}{6} \left(k_i^2 \frac{Y^*}{(1-\nu^2)\rho g G} \right)^2 h_i^3 \frac{C_g}{GC_{g,i}} F_\lambda, \quad (2.33)$$

dans lequel F_λ est un facteur empirique qui varie avec D_{max} et λ_i et réduit la déformation si la glace est cassée en des plaques plus petites que la longueur d'onde des vagues. En effet, dans cette situation, les plaques vont suivre la déformation de la surface de l'océan, et pencher au lieu de fléchir, donnant une atténuation anélastique négligeable. Nous nous attendons alors à une transition progressive de la dissipation, en moyenne sur l'ensemble des plaques, depuis une atténuation nulle lorsque $\lambda_i \gg D_{max}$ jusqu'à l'utilisation du terme complet vu dans l'équation (2.33) lorsque $F_\lambda = 1$. Par conséquent, nous avons choisi d'exprimer ce coefficient comme :

$$F_\lambda = \tanh \left(\frac{D_{max} - C_\lambda \lambda_i}{0.2 D_{max}} \right), \quad (2.34)$$

avec $C_\lambda \simeq 0.3$ (même ajustement que D_{min} pour 2.1.4). C_λ est un paramètre réglable dans le modèle, de même que la largeur de la transition, arbitrairement fixée à $0.2 D_{max}$.

Le terme source anélastique s'exprime donc comme :

$$\frac{S_{ice,ane}}{\omega} = -\beta_{ane} N. \quad (2.35)$$

On peut remarquer que le coefficient A dans l'équation (2.33) est fonction de la température de la glace T_{ice} et de l'énergie d'activation du mouvement des dislocations Q_v . La figure 2.4.a illustre les variations de β_{ane} en fonction de Q_v . Une augmentation de Q_v de 0.05 eV suffit à réduire l'atténuation d'un facteur 10. Il s'agit donc une source majeure d'incertitudes, d'autant plus que les valeurs rapportées dans Cole (1995) peuvent atteindre 3 eV pour $T_{ice} > -10^\circ\text{C}$. Cole and Durell (2001) ont néanmoins choisi d'appliquer ce modèle pour des températures allant jusqu'à -5°C . Comme nous nous attendons à ce que la température de la banquise dans la ZMG soit proche de cette dernière valeur, nous avons choisi -5°C comme la valeur par défaut de la température, ainsi que la valeur de l'énergie activation suggérée par Cole (1995) à savoir $Q_v=0.55$ eV.

Les effets de la température sur β_{ane} , le taux de dissipation associé à la déformation anélastique, sont présentés sur la figure 2.4.b. Pour des températures de la banquise entre -10°C et -2°C , l'atténuation augmente avec la température, et est de l'ordre de $10^{-4} \sim 10^{-3} \text{ m}^{-1}$ pour des vagues entre 0.1 Hz et 0.2 Hz. Ces valeurs sont considérablement plus élevées que les coefficient d'atténuation généralement associés à la friction basale et à la rétro-diffusion, plutôt de l'ordre de $10^{-5} \sim 10^{-4} \text{ m}^{-1}$. En outre, la température peut aussi affecter la densité des dislocations dans la glace, qui est supposée constante dans Cole (1995), impliquant potentiellement une variabilité plus importante de l'atténuation. Enfin, la figure 2.4.c décrit la dépendance de β_{ane} en fonction de l'épaisseur de la glace (remarque : dans l'équation (2.33), k_i , G and $C_{g,i}$ sont fonctions de h_i). Les valeurs maximales du coefficient d'atténuation ne sont pas significativement affectées par les variations de l'épaisseur de la glace (ce n'est pas le cas des coefficients associés à la rétro-diffusion par exemple). En revanche, on observe un décalage du pic de l'atténuation vers les basses fréquences avec l'augmentation de l'épaisseur. En plus de ce décalage, l'intervalle de fréquence pour

laquelle l'atténuation est proche de son maximum tend à s'élargir avec la diminution de l'épaisseur. Il en résulte que de la glace épaisse ($h_i > 50$ cm) atténue les vagues dans le domaine de fréquence [0.05 Hz, 0.15 Hz] sur une distance de l'ordre de quelques centaines de mètres. La glace fine ($h_i < 50$ cm) fait de même, mais pour un domaine de fréquence qui est plutôt [0.2 Hz, 0.4 Hz]

Les diagrammes de déformation-contraintes de [Cole et al. \(1998\)](#) ne laissent pas apparaître de marqueurs d'une déformation visqueuse pour des chargements cycliques de fréquences supérieures à 0.01Hz. De même, le modèle de [Cole \(1995\)](#) prédit une contribution très négligeable de la déformation inélastique à la déformation totale pour ces mêmes fréquences (voir Fig. 1.15). En revanche, [Cole and Durell \(1995\)](#) remarquent que, pour des températures relativement élevées de la glace ($> -5^\circ\text{C}$) et des valeurs de contraintes proches de la résistance à la rupture en flexion, la déformation tend à ne plus suivre une relation linéaire avec la contrainte appliquée, mais montre plutôt une dépendance avec le cube de cette dernière. Pour expliquer cela, [Cole and Durell \(1995\)](#) émettent l'hypothèse que, au-delà d'un certain seuil de contrainte, la densité des dislocation s'accroît avec le carré de la valeur de la contrainte appliquée. Si cette assertion n'a pas été prouvée, la relation entre la déformation et la valeur de la contrainte appliquée dans l'étude de [Cole and Dempsey \(2004\)](#), où les auteurs ont appliqué un chargement cyclique (mais en compression uniquement) à une plaque de glace *in situ*, s'est avérée suivre une loi de puissance de paramètre n , avec $1 \leq n \leq 3$, suggérant qu'une partie de la déformation mesurée était bien inélastique. Par conséquent, nous avons décidé d'inclure une loi d'atténuation inélastique dans notre modèle.

L'atténuation inélastique, ou fluage visqueux

[Wadhams \(1973\)](#) a été le premier à proposer une relation non-linéaire entre la contrainte et la déformation pour expliquer l'atténuation des vagues (voir section 1.4.2 pour plus de détails). En dérivant une loi d'écoulement initialement utilisée pour les glaciers, il exprime le taux de dissipation de l'énergie par unité de surface dans une plaque mince élastique de banquise comme l'intégrale de la dissipation volumique sur toute l'épaisseur de la plaque :

$$\frac{dE_t}{dt} = \int_0^{h_i} |\sigma_{xx}^4 / (2B)^3| dz. \quad (2.36)$$

Remarque : dans l'article de [Wadhams \(1973\)](#), l'épaisseur de la plaque glace est $2h_i$.

De cette expression, [Wadhams \(1973\)](#) déduit que, dans le cas d'une vague monochromatique (de hauteur $H_i = 2a_i$ dans la glace), l'évolution de la hauteur des vagues peut s'écrire :

$$\frac{d\langle (H_i/2)^2 \rangle / 2}{dx} = -\frac{K h_i^5 I_3}{32 \lambda_i^8 C_g G \rho g} \langle (H_i/2)^4 \rangle, \quad (2.37)$$

avec

$$K = \frac{[Y^* k^2 / (1 - \nu^2)]^4}{5(2B)^3} \quad (2.38)$$

$$I_3 = \frac{1}{\pi} \int_0^\pi \sin^4 \beta d\beta = 3/8. \quad (2.39)$$

En supposant un état de mer stochastique où la hauteur des vagues suit une distribution de Rayleigh, il est possible de linéariser le taux de dissipation de l'énergie de la manière suivante :

$$\frac{dE_t}{dt} = -\alpha_{\text{ine}} E_{\text{ice}}. \quad (2.40)$$

Dans le cas où la distribution de la hauteur des vagues suit bien une distribution de Rayleigh, on a :

$$\langle (H_i/2)^4 \rangle = 2 \left(\frac{H_{\text{rms},i}}{2} \right)^4 = 2(2E_{\text{ice}})^2, \quad (2.41)$$

ce qui donne :

$$\alpha_{\text{ine}} = \frac{8}{32 \times 5} C_g \frac{K h_i^5 I_3}{\lambda_i^4 C_g G \rho g} \times \frac{E_{\text{ice}} k^4}{(2\pi)^4}. \quad (2.42)$$

En remplaçant $E_{\text{ice}} k^4 / (2\pi)^4$ par la courbure des vagues dominantes (voir la section précédente 2.1.4), on obtient finalement :

$$\alpha_{\text{ine}} = \frac{3}{160} \left(\frac{Y^*}{2B(1-\nu^2)} \right)^4 \frac{h_i^5}{\lambda_i^4 G \rho g} \times \left(\frac{C_g}{G C_{g,i}} \right) \int_{0.7k_i}^{1.3k_i} k_i^4 \omega N(k) dk. \quad (2.43)$$

Par défaut, dans le modèle nous prenons $B = 10^7 \text{ N m}^{-2} \text{ s}^{1/3}$, ce qui est l'ordre de magnitude des valeurs estimées par [Wadhams \(1973\)](#). Pour terminer, pour obtenir β_{ine} , nous multiplions α_{ine} par la vitesse de groupe C_g , et par F_λ tel que dans Eq.(2.34), pour les mêmes raisons pour lesquelles nous l'avons employé pour l'atténuation anélastique : lorsque la taille des plaques est petite relativement à la longueur d'onde des vagues, les plaques vont suivre la déformation de la surface sans se plier, et par conséquent sans dissiper d'énergie. Cela résulte en un coefficient d'atténuation temporel pour l'énergie des vagues qui s'écrit :

$$\beta_{\text{ine}} = \frac{3}{160} B h_i^5 \left(\frac{Y^*}{2B(1-\nu^2)} \right)^4 k_i^4 \frac{C_g^2}{\rho g C_{g,i} G^2} F_\lambda \int_{0.7k_i}^{1.3k_i} k_i^4 \omega N(k) dk, \quad (2.44)$$

et un terme source qui s'exprime,

$$\frac{S_{\text{ice,ine}}}{\omega} = -\beta_{\text{ine}} N. \quad (2.45)$$

Comme mentionné précédemment, la justification d'une telle relation est justifiée par la relation déformation/contrainte observée par [Cole and Durell \(1995\)](#) et surtout par [Cole and Dempsey \(2004\)](#), avec l'activation d'un grand nombre de dislocations pour des taux de déformation plus élevés que 10^{-6} s^{-1} .

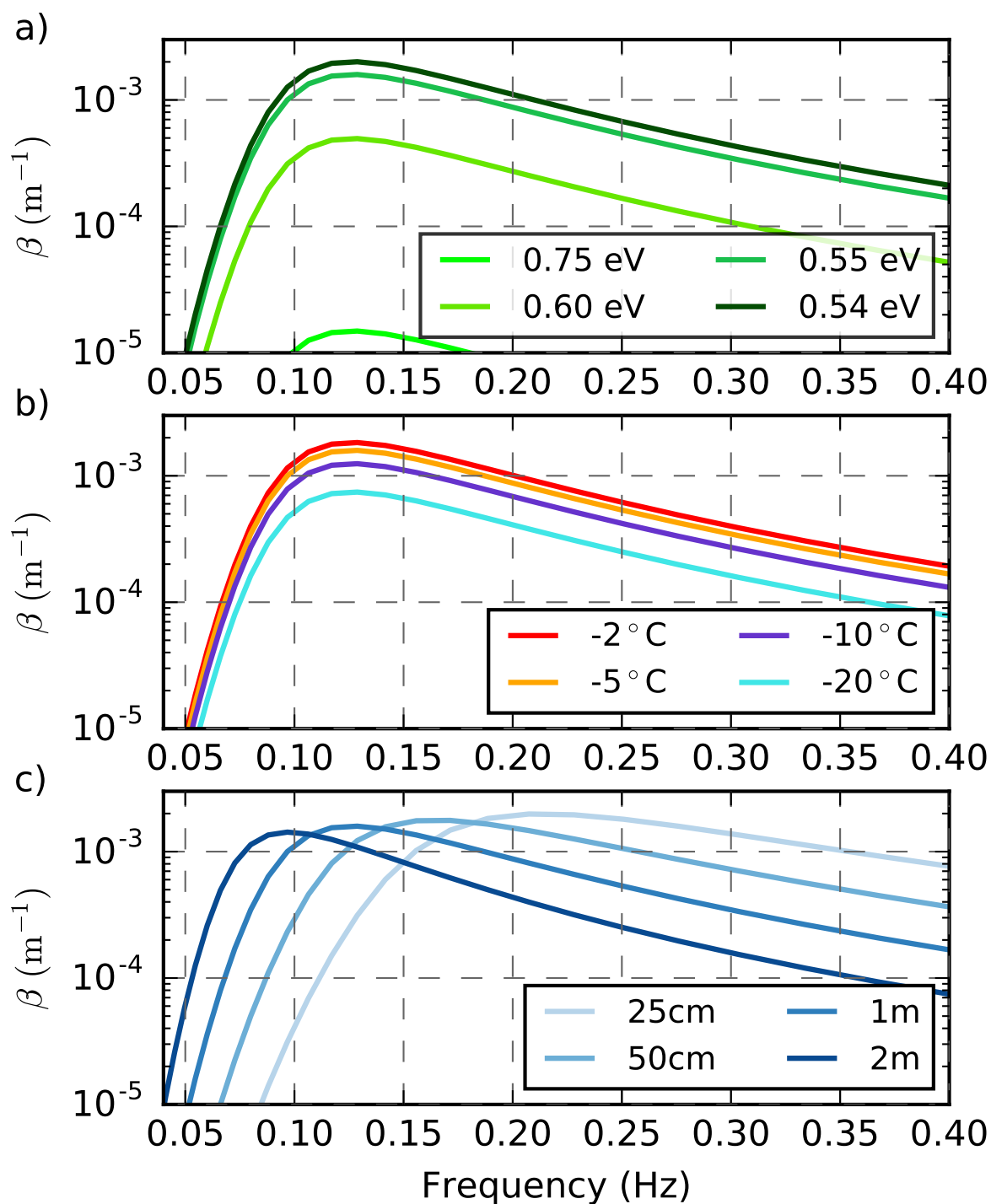


FIGURE 2.4 – Sensibilité du coefficient d'atténuation anélastique aux valeurs de l'énergie d'activation (a), de la température de la glace (b), et de son épaisseur (c). les valeurs par défaut de l'énergie d'activation et de la température de la glace sont respectivement $Q_v=0.55$ eV et $T_{\text{ice}}=-5^\circ\text{C}$. L'épaisseur de la glace h_i est fixée à 1 m pour les graphes a) et b). Figure extraite de [Boutin et al. \(2018\)](#).

2.2 Évaluation à l'aide de tests académiques

2.2.1 Méthode

Afin d'analyser les effets de l'atténuation et de la casse de la glace nous avons réalisé de courtes simulations sur des domaines avec une géométrie simplifiée.

La grille utilisée pour ces tests comporte 100×40 nœuds, avec une résolution horizontale de 12.5 km, identique dans les deux directions. Chaque simulation débute avec des vagues se propageant depuis la position $x = 0$, à la gauche du domaine. Le domaine est libre de glace sur les 10 premiers kilomètres, après quoi la concentration en glace augmente linéairement entre les valeurs de 0.4 au bord ($x=10$ km) et 1 après 70 km, ce qui représente approximativement les conditions discutées dans les observations de [Collins et al. \(2015\)](#). Pour toutes les simulations, l'épaisseur de glace est constante sur l'ensemble du domaine, seule la concentration varie. Pour une illustration du domaine, on peut se reporter à la figure 2.7 présentée dans la section 2.2.2. Les frontières du domaine autres que celles où sont générées les vagues absorbent la totalité de l'énergie des vagues qui s'y propagent.

Le forçage appliqué pour les vagues est dans un premier temps un spectre en fréquence monodirectionnel suivant une Gaussienne centrée autour d'une fréquence pic f_p , avec une largeur à mi-hauteur fixée à 0.01 Hz. Les vagues incidentes sont générées et se propagent vers l'est depuis une région de 20 km (1/5 de la largeur du domaine), centrée au milieu de l'axe vertical y , et avec une énergie telle que la hauteur significative des vagues H_s , maximale en $x = 0$, soit égale à 3 m. Dans le modèle, ni les termes sources de génération de la mer du vent, ni ceux associés au déferlement ou aux interactions non-linéaires ne sont activés : seuls les interactions vagues-glace sont ici étudiées.

2.2.2 Résultats des tests pour un spectre étroit de la variance de l'élévation des vagues

Dans cette section, le spectre en fréquence est une Gaussienne centrée autour d'une fréquence pic f_p , avec une largeur à mi-hauteur fixée à 0.01 Hz. Les 3 valeurs de f_p qui vont nous intéresser ici sont $f_p=0.2$ Hz, $f_p=0.1$ Hz et $f_p=0.067$ Hz (respectivement $T_p=5$ s, $T_p=10$ s et $T_p=15$ s). Les figures 2.5 et 2.6 illustrent les effets des différents processus respectivement sur l'atténuation de la hauteur des vagues et sur la casse des plaques de glace. Les résultats sont tous présentés après qu'un équilibre a été atteint, ce qui intervient environ après $t=8$ h pour les différents processus étudiés ici.

Comme cela pouvait être attendu pour cette paramétrisation, l'atténuation sous l'effet de la friction basale n'est que peu sensible à l'épaisseur de la glace. Celle-ci n'intervient dans l'atténuation associée qu'à travers le facteur G et la relation de dispersion qui modifie la vitesse de groupe et la longueur d'onde sous la glace. L'atténuation est en revanche très sensible à la période des vagues, avec un taux de dissipation local proportionnel à k_i/\sqrt{T} , ce qui donne une distance caractéristique d'atténuation proportionnelle à $T^{-3.5}$. Pour des vagues de périodes plus longues que 10 s, la dissipation visqueuse (en vert, pour laquelle le terme turbulent de la friction a été supprimé) est très faible, avec une réduction de seulement 33% de l'énergie des vagues sur une distance de 200 km pour $T_p = 10$ s. La transition turbulente, lorsqu'elle est activée par l'utilisateur (courbe en gris) et pour un nombre de Reynolds sous la glace de l'ordre de 10^5 , accroît en général la dissipation par un facteur 10, pour une longueur de rugosité fixée à 1 cm ([Stopa et al., 2016](#)). En pratique, la turbulence n'est effective qu'à proximité du bord de glace pour des hauteurs de vagues supérieures à 2 m dans les eaux libres de glace, car le nombre de Reynolds décroît avec la hauteur des vagues.

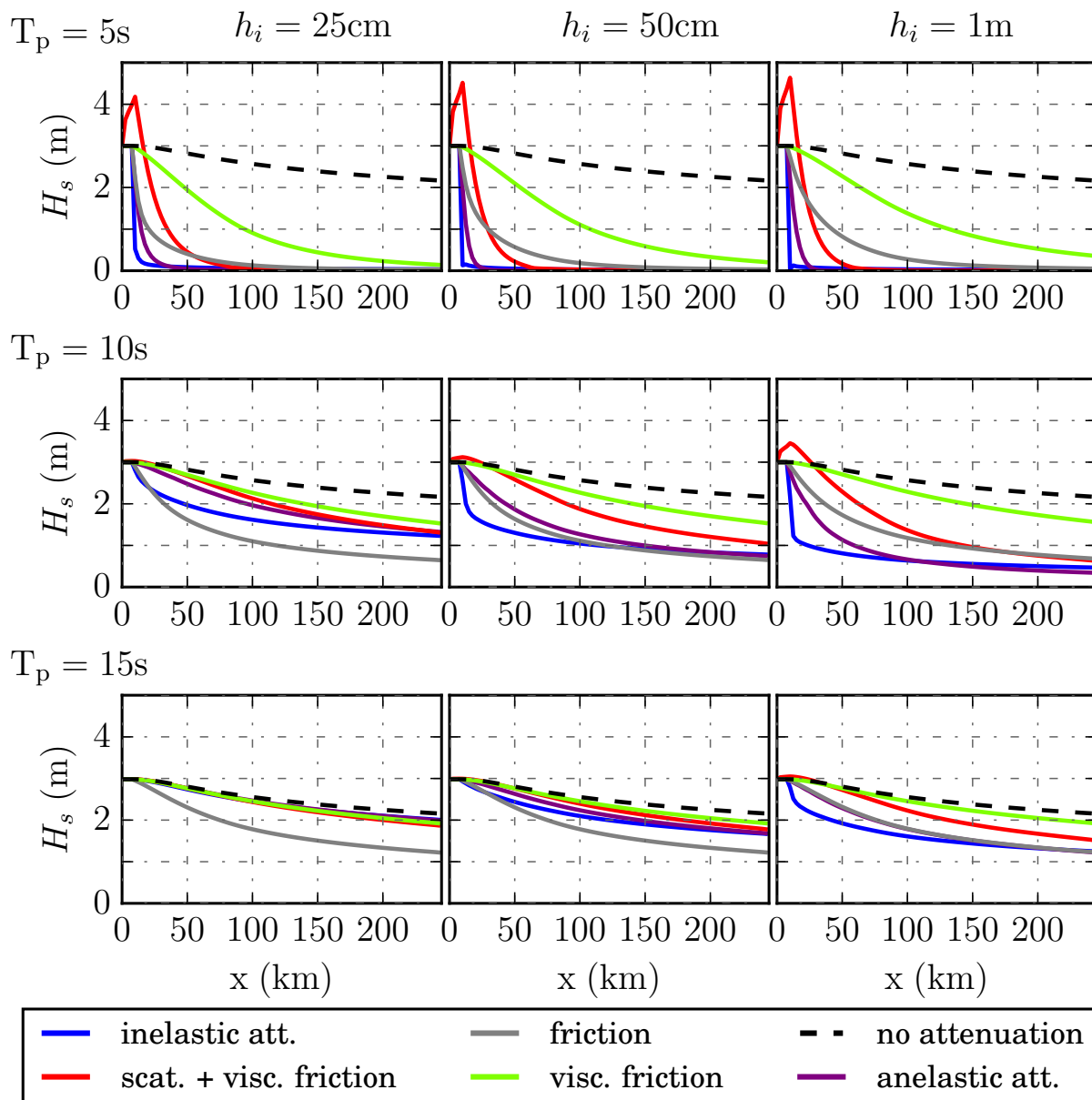


FIGURE 2.5 – Figure extraite de [Boutin et al. \(2018\)](#) présentant la distribution de H_s le long de l'axe horizontal x au centre du domaine, pour différentes périodes pics ($T_p = 5, 10, 15$ s) et épaisseur de glace ($h_i = 0.25, 0.5, 1$ m). Chaque couleur correspond à l'activation de différents processus.

Lorsque seule la friction basale est activée, la casse des plaques de glace relativement fines n'est pas une fonction monotone de la période des vagues. Cela se constate sur les courbes en gris de la figure 2.6 pour $h_i = 0.25$ m : les vagues de période 10 s fracturent la glace en plaques de plus petites tailles que les vagues de période 5 s ou 15 s. Cela est dû à deux effets antagonistes. D'une part, l'atténuation est plus faible pour les vagues les plus longues, ce qui permet à ces mêmes vagues de pénétrer plus loin dans la glace de mer. De l'autre, ces vagues longues sont moins courbées que leurs homologues plus courtes, et donc moins aptes à déformer la glace, et à la casser.

On peut aussi remarquer que les plaques de glace les plus épaisses, lorsqu'elles sont cassées,

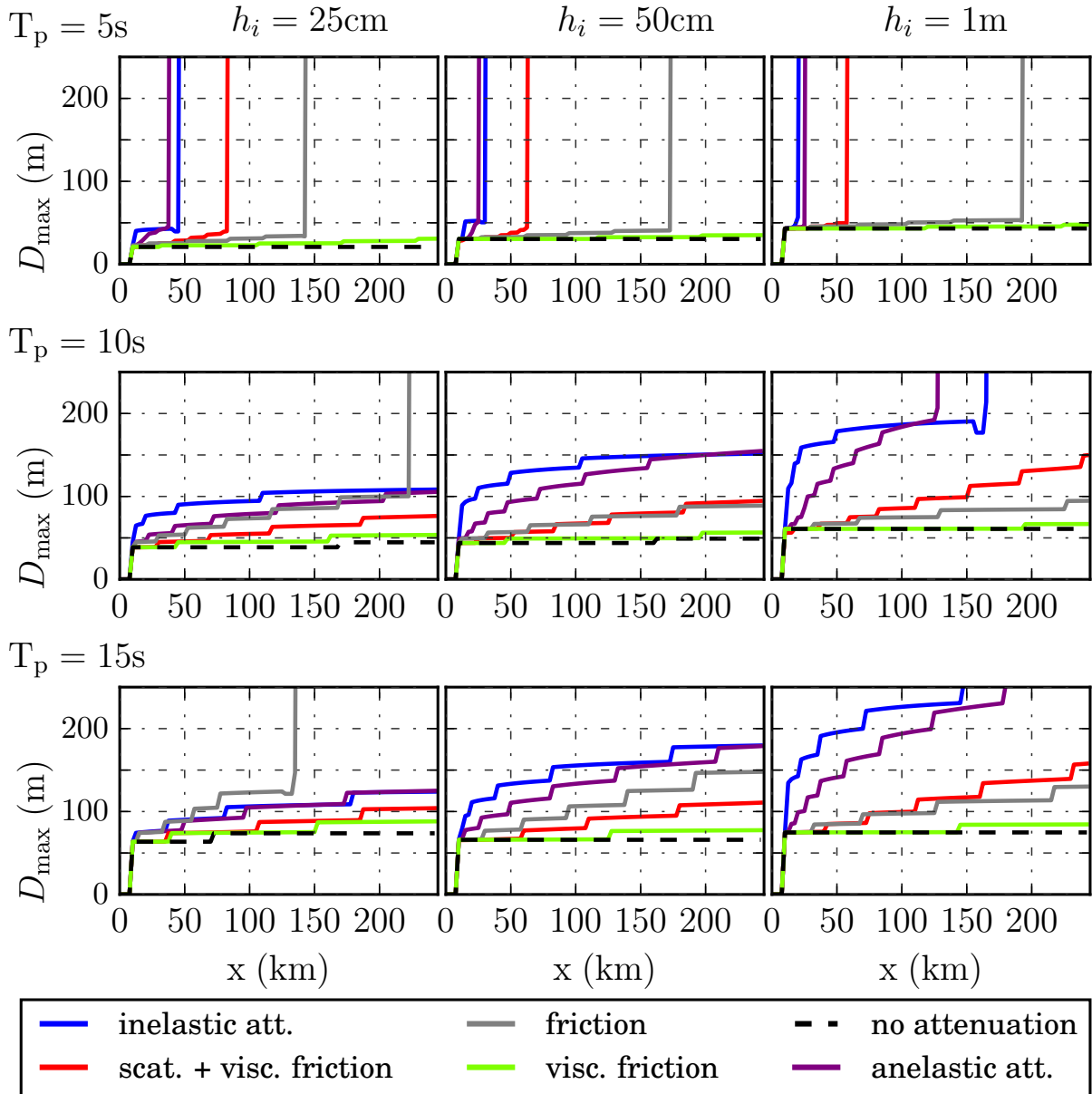


FIGURE 2.6 – Figure extraite de [Boutin et al. \(2018\)](#) présentant la distribution de D_{\max} le long de l'axe horizontal x au centre du domaine, pour différentes périodes pics ($T_p = 5, 10, 15$ s) et épaisseurs de glace ($h_i = 0.25, 0.5, 1$ m). Chaque couleur correspond à l'activation de différents processus.

se divisent en des plaques plus grandes que celles faites de glace plus fine pour $T_p = 5$ s, mais que pour $T_p \geq 5$ s cela s'inverse, avec des plaques cassées plus petites lorsque l'épaisseur augmente. Cette remarque n'est pas seulement vraie pour la friction basale, elle s'applique également à tous les autres mécanismes d'atténuation. Cela s'explique par la concurrence de deux effets antagonistes. Le premier tient au fait que la longueur d'onde des vagues se propageant dans la glace λ_i dépend de l'épaisseur de la banquise, surtout pour les vagues les plus courtes (voir Fig. 1.11). Ainsi, sous une glace épaisse la longueur d'onde des vagues courtes augmente, entraînant une diminution de la courbure qui leur est associée et donc de la déformation de la glace. Le second effet est dû à l'augmentation de la déformation, qui croît linéairement avec l'épaisseur de la glace (voir Eq.2.21). Il en résulte que pour une hauteur de vague donnée, et pour une banquise se com-

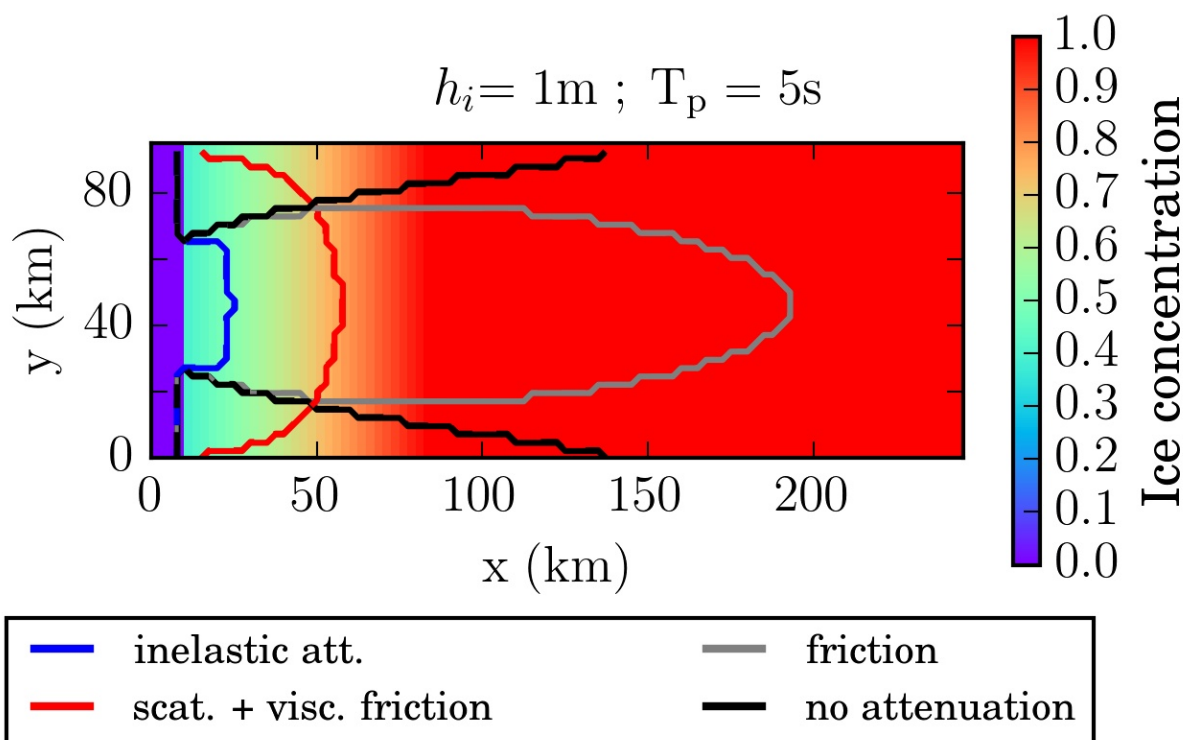


FIGURE 2.7 – Représentation du domaine utilisant une géométrie simplifiée. A l’arrière plan, nous avons représenté l’évolution de la concentration en glace le long de l’axe x . Les vagues se propagent depuis la frontière ouest. Les traits pleins représentent les contours de $D_{\max} = 200$ m, illustrant l’extension de la casse de la glace obtenue pour des vagues de période pic $T_p = 5$ s et une épaisseur de glace de 1 m pour l’activation de différents processus.

portant comme une plaque mince élastique, une plaque de glace épaisse est plus aisément cassée qu’une glace d’épaisseur moins importante (voir Fig. 2.3). Pour les vagues dont les périodes sont les plus longues (≥ 10 s), c’est cet effet qui domine la taille des plaques générées par la casse.

La rétro-diffusion utilisée seule ne dissipe pas l’énergie. Cette dernière croît avec le temps et les réflexions multiples dans le domaine simulé, si bien que pour $T_p \geq 10$ s, les vagues finissent par casser la totalité de la glace après quelques semaines. Il a par conséquent été choisi de combiner ce processus avec un second assurant la dissipation, tout en s’assurant que cette dissipation restait très faible. Pour cela, nous avons choisi la friction visqueuse, dont la dissipation associée est la plus faible de tous les processus présentés ici (voir Fig. 2.5 l’évolution de la courbe verte). Les résultats sont montrés ici en figure 2.5 et Figure 2.6, avec la courbe en rouge. Nous constatons bien qu’ils diffèrent significativement de ceux obtenus avec la friction visqueuse, ce qui confirme que la rétro-diffusion est le processus dominant de cette association. L’atténuation des vagues est conséquente dans la banquise, et augmente visiblement avec l’épaisseur de glace et la fréquence. Les réflexions des vagues dans l’océan libre conduisent à une augmentation de la hauteur de vagues juste à proximité du bord de glace qui peut aller jusqu’à $\simeq 2$ m pour $T_p = 5$ s. Une loi exponentielle a été ajustée sur l’évolution spatiale de H_s simulée et les résultats en sont rapportés dans le Tableau 2.3. Comme attendu, l’atténuation effective le long de l’axe horizontal x est exponentielle, avec des coefficient de détermination $R^2 > 0.95$ tant qu’il n’y a pas de changement brutal dans la taille maximale des plaques D_{\max} . Lorsque la glace est cassée, les taux d’atténuation obtenus pour les vagues de période $T_p = 10$ s sont du même ordre que ceux mesurés par Kohout et al. (2014) pour des hauteurs de vagues $H_s < 3$ m (avec une atténuation exponentielle) dans la ZMG antarctique. Pour $T_p = 5$ s en revanche, l’ordre de grandeur des taux d’atténuation obtenus est plus grand d’un facteur 10 dans notre modèle. Quand la glace n’est pas cassée, la valeur des taux d’atténuation chute avec le nombre de réflexions. La figure

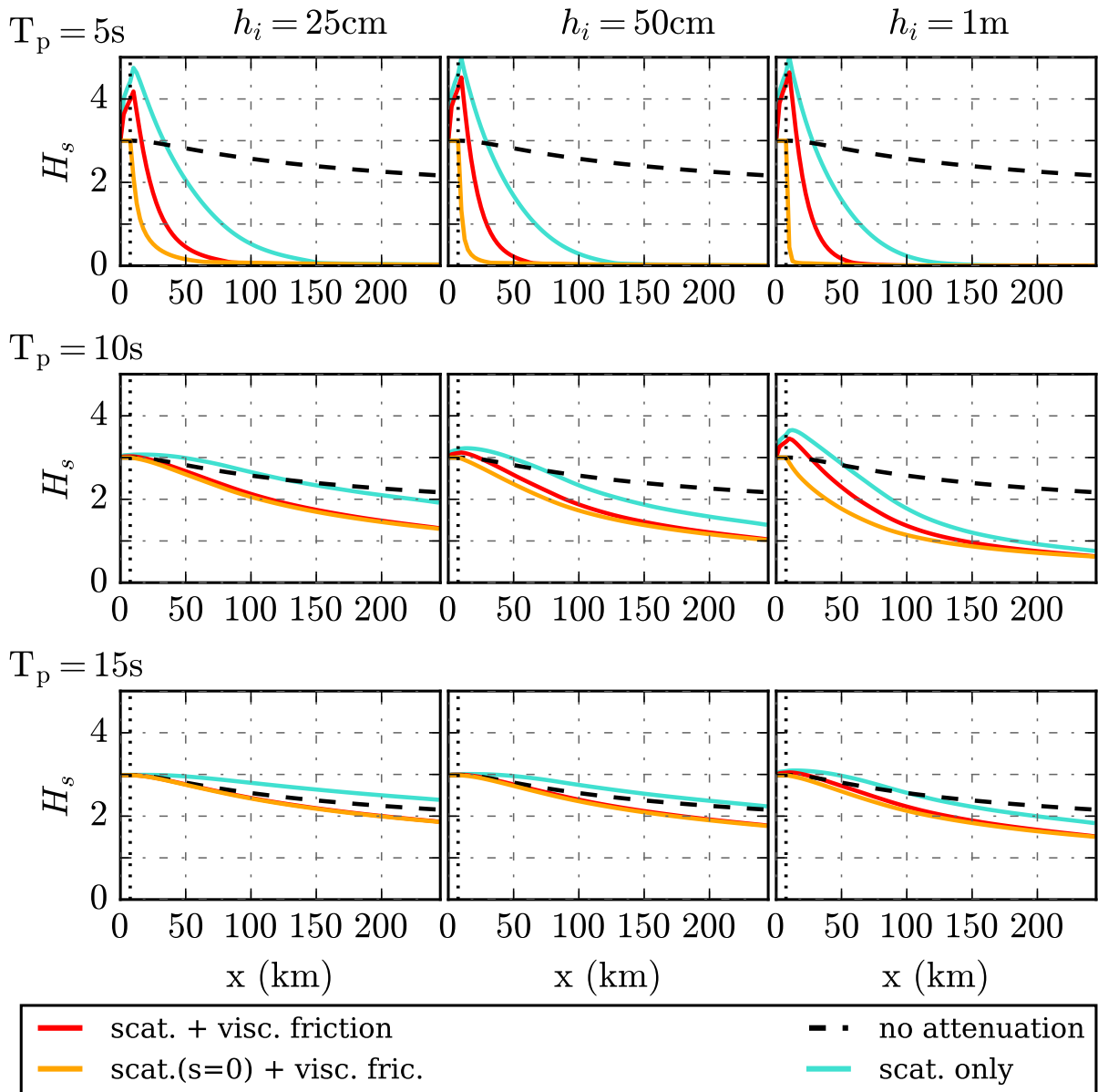


FIGURE 2.8 – Figure extraite de [Boutin et al. \(2018\)](#) présentant la distribution de H_s le long de l'axe horizontal x au centre du domaine, pour différentes périodes pics ($T_p = 5, 10, 15$ s) et épaisseurs de glace ($h_i = 0.25, 0.5, 1$ m). Chaque couleur correspond à l'activation de différents processus qui impliquent la rétro-diffusion. Le trait vertical en pointillés noirs indique la position du bord de glace.

2.7 présente un autre effet de la rétro-diffusion : une augmentation de l'étalement directionnel des vagues. Celles-ci sont réfléchies dans toutes les directions, résultant en un élargissement du faisceau d'énergie dans la direction y . Cet élargissement dépend de β_{is} , le coefficient d'atténuation associé à la rétro-diffusion, il augmente donc avec l'épaisseur de la glace et décroît avec la période des vagues.

Lorsque la partie visqueuse de la friction est désactivée (voir Fig. 2.8), l'étalement directionnel (non montré) et l'augmentation de la hauteur des vagues au bord de glace sont accrus, ce qui n'empêche pas les vagues d'être toujours atténuées alors qu'elles se propagent plus profondément.

Rétro-diff. + friction visq.	$D_{\max} < 100$ m		$D_{\max} > 100$ m	
	α	R^2	α	R^2
$T_p = 5$ s , $h_i = 25$ cm	0.049	0.99	0.008	0.98
$T_p = 10$ s , $h_i = 25$ cm	0.002	0.99	/	/
$T_p = 5$ s , $h_i = 1$ m	0.080	0.99	0.024	0.95
$T_p = 10$, $h_i = 1$ m	0.008	0.99	0.003	0.99

TABLE 2.3 – Valeur des taux d’atténuation spatiaux α (km^{-1}) en supposant une atténuation exponentielle, et les coefficients de détermination R^2 associés pour diverses combinaisons de périodes des vagues et d’épaisseur de glace lorsque seules la rétro-diffusion et la partie visqueuse de la friction sont activées. Les barres obliques signifient que pour de telles associations, il n’existe aucune région pour laquelle la condition $D_{\max} > 100$ m est respectée.

dément dans la glace. Cependant, comme il nous en a été fait la remarque, dans le cas de Zones Marginale de Glace très étendues, sans aucun processus dissipatif, les représentations de la rétro-diffusion conservant l’énergie des vagues produisent des niveaux d’énergie peu réalistes avec une très faible atténuation des vagues, et ce jusqu’à très loin dans l’océan recouvert de glace. Ces résultats irréalistes sont particulièrement prononcés dans des conditions stationnaires, et soulignent l’importance des processus dissipatifs pour assurer une modélisation réaliste de l’atténuation des vagues par la glace. Par ailleurs, pour une banquise fine et des vagues de période supérieures à 15 s, l’atténuation due à la rétro-diffusion devient très faible et l’ajout du peu d’énergie réfléchie à l’énergie incidente conduit à diminuer encore la décroissance de la hauteur des vagues dans la glace, avec pour conséquence une énergie des vagues plus importante tout le long du domaine. Cette remarque n’est valable que pour les cas où la paramétrisation de la rétro-diffusion conserve l’énergie, et choisir $s_{\text{scat}} = 0$ dans l’équation (2.16), à la manière de Williams et al. (2013a), permet d’assurer une diminution de H_s sans augmentation de l’étalement directionnel ni de la hauteur des vagues au bord de glace. Néanmoins, un tel choix ne nous paraît pas satisfaisant car il sacrifie la conservation de l’énergie et supprime tout effet de la rétrodiffusion sur le spectre directionnel des vagues, alors que c’est là une des composantes majeures de ce mécanisme (voir par exemple Squire et al. (1995)).

Si l’on revient aux figures 2.5 et 2.6, on peut y observer une atténuation très importante des vagues courtes, avec une hauteur significative chutant de 3 m à quelques centimètres en quelques kilomètres pour $T_p = 5$ s. Cette atténuation a pour conséquence de restreindre la casse de la glace en plaques de petites tailles à la proximité immédiate du bord de glace, puisqu’elles sont le résultat de la flexion de la glace par les vagues les plus courtes. Cela est notamment visible pour une période de 10 s et une épaisseur de 50 cm : alors que les atténuations induites par la friction basale et la dissipation anélastique sont globalement similaires, la taille des plaques à partir du bord de glace croît nettement plus vite dans le cas du second mécanisme. Une autre caractéristique de ce processus est sa dépendance accentuée à la fréquence/période des vagues. Nous avons parlé des taux d’atténuation très élevés pour $T_p = 5$ s, mais pour $T_p = 15$ s et $h_i = 0.25$ m ceux-ci sont quasi-nuls. La figure 2.9a présente le spectre de l’élévation des vagues pour plusieurs positions le long de la direction x au centre du domaine. Elle suggère l’existence d’une fréquence de coupure au dessus de laquelle quasiment toute l’énergie est dissipée. La figure 2.9b permet la comparaison entre l’évolution de cette fréquence de coupure le long de l’axe horizontal et l’évolution de la taille maximale des plaques D_{\max} . Elle permet de constater une évolution parallèle qui est le résultat du facteur F_λ présenté dans l’éq. (2.34) : lorsque D_{\max} augmente, la fréquence de coupure est décalée vers les basses fréquences. Ainsi, la casse de la glace permet aux vagues longues de pénétrer plus loin dans la ZMG.

La dépendance de ce mécanisme à l’épaisseur de la glace est également substantielle. Cela peut notamment se constater par le fait que, pour $T_p \geq 10$ s, la taille des plaques augmente avec

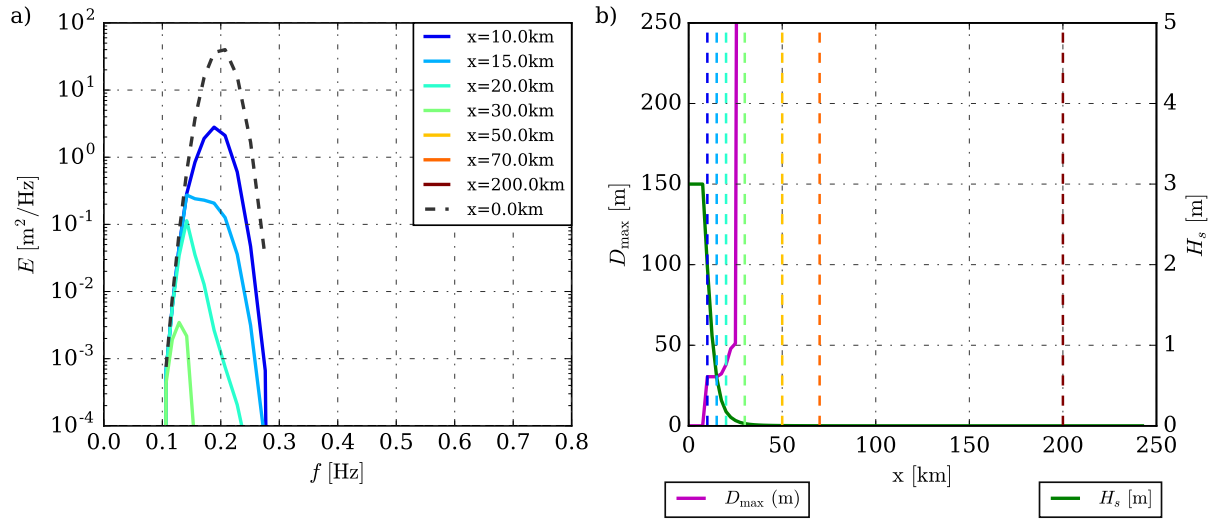


FIGURE 2.9 – Figure extraite de Boutin et al. (2018) et qui représente en (a) le spectre de l'élevation de surface pris pour plusieurs positions le long de l'axe horizontal x pour $y = 45$ km, une fois qu'un état stationnaire a été atteint, en utilisant seulement l'atténuation anélastique. En (b) sont représentées les valeurs de D_{max} et de H_s le long de l'axe x , toujours pour $y = 45$ km. Chaque ligne verticale en pointillés représente la position à laquelle le spectre de la même couleur du panneau a) a été extrait. L'épaisseur de la glace sur le domaine est constante et égale à 50 cm, et les vagues incidentes ont une période pic $T_p=5$ s.

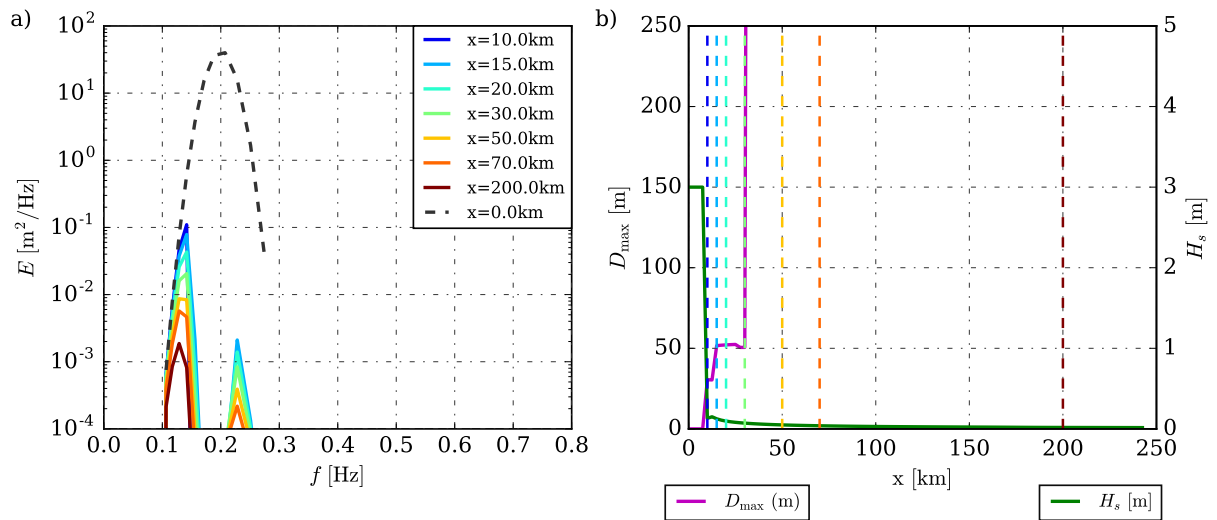


FIGURE 2.10 – Similaire à la figure 2.9 mais cette fois pour le mécanisme de dissipation inélastique. Extraite de Boutin et al. (2018).

l'épaisseur des plaques de glace, contrairement ce qu'il se passe pour la friction par exemple. Cela signifie que dans ce cas précis, l'atténuation des vagues est ce qui contrôle majoritairement l'évolution de la déformation des plaques.

L'atténuation inélastique (en bleu) montre des tendances qui sont similaires à l'atténuation anélastique avec quelques nuances : la non-linéarité de ce processus avec la hauteur des vagues mène à une atténuation encore plus forte à proximité du bord de glace, là où la hauteur des vagues est encore importante, et à une dissipation plus faible à l'intérieur de la glace compacte

(voir le tableau 2.4 et la figure 2.10). En effet, une fois que la hauteur des vagues n'excèdent pas quelques centimètres, l'effet de l'atténuation inélastique est considérablement réduit comparé à l'atténuation anélastique, permettant une propagation plus profonde des vagues dans la glace. C'est notamment visible sur la figure 2.10a, où l'énergie associée à la fréquence $f \simeq 0.22$ Hz n'est que peu dissipée une fois que la densité spectrale est inférieure à 5×10^{-3} m²/Hz. Il en résulte un spectre bimodal au sein de la banquise, puisque la courbure des vagues courtes mais peu hautes finit par être inférieure à celle de vagues plus longues mais plus hautes. Le coefficient d'atténuation inélastique dépendant de cette courbure, les premières sont moins atténuées que les secondes. Cet effet explique ce que l'on peut observer pour les vagues de période $T_p=5$ s en présence de glace peu épaisse (voir Fig. 2.5 et 2.6) : alors que l'atténuation inélastique est plus forte que celle anélastique, on observe une casse de la banquise plus étendue avec le premier processus : des vagues courtes mais peu hautes ayant une faible courbure, mais néanmoins suffisante pour casser la glace, parviennent à se propager au-delà des premiers kilomètres dans le cas de la dissipation inélastique.

Dans cette section, nous avons montré que l'atténuation produite par les processus dissipatifs liés à la flexion est la plus importante. Nous avons aussi insisté sur sa très grande dépendance à la période des vagues et à l'épaisseur de la glace. Cette dépendance se retrouve aussi dans la rétro-diffusion, avec pour singularité associée à ce mécanisme un important accroissement de l'étalement directionnel ainsi qu'une élévation de la hauteur des vagues dans l'océan libre à proximité du bord de glace due à la superposition de l'énergie des vagues incidentes et de celle des vagues réfléchies. La friction basale est le processus le moins dépendant à la fois de l'épaisseur de la glace et de la période des vagues. Lorsque la glace est cassée et pour des épaisseurs peu élevées, elle est le mécanisme produisant la plus forte atténuation. Dans les autres cas, à moins qu'elle ne soit ajustée par des facteurs ad hoc (par exemple Liu et al., 1991), la friction basale présente une atténuation en général plus faible que les processus dissipatifs liés à la flexion.

$T_p = 10$ s , $h_i = 50$ cm	Anélastique		Inélastique	
	α	R^2	α	R^2
$D_{\max} < 100$ m	0.009	0.99	0.048	0.91
$D_{\max} > 100$ m	0.003	0.97	0.001	0.87

TABLE 2.4 – Valeurs des taux d'atténuation α (en km⁻¹) obtenus par l'ajustement d'une fonction exponentielle, et du coefficient de détermination associé R^2 pour $T_p = 10$ s et $h_i = 50$ cm quand seulement l'atténuation inélastique ou anélastique est activée.

2.2.3 Résultats des tests pour un spectre issu d'une simulation réaliste au large du Svalbard, entre le 2 et le 3 mai 2010

Les simulations dans cette section reprennent le domaine précédent, mais le spectre des vagues à la frontière ouest est cette fois issu d'une simulation réaliste. Il est obtenu pour un point au large du Svalbard entre le 2 et le 3 mai 2010, dans un océan libre de glace. Le domaine utilisé pour la simulation réaliste dont le spectre est extrait est celui décrit dans Stopa et al. (2016). Il est semblable à celui présenté dans le chapitre 3 qui traite de l'évaluation et de la validation du modèle. Les composantes directionnelles de ce spectre des vagues ont subi une "rotation manuelle" de façon à ce que la direction de propagation associée à la densité d'énergie des vagues la plus élevée du spectre soit alignée avec notre axe horizontal. Ce spectre est représenté en figure 2.11. On peut y remarquer l'asymétrie de l'énergie des vagues autour de l'axe ouest-est.

Les conditions reproduites sont en fait celles rapportée par Collins et al. (2015). L'événement qu'ils décrivent est une tempête au cours de laquelle le navire de recherche océanographique Lance, initialement pris dans la banquise, a fait face à un changement soudain dans les conditions de vagues et de glace. Alors qu'il était bloqué dans de la glace compacte d'environ $\simeq 60$ cm

d'épaisseur et en l'absence de toute vague, le bateau a ressenti un premier train de vagues qui a commencé à fracturer la glace, obligeant les chercheurs travaillant sur la banquise à remonter sur le bateau par mesure de sécurité. En l'espace d'environ 1h, la banquise a été complètement fracturée en petite plaques d'une dizaine de mètre ou moins, et la hauteur des vagues a atteint environ 3 m. Notre objectif est de voir si les mécanismes que nous avons implémentés permettent de reproduire, au moins qualitativement, un tel événement dans le modèle.

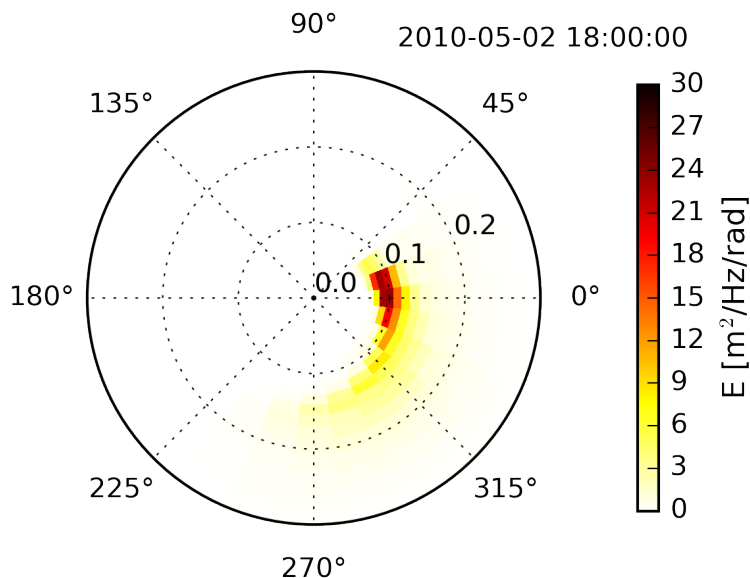


FIGURE 2.11 – Spectre directionnel de la variance de l'élévation de surface à la frontière du domaine une fois pivoté pour que le maximum d'énergie se propage vers l'est. L'axe radial représenté est celui des fréquences en Hz. Le spectre illustré ici représente l'état de mer au sud du Svalbard, en l'absence de glace, le 02/05/2010 à 18h00 GMT, un peu avant que le navire ne ressente le premier train de vagues.

La figure 2.12 présente les effets de l'activation de chaque processus sur l'atténuation des vagues et la taille maximale des plaques de glace pour les conditions de vagues à la frontière ouest détaillées précédemment. Avec de la rétro-diffusion et/ou de la friction basale, la hauteur significative des vagues H_s décroît progressivement alors que les vagues se propagent dans la glace. Par ailleurs, à l'exception du terme de friction basale en présence de plaques de glace fines ($h_i = 25$ cm), le domaine finit par être entièrement cassé à la fin de la simulation. La dissipation anélastique génère une atténuation plus élevée, tout particulièrement à proximité du bord de glace, là où les vagues courtes sont atténuées. Néanmoins, l'atténuation demeure relativement lisse sur l'ensemble du domaine. L'augmentation de l'épaisseur de la glace est l'occasion d'observer la boucle de rétro-action positive entre l'atténuation et la taille des plaques : en présence d'une glace épaisse, les vagues sont fortement atténuées dès lors qu'elles pénètrent dans la glace. Cette diminution de la hauteur limite la casse de la glace, qui en retour accroît l'atténuation.

L'atténuation inélastique diffère des autres mécanismes dans son comportement. Pour la glace la plus fine testée ($h_i = 25$ cm), les vagues courtes sont très atténuées au bord de glace, ce qui résulte en une perte significative d'énergie par les vagues. Cela s'explique par le fait que la glace est aisément déformable par ces mêmes vagues, et que la courbure associée à cette déformation entraîne d'importantes pertes d'énergie inélastique. Cette importante dissipation empêche la glace d'être fracturée en de petites plaques au-delà du bord de glace immédiat, et par conséquent ne peut mener à une fracture similaire aux observations présentées dans Collins et al. (2015). Cependant, dans ce même article, l'épaisseur des plaques est estimée aux alentours de 50 à 60-cm.

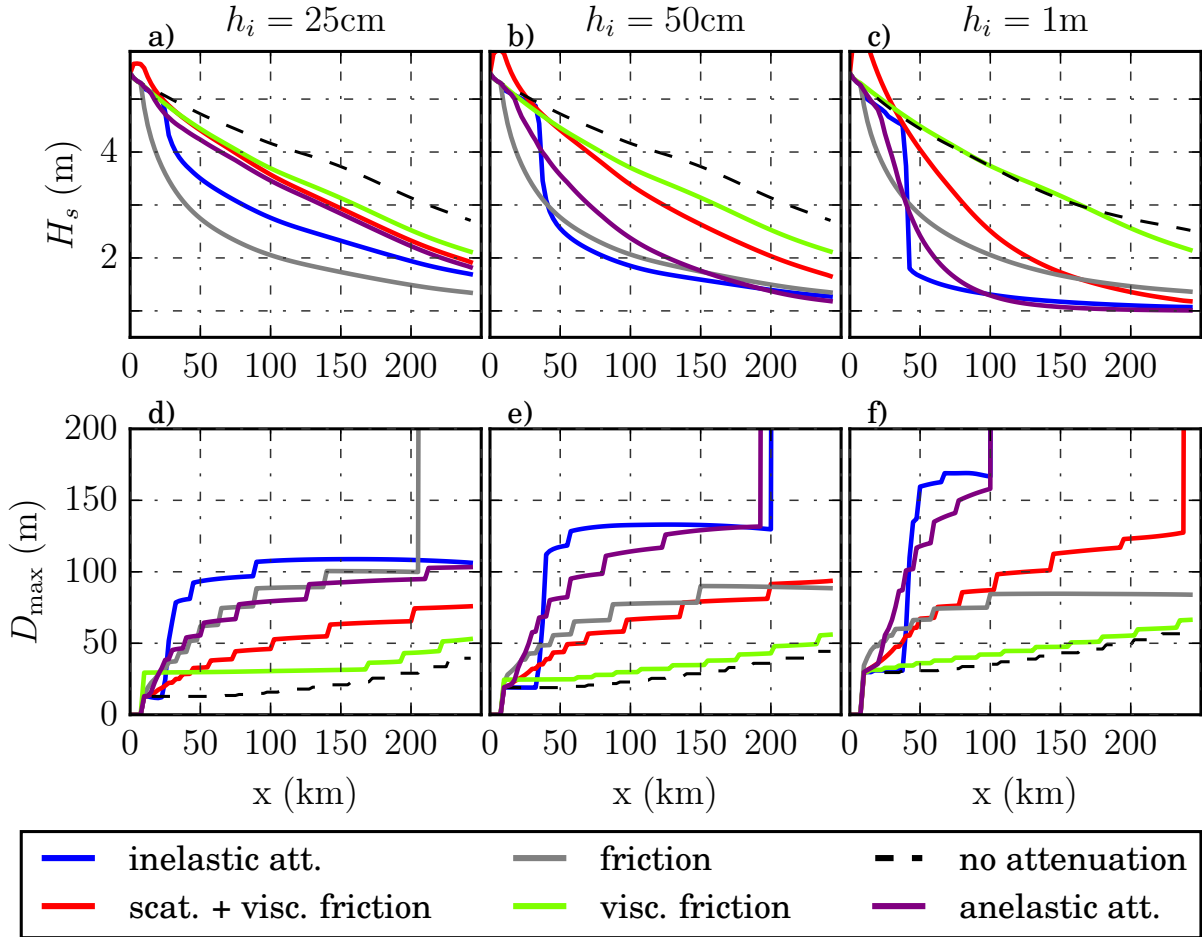


FIGURE 2.12 – Figure extraite de [Boutin et al. \(2018\)](#) et qui présente la distribution de H_s le long de l'axe horizontal x au centre du domaine, pour différentes périodes pics ($T_p = 5, 10, 15$ s) et épaisseurs de glace ($h_i = 0.25, 0.5, 1$ m). Chaque couleur correspond à l'activation de différents processus.

Pour ce cas (voir les figures 2.12.b & 2.12.e), le domaine peut être divisé en 2 parties :

- A l'ouest, où la glace est cassée, avec une faible atténuation et une H_s élevée.
- A l'est, avec de la glace non cassée, et une H_s faible.

Entre ces deux parties du domaine, les vagues génèrent un front caractérisé par de forts gradients de D_{\max} et de H_s . Ce front devient de plus en plus étroit au fur et à mesure que l'épaisseur s'accroît (voir Fig. 2.12.c & 2.12.f). On peut également remarquer qu'en ce qui concerne la taille des plaques, il existe un second front qui correspond en fait à une fracture initiale de la glace par des vagues longues, plus rapides ($\lambda_i \simeq 300$ m).

La figure 2.13 permet de clarifier l'interprétation des résultats où l'atténuation inélastique est activée. La non-linéarité de ce mécanisme permet aux vagues hautes fréquences ayant peu d'énergie de se propager sans trop être dissipées dans les premiers kilomètres de la couverture de glace. La courbure associée à ces vagues est néanmoins suffisante pour casser la glace en des plaques de petites tailles, inférieures à 50 m. Ces plaques ne sont alors plus fléchies par les vagues un peu plus longues, ce qui permet à l'énergie des vagues dominantes de progresser dans la banquise jusqu'à ce qu'elles arrivent dans une zone non cassée. Cela étant, les taux d'atténuations pour les fréquences les plus hautes des vagues sont ici remarquablement peu élevés par rapport à la connaissance que l'on en a.

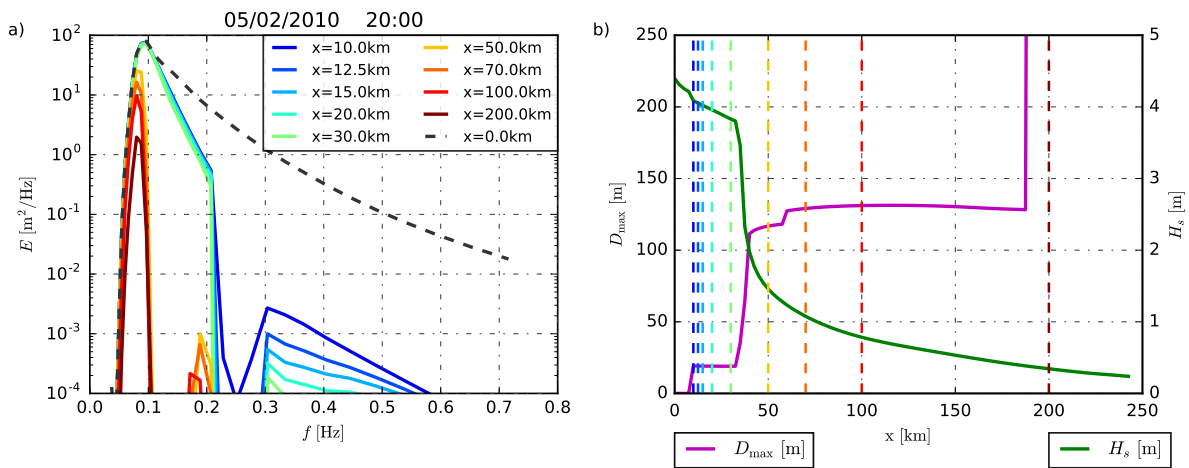


FIGURE 2.13 – Figure extraite de Boutin et al. (2018) : (a) Spectre de l'élévation de surface pris pour plusieurs positions le long de l'axe horizontal x pour $y = 45$ km. La courbe en pointillés représente le spectre des vagues à la frontière ouest du domaine, correspondant aux vagues générées par une tempête au sud du Svalbard le 02/05/2010. Ce forçage est calculé grâce à une simulation du modèle WAVEWATCH III[®] sur une grille Pan-Arctique de 12.5 km sans prise en compte de la couverture de glace. (b) Valeurs de D_{\max} et de H_s le long de l'axe x , toujours pour $y = 45$ km. Chaque ligne verticale en pointillés représente la position à laquelle le spectre de la même couleur du panneau a) a été extrait. L'épaisseur de la glace sur le domaine est constante et égale à 50 cm.

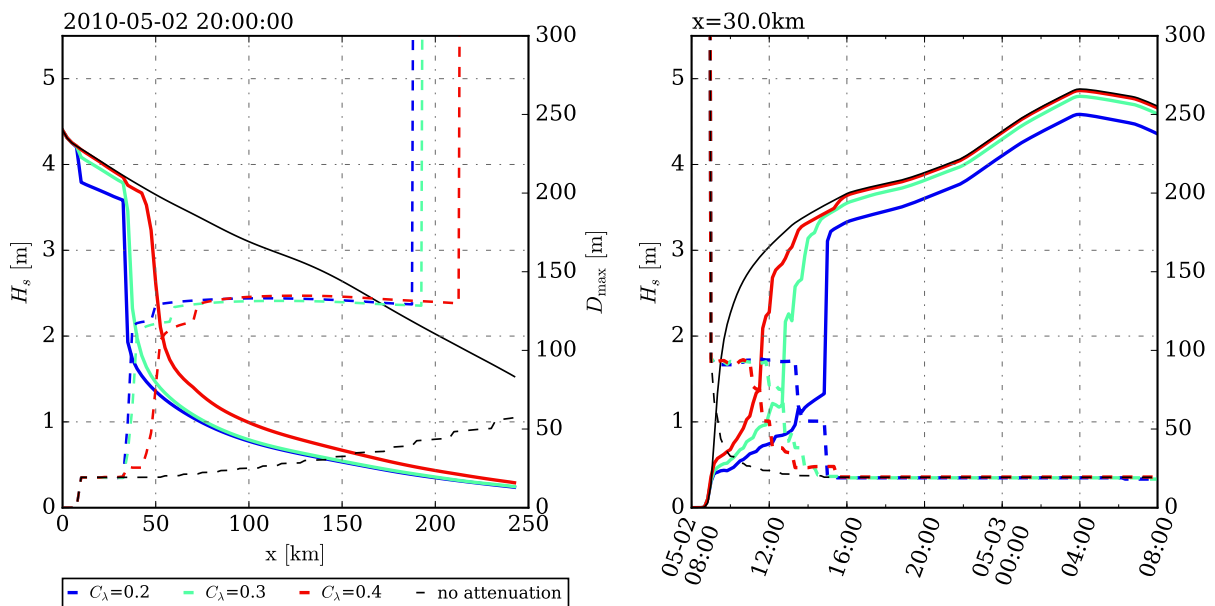


FIGURE 2.14 – Figure extraite de Boutin et al. (2018) et qui présente l'évolution de H_s et D_{\max} spatialement (panneau de gauche) et temporellement (panneau de droite), au centre du domaine pour des tests académiques reproduisant les observations faites au Svalbard le 2 mai 2010. La simulation démarre à 8h00 a.m le 2 mai 2010. L'évolution temporelle est montrée pour $x=30$ km (c'est-à-dire à 20km du bord de glace). Chaque couleur représente une valeur différente de C_λ .

Comme nous l'avons vu, les effets de l'atténuation inélastique sont donc très dépendants de la taille des plaques de glace. Cette dépendance est liée à la valeur du paramètre C_λ , qui détermine le rapport entre taille des plaques de glace et longueur d'onde des vagues en dessous duquel

les plaques ne sont plus fléchies (voir Eq.2.34). Les observations faites par [Collins et al. \(2015\)](#) peuvent donc être considérées comme une opportunité de discuter des valeurs que nous avons choisies pour ce dernier paramètre. La figure 2.14 présente à la fois le profil spatial H_s après 12 heures et son évolution temporelle à un point donné du domaine, proche de la position du front. L'augmentation de la valeur de C_λ à 0.4 a pour conséquence de lisser la transition, augmentant H_s de 50 cm à 3 m en environ 7.5 heures, et a donc été rejetée. À l'inverse, les ajustements tels que $C_\lambda \leq 0.2$ dissipent trop d'énergie dès le bord de glace (panneau gauche de la figure 2.14), tandis que [Collins et al. \(2015\)](#) signale qu'il n'y a presque pas eu d'atténuation après la fracture de la glace à l'emplacement du navire, pourtant profondément enfoncé dans la banquise. Le choix $C_\lambda = 0.3$ semble être un meilleur compromis car il permet de reproduire une augmentation entre 1 m et 3 m de hauteur de vagues en environ 2 heures (panneau droit de la figure 2.14) et une baisse relativement faible de H_s à l'entrée de la région recouverte de glace.

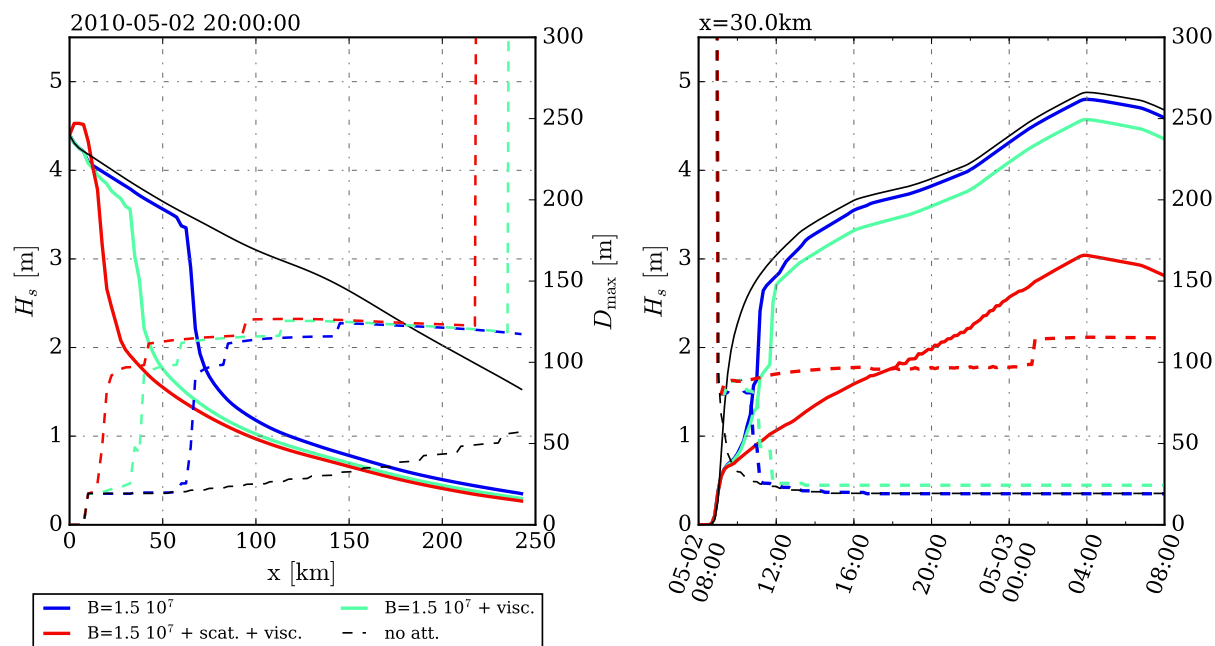


FIGURE 2.15 – Figure extraite de [Boutin et al. \(2018\)](#) et qui présente l'évolution de H_s et D_{max} spatialement (panneau de gauche) et temporellement (panneau de droite), au centre du domaine pour des tests académiques reproduisant les observations faites au Svalbard le 2 mai 2010. La simulation démarre à 8h00 a.m le 2 mai 2010. L'évolution temporelle est montrée pour $x=30$ km (c'est-à-dire à 20 km du bord de glace). Chaque couleur représente une combinaison de mécanismes différente.

2.2.4 Bilan

Le comportement non linéaire observé de l'atténuation des vagues lorsque la glace est brisée est généralement compatible avec les effets attendus de l'atténuation inélastique. Ces résultats doivent être nuancés : les spectres obtenus avec l'atténuation inélastique ne ressemblent pas vraiment à ceux mesurés par [Collins et al. \(2015\)](#) et présentés sur la figure 3 de leur étude. Ils n'ont en effet pas la très forte diminution de la densité d'énergie autour de 0.2 Hz que l'on observe sur la figure 2.13. Il se peut que la gamme de fréquence des spectres présentés dans [Collins et al. \(2015\)](#) ne soit pas assez étendue pour que cette diminution soit visible, ou que lorsque les spectres ont été acquis les plaques étaient si petites qu'il n'y avait plus de flexion de glace. Il est également possible que notre paramétrisation d'atténuation inélastique reproduise l'événement de manière satisfaisante sans être le véritable processus derrière le changement soudain de la hauteur des vagues. De plus, l'existence de vagues courtes jusque loin dans la ZMG, même associée à de très faibles niveaux d'énergie, est très improbable et souligne la nécessité de combiner l'atténuation

inélastique avec d'autres processus, tels que la friction visqueuse.

Une validation convaincante du processus d'atténuation inélastique nécessiterait l'étude de plusieurs cas avec des observations disponibles précises de l'évolution des propriétés de la glace (taille des plaques, épaisseur et concentration...) lors de la flexion des plaques par les vagues. L'existence d'une fréquence de coupure de l'énergie en fonction de la taille des plaques pourrait être recherchée. De plus, le paramètre de fluage B est très sensible à l'épaisseur et à la température de la glace (par exemple [Cole et al., 1998](#)), et nous avons utilisé ici une approximation qui correspond aux estimations de [Wadhams \(1973\)](#). Cette valeur est également cohérente avec la proposition de [Cole et al. \(1998\)](#) pour le calcul du fluage visqueux, en prenant la valeur du paramètre au point de congélation. Sachant que B est à son maximum pour cette température, il est possible que nous ayons surestimé l'atténuation inélastique. De même, l'utilisation de l'épaisseur moyenne de la glace conduit certainement à une sous-estimation de la dissipation des vagues.

En outre, on s'attend à ce que la déformation inélastique se produise au sein de grandes plaques de l'ordre de la centaine de mètre ou plus, et qu'elle n'explique donc pas l'atténuation des vagues dans les premiers kilomètres de la ZMG ([Wadhams et al., 1986](#)). Dans cette région, l'atténuation pourrait effectivement s'expliquer par la rétro-diffusion, la friction basale, ou bien encore les collisions plaques-plaques, ou bien encore par les plaques heurtant violemment la surface de l'eau après avoir été soulevées par les vagues ([Bennetts et al., 2015](#); [Toffoli et al., 2015](#)). L'importance de ces deux derniers mécanismes reste cependant à quantifier dans des conditions réelles, mais il est probable que leur rôle soit non négligeable lors des tempêtes. Ces premiers kilomètres de la ZMG, où l'on s'attend à trouver des plaques plutôt petites, ne sont probablement pas non plus compatibles avec l'utilisation de notre relation de dispersion, qui suppose une fine plaque de glace élastique semi-infinie. La glace, une fois cassée, perd son élasticité et il a été observé que sa relation de dispersion tend alors vers celle de l'océan libre de glace [Sutherland and Rabault \(2016\)](#). Ce choix de la relation de dispersion dans un modèle de vagues dans la glace est évidemment primordial dans la compréhension des interactions vagues-banquise, mais l'on ne peut que constater qu'aucune théorie n'a réussi jusqu'à présent à représenter le comportement des vagues dans diverses conditions de glace, nécessitant toujours l'utilisation d'hypothèses fortes sur le type de glace à la surface [Collins et al. \(2017\)](#). Notre choix d'utiliser la relation de dispersion des ondes de flexion-gravité n'est en réalité pleinement satisfaisant que pour les grands plaques non cassées par les vagues, et nous l'avons néanmoins étendu à toute la ZMG.

L'atténuation anélastique est assez proche de l'atténuation inélastique, avec une fréquence de coupure au-dessus de laquelle les ondes sont atténuées sur une distance de l'ordre de quelques kilomètres. La différence réside dans le fait que cette atténuation ne varie pas avec l'amplitude de la vague, ce qui entraîne un fort amortissement des vagues les plus courtes et l'impossibilité de briser la glace en petites plaques. En conclusion, la paramétrisation que nous en avons faite ne peut pas reproduire qualitativement le cas décrit dans [Collins et al. \(2015\)](#). Ce résultat est peut être dû à la non inclusion des effets de la variété potentielle des conditions de la glace de mer (température, fatigue sous l'effet des chargements répétés, répartition de l'épaisseur de la glace, âge de la glace, contrainte effective appliquée pendant la flexion). La plupart des changements induits par ces paramètres sur la rhéologie de la glace demeurent néanmoins très mal connus ([Timco and Weeks, 2010](#)).

Bien que notre modèle de rétro-diffusion soit fortement simplifié, avec une redistribution d'énergie isotrope, il est généralement cohérent avec [Wadhams et al. \(1986\)](#), où il est bien observé l'élargissement du spectre dans la mer couverte de glace. Une telle augmentation de l'étalement directionnel n'a cependant pas été observée sur les images SAR présentant des vagues de périodes supérieures à 8 s ([Ardhuin et al., 2017](#)). Cela est cohérent avec l'effet limité de la rétro-diffusion observé ici en utilisant les coefficients de [Bennetts and Squire \(2012\)](#) en présence de dissipation. Notre choix de redistribuer l'énergie de manière isotrope est certes imparfait, mais nous avons

néanmoins démontré que la différence avec une redistribution anisotrope dans les cas où les réflexions sont importantes demeure assez faible, et cette redistribution a l'avantage d'assurer la conservation de l'énergie sans faire de la rétro-diffusion un mécanisme dissipatif. Nous sommes cependant conscients que ce processus, lorsqu'il a lieu au coeur d'une banquise composée de plaques de tailles et de formes diverses et variées, est en général loin d'être uniforme dans toutes les directions (Meylan, 2002; Sutherland and Rabault, 2016). Une meilleure solution pourrait être de tester la mise en œuvre de la solution complète de la rétro-diffusion en 3 dimensions, même avec des problèmes simplifiés comme pour des plaques circulaires (Pete et al., 2004). De plus, comme le soulignent Wadhams et al. (1988), il est également possible qu'une vague incidente rétro-diffuse de l'énergie à différentes fréquences, typiquement des harmoniques des fréquences générées lorsque les plaques tangent et se soulèvent sous l'effet des vagues, ces harmoniques de plus hautes fréquences pouvant alors être rapidement dissipées. Cela expliquerait l'absence d'augmentation observée de l'étalement directionnel avec l'imagerie SAR. Cet effet de la rétro-diffusion sur le spectre directionnel est un sujet déjà débattu, notamment dans la revue de Squire et al. (1995), l'effet d'élargissement de ce spectre par les réflexions étant contre-balancé par l'atténuation des vagues se propageant dans des directions non orthogonales au bord de glace, qui ont un trajet plus long et donc une atténuation plus importante. Notre modèle tend à répondre que dans les premiers kilomètres, en présence de vagues très courtes, la rétro-diffusion est effectivement significative et augmente l'étalement directionnel, mais qu'au-delà, en présence de mécanismes dissipatifs plus importants, cet effet disparaît. Par ailleurs, toujours en présence de mécanismes dissipatifs, le fait que les réflexions multiples augmentent le temps de propagation effectif moyen sur une région donnée contribue également à accroître l'atténuation (voir notamment les arrivées diffuses sur la figure 3 de Arduin et al., 2016).

Nous avons également vu que lorsqu'elle est associée à une atténuation inélastique, la rétro-diffusion conduit à empêcher la rupture de la glace, ce qui ne permet pas au front de hauteur des vagues de progresser dans la ZMG. Collins et al. (2015) décrit cependant des plaques de glace qui sont beaucoup plus petites que les longueurs d'onde des vagues dominantes. Dans ces conditions, il se peut que la rétro-diffusion disparaisse et laisse donc les ondes se propager sans être atténuées. Comme mentionné ci-dessus, notre paramétrisation de la fracture de la banquise ne permet pas à la taille maximale des plaques de prendre des valeurs inférieures à la taille minimale donnée par la théorie de la rupture en flexion (Mellor, 1986). Ce fait, ajouté à la méconnaissance du comportement interne de la glace soumise à la flexion des vagues, souligne la nécessité d'une meilleure compréhension de la rhéologie de la glace.

Finalement, la rétro-diffusion peut tout à fait être l'un des processus majeurs d'atténuation des vagues à proximité du bord de glace, où les vagues courtes demeurent présentes dans les premiers kilomètres recouverts par la banquise quand l'atténuation inélastique, elle, est un candidat plausible pour expliquer l'atténuation des vagues dans une glace compacte et non brisée. Un autre mécanisme de dissipation, tel que la friction sous la glace, est néanmoins un complément indispensable pour l'atténuation inélastique, sans lequel l'amplitude des vagues les moins hautes n'est pas assez atténué et conserve des valeurs irréalistes (5 cm ou plus). La présence de rétro-diffusion est également utile afin d'éviter ce phénomène.

Notre formulation de la dissipation turbulente sous la couche de glace donne des résultats peu convaincants dans la reproduction des observations faites dans Collins et al. (2015). Malheureusement, la longueur de rugosité associée au mouvement orbital des vagues sous la glace est un paramètre sensible mais mal connu. D'après notre étude, il semble que choisir une valeur 1 cm entraîne une atténuation très conséquente proche du bord de glace dans le cas de vagues hautes de 4 m et plus, indépendamment de la taille des plaques de glace. Or, un tel comportement n'est pas compatible avec les cas où des vagues hautes sont signalées loin dans la couverture de glace, sans qu'elles aient subi de décroissance exponentielle (Kohout et al., 2014; Collins et al., 2015). Une explication possible est une réduction de la turbulence lorsque la banquise est cassée, car

les plaques sont alors en mesure de suivre au moins une fraction des mouvements horizontaux de l'eau. Cette assertion est discutée ultérieurement en section 3.2.1.

En conclusion, notre simulation reprenant grossièrement les conditions du cas présenté dans [Collins et al. \(2015\)](#) suggère que la dissipation dans la couche de glace, sous l'effet de la flexion, peut être une source importante de dissipation de la houle, et que les taux de déformation attendus pourraient être associés à des dislocations et à une possible relation non linéaire entre les contraintes et les déformations ([Cole and Durrell, 2001](#)) à laquelle la glace est soumise. Une telle relation peut expliquer la transition entre une atténuation très forte lorsque la glace est "intacte", c'est à dire composée de plaques de taille supérieures ou égales aux longueur d'ondes des vagues, et très faible lorsque les plaques se font plus petites, une fois cassées. La connaissance de la taille des plaques est donc primordiale dans l'estimation de l'atténuation des vagues, et pas seulement pour son implication dans la rétro-diffusion.

Malheureusement, nos résultats ne sont pas comparables à d'autres observations sans la connaissance des propriétés de la glace nécessaires au forçage de notre modèle. Par exemple, [Meylan et al. \(2014\)](#) constatent qu'en Antarctique les houles longues ($T_p = 15$ s) ont une atténuation qui peut être reproduite par une dissipation linéaire avec $\alpha \propto T^{-2}$. La taille maximale des plaques de glace lors de leurs observations est estimée en deçà de 20 m. Aucun des processus étudiés ici ne peut reproduire une telle loi d'atténuation : la friction basale suit une loi $\alpha \propto T^{-n}$ avec $n = 3.5$ lorsque l'écoulement est visqueux, n prenant même des valeurs supérieures lorsque la turbulence est activée. Il est néanmoins possible que les valeurs de taux d'atténuation estimées à partir du rapport de H_s mesurées entre deux points distants résultent d'une atténuation variable le long de la propagation. Le rapport mesuré peut par exemple avoir été "contaminé" par des vagues locales générées par le vent ([Li et al., 2015](#)).

Chapitre 3

Évaluation de l'ajout de la glace dans un modèle de vagues dans des cas réalistes

Ce chapitre présente 2 cas pour lesquels le modèle introduit dans le chapitre précédent a été évalué à l'aide d'une configuration réaliste. Le premier cas reprend les observations présentées dans [Collins et al. \(2015\)](#) en mai 2010 au sud du Svalbard et est décrit dans la dernière partie de [Boutin et al. \(2018\)](#). Le second a fait l'objet d'une publication par Fabrice Ardhuin ([Ardhuin et al., 2018](#)), dans laquelle j'ai été impliquée. Nous le présentons brièvement ici car il nous paraît pertinent en terme de validation du travail décrit précédemment.

3.1 Cas du 2 mai 2010 : R/V Lance au sud du Svalbard

3.1.1 Présentation du cas

Alors que le navire de recherche océanographique R/V Lance se trouve pris dans de la banquise compacte au sud du Svalbard le 2 mai 2010, vers 19h30, un train de vagues est ressenti par les équipes travaillant sur la glace, ce qui a occasionné l'apparition de fissures dans cette dernière, mettant fin aux travaux de recherche en cours par mesure de sécurité. De 19h30 à 20h15, aucune vague n'est ressentie mais la glace continue d'être fragilisée. A 20h15 environ, la glace commence à se fracturer jusqu'à ce que la taille des plaques n'excède pas quelques mètres 1h plus tard. En parallèle, les vagues se font ressentir et grossissent considérablement pour atteindre une hauteur significative d'environ 3 m une heure après le début de la casse de la glace (21h). La figure 3.1 illustre cet événement : elle représente l'état de la glace à 4 moments différents durant cet épisode, ainsi que l'évolution de l'élévation de surface telle que mesurée depuis le navire.

3.1.2 Présentation de la configuration

La configuration utilisée est présentée dans [Boutin et al. \(2018\)](#) : le modèle WAVEWATCH III[®] utilise la paramétrisation ST4 présentée dans [Ardhuin et al. \(2010\)](#) Les simulations utilisent une grille stéréographique polaire centrée sur l'hémisphère nord (voir ([Stopa et al., 2016](#)) pour plus de détails) dont la résolution est de 12.5 km. Les forçages correspondant à la concentration et à l'épaisseur de la glace sont issus du jeu de données Arctic Ocean Physics Reanalysis (1991-2014) (voir <http://marine.copernicus.eu>) et basés sur les produits de réanalyses TOPAZ4 ([Sakov et al., 2012](#)). Les vents utilisés sont issus du produit de vents neutres à 10 m ERA Interim ([Dee et al., 2011](#)). Le diamètre maximal des plaques de glace est initialement fixé à $D_{\max \text{ init}} = 1000$ m partout où il y a une concentration de glace non nulle. Enfin, pour analyser plus précisément la situation dans la région où se déroulent les événements décrits par [Collins et al. \(2015\)](#), un raffinement à l'aide d'une grille régulière incluse au sein de la première grille a été effectué entre 18 °E/27 °E, et 76 °N/78 °N, avec une résolution de 3.2 km. La période testée est le mois de

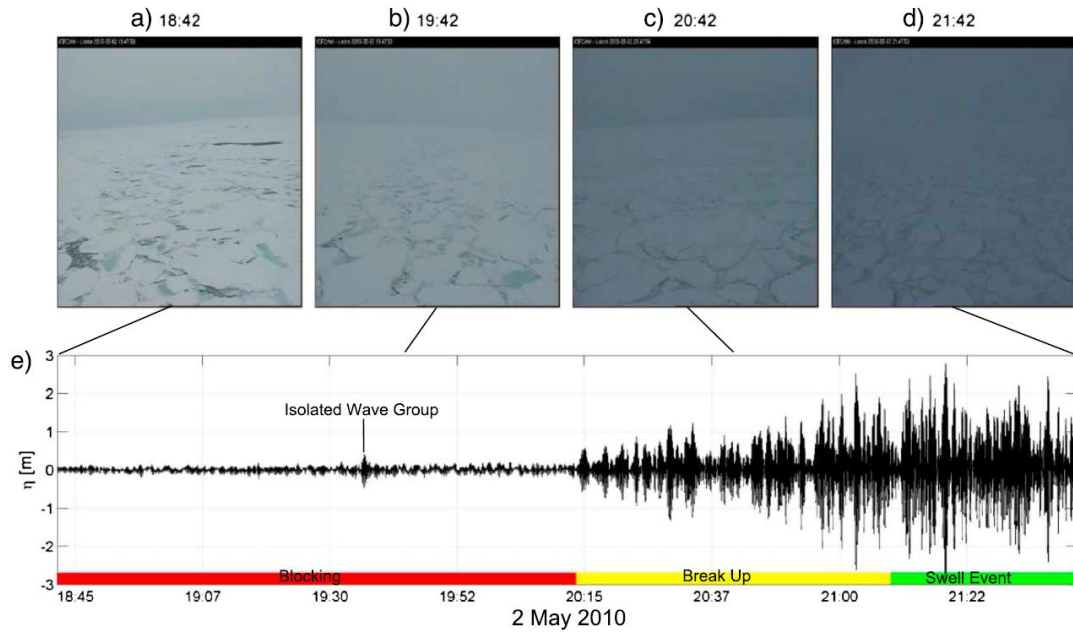


FIGURE 3.1 – Figure extraite de [Collins et al. \(2015\)](#) illustrant l'état de la glace vu du navire (en haut) et l'évolution du profil de l'élévation de surface (en bas) en fonction du temps pour la soirée du 2 mai 2010. Les différentes conditions sont séparées en 3 étapes : la première en rouge, où l'énergie des vagues n'est pas ressentie par le bateau à l'exception d'un train d'onde isolé, la seconde en jaune qui correspond à la casse progressive de la glace, associée à une élévation progressive de la hauteur des vagues, et enfin la dernière, en vert, qui correspond au moment où les plaques de glace sont définitivement cassées en petits morceaux et où la hauteur des vagues est très importante.

Mai 2010, avec un temps d'ajustement d'un mois. La grille spectrale utilise 24 directions et 32 fréquences exponentiellement espacées entre 0.0373 Hz et 0.73 Hz. Le pas de temps global du modèle pour la simulation Pan-Arctique est de 600 s, celui utilisé pour l'advection dans la grille spatiale de 300 s et de 150 s pour la grille spectrale. Pour la simulation raffinée, le pas de temps global n'est plus que de 300 s et les pas de temps d'advection sont de 75 s tous les deux.

Pour définir la ZMG, [Strong \(2012\)](#) suggère un critère reposant sur la concentration de la glace, où la zone marginale est la région pour laquelle la concentration en glace de mer c est telle que $0.15 < c < 0.8$. Il existe cependant d'autres façons de la définir, la définition initiale de [Wadhams \(1986\)](#) n'établissant aucun critère précis. C'est ainsi que dans leur étude, [Dumont et al. \(2011\)](#) définissent la zone marginale comme étant la zone où les vagues, issues des interactions entre l'océan et l'atmosphère, ont suffisamment d'impact sur la glace pour la fracturer. Nous repartons de cette définition, à laquelle nous ajoutons un critère sur la concentration (nous définissons les points de grille comme étant recouverts de glace avec certitude si $c > 0.15$). La ZMG est alors l'ensemble des régions qui répondent aux critères suivants : $D_{\max} < D_{\max \text{ init}}$, et $c > 0.15$.

3.1.3 Résultats

Sur la Figure 3.2 est représentée l'aire des Zones Marginales de Glaces obtenues avec chaque processus d'atténuations et quelques-unes de leurs combinaisons en utilisant le critère défini ci-dessus. La courbe bleue représente l'aire de la ZMG quand le modèle n'utilise que l'atténuation inélastique pour dissiper l'énergie des vagues dans la glace. Comme cette dernière diminue drastiquement lorsque la glace se fracture en petites plaques, les vagues tendent à pénétrer plus loin dans la glace, ce qui avec le temps élargit la zone marginale de manière irréaliste. Par conséquent,

l'atténuation inélastique ne peut à elle seule suffire à expliquer l'atténuation des vagues dans la glace, à la manière de la rétro-diffusion par les plaques de glace. Dans notre modèle, elle doit être associée avec la friction basale afin d'éviter de casser la glace sur de trop vastes étendues après quelques semaines de simulations (voire sur tout l'Arctique après quelques mois). Comme évoqué, la rétro-diffusion seule pose un problème similaire, car l'énergie n'est pas dissipée dans le modèle, et l'atténuation associée y est trop faible, en particulier pour les vagues les plus longues, comme observé dans d'autres modèles (Montiel et al., 2016, par exemple).

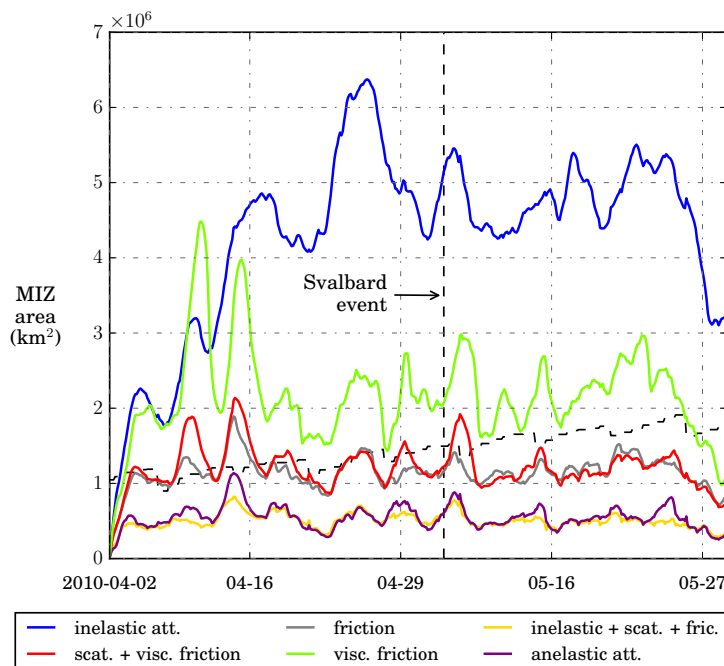


FIGURE 3.2 – Figure extraite de Boutin et al. (2018) illustrant l'aire de la ZMG calculée pour des simulations utilisant différents processus d'atténuations des vagues sur la période avril-mai 2010. La ZMG est définie comme la région pour laquelle $c > 0.15$ and $D_{\max} < 1000$ m. La courbe en pointillés noirs représente l'aire de la ZMG mais cette fois selon le même critère que dans Strong (2012) : $0.15 < c < 0.8$

Tout comme Williams et al. (2013b), nous observons que le critère de Strong (2012) se basant sur la concentration et notre critère se basant sur la casse donnent des résultats très différents en ce qui concerne les limites de la ZMG, mais du même ordre de grandeur malgré tout. Dans le cas où seule la friction visqueuse est activée, la surface de la ZMG calculée montre des pics dans son évolution temporelles qui correspondent également à des étendues de glace fracturées trop importantes pour être réalistes. Contrairement à la rétro-diffusion, l'énergie est cette fois bien dissipée, mais ce sont les coefficients d'atténuation trop faibles qui sont responsables de ce résultat. Les autres processus et leurs combinaisons montrent des évolutions similaires et d'amplitudes plus réalistes. L'évolution de la surface obtenue avec la combinaison de la rétro-diffusion et de la friction visqueuse a pour résultat une aire de ZMG très similaire à celle obtenue avec le terme de friction basale complet (visqueux et turbulent). Pour comparaison, l'ajout de l'atténuation inélastique divise la surface obtenue par environ un facteur deux, soulignant l'importance de l'atténuation induite par la prise en compte de l'énergie perdue lors de la flexion de la glace. Enfin, l'atténuation anélastique seule a pour résultat une surface d'ordre de grandeur similaire à celle obtenue avec l'ensemble des processus précédemment mentionnés, mettant en évidence la très forte atténuation totale induite par ce mécanisme.

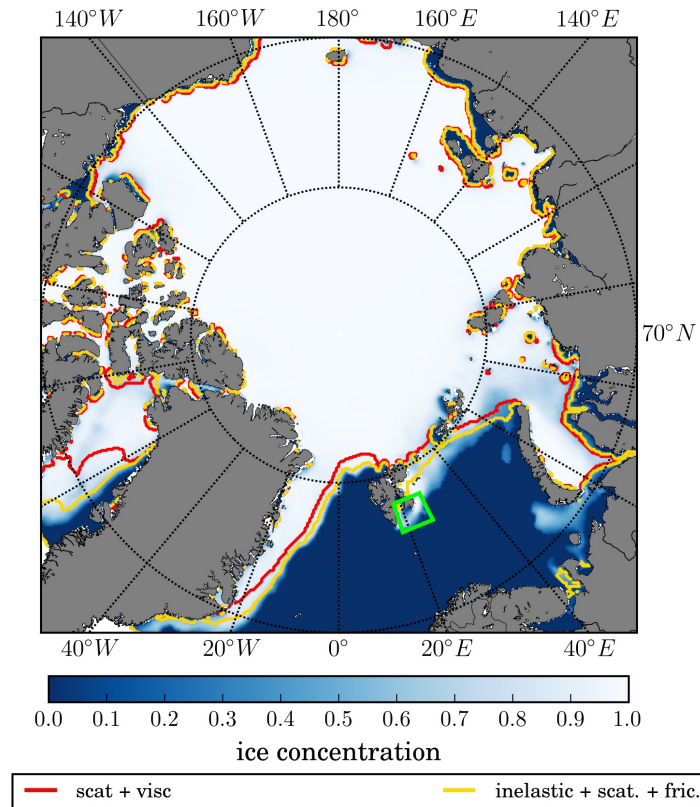


FIGURE 3.3 – Figure extraite de [Boutin et al. \(2018\)](#) illustrant les contours tels que $D_{\max} < 1000$ m obtenus le 3 mai 2010, à minuit, pour deux associations de mécanismes différentes. La région délimitée en vert est celle présentée en Figure 3.4.

La figure 3.3 représente géographiquement un instantané de la ZMG à l'échelle du bassin Arctique pour 2 combinaisons de processus d'atténuation. La courbe en jaune représente l'association de l'atténuation inélastique, la friction et la rétro-diffusion, et la courbe en rouge celle de la rétro-diffusion et de la partie visqueuse de la friction. Cet instantané est pris lors d'une tempête dans la région du Svalbard (celle observée par [Collins et al., 2015](#)). Les vagues qui en résultent sont responsables d'un accroissement sensible de l'extension de la ZMG dans la mer de Barents par rapport aux autres régions, et notamment par rapport à l'est du Groenland. Dans des conditions plus calmes (non montrées), l'extension de la ZMG dans ces deux régions est pourtant similaire. Pour donner un ordre de grandeur, l'extension moyenne de la ZMG dans la région qui va du sud-est du Groenland au nord du Svalbard dans le cas présenté figure 3.2 est de 40 km avec la combinaison inélastique/friction/rétro-diffusion, et de 80 km avec la combinaison friction visqueuse/rétro-diffusion. En mer de Barents, et plus particulièrement à l'est du Svalbard, la ZMG s'étend sur plus de 120 km avec la première combinaison, et plus de 200 km avec la seconde.

La figure 3.4 présente les résultats obtenus pour une combinaison de l'atténuation inélastique, la rétro-diffusion, et de la partie visqueuse de la friction basale. Comme l'épaisseur de la glace donnée par TOPAZ4 n'était pas en accord avec les observations de [Collins et al. \(2015\)](#), nous avons fait confiance à ces dernières et décidé de fixer la valeur de l'épaisseur de glace à 50 cm sur l'ensemble du domaine. A 18h00 le 2 mai 2010, la glace est déjà cassée en plaques de petite taille au niveau de la position du bateau pour lequel on a $c < 0.8$ et $D_{\max} \simeq 60m$). L'état de mer varie rapidement entre 18h00 et 00h00, passant de $H_s \simeq 1$ m à environ $H_s \simeq 2.50$ m .

La limite entre les plaques pour lesquelles $D_{\max} \simeq 60$ m et celles, cassées par la houle, dont la taille maximale est telle que $D_{\max} \leq 30$ m atteint la position du navire entre 12h00 et 18h00 GMT dans notre simulation. Cette transition est accompagnée d'une variation importante de la hauteur des vagues, à la manière de ce que nous avons constaté dans les simulations de la section 2.2.3. L'ajout du terme de friction turbulente (non montré) empêche la glace d'être cassée suffisamment loin du bord pour que la limite évoquée atteigne la position du navire. Il est néanmoins possible de modifier ce résultat, et en particulier l'extension de la zone où la glace est cassée en petites plaques. Pour cela, il suffit d'ajuster les valeurs de la longueur de rugosité et celle du paramètre de fluage B (voir 2.2.3). Néanmoins, l'extension de la zone de glace cassée sur le panneau gauche de la figure 3.4 apparaît également fortement contrainte par la concentration de la glace, qui résulte d'un forçage journalier. Ce forçage journalier est néanmoins problématique, avec un changement des propriétés de la glace (ici la concentration) une seule fois par jour, alors que lors de tels événements, et pour une résolution de 3 km environ, on peut s'attendre à une dérive de la glace importante et des échanges de quantités de chaleur entre l'océan, la glace et l'atmosphère affectant considérablement la concentration de la glace (voir par exemple [Smith et al., 2018](#); [Lund et al., 2018](#)). Cette simulation souligne donc la dépendance de notre paramétrisation aux forçages des propriétés de la glace, mais aussi à la valeur de quelques paramètres du modèle, pour lesquelles il n'existe pas ou très peu de mesures physiques, en particulier *in situ*. Le comportement de la banquise lorsqu'elle est déformée par les vagues et l'étude de la turbulence sous les plaques sont, de toute évidence, deux sujets à prioriser lors de prochaines expérimentations. Néanmoins, la reproduction du comportement non linéaire de l'atténuation des vagues avec l'évolution de la taille des plaques de glace demeure un résultat positif. Il démontre l'importance cruciale de la prise en compte de la taille des plaques dans l'estimation de l'atténuation des vagues par la banquise.

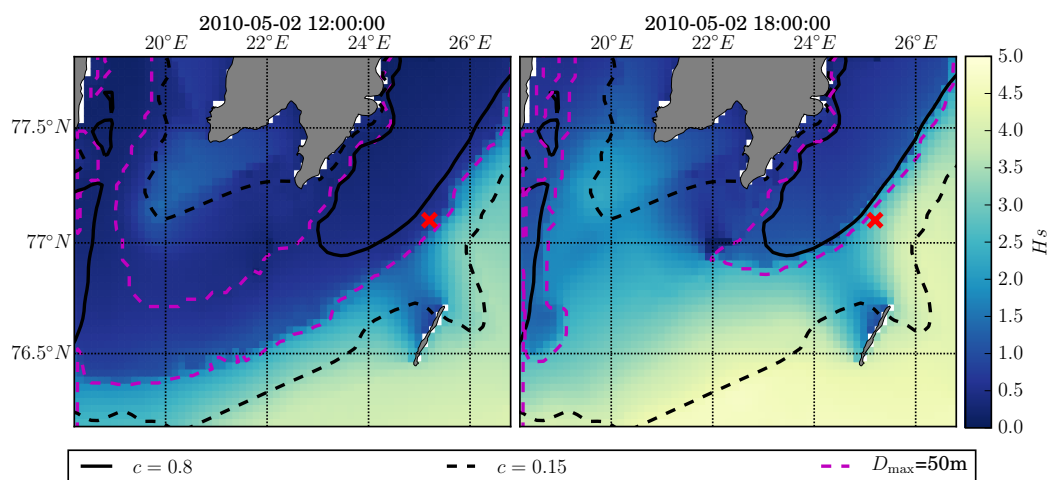


FIGURE 3.4 – Figure illustrant les contours de $D_{\max} = 50$ m, ainsi que ceux de concentrations en glace $c = 0.8$ et $c = 0.15$ superposés à la distribution de la hauteur H_s des vagues, pour le sud du Svalbard le 2 mai 2010. Le panneau du haut présente la situation avant que les vagues générées par la tempête n'atteignent le bateau, et le panneau du bas après que les vagues ont atteint la position du bateau et cassé la banquise en petites plaques. Le marqueur "x" en rouge représente la position du navire R/V Lance d'où les observations ont été faites ([Collins et al., 2015](#)). Pour cette simulation, 3 mécanismes d'atténuation ont été associés : la dissipation inélastique, la partie visqueuse de la friction, et la rétro-diffusion. Cette figure est semblable à la figure 18 de [Boutin et al. \(2018\)](#), mais avec une échelle de couleur dont la luminosité croît avec la valeur de H_s .

3.2 Cas du 12 octobre 2015 : utilisations de données satellites et *in situ* obtenues grâce à la présence du R/V Sikuliaq en mer de Beaufort

Ce cas a permis de vérifier la validité du modèle dans le cadre d'un événement instrumenté avec des données *in situ* et des observations satellites de la zone d'étude. Il a fait l'objet d'un article (Ardhuin et al., 2018) dans lequel je suis cité parmi les auteurs sans être le principal contributeur. En particulier, je n'ai pas travaillé sur toute la partie concernant l'analyse et la comparaison des résultats avec les observations. Mon rôle s'est restreint aux aspects purement techniques du modèle. Ces résultats utilisent cependant le même modèle que précédemment avec quelques changements de valeur dans les paramètres. Cette étude étant donc la suite logique des travaux précédents, nous avons pensé qu'il était pertinent d'en faire ici un rapide résumé.

3.2.1 Présentation du cas en Mer de Beaufort

Cette étude fait usage à la fois de données satellites et de mesures des vagues obtenues à l'occasion de la campagne *Sea State 2015* (Thomson et al., 2017), qui a eu lieu en mer de Beaufort au moins d'Octobre, lors du regel automnal. L'étude se concentre en particulier sur la période du 11 au 13 octobre 2015, au cours de laquelle des bouées ont été déployées alors qu'une tempête s'est déclarée. Les forts vents d'est ont dépassé les 15 m/s, générant des vagues atteignant jusqu'à 4.5 m de hauteur avec une période pour les vagues dominantes d'environ 10.5 s. Cette tempête a conduit la glace à fondre sur une centaine de kilomètres (voir Fig. 3.5 de ce manuscrit et Fig. 1 de Smith et al., 2018). La plupart des bouées de mesure des vagues ont été déployées dans les 20 premiers kilomètres de la couverture de glace, composée essentiellement de crêpes de glace. L'évolution des vagues et leur représentation dans cette région ont fait l'objet d'études par Rogers et al. (2016) et Cheng et al. (2017). L'étude présentée dans Ardhuin et al. (2018) se concentre sur l'atténuation des vagues une fois qu'elles se sont propagées plus profondément dans la banquise, et tire notamment partie de l'analyse des images obtenues à partir des radars à synthèse d'ouverture embarqués sur le satellite Sentinel 1A (voir Ardhuin et al. (2015, 2017), et section 1.2.1 pour une description succincte du fonctionnement de la mesure). L'analyse et la calibration de l'algorithme permettant de déduire les propriétés des vagues de ces images a fait l'objet d'un travail présenté dans une première partie de l'étude par Stopa et al. (2018a).

La grille utilisée pour les simulations relatives à ce cas est la même que celle sur laquelle est fournie le produit de concentration utilisé, dérivé du radiomètre AMSR2 (Spren et al., 2008), mais restreinte au domaine présenté en Figure 3.6.a. La grille spectrale utilise 24 directions et 32 fréquences exponentiellement espacées entre 0.0373 Hz et 0.73 Hz. Le pas de temps global du modèle est de 300 s. Les vents utilisés pour forcer le modèle sont issus des analyses opérationnelles du CEPMMT, avec une correction de la croissance des vagues dans le modèle WAVEWATCH III[®] qui tient compte d'une sous-estimation de la vitesses des vents par les modèles du CEPMMT par rapport aux mesures faites lors de la campagne. L'ajustement effectué permet une bonne consistence entre les mesures de vagues hors de la glace par la bouée WB07 et les sorties du modèle WAVEWATCH III[®] (voir Fig. 3.7). Les mécanismes d'atténuation activés sont la friction basale, la dissipation inélastique et la rétro-diffusion. A noter que la valeur du paramètre de fluage B utilisé dans la dissipation inélastique est ici augmentée de 1×10^7 Pa.s^{1/3} à 3×10^7 Pa.s^{1/3}. L'augmentation de ce facteur B a pour conséquence de réduire la dissipation associée à la déformation inélastique (cf. Eq. 2.44) Cette décision a été prise suite à des simulations sur une grille représentant l'Antarctique avec une résolution de 0.5° pour lesquelles l'atténuation avec $B = 1 \times 10^7$ était visiblement trop importante (non montré).

Les épaisseurs de glace dérivées du satellite SMOS (Kaleschke et al., 2012) donnent des valeurs qui ne correspondent pas aux observations autour des bouées NIWA et AWAC-1 notamment

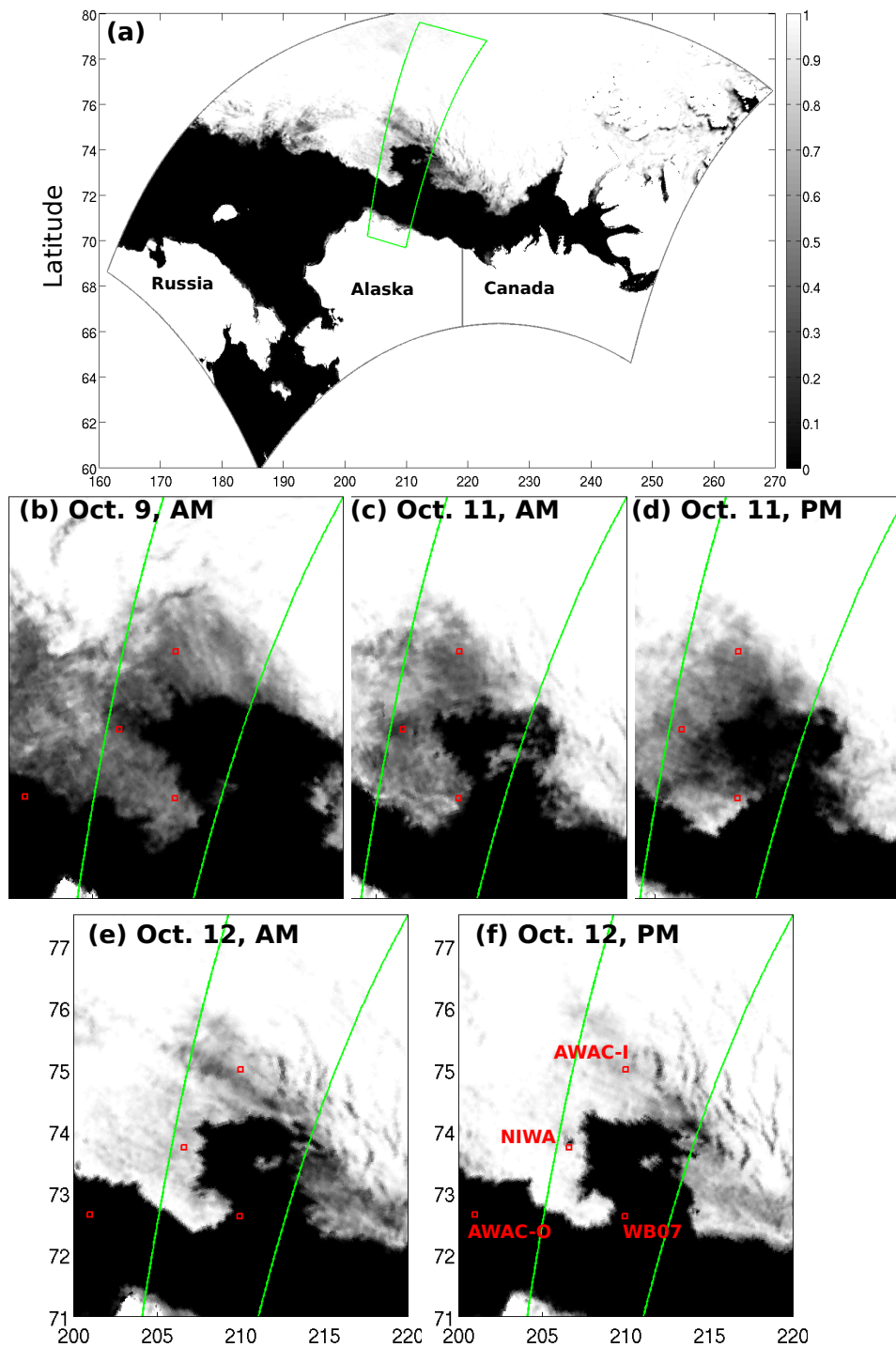


FIGURE 3.5 – Figure extraite de [Ardhuin et al. \(2018\)](#) illustrant la zone d'étude (a) ainsi que l'évolution de la concentration en glace sur cette même zone entre le 09/10/2015 et le 12/10/2015 (b) à (f). Les données de concentration en glace sont dérivées du radiomètre AMSR2 grâce à l'utilisation de l'algorithme ASI ([Kaleschke et al., 2001](#); [Spreen et al., 2008](#)). La région délimitée en vert représente la zone échantillonnée par le radar à synthèse d'ouverture du satellite Sentinel 1-A le 12/10/2015 à 5 :00 p.m UTC. La concentration en glace présentée dans le panneau (a) représente la situation générale en mer de Beaufort le 12/10/2018 entre 00 :00 et 12 :00 a.m UTC. Les positions notées en rouges sont celles des différentes bouées de mesure des vagues, avec leur nom sur le panneau (f).

(5 cm et 10 cm respectivement pour SMOS, contre des épaisseur mesurées *in situ* entre 10 cm et 45 cm). Compte tenu des incertitudes des données issues de SMOS, il a été décidé de forcer

l'ensemble du domaine avec une épaisseur constante de 15 cm, à la manière de ce qui a été fait précédemment pour la grille raffinée au Svalbard.

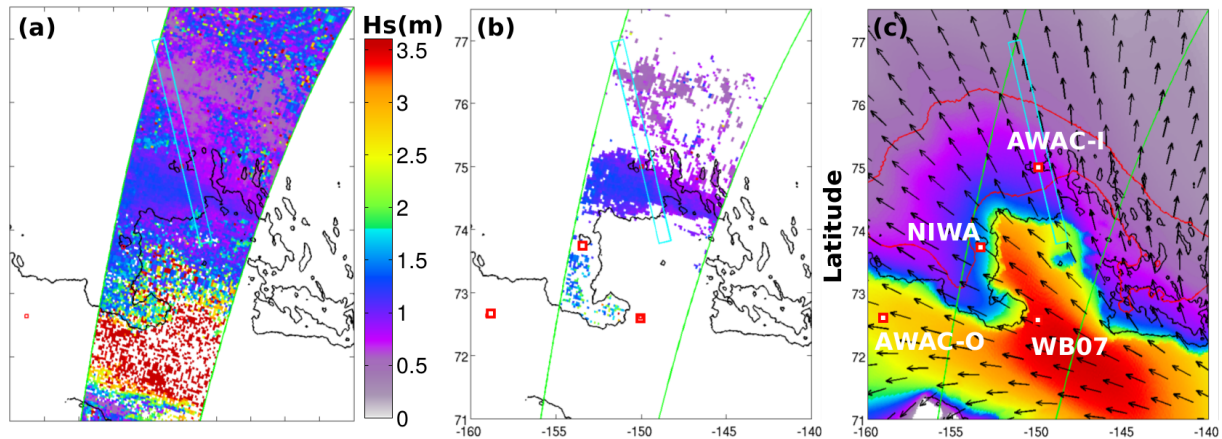


FIGURE 3.6 – Figure extraite de [Ardhuin et al. \(2018\)](#) illustrant les hauteurs de vagues observées et modélisées en mer de Beaufort le 12 octobre 2015 à 17 :00 UTC. Le panneau (a) présente la distribution de H_s déduite des images SAR de Sentinel 1A mais où sont inclus des échantillons corrompus par la présence d’artefacts dus à la glace et aux non-linéarités associées à la mesure. Ainsi le panneau (b) ne présente que les données dont la qualité a été jugée suffisamment bonne pour que le spectre des vagues puisse être déduit (voir [Stopa et al. \(2018a\)](#) pour les détails). Enfin, le panneau (c) enfin présente H_s tel que calculé par le modèle WAVEWATCH III[®]. Les traits continus en noir représente le contour correspondant à $c = 0.7$, et les deux traits rouges figurent les contours $D_{max} = 50$ m et $D_{max} = 75$ m. La région délimitée en vert délimite la trace du satellite Sentinel 1A ce jour là, et celle délimitée en cyan indique une zone qui est plus tard l’objet d’une étude plus approfondie. Les positions en rouge correspondent à celles des bouées de mesure des vagues.

3.2.2 Résultats obtenus avec le modèle issu de [Boutin et al. \(2018\)](#)

La figure 3.7.a présente la comparaison de l’évolution temporelle de la hauteur significative des vagues modélisées et observées pour les différentes bouées déployées. Dans l’ensemble, l’accord est plutôt bon pour les bouées en dehors de la glace (WB07 et AWAC-O), mais aussi pour celle profondément dans la glace (bouée AWAC-1). Pour ces mêmes bouées, l’accord des spectres observés et modélisés à l’état de mer pour le 12 octobre (Fig. 3.7.b) est également très satisfaisant. La hauteur des vagues simulée à la position de la bouée NIWA est en revanche très largement sous-estimée sur la majorité de la période étudiée, en particulier entre le 12 et le 13 octobre. Une explication possible résulte là encore dans la différence entre les données utilisées pour le forçage des propriétés de la banquise et ces dernières dans les conditions réelles.

Malgré une résolution spatiale de 3 km, les cartes de concentration de la glace de mer issues d’AMSR2 ne sont pas parfaites. En particulier, la région entre les bouées WB07 et NIWA qui présente des concentrations d’environ 0.5 sur la figure 3.5.b correspond en fait, d’après les observations faites depuis le navire, à une alternance de bandes de crêpes de glace et d’eau libre. Par ailleurs, une étude attentive des images SAR fournies par Sentinel 1A révèle que même si la bouée NIWA est effectivement dans une zone en présence de banquise, elle se trouve à proximité d’une bande d’eau libre. Ces mêmes images révèlent que le bord de glace en apparence bien défini dans le produit de concentration pour la journée du 12 octobre est en réalité assez confus, avec effectivement une alternance de zone d’eau libre et d’autres recouvertes de glace. De plus, sans entrer dans les détails, la présence de bandes d’eaux libres proches de la bouée NIWA est par ailleurs confirmée lors de l’utilisation de l’algorithme qui permet de retrouver la hauteur

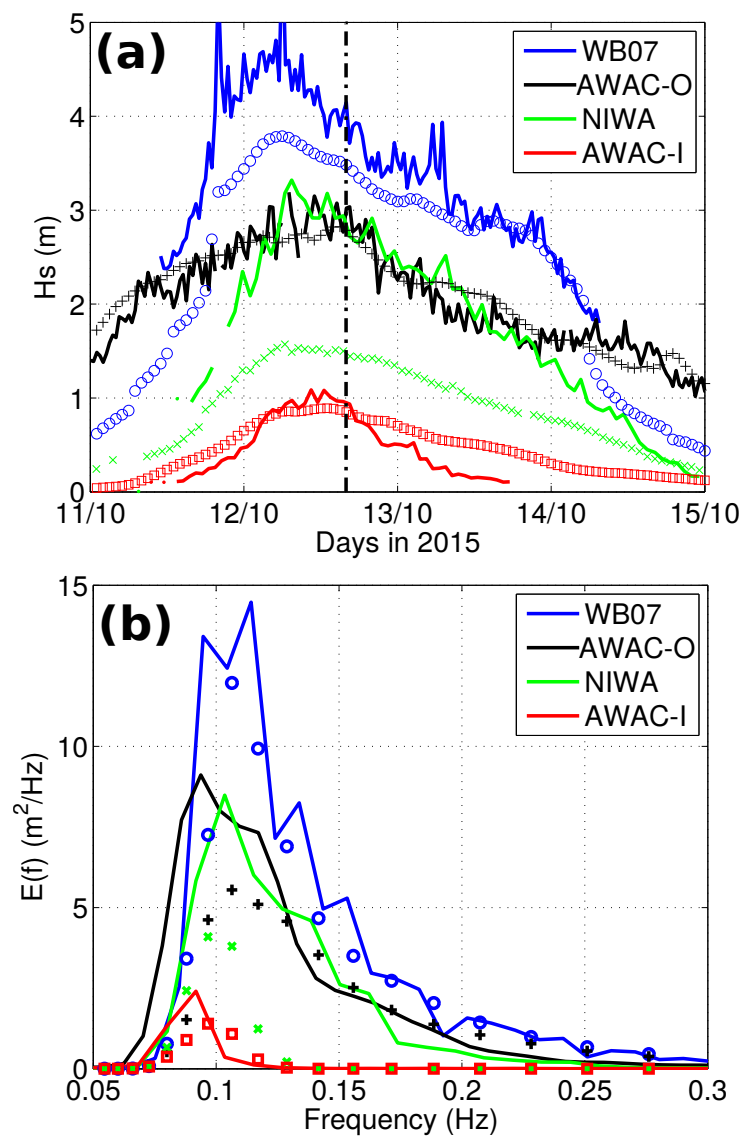


FIGURE 3.7 – Figure extraite de [Ardhuin et al. \(2018\)](#) illustrant sur le panneau (a) les évolutions temporelles de la hauteur significative des vagues H_s mesurée (traits continus) et modélisées (symboles) H_s . La position des bouées lors de l’acquisition des images SAR est indiquée sur les figures 3.5 et 3.6. Sur le panneau (b) sont représentés les spectres de la variance de l’élévation de surface mesurés et modélisés (même légende que sur le panneau du haut) à 16h30 le 12 octobre.

des vagues. L’algorithme utilisé pour déduire la concentration en glace du signal capté par le radiomètre est par ailleurs connu pour sur-estimer la concentration en glace lors de certaines conditions météo notamment (pluie, nuages). Par ailleurs, la comparaison entre les cartes obtenues pour le 12 octobre et celles obtenues pour les jours précédents (Fig. 3.6) montrent bien des concentrations plus faibles et un bord de glace moins net pour les dates antérieures à la journée du 12 octobre.

La figure 3.8 présente les résultats de différentes simulations, celle de référence qui inclut la rétro-diffusion, la friction basale et la dissipation inélastique, et 4 autres dont les spécificités sont détaillées dans le tableau 3.1. A l’exception de la simulation ne comprenant aucun mécanisme d’atténuation (ZER) et de celle incluant seulement la friction basale (IBF ONLY), l’accord entre les hauteurs de vagues déduites des images SAR et celles issues du modèle est satisfaisant sur l’ensemble de la section. On remarque que l’atténuation est très forte dès le bord de glace et sur les premiers kilomètres, mais qu’elle décline au fur et à mesure que les vagues pénètrent dans la glace. Compte-tenu de la similitude entre la simulation de référence et la simulation n’utilisant

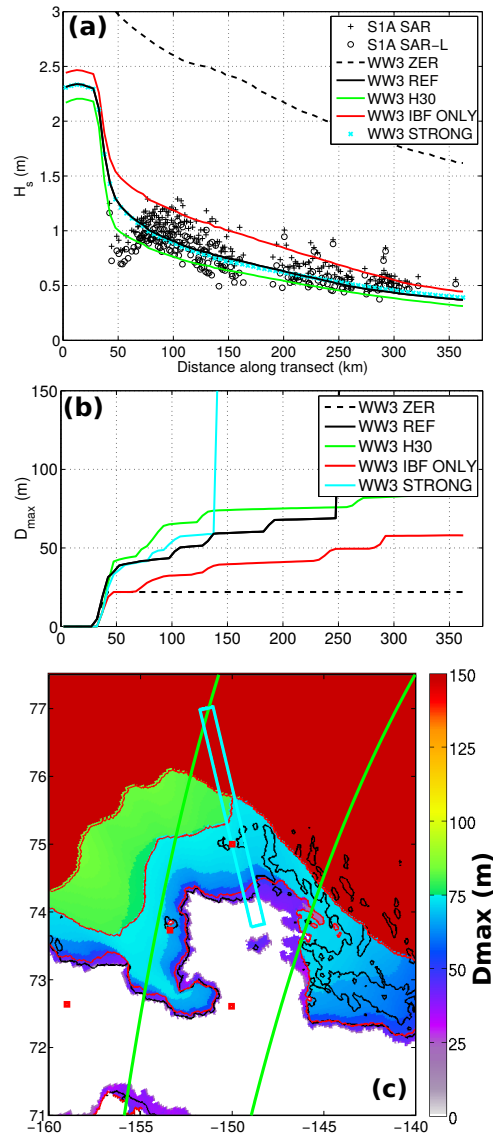


FIGURE 3.8 – Figure extraite de [Ardhuin et al. \(2018\)](#) illustrant sur le panneau (a) l'évolution de H_s le long de la section délimitée en cyan sur la figure 3.6, avec des valeurs dérivées des images SAR incluant (S1A SAR) ou non (S1A SAR-L) la correction pour la coupure azimuthale, ainsi que différentes simulations du modèle. La simulation notée REF désigne la simulation de référence. La simulation de référence est celle détaillée dans la section 3.2.1, pour laquelle les mécanismes activés sont la rétro-diffusion, la friction basale et la dissipation inélastique. Les paramètres associés aux autres simulations sont détaillés dans le tableau 3.1. Le panneau (b) représente l'évolution de la taille maximale des plaques D_{max} le long de la section pour chaque simulation, et le panneau (c) la carte de D_{max} sur tout le domaine pour la simulation de référence REF. Pour comparaison, la bouée AWAC-I se trouve à $x=135$ km, et sur les images SAR des chenaux et des plaques suffisamment grandes pour être discernables (signe que la glace n'a certainement pas été cassée par les vagues) sont apparents à partir de distances entre 127 et 145 km.

que la friction basale (IBF ONLY), le mécanisme principal de l'atténuation des vagues semble être la friction basale. Cela explique la faible influence de l'épaisseur sur le résultat obtenu, les simulations H30 et REF ayant une évolution de la hauteur des vagues quasi identique. Cela explique également la faible influence de la taille des plaques sur l'évolution de la hauteur des vagues (Fig. 3.8.b), ce mécanisme étant le moins sensible à la distribution de la taille de ces dernières. On peut également remarquer que la rétro-diffusion n'influe que peu sur les hauteurs

de vagues simulées, son activation n'entraînant une diminution de seulement $\simeq 0.1$ m de la hauteur des vagues. Cela peut s'expliquer par la fréquence des vagues dominantes (aux alentours de 0.1 Hz) couplées à une faible épaisseur de la glace. Cette faible épaisseur explique également la contribution relativement peu importante de l'atténuation inélastique dans ce cas précis. Par ailleurs, la position du front séparant la glace cassée par les vagues de la glace qui ne l'est pas est éloignée de plus de 100 km de la position de l'AWAC-1, alors que l'analyse des images SAR permet d'observer des chenaux visibles et des plaques individuellement discernables à partir de 20 km au delà de la position de ce mouillage. Une augmentation de la valeur de la résistance en flexion de la glace (simulation appelée STRONG) permet de déplacer considérablement la position de ce front sans trop affecter l'atténuation.

D'autres paramétrisations que celle de la friction basale peuvent être ajustées de manière à reproduire des taux d'atténuation convenables. Rogers et al. (2016), par exemple, estiment que le coefficient spatial d'atténuation de l'énergie des vagues se trouve dans l'intervalle $2 \times 10^{-6} < 2k_i < 2 \times 10^{-5} \text{ m}^{-1}$ pour une fréquence d'environ 0.1 Hz qui correspond à celle des vagues dominantes. Une telle atténuation peut être reproduite avec un modèle visco-élastique utilisant une viscosité de $0.03 \text{ m}^2/\text{s}$ dans une couche de glace d'épaisseur $H_i = 30$ cm. Cela correspond à une distance de demi-atténuation $L_{1/2} = \log(2)/(2k_i)$ entre 35 et 350 km, du même ordre que pour l'effet de la viscosité moléculaire en dessous d'une plaque rigide. Il est en fait difficile de conclure sur la domination de tel ou tel processus en l'absence de mesures du profil de vitesse sous la glace. Par ailleurs, il est possible que les deux mécanismes (friction basale et viscosité dans la couche de glace) interviennent tous les deux le long de la section, mais leur association dans un modèle nécessite une paramétrisation plus poussée de l'atténuation de la friction basale là où la glace est cassée. En effet, notre représentation de la friction basale, initialement basée sur les travaux de Liu and Mollo-Christensen (1988), suppose que la couche de glace à la surface est continue. Dans le cas où cette couche de glace est composée de crêpes de glace, ce qui est le cas dans certaines régions et notamment autour de la bouée NIWA, cette hypothèse n'est plus vraiment applicable. Il est effectivement probable que ces petites plaques de glace suivent au moins en partie le mouvement orbital horizontal induit par les vagues.

3.2.3 Résultats obtenus en prenant en compte la taille des plaques dans le terme de friction basale

Comme suggéré à la fin du paragraphe précédent, les plaques ou crêpes de glace dont la taille est très inférieure à la longueur d'ondes vagues sont soumises, ne serait-ce que partiellement, au mouvement horizontal généré par l'écoulement orbital. Dans ces conditions, il est logique de réduire la vitesse relative entre la glace et l'océan à partir de laquelle le taux de dissipation est estimé. La difficulté qui demeure est de quantifier cette réduction de la vitesse relative (Marchenko and Chumakov, 2017).

La justification d'une telle réduction du terme de friction vient notamment du fait que toutes les bouées déployées dans les crêpes de glace lors de la campagne présentent un mouvement horizontal d'amplitude similaire à celle du mouvement vertical. De plus, les crêpes de glace flottent en plusieurs couches à la surface, offrant peu de résistance aux mouvements de convergence et de divergence provoqués par les vagues. D'autres observations par Fox and Haskell (2001) montrent cependant que pour des plaques de glace plus épaisses que les crêpes de glace, l'amplitude du mouvement horizontal est de l'ordre de seulement 10% de celle du mouvement vertical. En l'absence de connaissances précises de l'évolution de ces différents comportements des plaques avec le type de glace, Ardhuin et al. (2018) proposent d'expérimenter l'usage d'un ajustement heuristique de la réduction de la vitesse relative de la glace par rapport à l'écoulement orbital en fonction de la taille des plaques uniquement. Ce type d'ajustement est similaire à ce qui a été fait pour les mécanismes liés à la flexion de la glace notamment. Il est cependant fort probable que la tension appliquée par les vagues à la glace, ainsi que les propriétés de cette dernière (épaisseur, concentration, rugosité...) exercent également des contraintes sur le mouvement horizontal des

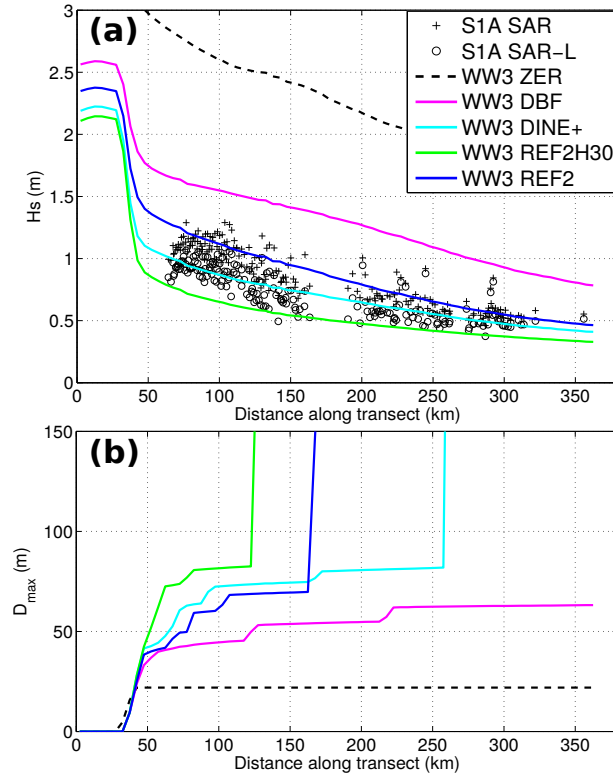


FIGURE 3.9 – Figure extraite de [Ardhuin et al. \(2018\)](#) similaire à la figure 3.8 (panneaux (a) et (b)), mais avec des simulations différentes, utilisant cette fois une réduction de la friction basale en fonction de la taille des plaques de glace.

plaques en réponse à l'écoulement orbital.

La paramétrisation de la réduction de la vitesse relative entre la glace et l'écoulement orbital pour une fréquence f est incluse dans le calcul de la variance de la vitesse orbitale $u^2(f)$ sous la forme :

$$u'^2(f) = u^2(f) \left\{ \frac{1}{2} \left[1 + \tanh \left(\frac{D_{\max} - r_D \lambda(f)}{0.5 D_{\max}} \right) \right] \right\}^2, \quad (3.1)$$

où $r_D = 0.3$ est un paramètre ajusté empiriquement (à la manière de C_λ vu précédemment) et $\lambda(f)$ est la longueur d'onde des vagues de fréquence f . Le taux de dissipation résultant est fortement réduit pour les vagues plus longues que D_{\max}/r_D , alors qu'il demeure stable pour des plaques dont la taille est du même ordre ou supérieure à la longueur d'onde des vagues. Le facteur $0.5 D_{\max}$ au dénominateur de l'équation 3.1 permet de lisser cette réduction afin de la rendre progressive sur une vaste étendue de tailles de plaques. Les résultats obtenus suite à cette modification sont présentés sur la figure 3.9 pour différents ajustements dont les paramètres associés sont détaillés dans le tableau 3.1.

L'inclusion d'un ajustement supplémentaire, une modification de la valeur résistance en flexion de la glace de mer, qui passe de $\sigma_c = 0.274$ MPa à $\sigma_c = 0.6$ MPa, rend la glace moins susceptible de casser et rapproche la limite de la casse de la position de la bouée AWAC-I. Cette valeur de $\sigma_c = 0.6$ est toujours dans le domaine possible des valeurs suggérées par [Timco and O'Brien \(1994\)](#). Avec ce dernier ajustement, la simulation appelée REF2 donne des résultats plausibles, tant pour l'atténuation que pour la casse de la glace, en prenant en compte la variabilité des forçages. En effet, la figure 3.9 permet de se rendre compte que les hauteurs de vagues déduites des images SAR se trouvent entre les hauteurs de vagues prévues par la simulation REF2 et celles prévues par la simulation REF2H30, en tout point identique à REF2 mais forcée avec une épaisseur de glace uniforme prise égale à $h_i = 30$ cm.

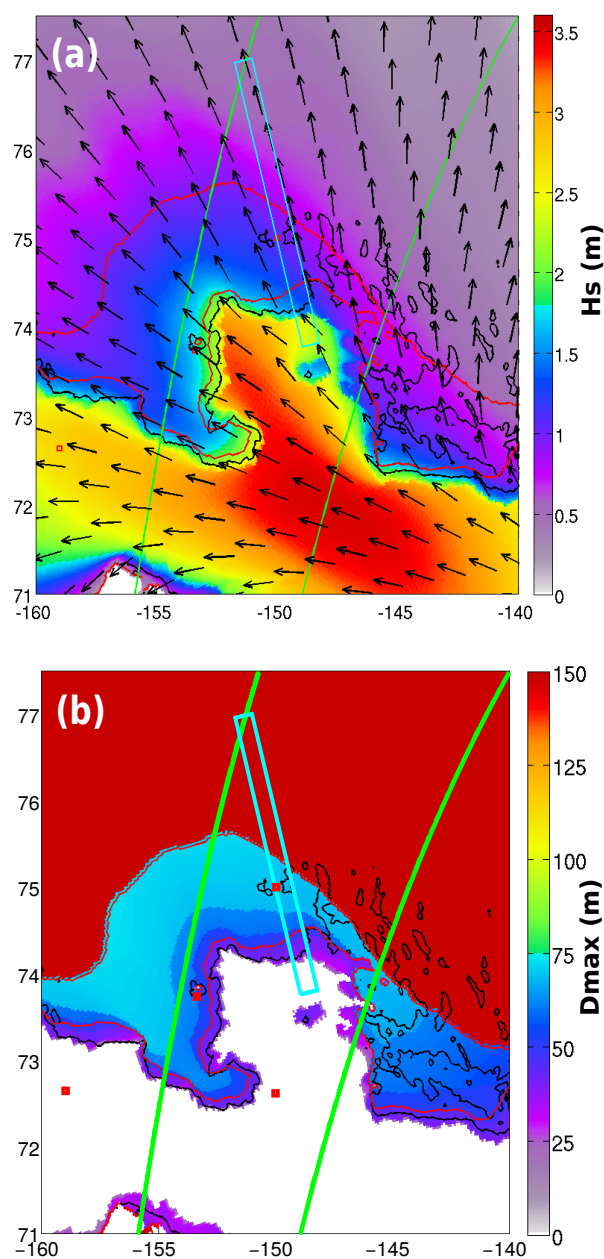


FIGURE 3.10 – Carte de (a) H_s et (b) D_{max} modélisés pour la simulation REF2. Le trait noir continu figure le contour de la concentration $c = 0.7$ en glace, dérivée des données AMSR2, et les traits rouge représentent les contours de D_{max} pour les valeurs de 50 m et 75 m. La région délimitée en vert est celle de la trace du satellite Sentinel 1A. Dans chaque panneau, la position des bouées est indiquée sur le panneau (b) par les carrés rouges. La section étudiée plus en détail est figurée par le rectangle cyan.

Nom	β_{\max}	h_i (m)	C_{sc}	C_{bf}	B (Pa. s ^{1/3})	r_D	σ_c (MPa)
REF	1.6	0.15	1	1	3×10^7	0	0.274
ZER	1.6	0.15	0	0	0	0	0.274
IBF ONLY	1.6	0.15	0	1	0	0	0.274
H30	1.6	0.30	1	1	3×10^7	0	0.274
STRONG	1.6	0.15	1	1	3×10^7	0	0.6
DBF	1.6	0.15	1	1	3×10^7	0.3	0.274
DINE+	1.6	0.15	1	1	1×10^7	0.3	0.264
REF2	1.6	0.15	1	1	2×10^7	0.3	0.6
REF2H30	1.6	0.30	1	1	2×10^7	0.3	0.6

TABLE 3.1 – Différentes simulations et leurs paramètres associés. Les simulations pour lesquelles la friction basale est réduite lorsque les plaques sont de petite taille sont présentées dans la partie inférieure du tableau, avec $r_D > 0$. Les paramètres qui varient sont l'épaisseur de glace h_i qui est ici uniforme sur tout le domaine, les coefficients C_{sc} et C_{bf} qui activent (si égal à 1) et désactivent (si égal à 0) respectivement la rétro-diffusion et la friction basale, le paramètre de fluage B utilisé pour la dissipation inélastique, ainsi que l'effet de la taille des plaques sur la friction basale r_D et la résistance de glace de mer à la flexion σ_c . Les paramètres qui sont différents entre les simulations REF et REF2 sont figurés en gras.

Les distributions de hauteurs de vagues et de tailles de plaques en sortie de la simulation REF2 sont présentées sur la figure 3.10. La position du front séparant la banquise fracturée par les vagues des grandes plaques de la banquise compacte est situé 30 km après le mouillage comprenant l'AWAC-I. Comme pour les simulations précédentes, ce front est principalement influencé par la valeur de σ_c , et peut ainsi être déplacé sur une étendue relativement importante selon la valeur de l'ajustement effectué Timco and O'Brien (1994). Avec une telle paramétrisation, tout changement dans la position de ce front a en retour un effet sur l'atténuation des vagues, les plaques les plus petites générant peu d'atténuation par déformation inélastique. Là encore, la rétro-diffusion n'a pour ce cas qu'un très faible effet sur l'atténuation des vagues.

3.3 Bilan de l'évaluation

La première évaluation, menée à bien sur une configuration pan-Arctique puis sur une grille raffinée autour du Svalbard qui reproduit le cas décrit par Collins et al. (2015), a permis de mettre en évidence :

- La nécessité d'associer un mécanisme dissipatif en complément de la dissipation inélastique et de la rétro-diffusion. En effet, ce dernier mécanisme ne dissipe pas l'énergie qui tend donc à s'accumuler avec le temps, quand le premier a pour inconvénient de n'agir que très faiblement sur les vagues une fois la glace cassée. En effet, la banquise fracturée après une tempête n'atténue plus les vagues trop longues pour fléchir les plaques, conduisant à une extension irréaliste des régions où la glace est cassée après quelques semaines.
- Un ordre de grandeur de l'extension de la ZMG satisfaisant dans notre simulation pan-Arctique. La ZMG est définie comme étant la région où la glace est cassée par les vagues. Cette extension varie de quelques dizaines de kilomètres lors de conditions calmes jusqu'à des distances allant au-delà de la centaine de kilomètres lors des tempêtes. L'ajout de la dissipation inélastique réduit considérablement cette extension par rapport à des simulation n'incluant que la rétro-diffusion et la friction visqueuse.
- Une reproduction qualitativement satisfaisante du cas décrit par Collins et al. (2015), avec la présence d'un front séparant la glace cassée où la hauteur des vagues n'est que peu atténuée par la banquise, de la glace compacte et non cassée où la hauteur des vagues est très faible.

Cette première évaluation a donc permis de s'assurer que l'atténuation non linéaire associée à la dissipation inélastique est effectivement applicable à des configurations réalistes et qu'elle produit des résultats cohérents avec les connaissances que nous avons de l'atténuation des vagues et de la casse de la glace. Elle met cependant en lumière quelques limitations de notre modèle, dont celle déjà mentionnée de la dépendance aux forçages. En particulier, l'extension de la glace cassée dans la simulation présentée en Figure 3.4 est visiblement très dépendante de la concentration fournie par le modèle TOPAZ4. Enfin, et même si l'atténuation inélastique dans la région où la glace n'est pas cassée est très importante (vagues de hauteur inférieures à 1 m), elle demeure insuffisante pour expliquer l'absence totale de vagues ressentie par le navire avant la casse de la glace.

La seconde étude, effectuée par [Ardhuin et al. \(2018\)](#), propose une validation du modèle sur un cas particulier pour lequel des mesures *in situ* et satellites des propriétés des vagues et de la glace sont disponibles. Là encore, l'atténuation présente un profil non-linéaire : une très forte près du bord, elle diminue lorsque l'on progresse vers l'intérieur de la banquise compacte. L'utilisation de notre modèle montre que cette atténuation est le fait de phénomènes dissipatifs, la rétro-diffusion ne jouant qu'un rôle mineur pour une période des vagues dominantes d'environ 10 s et une épaisseur de la glace inférieure à 50 cm. En revanche, la détermination des mécanismes dissipatifs impliqués est impossible en l'absence de mesures complémentaires (évolution du spectre au bord de glace le long de la section, mesure du profil de vitesse sous la glace). Une première tentative de simulation avec un modèle identique à celui présenté dans [Boutin et al. \(2018\)](#) (à l'exception d'une dissipation inélastique réduite) sur-estime légèrement l'atténuation au bord de glace. En outre, l'hypothèse qui y est faite d'une plaque de glace continue n'est guère adaptée alors même que l'on sait que la glace y est très fragmentée. Dans le cas où la banquise est peu épaisse, il est probable que les plaques plus petites que la longueur d'onde suivent, au moins partiellement, le mouvement orbital des vagues, réduisant la friction à leur base. Un ajustement empirique a par conséquent été inclus pour représenter cet effet (voir Eq. 3.1). Les résultats montrent alors que l'association de la friction basale et de la dissipation inélastique permet une reproduction consistante à la fois de l'atténuation des vagues et de la casse de la glace. Cette étude de cas, bien qu'encourageante, n'est cependant pas une validation définitive du modèle, qui nécessiterait son application à d'autres cas avec des conditions différentes (mer calme, glace épaisse...). Surtout, il serait particulièrement intéressant de comparer nos résultats à des mesures de l'étalement directionnel des vagues, des contraintes et de la déformations de la glace, du profil de vitesse sous les plaques, de l'évolution de la taille des plaques et des d'autres propriétés de la glace... De telles études permettraient d'apporter des informations spécifiques concernant la contribution de tel ou tel mécanisme.

Finalement, comme l'avaient conclu [Doble and Bidlot \(2013\)](#), la qualité du forçage des propriétés de la glace a une grande influence sur les résultats en sortie du modèle. Cela est particulièrement dommageable compte-tenu des incertitudes sur les données d'épaisseur fournis par le satellite SMOS et des différences constatées entre la présence de glace sur les images SAR et la concentration de la banquise dérivée d'AMSR-2. Par ailleurs, la fréquence d'acquisition ne permet généralement que l'acquisition de produits journaliers, quand les propriétés de la glace peuvent évoluer très rapidement sous l'effet des vagues ([Smith et al., 2018](#)), avec de possibles effets en retour sur l'atténuation des vagues. Pour représenter de telles interactions, l'intégration d'une meilleure physique de la glace dans le modèle est nécessaire. Un moyen rapide d'arriver à cette fin est de coupler notre modèle de vagues avec un modèle de glace incluant déjà cette physique.

Chapitre 4

Couplage d'un modèle de vagues avec un modèle de glace

4.1 Principe du couplage

Nous avons vu dans le chapitre 2 qu'une des limites de l'implémentation de la glace de mer dans un modèle de vagues était la nécessaire simplification de la représentation de cette dernière. Complexifier le comportement de la glace au sein du modèle de vagues n'étant pas envisageable, une solution possible est de le coupler avec un modèle de glace et d'échanger les variables nécessaires à la représentation des interactions vagues-banquises. Cela a pour avantage d'ouvrir la voie à une possible prévision de la dérive de la glace prenant en compte l'effet des vagues, et en parallèle à une prévision des vagues en tenant compte des propriétés (concentration, épaisseur, taille) des plaques de glace.

Parmi les interactions vagues-glace, nous avons choisi d'inclure les suivantes dans notre couplage :

- l'advection des plaques une fois ces dernières cassées dans le modèle de vagues
- le stress radiatif dû aux vagues
- l'impact des vagues sur la fonte latérale

En plus de ces interactions, le modèle de glace fournit au modèle de vagues les deux forçages nécessaires à la prise en compte de la banquise : la concentration et l'épaisseur de la glace (voir Fig. 4.1).

LIM3 fait partie de l'environnement de modélisation NEMO, où il peut être associé au modèle océanique OPA pour une représentation des interactions océan-glace de mer. Il peut aussi fonctionner seul avec le module SAS (pour Stand Alone Surface module, que l'on peut traduire par module de surface seul). Dans ce cas, les variables océaniques qui doivent être prescrites au modèle de glace (SST, SSS, courants de surface...) sont fournies par des fichiers de forçage. Afin de différencier ces deux usages du modèle LIM3 dans la suite de ce chapitre, nous appellerons NEMO-LIM3 le modèle océan-glace qui regroupe OPA et LIM3, et SAS-LIM3 l'usage de LIM3 en tant que module de surface seulement.

Les sous-parties suivantes vont nous permettre d'entrer plus en détail dans la description des interactions possibles entre les deux modèles.

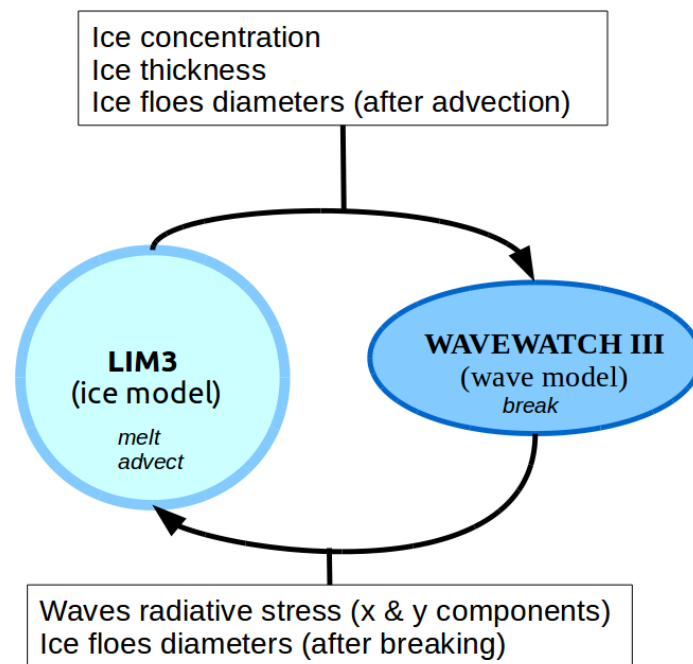


FIGURE 4.1 – Schéma simplifié du fonctionnement du couplage LIM3 / WAVEWATCH III[®]. Le modèle de glace fournit au modèle de vagues les propriétés de la glace nécessaire à son bon fonctionnement (épaisseur et concentration) ainsi que des informations sur la taille des plaques de glace qui ont pu être advectées dans le modèle. Le modèle de vague se charge de casser la glace, et renvoie à LIM3 la nouvelle distribution des tailles de plaques de glace via la variable D_{\max} ainsi que le stress radiatif dû au vagues. De son côté, le modèle de glace se charge des procédés dynamiques et thermodynamiques (advection et fonte) de la glace.

4.1.1 Advection des plaques de glace

L'advection des plaques de glace en théorie : répartition en catégories

L'advection des plaques de glace dans un modèle de glace tel que LIM3 ne peut pas se faire de manière directe, c'est-à-dire en ajoutant la variable taille de plaques de glace aux traceurs déjà présents dans le modèle. En effet, WAVEWATCH III[®] utilise comme variables des tailles de plaques de glace ($D_{\max}, D_{ave}\dots$), qui ont l'inconvénient de ne pas se conserver lors de l'advection dans une grille avec un modèle eulérien. Cela est illustré en Fig. 4.2 : Si l'on imagine une zone avec de la glace non cassée (avec $D_{\max} = 1000\text{m}$) adjacente à une maille où la glace est cassée (ici $D_{\max} = 100\text{m}$), dans le cas où le transport se fait de cette dernière vers la zone de glace non cassée, l'advection de la taille maximale de plaques de glace revient à augmenter la valeur de D_{\max} dans les zones non cassées et à la diminuer dans la zone cassée, ce qui n'a pas de sens physique.

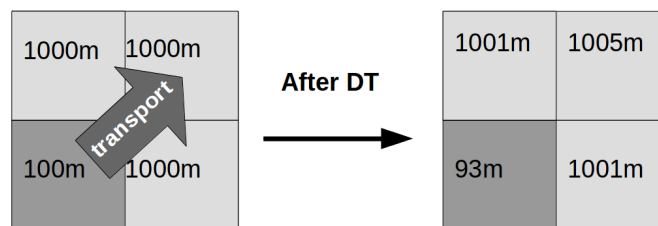


FIGURE 4.2 – Illustration du problème posé par l'advection de la taille des plaques de glace comme un traceur.

Une solution proposée par Zhang et al. (2015b) est d'inclure une Distribution de Taille de Plaques de glace (ou DTP, et en anglais : Floe Size Distribution, ou FDP) à la manière de la distribution d'épaisseur de glace (en anglais : Ice Thickness Distribution, ou ITD) déjà présente dans le modèle et théorisée par Thorndike et al. (1975).

En reprenant les notations de Zhang et al. (2015b), on peut définir la DTP comme la surface de l'océan recouverte par des plaques de glace ayant tous la même forme (qui peut-être circulaire, carrée...) et telle que, pour une taille de plaques comprise entre l et $l + dl$:

$$\int_l^{l+dl} g_l(l) dl = \frac{1}{R} r_l(l, l + dl) \quad (4.1)$$

où R est la surface totale d'une région choisie, et r_l la surface de cette même région recouverte par des plaques de glace dont la taille est comprise entre l et $l + dl$. Par définition, g_l étant une fonction de distribution, on a, en intégrant sur toutes les tailles de plaques de glace possibles :

$$\int_0^{\infty} g_l(l) dl = 1 \quad (4.2)$$

Les plaques de glace de taille nulle correspondent à la surface occupée par l'eau libre, et on a $g_l(0) = 1 - c$, où c est la concentration en glace de mer. De même, l'équation 4.2 peut se traduire par :

$$\int_{0+}^{\infty} g_l(l) dl = c \quad (4.3)$$

Zhang et al. (2015b) proposent alors l'équation de conservation suivante :

$$\frac{\partial g_l}{\partial t} = -\nabla \cdot (\mathbf{u} g_l) - \frac{f_l \partial g_l}{\partial l} + \Phi \quad (4.4)$$

dans laquelle \mathbf{u} est le vecteur vitesse de la glace de mer, f_l est le taux de variation de taille des plaques de glace lors de la fonte ou du gel de la glace, et Φ est la fonction de redistribution

de la taille des plaques de glace sous l'effet d'actions mécaniques (fragmentation, ouverture de chenaux, création de crêtes de compression). Les variations temporelle de la DTP dépendent donc respectivement d'un terme d'advection, d'un terme de redistribution dû aux effets thermodynamiques, et d'un terme de redistribution dû aux effets mécaniques. Comme le font remarquer [Zhang et al. \(2015b\)](#), ce dernier terme est très fortement contraint. En effet, si l'on intègre sur l'ensemble des tailles de plaques de glace possible, on obtient l'égalité suivante :

$$\int_0^{\infty} \Phi dl = \nabla \cdot \mathbf{u} \quad (4.5)$$

L'équation 4.5 traduit le fait que lors de la redistribution suite à une déformation ou une fragmentation (terme de gauche), la fraction de la surface recouverte par la glace est conservée. L'intégrale du terme représentant les effets thermodynamiques dans l'équation 4.4 représente la variation de surface totale (eau libre et banquise), et doit donc être nulle.

Le terme de redistribution Φ peut lui-même être décomposé en sous-termes représentant chacun un type de processus :

$$\Phi = \Phi_0 + \Phi_r + \Phi_w \quad (4.6)$$

où Φ_0 représente la redistribution due à la création de chenaux, Φ_r la formation de crêtes de compression et Φ_w la fragmentation des plaques de glace due aux vagues. Là, en l'absence de distribution jointe entre la taille des plaques de glace et l'épaisseur de glace (c'est à dire que l'on connaît la distribution des plaques de glace d'une taille et d'une épaisseur donnée, voir [Horvat and Tziperman \(2015\)](#)), [Zhang et al. \(2015b\)](#) supposent que :

- Φ_0 , la surface d'eau libre qui apparaît lors de la formation de chenaux est calculée de la même façon que pour la distribution d'épaisseur de glace (voir [Hibler \(1980\)](#)).
- Toutes les plaques de glace d'une taille donnée ont la même distribution d'épaisseur. Cela s'explique par le fait que les plaques de glace sont elles-mêmes le résultat de la fragmentation de plaques plus grandes. Dans ces conditions, la formation de *ridges* ne favorise aucune taille de plaques en particulier. De même, la redistribution d'épaisseur lors de la formation des *ridges* est alors la même pour toutes les tailles de plaques de glace. Le terme Φ_r découle alors simplement de celui utilisé pour la distribution d'épaisseur de glace (voir [Hibler \(1980\)](#)), sans créer de redistribution au sein de la DTP.
- Φ_w , la redistribution due à la fragmentation des plaques de glace sous l'effet des vagues, ne doit pas modifier la surface totale d'eau recouverte par la banquise.

Les deux premières hypothèses impliquent que ni la formation de chenaux ni la formation de crêtes de compression ne modifient la forme de la distribution des tailles de plaques de glace. La 3ème se traduit par l'équation suivante :

$$\int_0^{\infty} \Phi_w dl = 0 \quad (4.7)$$

L'idée suggérée dans [Zhang et al. \(2015b\)](#) est alors, pour chaque fragmentation, de réduire la fraction occupée par une partie des plaques au-delà d'une certaine taille et d'augmenter d'autant la fraction occupée par des plaques de tailles plus petites. Cela peut se traduire par :

$$\Phi_w = -Q(l)g_l(l) + \int_0^{\infty} Q(l')\beta(l', l)g_l(l')dl' \quad (4.8)$$

où $Q(l)$ est une fonction de probabilité de redistribution qui caractérise quelles catégories de plaques de glace vont être fracturées par les vagues et quelle proportion de leur fraction va être redistribuée pendant un pas de temps Δt_{LIM3} , et $\beta(l, l')$ est un facteur de redistribution qui quantifie la fraction de banquise transférée d'une catégorie à une autre. Pour respecter l'équation 4.7, on doit avoir :

$$\int_0^{\infty} \beta(l', l)dl = 1 \quad (4.9)$$

Maintenant, dans un modèle tel que LIM3, on définit un nombre entier N de catégories tel que chaque catégorie n représente les plaques de glace dont la taille est comprise entre D_n et D_{n-1} . Chaque catégorie occupe une fraction de la surface recouverte de glace notée g_n , et en imposant $D_0 = D_{\min}$ comme limite inférieure (non nulle) comme taille possible pour une plaque de glace et inversement D_N comme limite supérieure, l'équation 4.3 devient :

$$\sum_{n=1}^N g_n = c \quad (4.10)$$

L'équation de conservation 4.4 peut alors s'écrire :

$$\frac{\partial g_n}{\partial t} = -\nabla \cdot (\mathbf{u}g_n) - f_{\text{th},n} + \Phi_n \quad (4.11)$$

où $f_{\text{th},n}$ représente les effets thermodynamiques pour chaque catégorie (fonte et regel) et Φ_n les effets mécaniques. L'équation 4.8 peut également se mettre sous la forme :

$$\Phi_{w,n} = -Q_n g_n + \sum_{m=1}^N \beta(m,n) Q_m g_m \quad (4.12)$$

La casse de la glace étant assuré par WAVEWATCH III[®], modèle dans lequel l'hypothèse a été faite que la DTP suit une loi de distribution de Pareto dont la limite supérieure est D_{\max} . Comme on a supposé qu'il ne peut y avoir de plaques de taille supérieure à D_{\max} , on a :

$$Q_n |_{D_n > D_{\max}} = 1 \quad (4.13)$$

$$\forall n \in [1, N], \beta(m,n) |_{D_n > D_{\max}} = 0. \quad (4.14)$$

La redistribution peut ensuite suivre plusieurs schémas. Pour rester cohérent avec le travail effectué pour WAVEWATCH III[®], on peut continuer à poser comme hypothèse que la casse de la glace par les vagues a pour conséquence une distribution des tailles en forme de loi de Pareto, et par conséquent qu'à chaque événement de casse, la redistribution due à la fragmentation doit se faire en respectant cette hypothèse.

Si l'on suppose que la DTP dans la MIZ suit une loi de puissance de type Pareto, et que cette loi découle de l'effet des vagues pour des diamètres compris entre quelques dizaines et quelques centaines de mètres (Toyota et al., 2011), alors on a la relation suivante :

$$P(D > D_*) = K D_*^{-\gamma}, K \in \mathbb{R} \quad (4.15)$$

$$p(D) = -K\gamma D^{-\gamma-1} \quad (4.16)$$

Où $P(D > D_*)$ est la probabilité de trouver une plaque de glace de taille D supérieure à D_* , et $p(D)$ est la densité de probabilité associée. Le rapport R_n entre la surface recouverte par des plaques comprises entre D_{n-1} et D_n , et la surface totale (*i.e* les plaques comprises entre D_{\min} et D_{\max}) est alors égal à :

$$R_n = \frac{\int_{D_{n-1}}^{D_n} D^2 p(D) dD}{\int_{D_{\min}}^{D_{\max}} D^2 p(D) dD} \quad (4.17)$$

$$R_n = \frac{D_n^{2-\gamma} - D_{n-1}^{2-\gamma}}{D_{\max}^{2-\gamma} - D_{\min}^{2-\gamma}} \text{ si } D_n < D_{\max} \quad (4.18)$$

La condition $D_n < D_{\max}$ est nécessaire car pour $D > D_{\max}$, on a $p(D) = 0$. D_{\max} étant *a priori* calculé par le modèle de vagues, il n'a aucune raison de correspondre à une valeur discrète

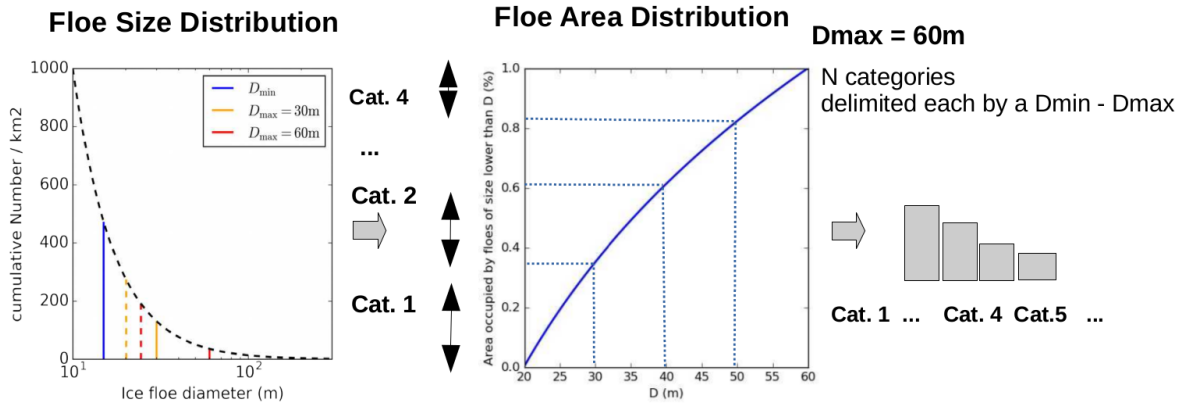


FIGURE 4.3 – Relation entre la DTP supposée dans le modèle de vagues et la répartition en N catégories de tailles de plaques dans le modèle de glace. A gauche la distribution de tailles des plaques avec $D_{\min} = 20$ m, et en pointillés les D_{ave} obtenus pour $D_{\max} = 30$ m et $D_{\max} = 60$ m. Pour cette dernière taille maximale des plaques est représentée au milieu l'évolution de la surface occupée par des plaques de taille inférieure à une taille donnée entre $D_{\min} = 20$ m et $D_{\max} = 60$ m. Le principe de discrétisation est alors présenté : l'aire occupée par l'ensemble des plaques comprises entre deux tailles données étant théoriquement connue, il est possible de les répartir en un nombre discret de catégories, chacune délimitée par ses propres bornes.

D_n . Cependant, nous pouvons faire l'approximation que pour $D_{n^*-1} < D_{\max, \text{WW3}} \leq D_{n^*}$, alors $D_{\max, \text{LIM3}} = D_{n^*}$. L'équation 4.18 est alors vraie pour tout $n \leq n^*$, et l'on a :

$$\forall n \in]n^*, N], R_n = 0 \quad (4.19)$$

La fragmentation ne fait que réduire la taille des plaques. Cette hypothèse ajoutée à 4.14 permettent de contraindre $\beta(m, n)$ tel que suit :

$$\forall m / m < n, \beta(m, n) = 0 \quad (4.20)$$

$$\forall n / n > n^*, \beta(m, n) = 0 \quad (4.21)$$

Dit autrement, la matrice $\beta(m, n)$ est une matrice triangulaire inférieure où la condition imposée par 4.9 est respectée si :

$$\sum_{n=0}^N \beta(m, n) = 1 \quad (4.22)$$

Un choix possible et cohérent avec le modèle de vague est alors

$$\begin{cases} \beta(m, n) = \frac{D_n^{2-\gamma} - D_{n-1}^{2-\gamma}}{\min(D_{n^*}, D_m)^{2-\gamma} - D_0^{2-\gamma}} \text{ pour } m \geq n \text{ et } n \leq n^* \\ \beta(m, n) = 0 \text{ sinon} \end{cases} \quad (4.23)$$

Ce choix de $\beta(m, n)$ a pour avantage de générer une distribution des aires respectant le ratio R_n lorsqu'un événement de casse se produit et que toute la glace est concentrée dans les catégories $n > n^*$. On constate alors que pour $m \geq n^*$, le coefficient $\beta(m, n)$ ne dépend plus que de n et n^* . Cela revient à faire la même hypothèse que Zhang et al. (2015b), à savoir que la fracture de la glace étant un phénomène stochastique, la fragmentation qui en suit peut donner naissance à des plaques de n'importe quelle taille du moment que cette dernière est plus petite que l'originale. Aucune catégorie n'est donc favorisée lors de la redistribution de la fraction couverte par des plaques de plus grande taille.

Il reste alors seulement à définir Q_n . La catégorie 1, pour laquelle $D \in [D_0, D_1]$, ne peut pas être plus cassée qu'elle ne l'est déjà. Par conséquent, avec la contrainte donnée par l'équation 4.13,

$$Q_1 = 0 \quad (4.24)$$

$$\forall n > n^*, Q_n = 1 \quad (4.25)$$

De plus, le choix de Q_n pour les catégories où $g_n = 0$ n'a aucune incidence sur le résultat, car il n'y a rien à redistribuer. On peut donc poser $Q_n|_{g_n=0} = 0$. Le problème est donc réduit à un nombre p^* catégories telles que $1 < p^* \leq n^*$ pour lesquelles la concentration en glace de mer est non nulle au moment de la casse. Dit autrement, il reste seulement à définir Q_p pour $p \in [1, p^*]$ pour lesquelles $g_p > 0$.

La solution que nous proposons dans notre cas est de forcer, dans la limite du possible, la distribution des concentrations en catégorie à tendre vers la distribution théorique après un événement de casse (celle du modèle de vagues) comme présentée en Fig. 4.3.

Si l'on pose $\Delta g_{th,p}$ l'écart entre la valeur théorique prévue par la loi de puissance pour la catégorie g_p et la valeur réelle de g_p , l'on a :

$$\Delta g_{th,p} = R_p \times c - g_p, \quad (4.26)$$

Il va s'agir alors de calculer Q_p pour que $\Phi_{w,p} = \Delta g_{th,p}$, avec $Q_p > 0$ (une catégorie ne peut pas contribuer négativement à la casse).

On a un système d'équations de la forme :

$$\left\{ \begin{array}{l} \Phi_{w,p_1} = (-1 + \beta_{p_1,p_1})Q_{p_1}g_{p_1} + \beta_{p_2,p_1}Q_{p_2}g_{p_2} + \dots + \beta_{p^*,p^*}Q_{p^*}g_{p^*} + \beta_{n \geq n^*,1} \sum_{n > n^*}^N g_n \\ \Phi_{w,p_2} = (-1 + \beta_{p_2,p_2})Q_{p_2}g_{p_2} + \beta_{p_3,p_2}Q_{p_3}g_{p_3} + \dots + \beta_{p^*,p^*}Q_{p^*}g_{p^*} + \beta_{n \geq n^*,1} \sum_{n > n^*}^N g_n \\ \dots \\ \Phi_{w,p^*} = (-1 + \beta_{p^*,p^*})Q_{p^*}g_{p^*} + \beta_{n \geq n^*,1} \sum_{n > n^*}^N g_n, \end{array} \right. \quad (4.27)$$

Ce système forme une matrice triangulaire dont tous les termes diagonaux sont non nuls, et admet donc une solution unique. Il est aisément résolu en remontant les équations de p^* à p_1 . Si la condition $Q_p \geq 0$ n'est pas respectée par le système initial, on force $Q_p = 0$ et on résout un système à $p^* - 1$ équations.

$$\left\{ \begin{array}{l} Q_{p^*} = \max \left(0, \frac{\Delta g_{th,p^*} - \sum_{n > n^*}^N g_n}{g_{p^*}(\beta_{p^*,p^*} - 1)} \right) \\ \dots \\ Q_{p_1} = \max \left(0, \frac{\Delta g_{th,p^*} - \beta_{p^*,p^*}Q_{p^*}g_{p^*} - \dots - \sum_{n > n^*}^N g_n}{g_{p_1}(\beta_{p_1,p_1} - 1)} \right) \end{array} \right. \quad (4.28)$$

A priori, rien n'oblige $Q_n \leq 1$ dans ce système. Le cas $Q_n \geq 1$ peut survenir en particulier dans le cas où g_p est faible et où $\sum_{n > n^*}^N g_n$ est important. Cela signifie que la concentration qui est redistribuée aux catégories inférieures est supérieure à la concentration initiale d'une telle catégorie, et donc qu'une partie de la glace qui provient des catégories supérieures est directement cassée et redistribuée vers les catégories inférieures.

Pour évaluer notre paramétrisation, nous avons choisi de travailler avec des tests utilisant une géométrie simplifiée et le modèle LIM3 utilisé en stand-alone via le module SAS. Les deux

modèles sont couplés via OASIS. Le pas de temps de WAVEWATCH III[®] est de 300 s, celui de SAS-LIM3 de 1200 s, et les variables (concentration, épaisseur et taille de plaques) sont échangées toutes les 1200 s. La grille du modèle a une résolution $\Delta x = \Delta y \simeq 3$ km. Les forçages utilisés sont les mêmes que ceux décrits en section 2.2.2. Cette différence de pas de temps est due au fait que pour les phénomènes modélisés ici, à savoir la dérive de la glace et la propagation des vagues, la vitesse de groupe des vagues est bien supérieure à celle de la dérive des plaques de glace. La figure 4.4 présente le domaine utilisé pour ces tests ainsi que les conditions initiales. La glace est présente au centre du domaine, sur un disque d'environ 50 km de diamètre. La concentration c y est constante et égale à 0.7. L'épaisseur h_i varie linéairement de 0.2 m au bord à 2 m au centre du disque. Comme dans le chapitre 2, les vagues se propagent vers l'ouest à partir de la frontière est. Ces simulations tournent rapidement et permettent aisément d'identifier les effets de nouvelles implémentations.

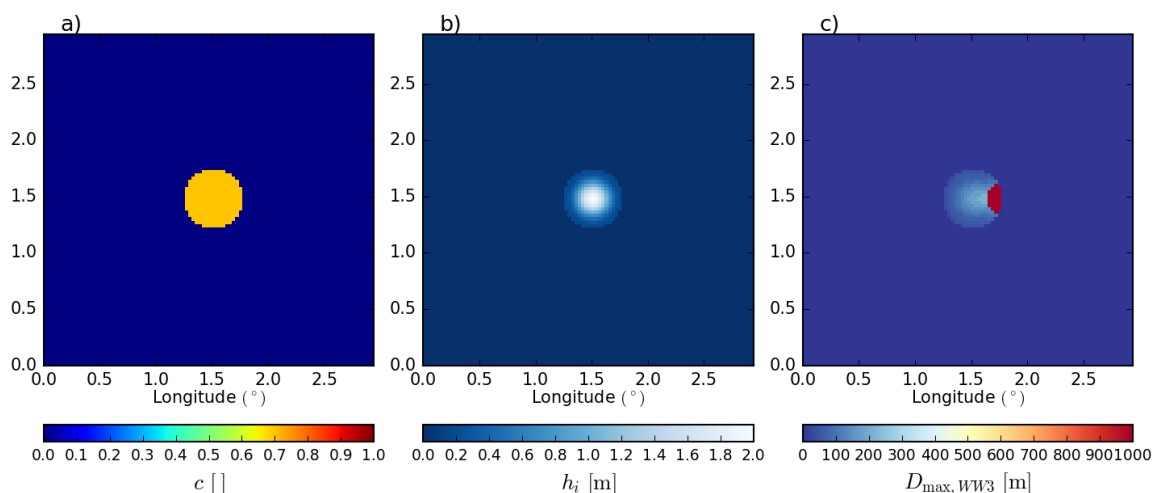


FIGURE 4.4 – Conditions initiales des simulations impliquant le couplage WW3/SAS-LIM3 en terme de concentration (a) et d'épaisseur (b). Le panneau c) représente la taille des plaques de glace après une simulation de WAVEWATCH III[®] (non couplée) partant de ces mêmes conditions initiales. Les processus d'atténuation activés sont l'atténuation inélastique, la friction basale et la rétro-diffusion. L'équilibre présenté est atteint dès 6h de simulation. Les vagues proviennent du bord est du domaine et se propagent vers l'ouest, avec $H_s = 3$ m et $T_p = 10$ s. La taille minimale pour une plaque cassée est fixée à $D_{\min, \text{LIM3}} = D_0 = 8$ m. La taille maximale est $D_{\max, \text{LIM3}} = D_N = 1000$ m.

Les résultats obtenus lors d'une simulation couplée sont présentés en figure 4.5. Pour un cas simple, sans advection, et avec un nombre conséquent de catégories offrant une résolution de 10 m pour la définition de la taille maximale des plaques de glace, on observe une bonne reproduction de la DTP par rapport à une simulation forcée du modèle de vagues.

L'advection de chaque catégorie est ensuite effectuée par le modèle en considérant la distribution des plaques comme un traceur, à la manière de ce qui est fait pour les autres distributions (épaisseur, enthalpies). C'est au modèle de vagues qu'il incombe de dire si oui ou non, il y a casse de la glace, et donc redistribution des tailles de plaques. Cet échange d'information est l'objet de la section suivante.

L'advection des tailles de plaques de glace en pratique : définition de la taille maximale et des catégories

Maintenant que nous avons vu comment les tailles de plaques de glace sont traitées dans le modèle de glace et comment elles sont redistribuées en cas d'événement de casse, il nous reste à

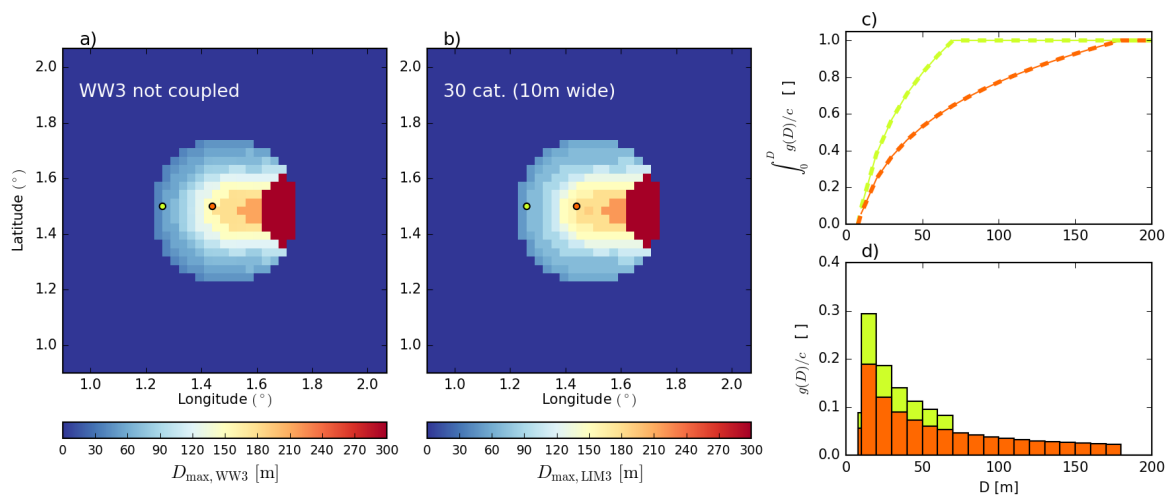


FIGURE 4.5 – Taille maximale des plaques de glace pour une simulation non couplée du modèle de vague (a) et une simulation couplée (b) sans advection ni aucun processus thermodynamique. Les processus d'atténuation activés sont l'atténuation inélastique, la friction basale et la rétro-diffusion. Le panneau c) représente le pourcentage de la surface de glace recouvert par des plaques de taille inférieure à D . Ce pourcentage est tracé en 2 points indiqués par les couleurs correspondant aux traits sur les panneaux (a) et (b). le trait pointillé représente le pourcentage théorique, tel que supposé dans WAVEWATCH III[®], et le trait continu représente le résultat obtenu après la simulation couplée (trait continu). Le panneau d) représente la même chose mais fait apparaître le découpage en catégories du modèle LIM3. Ici, la simulation compte 30 catégories dont 28 (2,...,N-1) ont une largeur de 10 m. La première catégorie, ici [$D_0 = 8$ m, $D_1 = 10$ m], représente des plaques qui ne peuvent pas être cassés par les vagues. La dernière catégorie, ici [$D_{N-1} = 290$ m, $D_N = 1000$ m], représente des plaques n'ayant pas été cassées par les vagues. L'équilibre présenté est atteint dès 6 h de simulation. Les vagues proviennent du bord est du domaine et se propagent vers l'ouest, avec $H_s = 3$ m et $T_p = 10$ s.

implémenter un critère pour savoir s'il y a casse de la glace dans le modèle LIM3 ou pas. Dans le modèle de vagues, la casse de la glace est associée à une diminution de taille maximale des plaques $D_{\max,WW3}$. Un choix possible, cohérent avec ce qui est fait dans WAVEWATCH III[®], est donc d'échanger la variable "taille maximale des plaques" entre les 2 modèles et de considérer qu'il y a casse de la glace si $D_{\max,WW3 \rightarrow LIM3}$ est plus petit que $D_{\max,LIM3}$.

La question est alors : quelle valeur prendre pour $D_{\max,LIM3}$? En effet, $D_{\max,WW3}$ part de l'hypothèse que la DTP est invariante. Mais dans LIM3, la DTP prend la forme d'une loi de Pareto uniquement après un événement de casse. Une fois cassées, les plaques de différentes tailles vont être advectées et vont se mélanger à d'autres DTP pour former de nouvelles distributions qui n'ont plus rien à voir avec la DTP dont nous avons fait l'hypothèse dans WAVEWATCH III[®], du moins jusqu'à ce qu'un nouvel épisode de casse intervienne.

Dans ces conditions, poser $D_{\max,LIM3}$ comme la "vraie" taille maximale des plaques au sein d'une maille, c'est à dire $D_{\max,LIM3} = D_{n_{\max}}$ tel que $g_{n_{\max}} > 0$ avec $\forall n > n_{\max}, g_n = 0$, solution qui apparaît comme la plus simple, a pour inconvénient de recouvrir potentiellement une réalité très différente de ce qui est supposé dans WAVEWATCH III[®]. Par exemple, un problème apparaît dans le cas (non montré ici) où, après un événement de casse, des mailles pour lesquelles $\forall n > 1, g_n = 0$ convergent vers d'autres mailles où la glace est intacte ($g_N > 0$). Dans ce cas, une concentration infinitésimale de plaques "intactes" au sein de plaques cassées (ex : $g_N = 0.001c$ et $g_1 = 0.999c$) suffit alors pour avoir $D_{\max,LIM3} = D_N$.

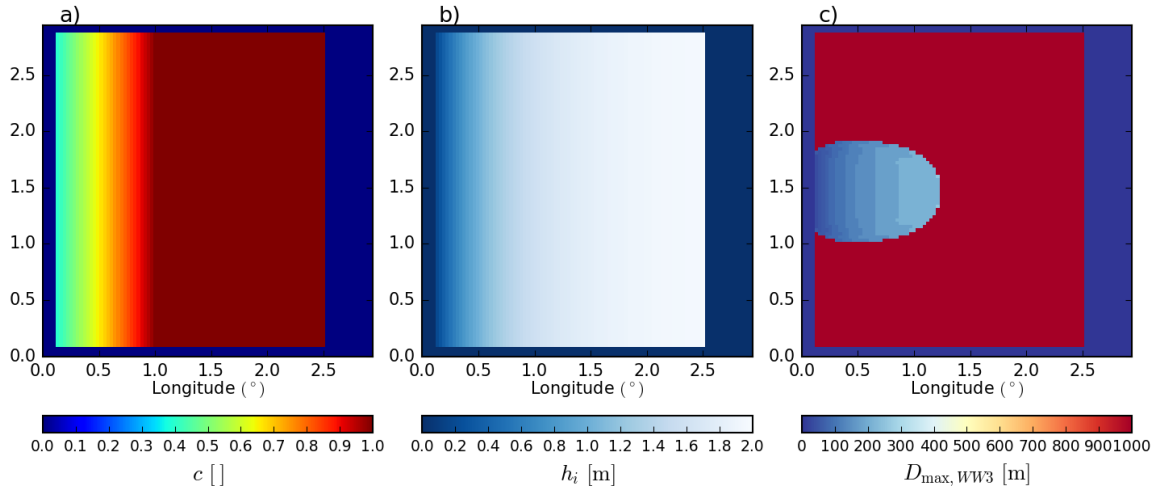


FIGURE 4.6 – Conditions initiales des simulations impliquant le couplage WW3/SAS-LIM3 en terme de concentration (a) et d'épaisseur (b) et visant à représenter grossièrement une MIZ. Le panneau c) représente la taille des plaques de glace après une simulation de WAVEWATCH III[®] (non couplée) partant de ces mêmes conditions initiales. Les processus d'atténuation activés sont l'atténuation inélastique, la friction basale et la rétro-diffusion. L'équilibre présenté est atteint dès 10h de simulation. Les vagues proviennent d'une fraction du domaine qui s'étend sur 0.6° de latitude, centrée au milieu du bord est du domaine, et se propagent vers l'ouest, avec $H_s = 3$ m et $T_p = 10$ s. La taille minimale pour une plaque cassée est fixée à $D_{\min, \text{LIM3}} = D_0 = 8$ m. La taille maximale est $D_{\max, \text{LIM3}} = D_N = 1000$ m.

La solution que nous proposons est de poser une contrainte sur la concentration de la catégorie dont la limite supérieure correspond à la taille maximale des plaques de glace. A nouveau, si l'on suppose que la taille des plaques suit une loi de Pareto comme supposé dans WAVEWATCH III[®], alors la concentration de cette catégorie $n = n_{\max}$ est égale à $R_{n_{\max}} \times c$. On peut donc considérer que la catégorie n_{\max} doit obéir à une condition de la forme :

$$g_{n_{\max}} \geq k_{D_{\max}} R_{n_{\max}} c \quad (4.29)$$

avec $k_{D_{\max}} \simeq O(1)$. Dans la suite de cette étude, nous posons $k_{D_{\max}} = 0.5$. Dans de rares cas, il est possible qu'aucune des catégories ne remplisse cette condition. On définit alors n_{\max} comme la catégorie de plaques avec le nombre n le plus élevé tel que la condition $g_{n_{\max}} \geq c/N$.

De même, le nombre de catégories N va avoir une grande importance dans la communication entre les deux modèles, puisqu'il va déterminer le nombre de valeurs discrètes que peut prendre $D_{\max, \text{LIM3}}$, et donc la qualité de l'information qui est renvoyée au modèle de vagues. Un nombre important de catégories a l'inconvénient d'être plus coûteux numériquement, alors qu'un nombre trop faible entraîne une perte d'information sur la taille des plaques de glace. Plusieurs types de répartitions peuvent être envisagés. Pour les évaluer, nous utilisons à nouveau des tests avec géométrie simplifiée, sans advection (pas de courant ni de vent, pas de stress radiatif) ni thermodynamique, que nous comparons avec des simulations WAVEWATCH III[®] non couplées ayant les mêmes conditions de glace (voir Fig. 4.6). La glace est présente sur une plus grande partie du domaine afin de mettre le modèle de glace à contribution et évaluer l'impact du nombre de catégories sur le temps d'exécution.

Tout d'abord, nous pouvons envisager d'utiliser des catégories de "largeurs" $[D_n, D_{n-1}]$ uniformes, à l'exception de la première et de la dernière (cf. Fig 4.5). La taille des plaques résultant de la casse des vagues étant généralement comprise entre $O(10 \text{ m})$ et $O(300 \text{ m})$ dans la MIZ, il est par exemple possible de considérer 28 catégories de "largeur" 10 m entre $D = 10$ m et $D = 290$ m, ainsi qu'une catégorie représentant les plaques entre D_0 et $D = 10$ m, et une caté-

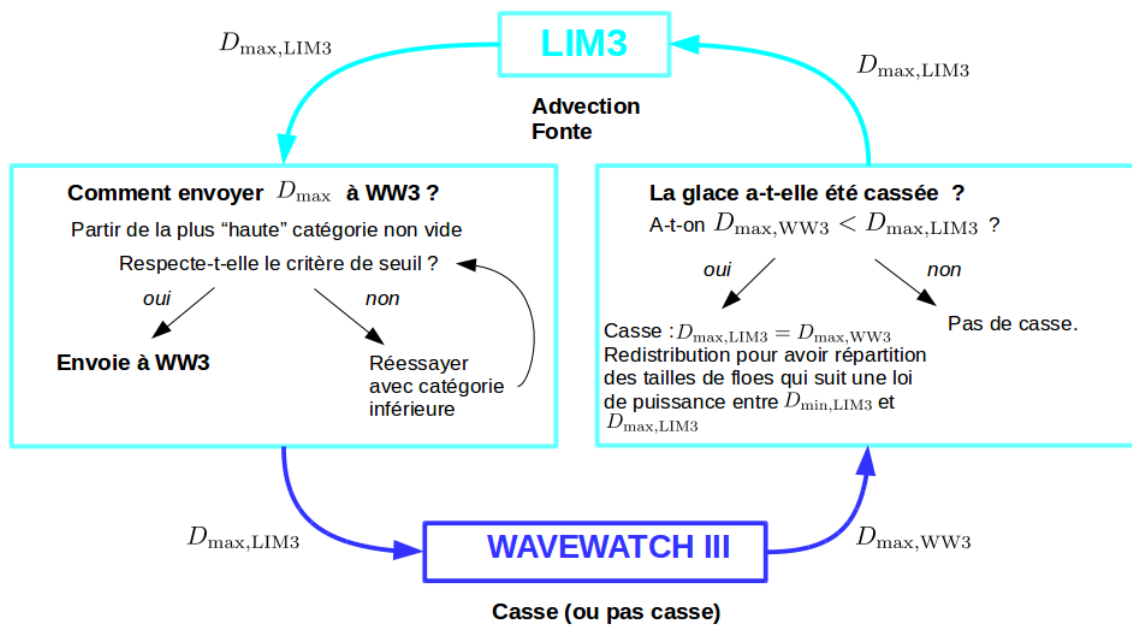


FIGURE 4.7 – Schéma résumant les échanges de tailles de plaques entre les 2 modèles

gorie pour les plaques de tailles supérieures à $D = 290$ m. L'inconvénient majeur des catégories de largeur uniformes est qu'il est difficile de combiner bonne résolution et bonne couverture sans avoir à augmenter rapidement le nombre de catégories. Cela peut conduire à considérer de la glace cassée dans le modèle de vagues comme de la glace intacte dans le modèle de glace (voir Fig. 4.8).

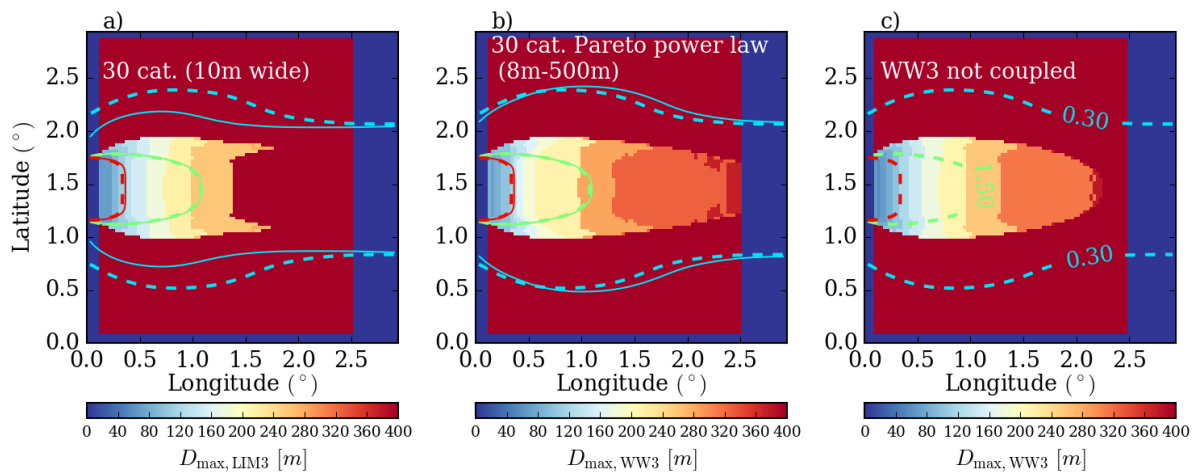


FIGURE 4.8 – Zoom sur la glace après qu'elle a été cassée dans le cas où : la glace est répartie en 30 catégories qui ont des largeurs égales à 10 m sauf pour la première et la dernière catégorie (a) ; la glace est répartie en 30 catégories qui ont des largeurs suivant une loi de puissance de Pareto entre $D_{\min} = 8$ m et $D_{\max} = 500$ m (b). Le panneau c) présente l'état de la glace après une simulation de WAVEWATCH III® non couplée ayant le même état initial que pour (a) et (b) (Fig. 4.6). Les vagues proviennent du bord est du domaine et se propagent vers l'ouest, avec $H_s = 3$ m et $T_p = 15$ s. Les contours de H_s (0.75 m, 1.50 m et 2.50 m), pour chaque simulation couplée sont représentés en traits plein, et ceux obtenus pour la simulation non couplée en traits pointillés.

Nous avons vu dans le chapitre 2 que la taille des plaques de glace était importante lorsque

la casse était "complète", c'est à dire que les plaques étaient réduites à des tailles entre 10 et 30 m, pour lesquels les processus de flexion cessent d'agir. Il est donc primordial d'avoir une bonne résolution pour les diamètres des petites plaques. En suivant cette logique, nous avons également testé des catégories de "largeurs" $[D_n, D_{n-1}]$ suivant elle-mêmes une loi de Pareto entre D_0 et D_{N-1} , qui ont donc une meilleure résolution pour les plaques de petites tailles que pour les plaques de grandes tailles. Dans le cas de vagues de période longue et de glace épaisse, la consistance entre le couplage des deux modèles et une simulation non couplée est significativement améliorée pour un coût de calcul similaire (cf. Fig. 4.8).

Concernant le coût de calcul, ces simulations en géométrie simplifiée sans advection ni thermodynamique ne permettent pas de conclure sur les différences entre 10 et 30 catégories, ces différences étant de l'ordre de la variabilité du calculateur utilisé (entre 5 et 10% sur des simulation d'environ 5 minutes).

Reste alors la question du nombre de catégories qui permet une résolution suffisante pour la représentation de la casse de la glace dans la MIZ. La figure 4.9 montre les résultats obtenus pour un forçage avec une hauteur de vagues de 3 m et une période de 10 s pour 10, 30 et 50 catégories. A chaque fois, $N-1$ de ces catégories ont une largeur qui respectent une loi de puissance entre D_0 et D_{N-1} , et une dernière catégorie qui contient les plaques "intactes" entre $[D_{N-1}, D_N]$. Nous avons choisi d'imposer $D_{N-1} = 500$ m (taille maximale d'une plaque cassée dans le modèle de vague), et prenons toujours $D_0 = 8$ m et $D_N = 1000$ m (taille maximale des plaques dans WAVEWATCH III[®]). Nous observons alors qu'aucune simulation couplée ne parvient à reproduire exactement la même extension de glace cassée, qui est toujours légèrement surestimée. Cela a pour conséquence une légère sous-estimation de la hauteur de vagues pour les vagues les plus longues (les moins atténuées) qui se propagent le plus loin. Cette sur-estimation de l'extension de MIZ est attribuable à une surestimation du D_{\max} due à la répartition en catégorie, pour les tailles de plaques les plus grandes, qui entraîne une augmentation de la dissipation par l'atténuation inélastique (flexion). Néanmoins, les conséquences de cette sur-estimation demeurent relativement limitées. En effet, des plaques de plus de 200 m ne conduisent pas, dans le modèle de vagues, à une atténuation bien supérieure à celle d'une banquise compacte pour laquelle $D_{\max} = 1000$ m.

La figure 4.10 présente des simulations similaires à celles présentées en Fig. 4.9 mais avec des forçages réalistes, ceux déjà utilisés au chapitre 2 pour représenter le cas décrit par [Collins et al. \(2015\)](#). Si l'utilisation de 10 catégories se révèle suffisant pour décrire l'état de la glace et celui de la mer de manière suffisant pour un résultat qualitatif convenable, le passage à 30 catégories permet un gain notable dans la qualité de la reproduction des vagues les moins hautes. Ajouter 20 nouvelles catégories pour arriver à 50 n'a en revanche pas de nouvel effet significatif.

Par conséquent, si l'utilisation d'un faible nombre de catégories (par exemple 10) se révèle suffisant pour représenter qualitativement les interactions vagues-glace sans perdre de cohérence avec les résultats obtenus avec le modèle de vagues seul, il est intéressant, au vu du coût actuellement limité de notre paramétrisation, d'accroître ce nombre de catégories jusqu'à atteindre une précision acceptable compte-tenu des incertitudes déjà importantes sur l'atténuation des vagues par la glace (voir Figure 4.11).

En résumé, les choix effectués jusqu'à présent ont eu pour but de limiter la perte d'information entre le modèle de vagues et le modèle de glace. La contrainte posée par le modèle de vagues est qu'après un événement où la glace est cassée, la glace doit suivre une loi de Pareto, pour laquelle on peut fixer une borne inférieure qui correspond environ à la taille de dessous de laquelle les plaques de glace ne sont plus cassées par les vagues, et dont la borne supérieure dépend de l'état de mer. La borne inférieure peut être arbitrairement choisie dans le modèle NEMO-LIM3, et est fixée à D_{\min} pour rester cohérent avec la valeur utilisée pour la fonte latérale qui utilise la paramétrisation de [Lüpkes et al. \(2012\)](#). Le problème de la transmission de l'information entre

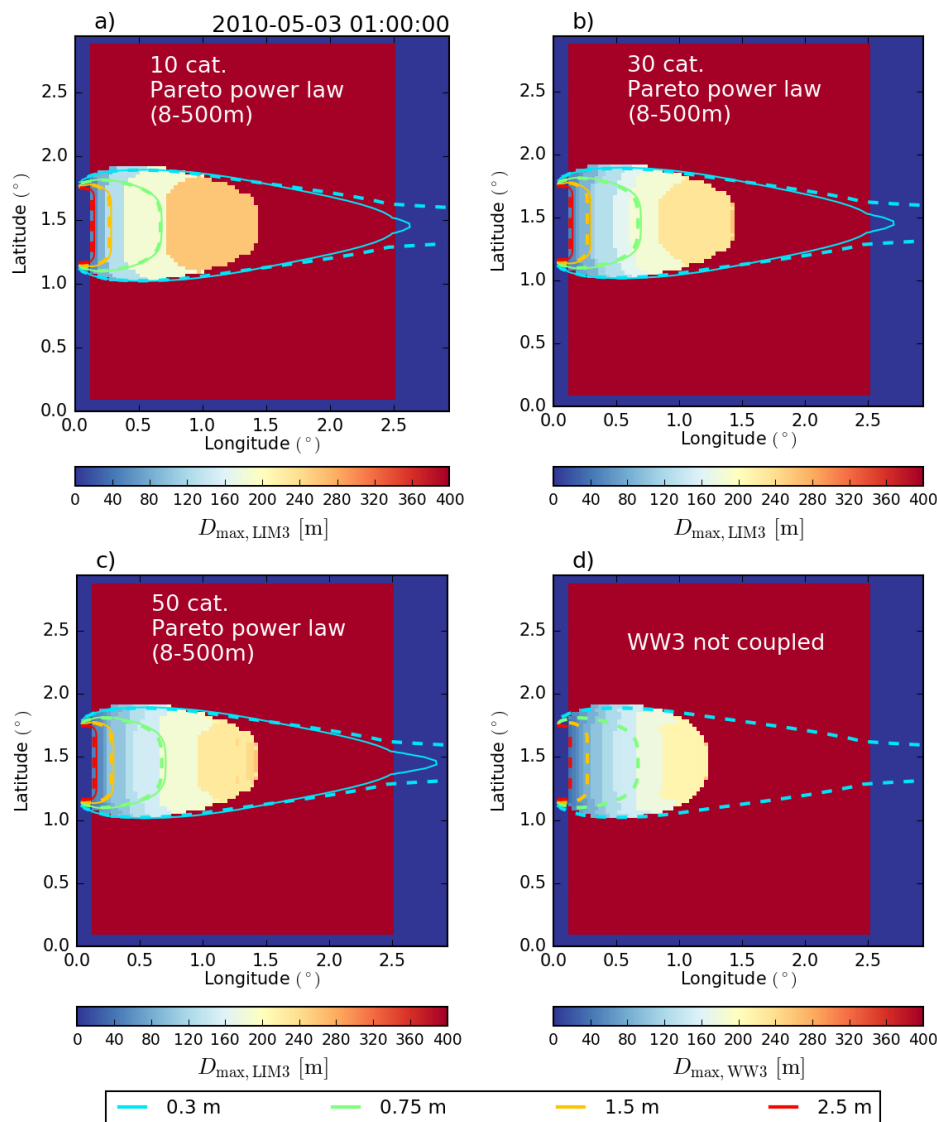


FIGURE 4.9 – Zoom sur la glace après qu’elle a été cassé dans le cas où les catégories ont des largeurs suivant une loi de puissance de Pareto entre $D_{\min} = 8$ m et $D_{\max} = 1000$ m avec respectivement 10 catégories (a), 30 catégories (b), et 50 catégories (c). Le panneau d) présente l’état de la glace après une simulation de WAVEWATCH III[®] non couplée ayant le même état initial. Les vagues proviennent du bord est du domaine et se propagent vers l’ouest, avec $H_s = 3$ m et $T_p = 10$ s. Les contours de H_s (0.3 m, 0.75 m, 1.50 m et 2.50 m), pour chaque simulation couplée sont représentés en trait plein, et ceux obtenus pour la simulation non couplée en traits pointillés.

les deux modèles se résume alors à définir un D_{\max} dans le modèle NEMO-LIM3 pour lequel la fonction de distribution de tailles des plaques peut évoluer sous l’effet de l’advection de certaines plaques. Le choix a été fait de sélectionner comme $D_{\max, LIM3}$ la borne supérieure de la catégorie correspondant aux plaques les plus grandes, mais dont la concentration n’est pas négligeable au regard de celle qu’aurait cette catégorie dans le cas auraient été cassées au pas de temps précédent. L’objectif est ainsi d’éviter qu’une région essentiellement composée de plaques cassées ne renvoie une valeur de $D_{\max, LIM3}$ très élevée parce qu’une infime proportion de glace non cassée y a été advectée. Pour cela, nous imposons une contrainte de seuil, arbitrairement fixée : la concentration de la catégorie dont la borne supérieure définit $D_{\max, LIM3}$ doit être au moins égale à la moitié de la concentration de cette catégorie dans l’hypothèse où sa borne supérieure est également la borne supérieure de la loi de puissance de la distribution des aires, ce qui revient

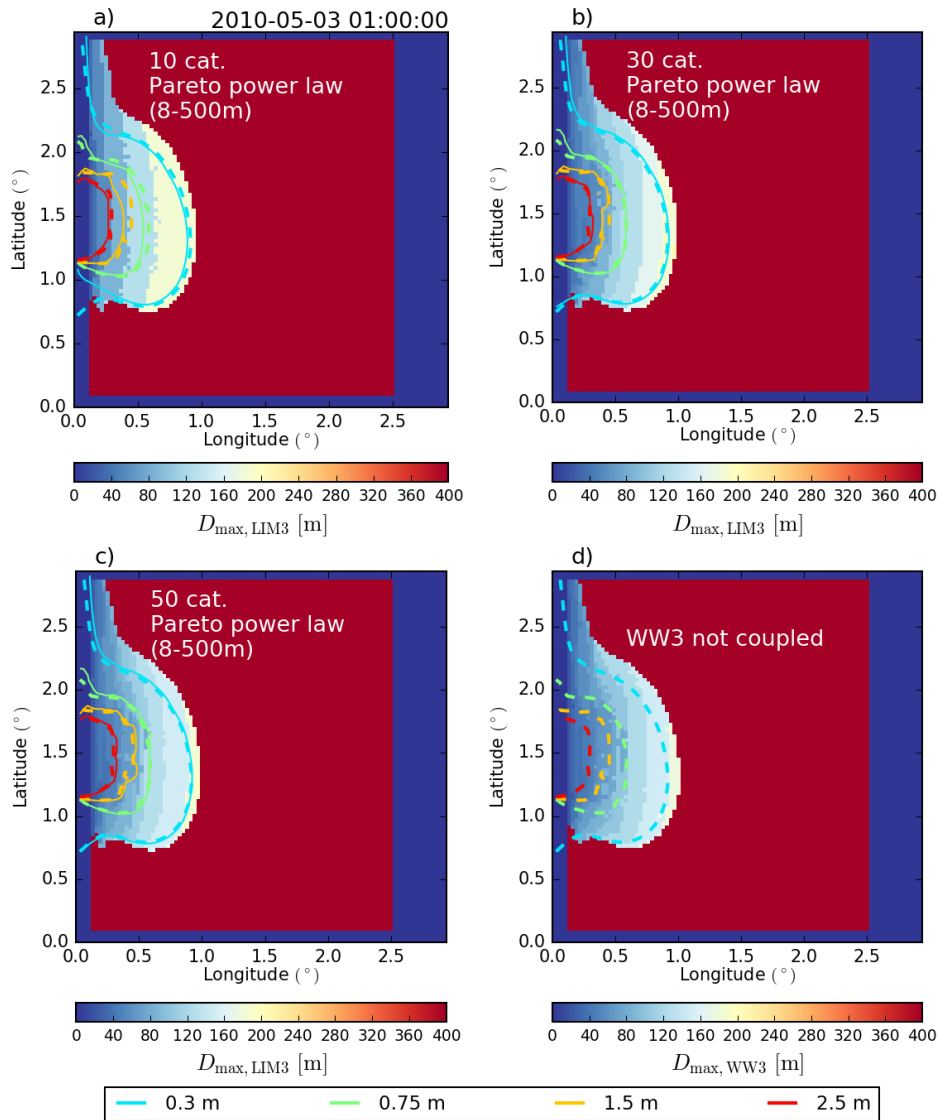


FIGURE 4.10 – Même figure que Fig. 4.9 mais cette fois avec un forçage réaliste à la frontière ouest du domaine présenté en Fig. 4.6. Ce forçage est celui décrit en chapitre 2, représentant l'état de mer au sud du Svalbard décrit par [Collins et al. \(2015\)](#). Un instantané du spectre à la frontière ouest est présenté en Figure 2.11.

à fixer le paramètre $k_{D_{\max}}$. Les résultats obtenus sont satisfaisants : que l'on prenne pour chaque catégories un intervalle constant entre deux tailles de plaques, ou bien des intervalles croissants selon une loi de puissance, le diamètre des plaques après casse par les vagues est très similaire entre les deux simulations, et la distribution des aires entre les catégories suit bien la loi de puissance attendue. Dans les cas testés, pour différentes périodes de vagues, $N=30$ catégories se sont avérées suffisante pour une reproduction convenable des résultats. L'utilisation d'une loi de puissance pour la largeur des intervalles permet une résolution plus adaptée avec des catégories peu larges couvrant les petites plaques, et des catégories assez larges pour les tailles de plaques les plus importantes. Dans les deux modèles, des plaques n'ayant jamais été cassées ont pour diamètre initial $D_{\max} = 1000$ m.

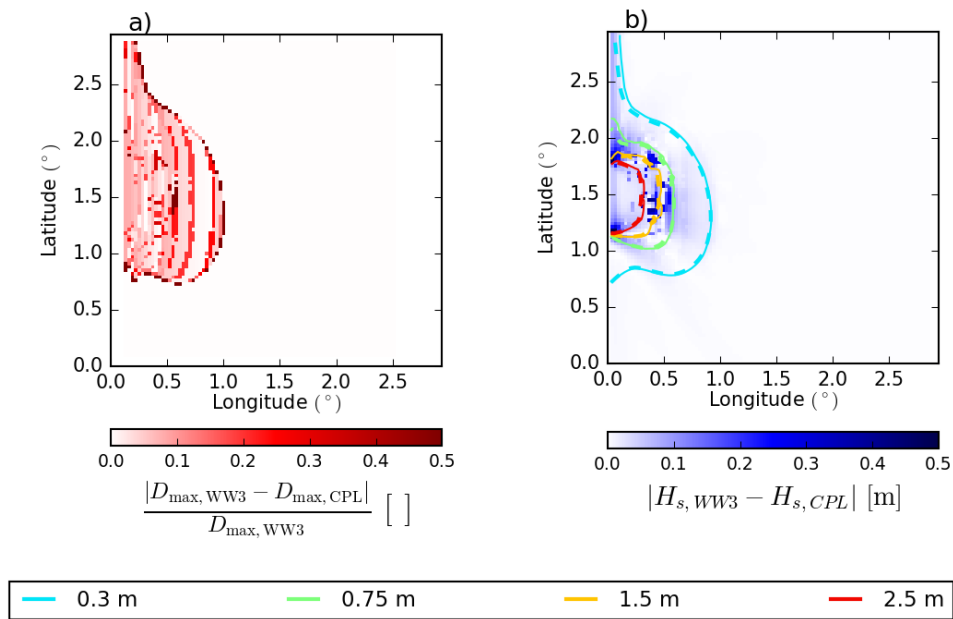


FIGURE 4.11 – a) : Différence relative entre la taille maximale des plaques obtenue après la simulation couplée $D_{\max, CPL}$ avec 30 catégories de largeurs suivant une loi de puissance, et celle obtenue après une simulation du modèle de vagues non couplé, $D_{\max, WW3}$. b) Différence absolue pour les hauteurs significatives de vagues obtenues après ces deux mêmes simulations. Les contours en trait plein (respectivement traits pointillés) représentent les hauteurs de vagues pour la simulation couplée (respectivement non couplée).

4.1.2 Fonte latérale de la glace

La fonte latérale de la glace dans LIM3 a été brièvement résumée en section 1.5.2, dont nous rappelons l'équation 1.89 :

$$\frac{dc}{dt} = -w_{\text{lat}} \frac{\pi}{\alpha D_{\text{cal,average}}} c \quad (4.30)$$

L'ajout d'une distribution de tailles des plaques de glace permet d'envisager le remplacement de la paramétrisation proposée par Lüpkes et al. (2012), où la distribution entre deux tailles limite dépend de la concentration en glace, pour représenter le diamètre moyen des plaques par une taille issue de la distribution précédemment incluse. Dans notre cas, un choix aisé pour $D_{\text{cal,average}}$ est de prendre, pour chaque catégorie n , $D_{\text{cal,average}} = D_{\text{average},n}$. En faisant cela, nous supposons que les plaques de glace au sein de chaque catégorie suivent une loi de puissance de Pareto, et que leur diamètre moyen se calcule en prenant la taille moyenne des plaques comprises entre D_{n-1} et D_n (voir équation 2.17 pour le cas entre D_{min} et D_{max}). L'hypothèse est valide tant que le bord de glace a été cassé récemment (ni advection, ni fonte).

Le calcul du taux de fonte w_{lat} se fait en suivant la proposition de Perovich (1983) dans laquelle w_{lat} dépend de la différence entre la température de surface de l'océan T_w et la température de fusion de la glace T_f :

$$w_{\text{lat}} = m_1 (T_w - T_f)^{m_2} \quad (4.31)$$

où (m_1, m_2) est un couple de coefficients empiriques donnant les meilleurs résultats à la suite de l'expérience MIZEX 84 (Maykut and Perovich, 1987).

Nous pouvons donc maintenant inclure un terme de fonte latérale dans notre équation de redistribution comme le terme thermodynamique suivant :

$$f_{\text{th},n} = - \min \left(w_{\text{lat}} \frac{\pi}{\alpha D_{\text{average},n}} g_n, g_n \Delta t_{\text{LIM3}} \right) + Q_{\text{th},n} g_{n+1} \quad (4.32)$$

Le premier terme à droite de 4.32 est la perte de surface recouverte de glace pour chaque catégorie calculée d'après l'équation 4.30. Le deuxième terme correspond à la surface gagnée par chaque catégorie provenant de la fonte de la catégorie supérieure (le produit du taux linéique de fonte par le pas de temps étant dans cette étude toujours très inférieur à la largeur des catégories, il n'est pas nécessaire de considérer les autres catégories supérieures à n).

Pour connaître le taux linéique de fonte d'une plaque de taille D_{cal} , il suffit de substituer le périmètre p dans l'équation 1.86 par son expression dans 1.87. On obtient (Steele, 1992) :

$$\frac{dD_{\text{cal}}}{dt} = \frac{\pi}{2\alpha} w_{\text{lat}} \quad (4.33)$$

L'ensemble des plaques de glace d'une catégorie n qui ont donc suffisamment fondu pour appartenir après un temps Δt_{LIM3} à la catégorie $n-1$ correspond donc à l'intervalle $\left[D_n, D_n + \frac{\pi}{2\alpha} w_{\text{lat}} \Delta t_{\text{LIM3}} \right]$. Or, la fraction de la surface de glace occupée par des plaques appartenant à cet intervalle peut être calculée, dans l'hypothèse où la distribution suit une loi de puissance de Pareto, et permet d'en déduire $Q_{\text{th},n}$:

$$\frac{\left(D_n + \frac{\pi}{2\alpha} w_{\text{lat}} \Delta t_{\text{LIM3}} \right)^{2-\gamma} - D_n^{2-\gamma}}{D_{n+1}^{2-\gamma} - D_n^{2-\gamma}} g_{n+1} = Q_{\text{th},n} g_{n+1} \quad (4.34)$$

Pour résumer, nous calculons le périmètre total des plaques présentes dans chaque catégorie, en supposant que la distribution de leur taille suit une loi de puissance de Pareto, et nous en déduisons la fonte associée. Celle-ci se traduit par une disparition d'une partie de la surface recouverte de glace ainsi que par un transfert de concentration des catégories contenant de grandes

plaques vers des catégories contenant des plaques plus petites. Contrairement à la paramétrisation de Lüpkes et al. (2012) qui relie la taille des plaques de glace à la valeur de la concentration en glace en se fondant sur les observations de Hartmann et al. (1992); Kottmeier et al. (1994), notre paramétrisation tire profit de la présence d'une DTP explicite, qui reproduit également la forme de distribution des tailles de plaques de glace issues d'observations (Toyota et al., 2011) mais dont l'extension dépend de la modélisation des interactions vagues-glace.

La figure 4.12 montre les différences que l'on obtient pour une même simulation utilisant chacune de ces deux paramétrisations. Dans le cas de la paramétrisation de Lüpkes et al. (2012) (panneaux a) et c), en partant d'une concentration initiale uniforme (voir Fig. 4.4), la surface de glace fondue par jour est également uniforme. Dans une eau à $T = 0.3^{\circ}\text{C}$, environ 10% de la surface de glace disparaît chaque jour. Dans le même temps, en utilisant notre paramétrisation, le taux de fonte dépend de la taille des plaques après la casse (voir Fig. 4.4 et Fig. 4.5). Les valeurs obtenues sont du même ordre de grandeur que la paramétrisation de Lüpkes et al. (2012), même pour les plaques de glace les plus fragmentées. Les zones où la glace n'est pas cassée ne sont que très peu affectées par la fonte latérale.

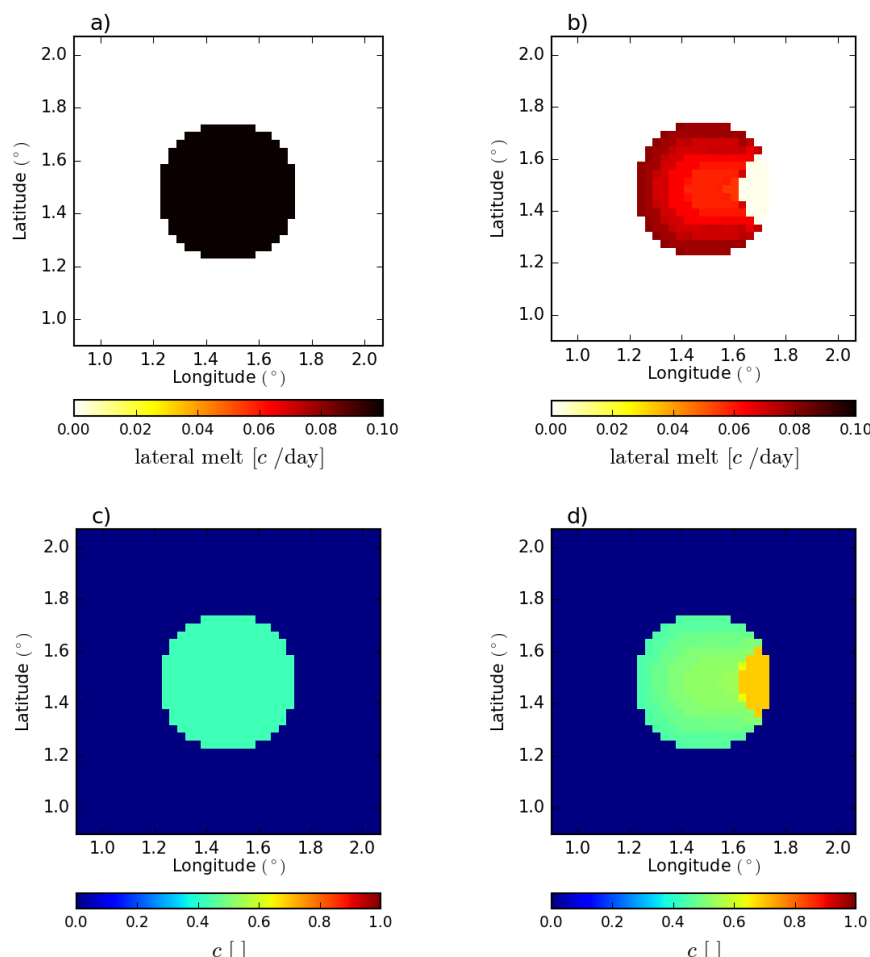


FIGURE 4.12 – Fonte latérale (concentration en glace perdue par jour) et concentration en glace après 3 jours de simulation avec la paramétrisation de Lüpkes et al. (2012) (respectivement a) et c)) et notre paramétrisation (respectivement b) et d)). Les conditions initiales sont celles décrites en Fig. 4.4, avec des vagues de $H_s = 3$ m et de période $T_p = 10$ s.

4.1.3 Stress radiatif dû aux vagues

Les vagues transportent à la fois de l'énergie et de la quantité de mouvement. Nous avons vu jusqu'à présent comment l'énergie pouvait être rétro-diffusée ou absorbée en présence de glace, mais nous ne nous sommes pas intéressés à la quantité de mouvement. Quand une vague est atténuée suite à sa rencontre avec un objet à la surface, que son énergie soit dissipée ou absorbée, une partie de sa quantité de mouvement est soit réfléchiée soit dissipée (Longuet-Higgins and Stewart, 1964; Longuet-Higgins, 1977). On observe donc une variation dans le flux de la quantité de mouvement. Soit M la quantité de mouvement associé au spectre de vagues F en un point du domaine \mathbf{x} :

$$M = \rho_w g \int_0^\infty \int_0^{2\pi} \frac{F(\mathbf{x}; \omega, \theta)}{\omega/k} (\cos \theta, \sin \theta) d\theta d\omega \quad (4.35)$$

et le flux associé :

$$D_t M = \rho_w g \int_0^\infty \int_0^{2\pi} \frac{D_t F(\mathbf{x}; \omega, \theta)}{\omega/k} (\cos \theta, \sin \theta) d\theta d\omega \quad (4.36)$$

En faisant la même hypothèse que Williams et al. (2017), à savoir que l'atténuation des vagues est seulement due à la présence de glace, nous avons :

$$D_t M = \rho_w g \int_0^\infty \int_0^{2\pi} \frac{S_{\text{ice}}(\mathbf{x}; \omega, \theta)}{\omega/k} (\cos \theta, \sin \theta) d\theta d\omega \quad (4.37)$$

Or Longuet-Higgins and Stewart (1964) montrent que cette variation de flux de quantité de mouvement s'apparente à un stress, qu'ils appellent stress radiatif dû aux vagues. Ce stress a pour effet d'exercer une force horizontale sur les objets flottants pour lesquels une partie des vagues est réfléchiée ou absorbée (Longuet-Higgins, 1977). On appelle $\tau_{w,i}$ ce stress, et on a donc :

$$\tau_{w,i} = \rho_w g \int_0^\infty \int_0^{2\pi} \frac{S_{\text{ice}}(\mathbf{x}; \omega, \theta)}{\omega/k} (\cos \theta, \sin \theta) d\theta d\omega \quad (4.38)$$

Une fois calculées dans WAVEWATCH III[®], les deux composantes du vecteur associé à ce stress radiatif sont envoyés au modèle de glace et ajoutés à l'équation de quantité de mouvement de la glace du modèle de glace à la manière de ce qui est fait dans Williams et al. (2017). L'équation 1.78 présentée dans le chapitre 1 devient alors :

$$m D_t \mathbf{u} = \nabla \cdot (\boldsymbol{\sigma}) + c(\tau_a + \tau_o) + \tau_{w,i} - m f \mathbf{k} \times \mathbf{u} - m g \nabla \eta \quad (4.39)$$

où, pour rappel, m est la masse totale de neige et de glace par unité d'aire, \mathbf{u} est le vecteur de vitesse horizontale de la glace et $\boldsymbol{\sigma}$ est le tenseur des forces interne de la glace. Suivent les termes de stress τ_a , τ_o , et le nouveau terme $\tau_{w,i}$, associés respectivement aux stress provenant de l'atmosphère, de l'océan, et des vagues. Les deux premiers cités sont multipliés par c , la concentration en glace, afin de prendre en compte uniquement la surface recouverte par la glace. Le terme associé aux vagues n'a pas besoin d'être multiplié dans le modèle de glace, l'effet de la couverture partielle de la surface par la glace étant déjà inclus dans le calcul de $\tau_{w,i}$ par le modèle de vagues. L'avant-dernier terme représente les effets de la force de Coriolis, f étant le paramètre de Coriolis et \mathbf{k} un vecteur unitaire normal à la surface de la Terre. Le dernier terme représente l'effet de la pente de surface, η étant l'élévation de surface.

Comme le montre l'équation 4.38, le stress radiatif est directement dépendant des processus d'atténuation, ce qui donne une grande importance au choix fait dans le modèle de vagues, les résultats pouvant être significativement impacté selon les processus activés (voir Fig. 4.13).

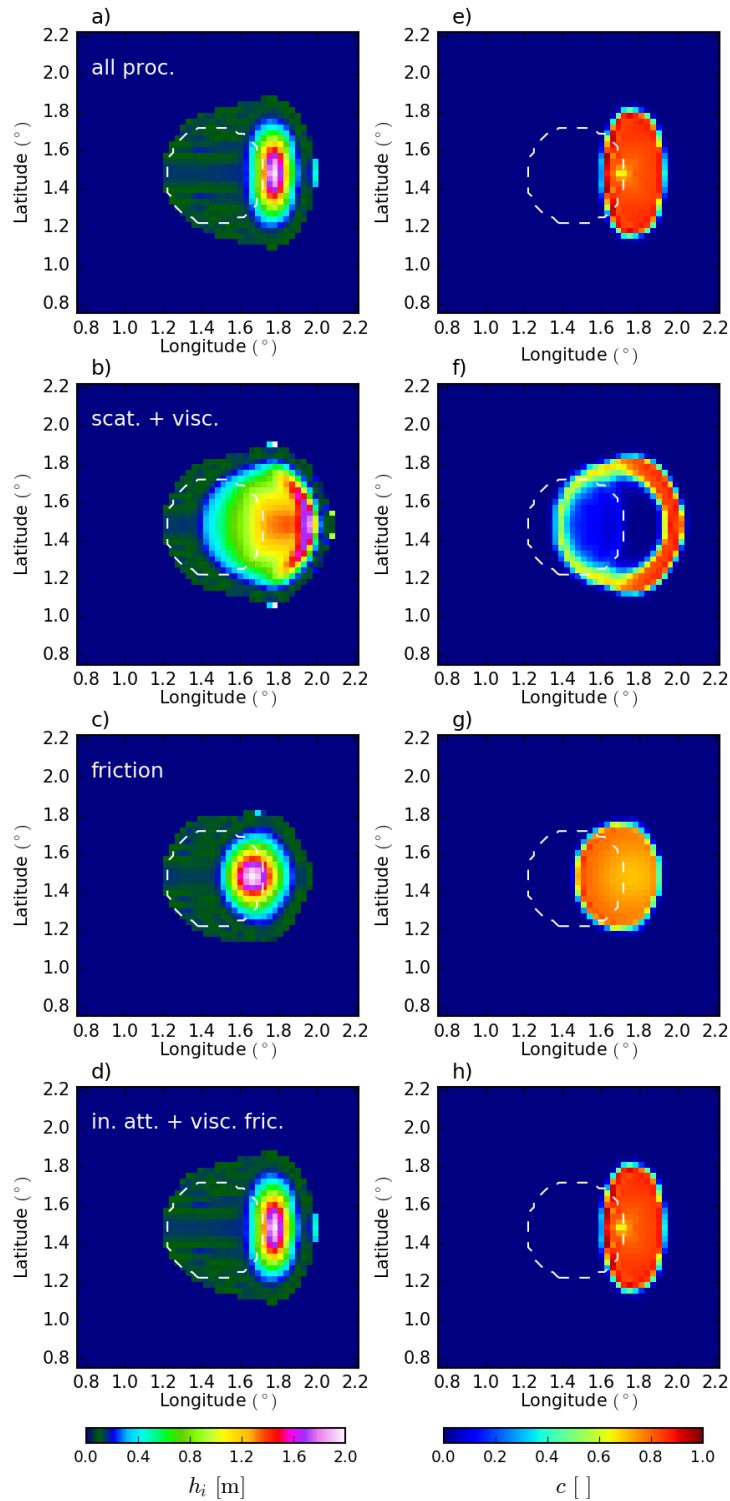


FIGURE 4.13 – Épaisseurs de glace (à gauche, de a) à d)) et concentration (à droite, de e) à h)) après 3 jours de simulation pour différentes combinaison de processus d'atténuation dans le modèle de vagues. Le contour pointillé blanc décrit la présence initiale de glace comme présentée en Fig. 4.4.

4.1.4 Difficultés inhérentes à l'échange d'une même variable entre 2 modèles

Nous nous sommes jusqu'à présent intéressés au fonctionnement théorique du couplage entre les 2 modèles, mais avons omis de mentionner l'un des écueils relatifs au fonctionnement des coupleurs. En effet, dans notre couplage nous souhaitons échanger des informations sur la taille des plaques depuis le modèle de vagues vers le modèle de glace, et du modèle de glace vers le modèle de vagues (cf. Fig. 4.1 et Fig. 4.7).

En pratique, un coupleur tel qu'OASIS fonctionne de la manière suivante : A chaque pas de temps t sont calculées les variables à échanger. Arrivé à un pas de temps de couplage t_{cpl} , les variables sont envoyées au coupleur, OASIS dans notre cas. Au pas de temps t_{cpl+1} , les variables qui ont été échangées sont prises en compte dans chacun des modèles. Les variables calculées à un pas de temps t_{cpl} par le modèle 1 sont donc uniquement prises en compte au pas de temps t_{cpl+1} par le modèle 2. C'est ce qu'on appelle le *lag* (décalage temporel). La figure 4.14 illustre un tel échange dans le cas de notre couplage vagues/glace.

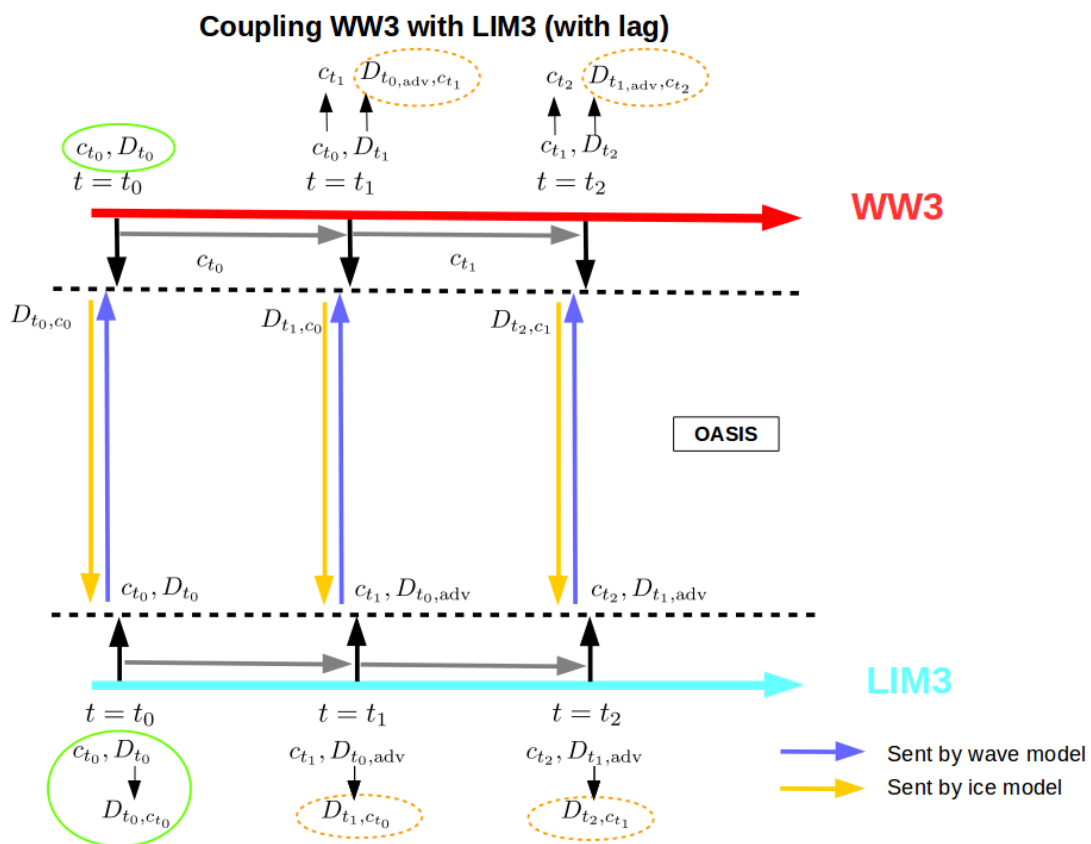


FIGURE 4.14 – Illustration du couplage vagues-glace, les deux modèles ayant le même pas de temps.

Imaginons que l'on parte d'un pas de temps t_0 et que les 2 modèles aient le même pas de temps, qui soit également un pas de temps couplage. Nous nous intéressons uniquement aux variables c , la concentration en glace, et D_{max} , abrégée en D dans la figure 4.14. Le décalage temporel du couplage va avoir pour conséquence d'envoyer la concentration en glace c_{t_1} au modèle de vagues entre les pas de temps t_1 et t_2 , alors qu'à la fin du pas de temps t_2 , le modèle de glace aura comme valeur c_{t_3} . Ce décalage est une manière habituelle de fonctionner lors du couplage de deux modèles. Le problème original de notre configuration est qu'en même temps que la concentration, nous envoyons au modèle de vagues la taille des plaques de glace qui a été advectée. Mettons qu'entre t_0 et t_1 la glace ait été cassée. Dans ce cas là on a $D_{t_1} < D_{t_0}$. Cette variable D_{t_1} est calculée pour la glace dans sa configuration " c_{t_0} ", puis envoyée au modèle de

glace où la glace s'est déplacée et se trouve en configuration " c_{t_1} ". Pendant ce temps, le modèle de glace a calculé $D_{t_0,adv}$, qui résulte de l'advection des plaques. Lors de l'échange, au début du pas de temps qui va de t_1 à t_2 , le modèle de vagues va recevoir $D_{t_0,adv}$, et va donc gagner l'information de l'advection, mais perdre l'information de la casse. Le modèle de glace lui va recevoir D_{t_1} , et perdre l'information de l'advection de la taille des plaques (mais pas de la glace, qui est contrôlée par la variable c_{t_1}), mais gagner l'information de la casse. Ces pertes d'information sont entourées en orange en Fig. 4.14.

Ces pertes d'information ne sont cependant pas réhébitoraires. L'information d'advection est désormais présente dans le modèle de vagues, et celle de la casse dans le modèle de glace. De plus, au début du pas de temps du modèle de vagues, l'état de mer n'a pas été affecté. Or, lorsqu'il va s'agir de déterminer la nouvelle casse de la glace dans ce même modèle, c'est toujours cet état de mer qui va être utilisé. L'état de mer aux pas de temps suivants va en revanche être légèrement modifié, car la valeur de D_{max} reçue est notamment utilisée dans le calcul de la longueur d'onde dans la glace et de la rétro-diffusion. De plus, elle n'affecte pas les résultats des parties précédentes, car elles n'ont d'effet sensible que lorsque l'état de glace (à savoir l'épaisseur et la concentration) est altéré entre 2 pas de temps.

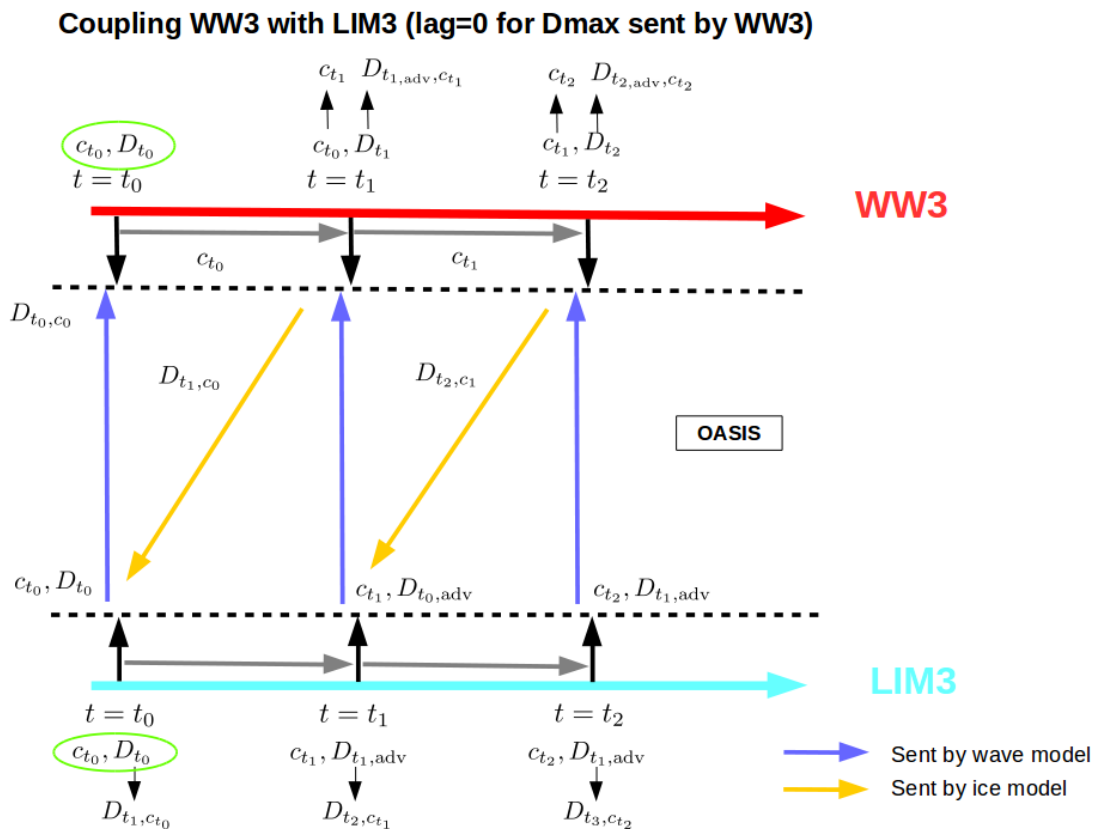


FIGURE 4.15 – Illustration du couplage vagues-glace, les deux modèles ayant le même pas de temps. Dans ce cas, la variable $D_{max,WW3}$ calculée lors d'un pas de temps est envoyée au modèle de glace à ce même pas de temps.

Il est possible également de modifier les paramètres du coupleur pour forcer les deux modèles à fonctionner de manière asynchrone. Il suffit pour cela d'imposer une absence de décalage temporel pour la variable $D_{max,WW3}$ envoyée au modèle de vagues. Le nouveau schéma de couplage est alors illustré par la figure 4.15. Dans ce cas, le modèle de vagues tourne d'abord et calcule la taille des plaques avec les propriétés de glace fournies par le modèle de glace au pas de temps précédent. Puis il envoie la taille maximale calculée au modèle de glace, qui peut alors

l'advecter. Si ce schéma a l'avantage d'être plus cohérent, il a l'inconvénient d'être, en pratique, moins stable techniquement, et surtout moins efficace en terme de temps de calcul, ce qui est gênant lors d'un usage sur des simulations longues ou pour un usage opérationnel. De plus, il implique de faire tourner les deux modèles l'un après l'autre à chaque pas de temps. Il est donc intéressant, dans une étude comme la notre, où l'objectif n'est pas tant de prévoir précisément la dérive de la glace dans un cas particulier mais bien d'évaluer l'impact des vagues sur la banquise à l'échelle des pôles ou de leurs régions, d'évaluer les différences obtenues selon le schéma utilisé. Ces différences en ce qui concerne les tailles maximales de plaques dans le modèle LIM3 et la hauteur significative des vagues sont présentées en Fig.4.16, et en ce qui concerne la concentration et l'épaisseur en Fig. 4.17. A noter que pour ces figures, les pas de temps utilisés dans chaque modèle sont égaux ($\Delta t = 300$ s), et que les variables sont échangées à chaque pas de temps.

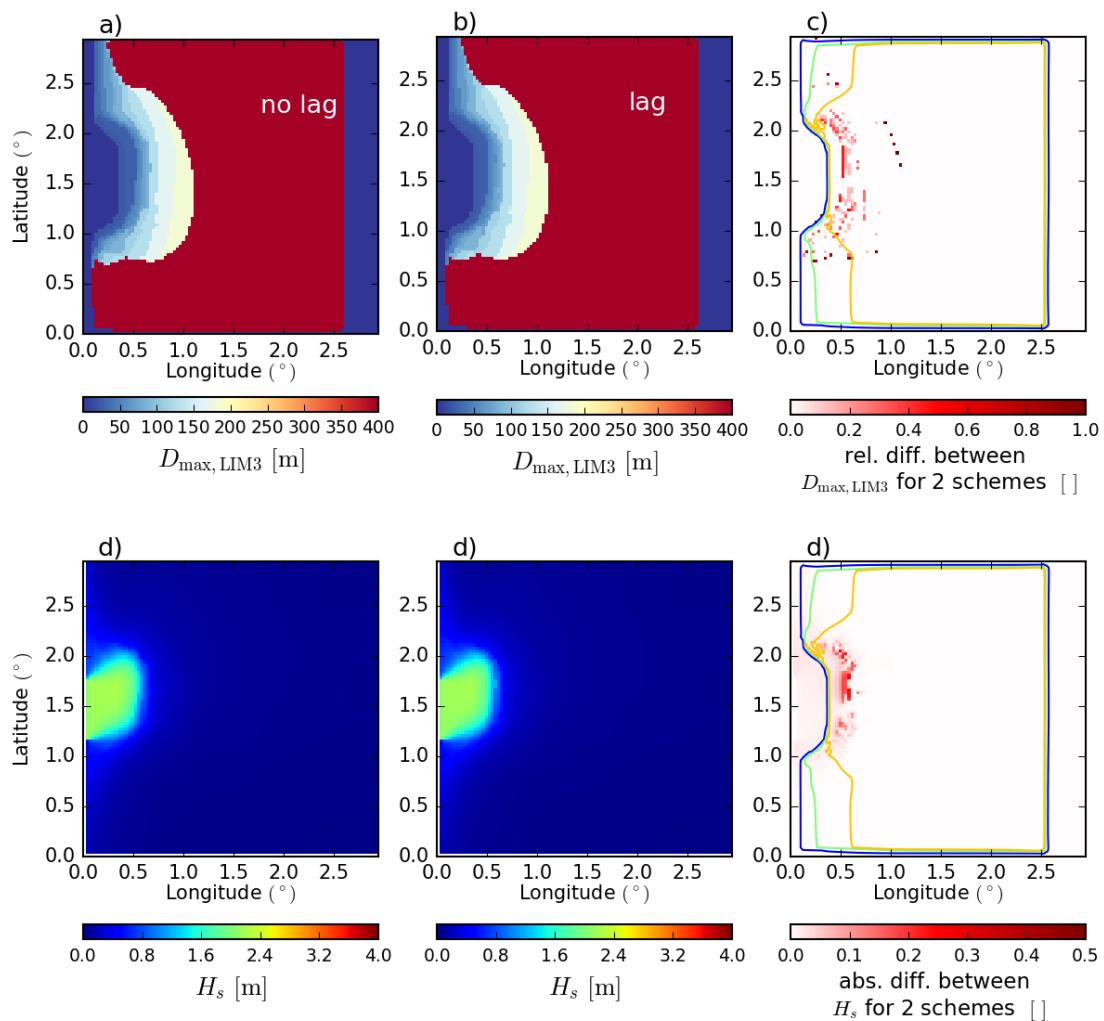


FIGURE 4.16 – Illustration des différences obtenues pour $D_{\max, \text{LIM3}}$ (différence relative) et H_s (différence absolue) après 60 h de simulation pour deux schémas de couplages différents. Les panneaux a) et d) présentent les résultats obtenus en suivant un schéma similaire à la figure 4.14, et les panneaux b) et e) pour un schéma similaire à la figure 4.15. Le panneau c) représente la différence relative entre les deux $D_{\max, \text{LIM3}}$ obtenus, et le panneau f) la différence absolue entre les deux H_s . Sur ces deux derniers panneaux sont également tracés les contours correspondant à 0.1 (bleu), 0.5 (vert) et 0.7 (jaune-orange). Le pas de temps de chaque modèle est égal au pas de temps de couplage, qui est de 300 s.

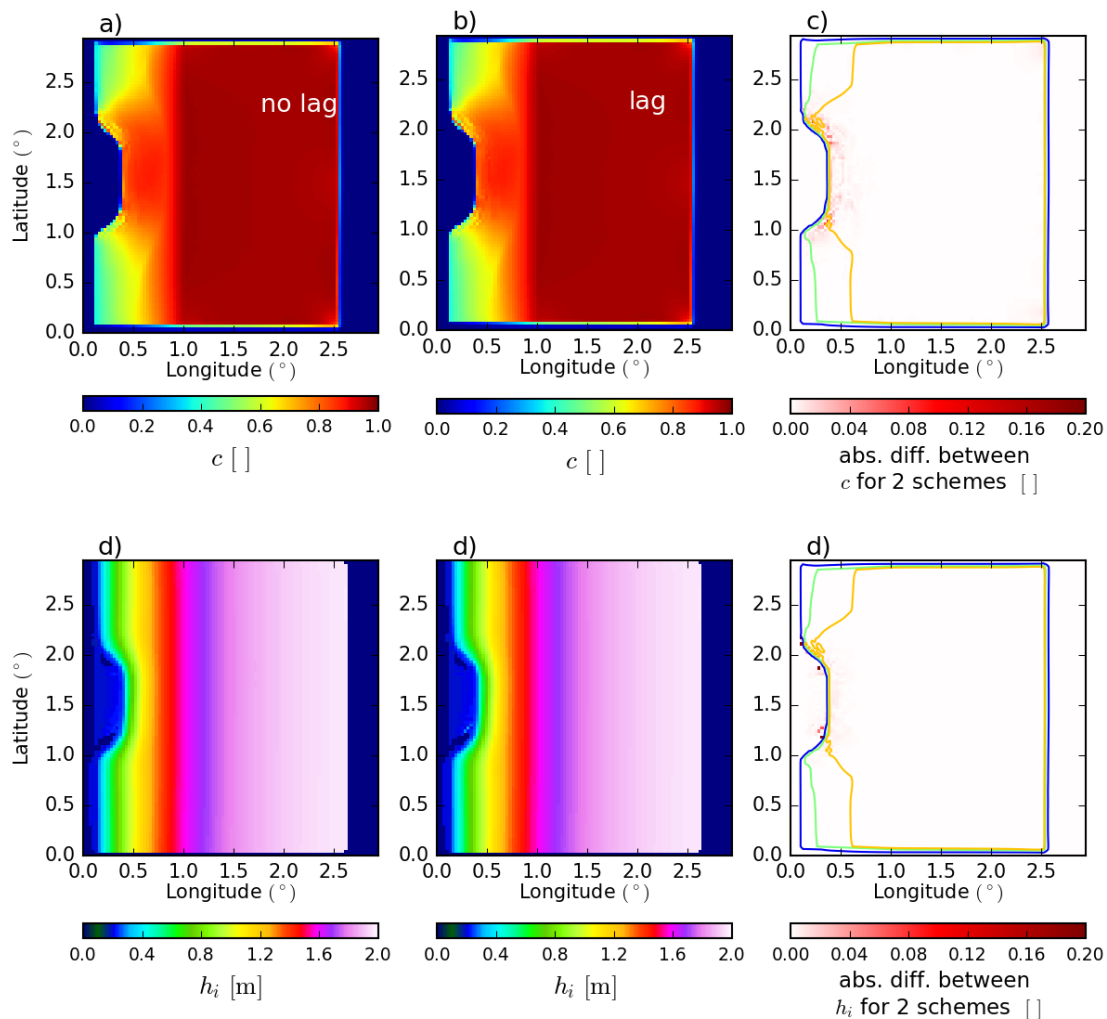


FIGURE 4.17 – Illustration des différences obtenues pour c et h_i pour deux schémas de couplages différents. Les panneaux a) et d) présentent les résultats obtenus en suivant un schéma similaire à la figure 4.14, et les panneaux b) et e) pour un schéma similaire à la figure 4.15. Le panneau c) représente la différence absolue entre les deux concentration en glace c obtenues, et le panneau f) la différence absolue entre les deux épaisseurs de glace h_i . Sur ces deux derniers panneaux sont également tracés les contours de concentrations correspondant à 0.1 (bleu), 0.5 (vert) et 0.7 (jaune-orange). Le pas de temps de chaque modèle est égal au pas de temps de couplage, qui est de 300 s.

On observe que des différences sont bien visibles dès 60 h de simulation en ce qui concerne H_s et $D_{\max, \text{LIM3}}$. En revanche, elles demeurent relativement limitées : environ de 30 cm ponctuellement pour H_s , en général de l'ordre de quelques centimètres seulement, quant à $D_{\max, \text{LIM3}}$ on observe des différences parfois relativement importantes mais assez localisées. D'une manière générale, si l'on regarde le comportement général de ces deux grandeurs, il demeure sensiblement identique (voir la zone de glace cassée dans les deux modèles Fig. 4.16.a et Fig. 4.16.b). Quant à l'effet sur la glace dû à la différence de stress $\tau_{w,i}$ calculé qui résulte de ces différences, la figure 4.16 montre qu'il est quasi-nul.

En conclusion, si à haute résolution (3 km ici) les 2 schémas donnent des résultats qui varient localement et ponctuellement en ce qui concerne les grandeurs liées aux vagues, l'impact sur la glace demeure relativement le même. A des résolutions moins élevées (par exemple au 1/4

de degré), et pour des pas de temps relativement courts (de l'ordre de quelques centaines de secondes), pour lesquels les mouvements de la glace n'apparaissent quasiment pas entre deux pas de temps, on s'attend à ce que ces différences s'atténuent encore.

Un moyen d'éviter ce problème serait à l'avenir d'éviter l'échange de la même variable entre les deux modèles. On pourrait par exemple ne pas envoyer la taille des plaques depuis le modèle de vagues, mais bien tout le spectre de vagues pour refaire le calcul de détermination de la taille maximale des plaques de glace dans le modèle de glace. L'inconvénient est que cela requiert de n'échanger non plus un scalaire pour chaque point, mais bien un vecteur de la taille du nombre de fréquences du modèle spectral de vagues, en plus des nombreux paramètres à synchroniser entre les 2 modèles (rhéologie de la glace en flexion, valeur des fréquences...) et des grandeurs à recalculer dans le modèle de glace (vitesse de groupe, longueur d'onde sous la glace).

4.1.5 Bilan et limites de l'implémentation effectuée et des tests académiques

Une distribution de tailles des plaques de glace a été ajoutée dans le modèle LIM3, qui permet l'advection des plaques de glace une fois qu'elles ont été cassées. Cet ajout a cependant 2 principales limites. La première c'est que si la distribution peut évoluer sous l'effet de l'advection et de la fonte latérale, elle ne peut le faire que dans un sens : à aucun moment la concentration de catégories de plaques de glace cassées ne peut diminuer au profit de celle de plaques non cassées, car s'il existe dans des références des propositions pour la re-croissance des plaques cassées ([Horvat and Tziperman, 2015](#)), aucune n'a jamais été soumise à validation en l'absence de données. Par conséquent, la décision a été prise de ne pas inclure un tel mécanisme dans notre modèle, et de se focaliser plutôt sur l'analyse de cas où le regel de plaques est peu probable. Au moment de la rédaction de ce manuscrit, il apparaît qu'une étude récente de [Roach et al. \(2018b\)](#) propose un ensemble de mesures de croissance latérale des plaques, concrétisé par l'intégration d'un mécanisme de croissance de la taille des plaques intégré à un modèle de glace [Roach et al. \(2018a\)](#). La seconde limite est la très forte hypothèse faite d'après [Toyota et al. \(2011\)](#) que la distribution de tailles des plaques après la casse de la glace par les vagues suit une loi de puissance et dont la limite supérieure dépend de l'état de mer. Une étude récente de [Herman \(2017\)](#), avec un modèle de vagues non hydrostatique à éléments finis, tend à montrer que la longueur d'onde des vagues est de moindre importance par rapport aux propriétés de la glace en ce qui concerne la taille des plaques résultant d'un événement de casse de la glace.

Par ailleurs, la physique incorporée dans le couplage présenté ici ne recouvre pas l'ensemble des interactions que nous avons pu mentionné dans le chapitre d'introduction. Parmi les manques qui pourraient faire l'objet de développements futurs, citons par exemple l'effet du chevauchement et de la formation de crêtes de compression dans la redistribution des tailles de plaques, le couplage entre le mélange de l'océan et les vagues (qui fait l'objet d'autres études, en dehors de la glace), et enfin une modification de la rhéologie avec une diminution des contraintes internes lorsque la glace est cassée (voir [Williams et al. \(2017\)](#) avec un modèle utilisant une rhéologie élasto-fragile). Notons aussi que la casse de la glace ne modifie pas la fraction de la surface occupée par les chenaux d'océan libre entre les plaques de glace. L'analyse qui va suivre va donc permettre d'analyser, dans une configuration réaliste, les effets inclus dans le couplage, à savoir l'utilisation de la concentration et de l'épaisseur de glace issue du modèle LIM3 dans le modèle de vagues, l'ajout du stress radiatif des vagues, et l'ajout d'une distribution de tailles des plaques de glace qui permet une modification de la paramétrisation de la fonte latérale.

4.2 Application à une configuration Arctique réaliste au quart de degré

4.2.1 Description de la configuration

Dans nos simulations, nous utilisons le modèle d’océan NEMO 3.6 (Madec, 2008) associé au modèle de glace LIM3.5 (Rousset et al., 2015) dans le cadre de la configuration CREG025. Cette configuration est le résultat d’une extraction régionale de la configuration ORCA025 qui recoupe le bassin Arctique ainsi que l’Atlantique Nord jusqu’à la latitude 27°N et pour laquelle il n’y a pas de repliement de la grille au nord. La configuration ORCA025 est quant à elle développée conjointement par le consortium Drakkar et Mercator-Océan (Barnier et al., 2006). La configuration a 75 niveaux verticaux et une résolution horizontale au quart de degré (environ 12 km en Arctique). Les conditions initiales sont issues de la climatologie du World Ocean Atlas 2009 pour la température et la salinité lorsque l’océan est au repos. L’épaisseur de la glace et sa concentration initiale sont elles issues d’une longue simulation ORCA025 réalisées par le consortium Drakkar. Les conditions aux frontières latérales sont issues de climatologies mensuelles issues de cette même simulation ORCA025. Le forçage atmosphérique est issu du jeu de forçages Drakkar (DFS 5.2, qui est une version mise à jour de celui décrit dans l’article de Brodeau et al. (2010)). Les apports d’eau douce issu des rivières et des calottes de glace ont été récemment corrigées pour inclure la contribution croissante du Groenland (Gillard et al., 2016). Le mélange est assuré par un modèle d’énergie cinétique turbulente (Blanke and Delecluse, 1993) et la récente paramétrisation du mélange induit par la marée introduit par De Lavergne et al. (2016), qui permet de se passer de la prescription d’un mélange ambiant. La diffusion horizontale des traceurs due à la turbulence océanique est fixées à 300 m²/s.

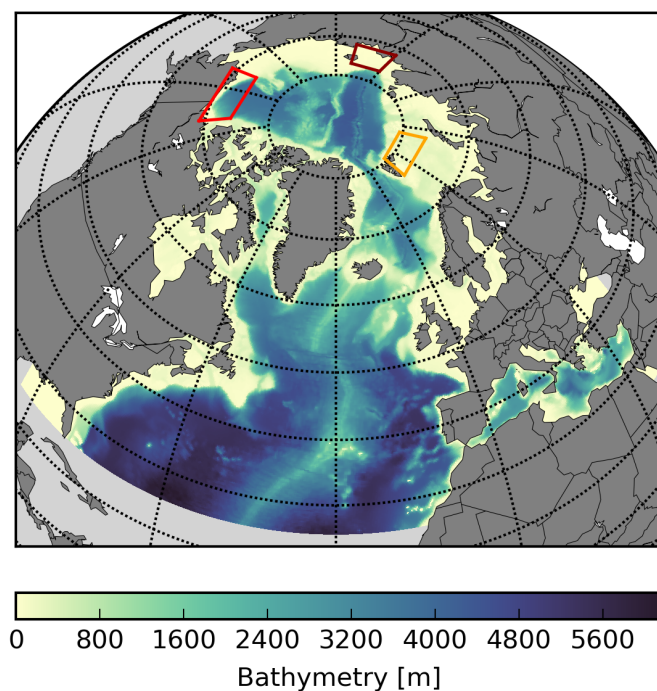


FIGURE 4.18 – Bathymétrie du domaine simulé dans la configuration CREG025 de NEMO-LIM3. Les 3 zones encadrées correspondent aux 3 régions où ont lieu l’étude d’événements particuliers en section 4.2.3b : en rouge foncé le cas *i*) en mer de Laptev, en rouge le cas *ii*) en mer de Beaufort, et en orange le cas *iii*) en mer de Barents.

Le modèle WAVEWATCH III[®] quant à lui utilise les termes sources décrits dans (Arduin et al., 2010), et est forcé par les vents neutres à 10 m issus de la réanalyse ERA-Interim (Dee

et al., 2011). La grille est la même que pour le modèle NEMO-LIM3. Le coupleur utilisé pour envoyer/recevoir les variables entre les 2 modèles est le coupleur OASIS3-MCT (Craig et al., 2017). Les interactions vagues-glace sont prises en compte grâce à la paramétrisation présentée dans les chapitres 2 et 3 de cette thèse (voir aussi Boutin et al. (2018); Ardhuin et al. (2018)), qui inclue la représentation de la casse de la glace, la rétro-diffusion des vagues, ainsi que la dissipation due à la friction et à l'atténuation inélastique. La rétro-diffusion conserve l'énergie, et les coefficients utilisés sont ceux fournis par Bennetts and Squire (2012). La longueur de rugosité z_0 utilisée pour la friction est égale à 1 cm. La valeur du coefficient B pour l'atténuation inélastique est prise égale à $1 \times 10^7 \text{ Pa.s}^{1/3}$. Cette valeur élevée par rapport à l'étude d'Ardhuin et al. (2018) se justifie par l'absence de re-formation de la glace lorsque les modèles sont couplés. Pour rappel, dans une simulation non-couplée, D_{\max} dépend uniquement de l'état de mer. Si les vagues ne sont pas suffisamment courbées pour casser la glace, D_{\max} ré-augmente. Ainsi, deux événements de vagues entrecoupés d'une accalmie vont rencontrer des plaques non cassées, et être fortement atténuées. L'un des objectifs du couplage avec un modèle de vagues est de pouvoir se passer d'un tel regel artificiel, les plaques de glaces cassées pouvant par exemple être advectées ailleurs et remplacées par des plaques non cassées. Néanmoins, en l'absence d'un mécanisme de regel, le risque est d'accumuler les événements de casse et par conséquent de diminuer l'atténuation des vagues, entraînant par une boucle de rétro-action positive plus d'événements de casse. Pour limiter les effets de cette boucle de rétro-action, nous avons par conséquent pris les décisions suivantes :

- Les simulations présentées sont concentrées sur les mois d'été, pour lesquels, dans un contexte de fonte, un regel des plaques de glace est moins probable après un événement de casse. Chaque simulation est initialisée avec une banquise entièrement intacte.
- La durée des simulations analysées ne doit pas dépasser 2 mois, période au delà de laquelle nous avons constaté que la largeur de la région où la banquise était cassée devenait irréaliste, avec des extensions de banquise complètement cassée ($D_{\max} \leq 50 \text{ m}$) de l'ordre de quelques centaines de kilomètres.
- La dissipation est la même que pour la partie 3 de l'article Boutin et al. (2018), avec en particulier une dissipation inélastique très importante due au fait que $B = 1 \times 10^7 \text{ Pa.s}^{1/3}$, afin de limiter l'extension de la banquise cassée.

Cette limitation temporelle des simulations pour rester dans un cas "réaliste" impose de rechercher une période appropriée pour une étude de cas. Bien qu'une comparaison avec les observations satellites eût été particulièrement intéressante, il s'avère que le modèle NEMO-LIM3 échoue en général à représenter la fonte lors des mois d'août-septembre, spécialement du côté Pacifique (Nord de la Sibérie, de l'Alaska et du Canada) où la glace tend à rester relativement compacte et à ne pas fondre. Cet excès de glace lors du minimum estival, qui n'a rien d'inhabituel dans les modèles de glace (Stroeve et al., 2014a), est problématique dans notre cas, au sens où en limitant le fetch disponible, il empêche la génération de vagues dans des zones qui sont en réalité libres de glace. Par ailleurs, d'une manière générale, en l'absence d'assimilation de données, il est difficile de comparer modèle et observations, l'effet des vagues étant très dépendant de la moindre variation du bord de glace. Par conséquent, il a été décidé de se concentrer sur les effets du couplage sur les vagues et le bord de glace en comparaison avec des simulations non-couplées, afin de bien comprendre les changements apportés par notre travail. Par ailleurs, l'année 2010 présente une fonte suffisamment importante en mer de Beaufort et en mer de Sibérie Orientale pour que les vagues s'y développent, bien que la glace y soit toujours en excès (voir Figure 4.19). Nous avons donc choisi de travailler sur cette année en particulier. Elle présente également une bande de glace moins concentrée qui traverse l'ensemble de l'Arctique de la mer du Groenland jusqu'à la mer de Beaufort. Une telle baisse de la concentration est également visible dans la moyenne des observations du capteur SSM/I, bien que moins marquée. La concentration chutant par moment à des valeurs aux alentours de 50% , des vagues y sont générées qui cassent la glace. L'intensité de cette baisse de la concentration dans le modèle, son caractère exceptionnel (elle n'est pas présente dans les années qui suivent), la méconnaissance que l'on a de la génération des vagues dans les zones où la glace est fortement présente, et sa latitude très élevée pour laquelle

il est possible qu'un regel des plaques se fasse plus aisément, font que nous ne considérerons pas cette zone éloignée des eaux libres dans notre analyse de l'effet des vagues.

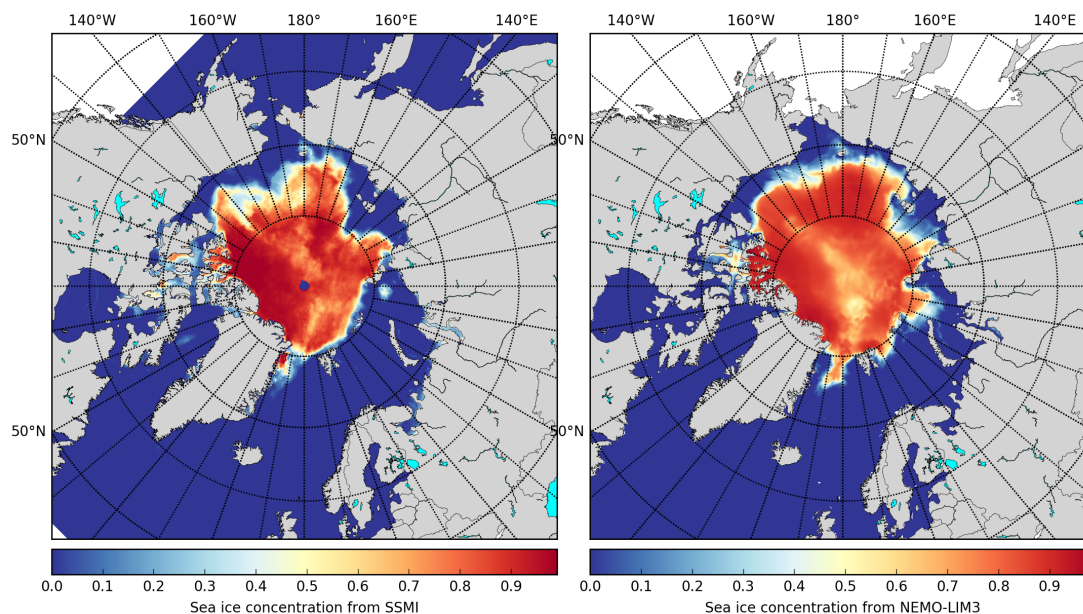


FIGURE 4.19 – Comparaison entre la concentration en glace moyenne du mois d'août 2010 estimée par le capteur SSMI (Données CERSAT/IFREMER) et simulée par NEMO-LIM3 (non couplé)

Pour chaque simulation, nous partons de l'état initial fourni par une simulation non-couplée de NEMO-LIM3 démarrante au 1er janvier 2002. Nous concentrons notre analyse aux couches de surface et à la glace, pour lesquelles les 8 ans de temps d'ajustement entre 2002 et 2010 sont normalement très suffisants. Au début de chaque simulation, l'état de mer est au repos. Le temps d'ajustement du modèle de vagues n'excède pas quelques jours, voire moins pour les mers marginales où le fetch est particulièrement restreint par la glace au début de la simulation. Le pas de temps est identique pour les deux modèles et pour le coupleur et est de 12 minutes.

4.2.2 Effets observés du couplage vagues-glace : comparaisons avec une simulation non-couplée du modèle de vagues

A la suite de ce qui a été présenté dans le chapitre 2, nous nous sommes intéressés aux changements introduits par le couplage dans l'évolution des propriétés de l'état de mer. Pour cela nous comparons une simulation non couplée de WAVEWATCH III[®], forcée avec les sorties journalières du modèle NEMO-LIM3 non couplé. La figure 4.20 montre les résultats moyennés sur 2 mois obtenus pour une configuration couplée avec 75 catégories dont la largeur des intervalles est uniforme et égale à 5 m, la simulation démarrante au 1er août 2010.

Le choix d'une largeur uniforme pour les catégories s'est imposé cette fois par des essais infructueux avec des largeurs suivant une loi de puissance (non montrés ici). Contrairement aux simulations sur un domaine simplifiée comme vus précédemment, et pour une raison que nous n'avons pas encore déterminée, celles-ci échouent à échanger convenablement l'information de la taille des plaques entre les deux modèles, résultant en une casse très importante de la glace au bord. Cette augmentation de la casse va de pair avec une augmentation de la hauteur significative des vagues dans la simulation couplée par rapport à une simulation du modèle de vagues non couplée (forcée par des propriétés de la glace issus de NEMO-LIM3, non couplé également) de l'ordre de 1 m en moyenne sur la durée de la simulations dans certaines régions.

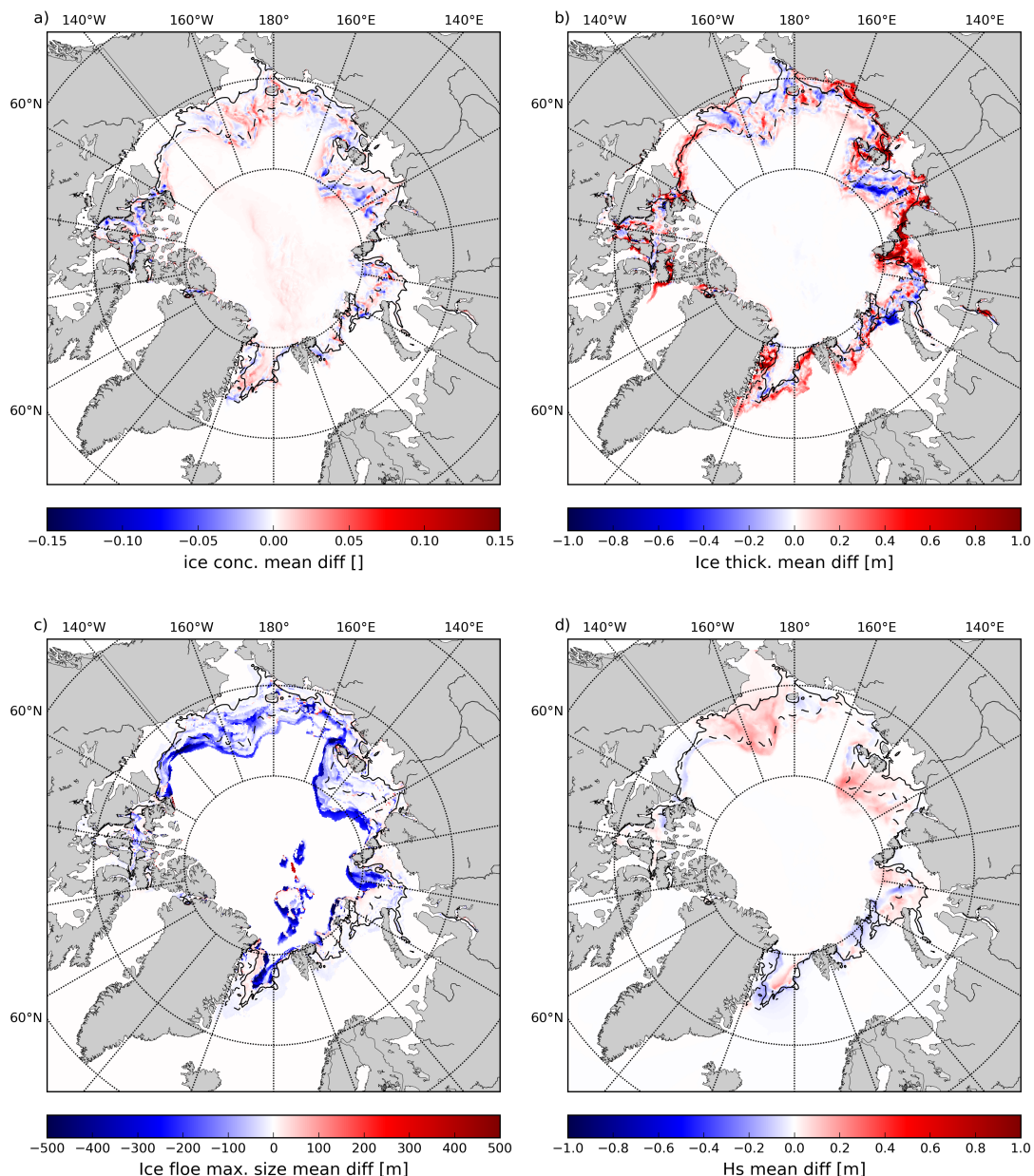


FIGURE 4.20 – Moyenne de la différence des propriétés de la glace (concentration (a), épaisseur (b), taille maximale des plaques de glace (c)) et de la hauteur significative des vagues (d) entre une simulation couplée avec 75 catégories de tailles de plaques de glace de largeur uniforme 5 m et une simulation non couplée. Les traits noirs continus et en pointillés correspondent respectivement au bord de glace ($c \geq 0.15$) pour le premier et pour le dernier jour de la simulation.

Les résultats d'une simulation couplée utilisant 75 catégories de largeur uniforme égale à 5 m donnent des résultats plus raisonnables lorsqu'on les compare à une simulation du modèle WAVEWATCH III[®] forcée par des propriétés de la glace issues de NEMO-LIM3 (voir Fig. 4.20). En effet, la différence de hauteur significative des vagues est nettement réduite par rapport à une simulation utilisant des largeurs d'intervalles fonction d'une loi de puissance : de l'ordre de 10 cm en bord de glace, le maximum de cette différence est ici de +27.5 cm en mer des Tchoukches, voir Fig. A pour situer), et celle-ci change de signe selon les régions. La différence de taille maximale des plaques quant à elle tend à diminuer, mais témoigne toujours d'une augmentation générale de la casse. L'inconvénient étant que ces largeurs uniformes obligent à recourir à un grand nombre de catégories pour assurer une couverture complète des tailles de plaques possiblement générées par la casse de la banquise par les vagues. Dans notre cas, l'utilisation de 75 catégories d'intervalle

5 m avec $D_{\min} = 8$ m permet une couverture de plaques de tailles jusqu'à 383 m. L'augmentation du nombre de catégories pour assurer une couverture des plaques de tailles supérieures à 700 m (voir le cas de 140 catégories présenté en annexe Fig. C.2) a un impact négligeable sur les résultats. La résolution, c'est à dire la largeur des intervalles, a elle un impact sur les propriétés des vagues et sur la taille des plaques de glace. Une diminution de la largeur des intervalles a pour effet général d'augmenter la casse de la glace et la hauteur des vagues (voir Fig. C.1,C.2,C.3). Les différences entre les résultats obtenus pour une résolution de 5 m et de 2.5 m sont néanmoins assez faibles, voire négligeable sur les propriétés de la glace autre que la taille des plaques (non montré).

L'augmentation de la casse (c'est-à-dire la diminution de la taille des plaques de glace) avec la diminution de la largeur des intervalles peut s'expliquer par la surestimation de D_{\max} dans le cas de résolution trop lâches. Par exemple, pour des catégories définies avec une largeur de 10 m (Fig. C.1), si la valeur de la taille maximale des plaques envoyée par le modèle de vagues est telle que $D_{\max,WW3} = 61$ m, la valeur qui va correspondre dans le modèle de glace et qui sera renvoyée au modèle de vagues est $D_{\max,LIM} = 70$ m. Cette approximation va conduire à une augmentation de l'atténuation inélastique, qui domine la dissipation de l'énergie des vagues dans notre modèle (voir chapitre 2). Ainsi, l'évolution des résultats en fonction de la largeur des intervalles de tailles de plaques associés à chaque catégorie est expliquée. Il reste encore à appréhender les raisons derrière les variations de H_s entre les deux simulations, ainsi que celles pour lesquelles la casse augmente lorsque les deux modèles sont couplés, même avec une très faible largeur d'intervalle pour chaque catégorie (voir Fig. C.3).

Les variations du signe de la différence de H_s entre la simulation couplée et la simulation non-couplée peuvent s'expliquer au regard des variations des propriétés de la glace. En mer de Beaufort et en mer des Tchoukches, les variations de concentration et d'épaisseur ne présentent pas de coloration uniforme sur les panneaux a) et b) de la figure 4.20, contrairement à la différence de tailles des plaques de glace (c). L'augmentation générale de H_s dans cette région est par conséquent le résultat d'une augmentation de la casse. La conclusion est moins évidente en ce qui concerne l'augmentation de H_s en mer de Laptev, où l'on observe également une diminution de l'épaisseur et de la concentration de la glace, qui pourrait être à l'origine de l'augmentation de la hauteur des vagues et de la casse associée. Enfin, les zones où la différence de hauteur des vagues entre la simulation couplée et la simulation non-couplée tend à être négative sont principalement le bord de glace à l'est du Groenland et en mer de Barents. Dans cette dernière, la casse de la glace est peu modifiée, de même que la concentration en glace. La diminution de la hauteur significative des vagues est donc à mettre sur le compte de l'augmentation de l'épaisseur à la limite du bord de glace. A l'est du Groenland, les zones où la différence de H_s est négative correspondent à des régions où l'épaisseur de la glace est accrue à l'extérieur du bord de glace dans la simulation couplée, ce qui se cumule avec une augmentation de la concentration à l'intérieur du contour. Concernant la glace, l'augmentation du nombre de catégories a peu d'influence sur la concentration en glace, qui présente des motifs visiblement similaires. L'évolution de l'épaisseur de glace en revanche a été modifiée, la différence n'étant plus uniformément positive entre la simulation couplée et la simulation non couplée.

Les variations de H_s s'expliquent donc par les variations d'épaisseur et de concentration dues au couplage (qui elles-mêmes dépendent en partie de l'atténuation des vagues à travers le stress radiatif), mais aussi par des variations de taille maximale des plaques de glace qui peuvent être en partie dues à l'erreur introduite dans l'échange de la variable associée entre les 2 modèles, notamment lorsqu'il s'agit de calculer $D_{\max,LIM3}$ à partir de la DTP comme vu précédemment. Cela explique en partie la diminution générale de la taille des plaques lors de la simulation. Une autre partie de l'explication est donnée par l'effet des vagues sur la banquise déjà illustré avec les simulations en géométries simplifiées : le stress radiatif a pour conséquence de pousser la glace dans la direction des vagues atténuées. La conséquence, comme illustrée en mer de Beaufort par la Figure 4.21, est qu'il est courant qu'une partie de glace soit poussée et compactée vers

l'intérieur de la banquise, ce qui se traduit par une diminution de la concentration au bord, et une augmentation de la concentration et de l'épaisseur à l'intérieur (Figure 4.21a et 4.21b). Les vagues sont ainsi moins atténuées proche du bord de glace (Figure 4.21d), ce qui leur permet de casser la banquise sur une plus grande distance (Figure 4.21c). La casse étant irréversible, les vagues lors d'événements ultérieurs vont rencontrer de la banquise déjà cassée, et donc pénétrer plus loin, et ainsi participer à une boucle de rétro-action positive, dont les effets peuvent cependant être compensés par une augmentation locale de l'épaisseur ou de la concentration.

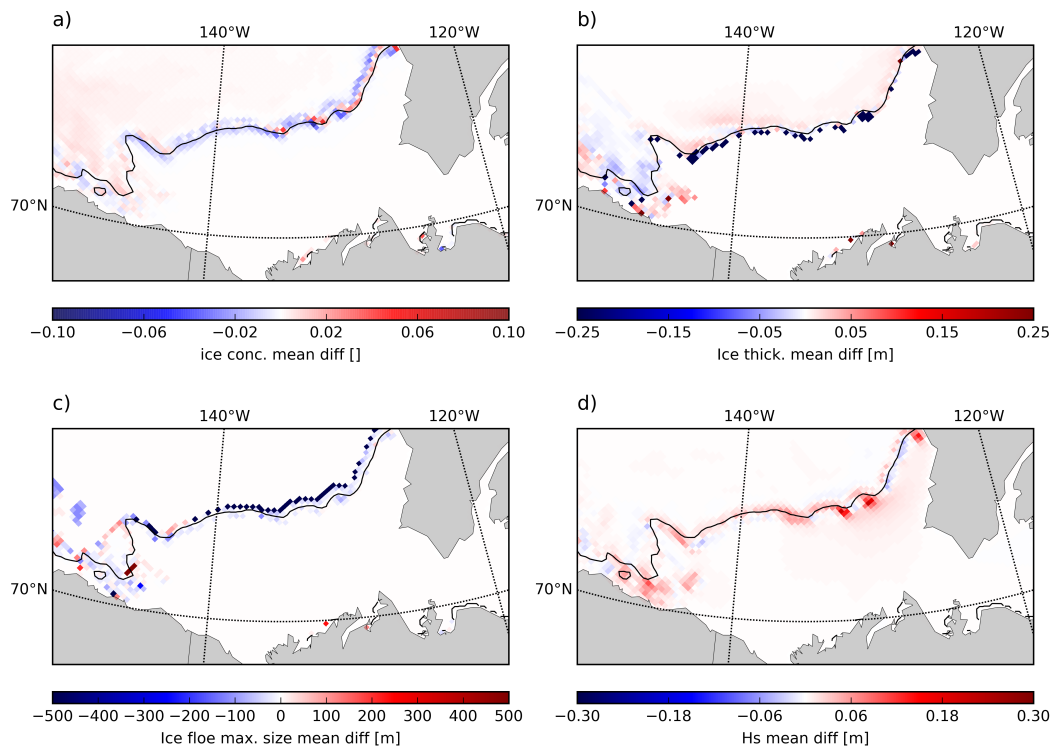


FIGURE 4.21 – Moyenne de la différence des propriétés de la glace et de la hauteur significative des vagues en mer de Beaufort après un jour de simulation. Le contour noir représente la limite des 15% de concentration pour la concentration en glace moyenne de la simulation couplée sur la période représentée.

La résolution de la grille étant pour l'Arctique de l'ordre de 12 km, et l'impact de la taille des plaques sur la propagation des vagues étant particulièrement important lorsque la dissipation inélastique est activée, il est possible qu'une variation même légère de la taille maximale des plaques soit à l'origine d'importantes différences d'atténuation. Or une baisse de l'atténuation va de pair avec une diminution de la taille des plaques, avec des conséquences pour la suite de la simulation puisque dans ce couplage la taille des plaques ne peut pas ré-augmenter sous l'effet du regel. La nature de notre couplage affecte essentiellement la glace, via l'ajout d'un stress et la modification de la paramétrisation de la fonte latérale, ce qui par rétro-action a un effet sur les propriétés envoyées aux vagues.

Enfin, nous nous sommes également intéressés à l'effet du décalage temporel dans l'échange de D_{\max} au sein du coupleur, comme présenté dans la section 4.1.4. Cette fois, la résolution plus faible a pour conséquence une advection lente de la glace d'un point de la grille à un autre. Ces conditions sont moins favorables aux problèmes posés par les Figures 4.15 & 4.14, ce qui se traduit par des différences très marginales (non montrées, mais non visibles avec les échelles de couleur de la figure 4.20 par exemple) entre une simulation où l'échange de D_{\max} se fait de manière décalée et une simulation où ce même échange se fait de manière simultanée entre les deux modèles.

4.2.3 Effets observés du couplage vagues-glace : comparaisons avec une simulation non-couplée du modèle de glace

a) A l'échelle du bassin Arctique

Nous analysons maintenant l'impact qu'a le couplage du modèle de vagues sur les propriétés de la glace simulées par le modèle de glace-océan NEMO-LIM3. L'effet sur la concentration en glace a déjà été brièvement discuté dans la section précédente : par rapport à une simulation non couplée, la concentration en glace montre des variations qui peuvent être positives ou négatives de manière locale, voire régionale (voir Figure 4.20&4.22). La configuration utilisée est la même que précédemment, avec toujours des simulations s'étendant du 1er août 2010 au 30 septembre 2010.

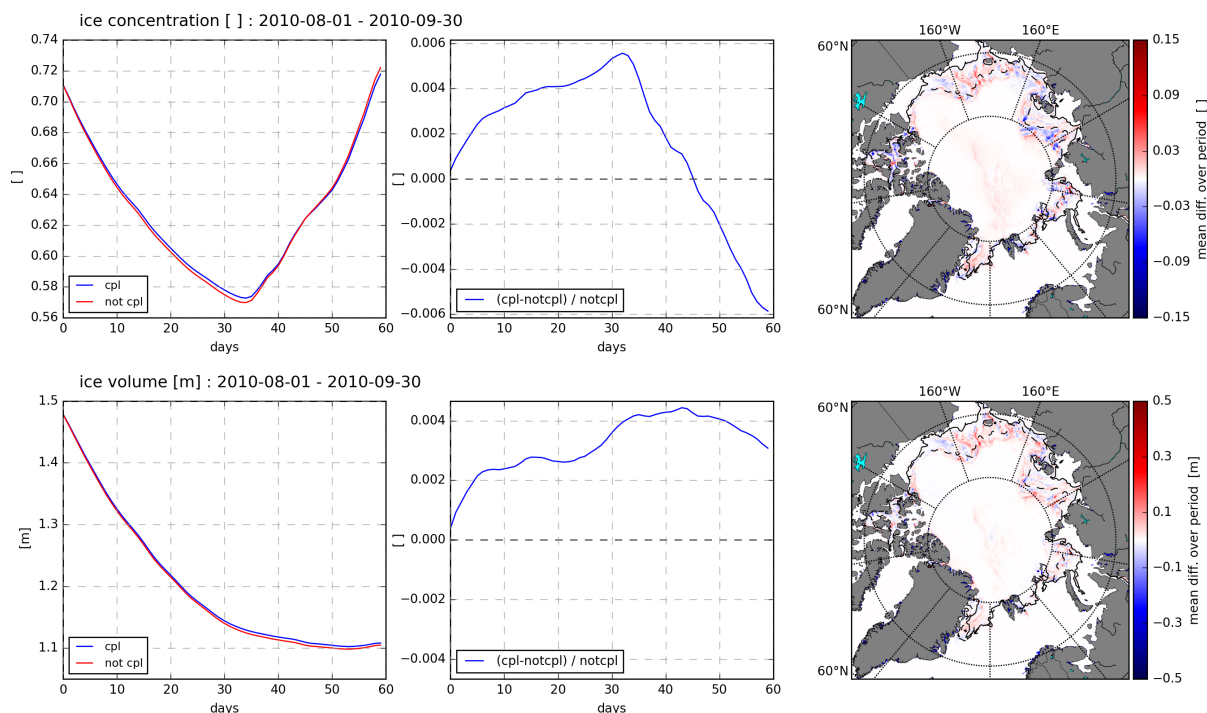


FIGURE 4.22 – Évolution de la concentration en glace (ligne du haut) et du volume de glace (ligne du bas) dans les deux simulations. Pour chaque ligne, le panneau le plus à gauche représente l'évolution temporelle de la grandeur étudiée pour la simulation couplée (en bleu) et pour la simulation non couplée (en rouge). L'évolution temporelle pour ces deux grandeurs est la valeur moyenne qui leur est associée, calculée comme la somme de toutes les valeurs pour chaque point où $c > 0$, divisée par le nombre de points respectant la même condition. Le panneau du milieu représente l'évolution temporelle de la différence pour la variable considérée entre la version couplée et la version non-couplée, divisée par la valeur de la variable issue de la simulation non-couplée. Le panneau le plus à droite représente enfin la moyenne de la différence de la variable considérée entre la version couplée et la version non-couplée pour la période étudiée (la durée totale de la simulation dans ce cas) sur une carte de la région considérée (ici l'ensemble de l'Arctique). Les traits noirs continus et en pointillés y correspondent respectivement au bord de glace ($c \geq 0.15$) pour le premier et pour le dernier jour de la simulation.

Si l'on regarde l'évolution de l'extension de la glace à l'échelle de tout le bassin Arctique et que l'on compare les deux simulations (voir Fig. 4.22), on constate que l'extension de la couverture de glace est supérieure dans la simulation couplée pendant les 45 premiers jours de la simulation, et que cette différence augmente régulièrement du 1er au 30ème jour, puis diminue pour le reste de la simulation jusqu'à devenir négative aux alentours du 45ème jour (15 septembre). On constate

également qu'à l'échelle du bassin Arctique, les différences de volume et d'extension observées demeurent peu importantes (moins de 1%) et bien moins marquée que sur le panneau de gauche de la figure 4.22 où est représentée leur variabilité spatiale qui est étudiée plus tard, à l'aide de cas régionaux.

En ce qui concerne la concentration en glace (Fig. 4.22, ligne du haut), l'inversion de la tendance entre les deux simulations coïncide (panneau du milieu) avec le point d'inflexion de l'évolution de la concentration dans les 2 simulations (couplées et non couplées, panneau de gauche), qui indique que le minimum d'extension de la couverture de glace est atteint aux alentours du 35ème jour (4 septembre). Dans le modèle LIM3, le volume de la glace est définie comme l'épaisseur de la glace multipliée par la concentration ($v_{ol,i} = h_i c$) et s'exprime par conséquent en mètres. Cette grandeur est moins sensible à la distribution des épaisseurs que l'épaisseur moyenne h_i , et donne ainsi une meilleure idée de la quantité de glace effectivement présente en chaque point de la grille. Le volume de glace (Fig. 4.22, ligne du bas) suit un comportement similaire à la concentration lorsque l'on compare les deux simulations (panneau de gauche) : il est supérieur dans la simulation couplée, et le point d'inflexion de la différence qui coïncide avec l'inflexion de l'évolution du volume de glace, il existe un décalage temporel d'une dizaine de jour entre le minimum d'extension de la couverture de glace, et le minimum de volume de glace dans le modèle, qui est lui atteint aux alentours du 45ème jour.

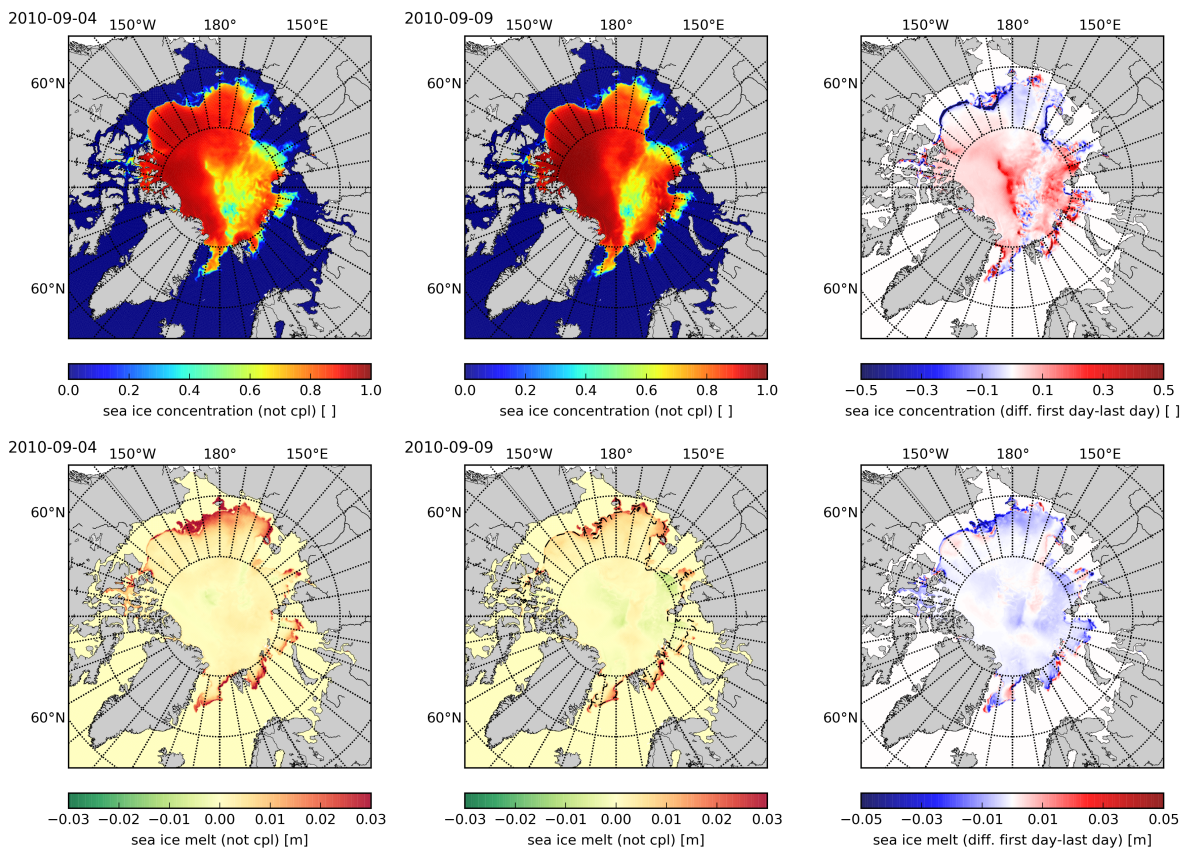


FIGURE 4.23 – Évolution de la concentration en glace (en haut) et du taux de fonte/formation de glace (la fonte étant compté positivement) entre le 35ème jour et le 40ème jour de la simulation non couplée. Les deux panneaux les plus à gauche présentent la situation initiale et la situation finale pour chaque variable. Le panneau le plus à droite représente la différence observée entre ces deux jours pour chacune de ses variables. Les traits noirs continus et en pointillés y correspondent respectivement au bord de glace ($c \geq 0.15$) pour le premier et pour le dernier jour de la simulation pour la période ici considérée.

La ligne du haut de la figure 4.23 décrit la variation de la concentration entre le 35ème jour et le 40ème jour de la simulation non couplée (dont le comportement est globalement le même que la simulation couplée). On observe qu'entre ces deux jours, l'augmentation de la concentration est principalement due à un regel à l'intérieur de la banquise compacte (coloration rouge à l'intérieur du contour de concentration marquant le bord de glace), là où il avait été constaté une diminution de la concentration relativement élevée particulière à cette année 2010 (concentration d'environ 0.6 au nord du Svalbard, visible sur les deux panneaux de gauche, et sur les données satellites présentées sur le panneau gauche de la figure 4.19). Le bord de glace continue lui à fondre pendant cette période (Fig. 4.19, ligne du bas, panneau de droite), au moins jusqu'au 40ème jour où l'on observe le début de la reformation de la glace en mer de Laptev (Fig. 4.19, ligne du bas, panneau du milieu). Il apparaît donc que notre paramétrisation, qui est fondée sur l'hypothèse que la glace fond, est valide jusqu'aux environs du 40ème jour (9 septembre 2010). Pour la période de fonte, du premier au 40ème jour de simulation donc, il reste alors à expliquer la présence d'un excès de glace dans la simulation couplée, et pourquoi la tendance s'inverse lorsque il y a un regel de l'océan. A des échelles plus régionales, il reste à comprendre pourquoi cet excès n'est pas homogène spatialement, avec des régions où au contraire la quantité de glace diminue dans la simulation couplée.

La figure 4.24 représente la contribution de chaque type de fonte à la fonte totale (a) et l'évolution de la différence moyenne entre les deux simulations pour chaque type de fonte (totale, latérale, basale et à la surface des plaques, panneau b). La figure 4.25 quant à elle est similaire à la figure 4.22 mais représente cette fois, de haut en bas, le taux de fonte total de la glace (ce taux est compté positivement pour le volume fondu), le taux de fonte pour la fonte latérale, celui pour la fonte basale et celui pour la fonte à la surface. Pour ces deux figures, nous avons exclus de la moyenne les points dont la latitude est supérieure à 80°N, du fait de la diminution de la concentration au centre de l'Arctique, sur-estimée dans le modèle par rapport aux données, et où l'effet des vagues générées par notre modèle et de la fonte latérale n'est certainement pas adapté à une telle situation. De même, nous ne nous intéressons qu'aux 40 premiers jours simulés, pendant lesquels la fonte a effectivement lieu au bord de glace, comme vu dans le paragraphe précédent.

Sur le panneau de gauche de la figure 4.25a, on constate une diminution de la fonte totale de la glace jusqu'au quarantième jour. La différence entre les taux de fonte totaux associés aux deux simulations est maximale au début de la simulation (panneau du milieu). Ce maximum coïncide en amplitude avec le maximum de la différence observé pour le taux de fonte latérale (voir Fig. 4.24b). Cela s'explique par la différence de paramétrisation entre les 2 simulations : dans la simulation non couplée, le diamètre moyen des plaques (dont dépend la fonte latérale) donné par la paramétrisation de Lüpkens et al. (2012) n'est fonction que de la concentration (voir 1.5.2). Par conséquent, la fonte latérale est immédiatement effective sur l'ensemble du bassin Arctique. Dans la simulation couplée, le diamètre moyen dépend de la fonction de distribution de la taille des plaques, qui dépend de l'état de mer local. L'activation de la fonte latérale nécessite donc un petit temps de relaxation pour que les vagues viennent casser le bord de glace (la fonte latérale pour des plaques non cassée étant totalement négligeable). Néanmoins, une fois cet important écart initial passé (2-3 jours de relaxation si l'on regarde le panneau du milieu de la figure 4.25b), la différence relative entre les deux taux de fonte latérale se stabilise autour de 20%. Si cette différence peut paraître importante, on peut y opposer deux remarques : même dans la simulation non couplée, du 1er au 30ème jour, le taux de fonte latérale sur l'ensemble de l'Arctique n'excède guère les 10% du taux de fonte total. De plus, cet écart peut s'expliquer partiellement par la fonte latérale qui a lieu au milieu de l'Arctique sous l'effet de la baisse de la concentration observée (phénomène limité par le fait que l'on ne considère que les latitudes inférieures à 80°N). Néanmoins, même au bord de glace (région comprise entre le contour noir continu et celui en pointillé pour la période considérée) on constate sur le panneau de gauche de la figure 4.25b et que la fonte latérale est plus intense dans la simulation non couplée que dans la simulation couplée.

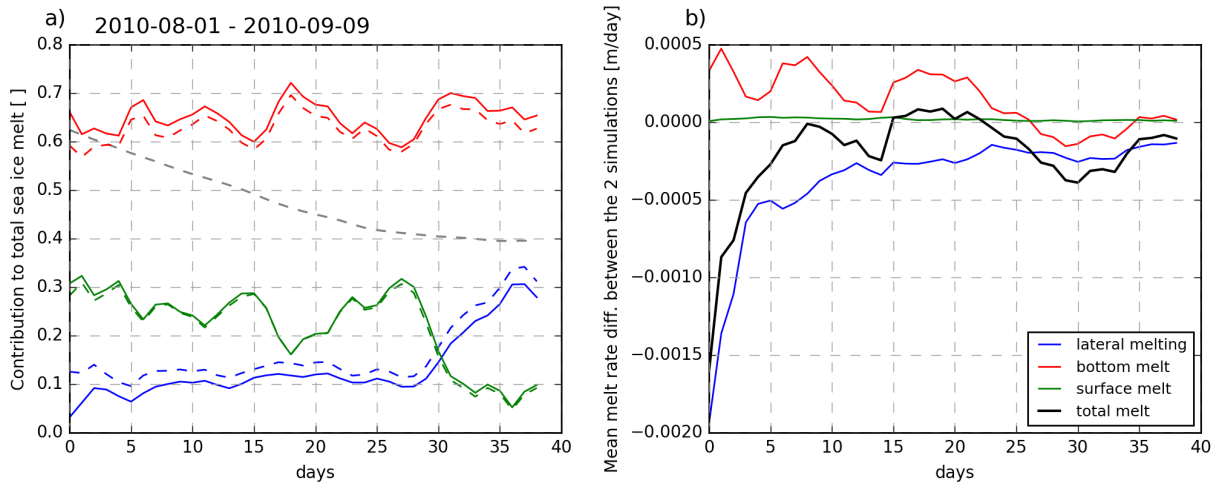


FIGURE 4.24 – (a) : Évolution temporelle de la contribution à la fonte totale de la banquise de 3 types de fonte : la fonte basale, la fonte latérale et la fonte surfacique. Les traits pleins correspondent aux résultats issus de la simulation couplée, les traits en pointillés à ceux de la simulation non couplée. La courbe en pointillés gris représente l'évolution de la concentration moyenne pour les points où $c > 0$. (b) Évolution temporelle de la différence de taux de fonte moyen pour chaque type de fonte et pour la fonte totale. La moyenne est effectuée pour chaque pas de temps sur l'ensemble des points de la grille où $c > 0$, et la différence est faite entre les deux simulations (couplée et pas couplée).

Ce dernier constat est également visible sur la figure 4.26 qui représente le volume cumulé de glace qui a fondu latéralement. On y voit l'augmentation générale de la fonte sur l'ensemble des zones recouvertes de glace, en particulier au bord de glace dans les régions où le fetch est initialement réduit, la glace s'étendant jusque très près du continent (mer de Sibérie Orientale, mer de Laptev). Là, la fonte latérale dépendant de la concentration est plus efficace que celle dépendant de la casse par les vagues, ces dernières ne pouvant pénétrer la glace en l'absence de fetch suffisant pour les générer. On peut néanmoins remarquer que malgré la différence de paramétrisation, la dynamique de la fonte latérale au bord de glace, si elle varie dans son amplitude, reste globalement similaire (Figure 4.26). En revanche, au sein de la banquise compacte, la fonte latérale est nulle dans le cas de notre paramétrisation, alors que toute baisse de la concentration y entraîne une augmentation rapide de la fonte latérale du fait de la paramétrisation du diamètre des plaques en fonction de la concentration de Lüpkes et al. (2012) qui varie rapidement pour des concentrations supérieures à 0.8 (cf. Figure 3 de leur article). On pourrait y opposer que de telles baisses peuvent être le résultats de divergences à de grandes échelles (formations de nombreux chenaux, polynies...), mais n'impliquent pas nécessairement un fractionnement de la glace en plaques de taille de l'ordre de quelques dizaines de mètres.

Aux alentours du 30ème jour de simulation, la figure 4.25d montre une baisse rapide de la fonte de surface, plus rapide que celle des autres types de fonte, et associée à une baisse des flux de chaleur radiatifs arrivant sur la glace (non montré). Par conséquent, la proportion de la fonte totale due à la fonte surfacique diminue, ce qui augmente mécaniquement la proportion de fonte latérale contribuant à la fonte totale.

La figure 4.25c illustre le cas de la fonte basale. Cette dernière est le type de fonte dominant la fonte totale (cf. Fig. 4.24a). Elle est marquée par d'importantes variations spatiales et temporelles, même si globalement elle est plus élevée dans la simulation couplée. Ce comportement est en partie dû à la compensation de la fonte latérale au milieu de l'océan Arctique (Figure 4.25c, panneau de droite), effet qui est limité par le fait que nous ne considérons que les points dont la

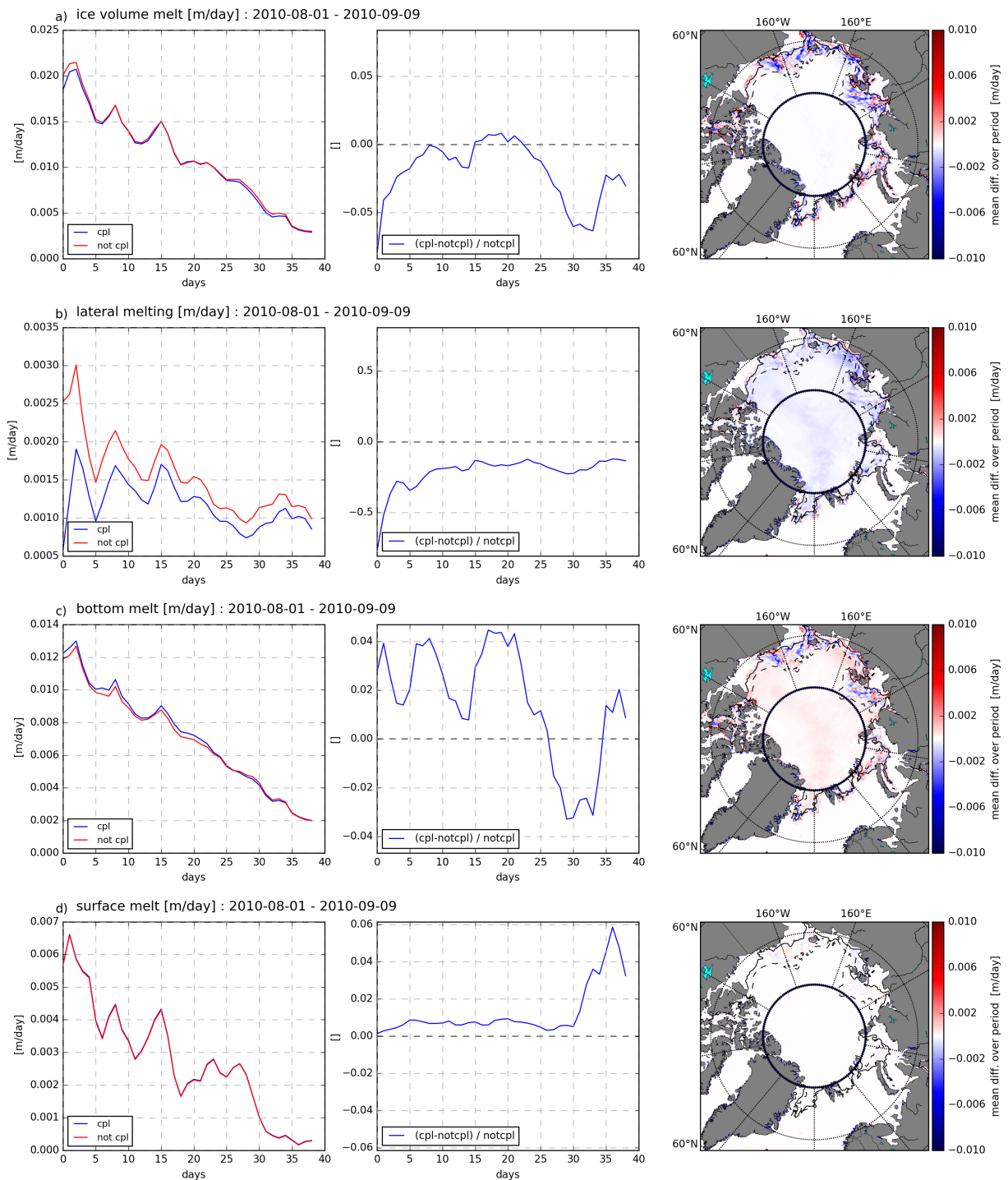


FIGURE 4.25 – Figure similaire à la figure 4.22, mais pour les variables suivantes (de haut en bas) : le taux de fonte total (a), le taux de fonte latérale (b), le taux de fonte basale (c), le taux de fonte à la surface (d). Pour rappel, les traits noirs continus et en pointillés y correspondent respectivement au bord de glace ($c \geq 0.15$) pour le premier et pour le dernier jour de la simulation pour la période ici considérée.

latitude est inférieure à 80°N . En effet, la diminution de fonte latérale dans la simulation couplée augmente la chaleur disponible dans l'océan, et donc la fonte basale au sein de la banquise compacte.

La fonte à la surface de la glace quant à elle, dont la contribution totale à la fonte approche les 30% (cf. Fig. 4.24a), est peu affectée par le couplage (différence relative inférieure à 2%) jusqu'au

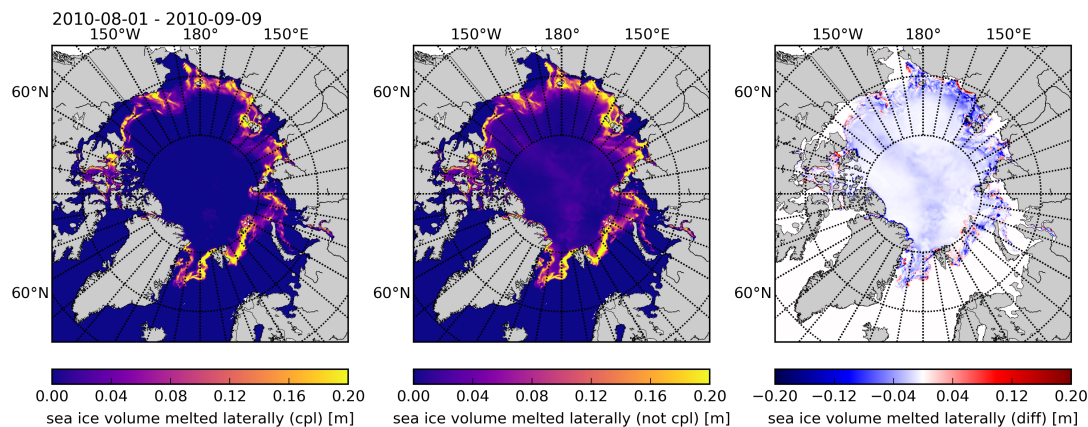


FIGURE 4.26 – Volume de glace fondu latéralement pendant les 40 premiers jours de simulation dans la simulation couplée (panneau de gauche) et dans la simulation non couplée (panneau du milieu), ainsi que la différence entre le premier et le second (panneau de droite). Les traits noirs continus et en pointillés y correspondent respectivement au bord de glace ($c \geq 0.15$) pour le premier et pour le dernier jour de la simulation pour la période ici considérée.

30ème jour. Au delà, la diminution importante du taux de fonte surfacique déjà discuté auparavant peut expliquer l'augmentation de l'écart relatif observée (le numérateur reste du même ordre de grandeur, mais le dénominateur diminue), et son influence la différence de fonte totale observée entre les deux simulations demeure négligeable (Figure 4.24b). Le fait qu'il y ait plus de fonte surfacique dans le modèle couplé n'est pas inattendu compte-tenu du fait que l'extension de la glace y est plus importante (Figure 4.22), il y a donc plus de surface exposée à l'atmosphère.

En conclusion, des 3 types de fontes étudiés, seulement deux sont significativement affectés par le couplage avec les vagues : la fonte basale, qui domine largement la fonte totale et présente de fortes variations spatiales et temporelles, et la fonte latérale, dont les paramétrisations sont très différentes d'une simulation à l'autre et qui, à l'exception du bord de glace, est très supérieure dans la simulation non couplée. On peut noter que malgré le changement important dans la paramétrisation de la fonte latérale, son évolution temporelle demeure identique. En revanche, sa répartition spatiale est très différente, l'effet des vagues étant concentré au bord de glace quand la paramétrisation de Lüpkes et al. (2012), dépendante de la concentration, a des effets observables sur des zones bien plus larges, allant jusqu'à l'intérieur de la banquise compacte lorsque la concentration y diminue. Cette fonte latérale éloignée de la zone marginale en réponse à une baisse de la concentration est discutable : l'ouverture de chenaux dans la glace ne s'accompagne pas nécessairement d'un morcellement de la banquise en plaques suffisamment petites pour entraîner une fonte latérale conséquente (c'est-à-dire moins de 50 m, cf. Steele et al., 1992) Par ailleurs, au bord de glace, la paramétrisation de Lüpkes et al. (2012) entraîne une fonte latérale plus importante que notre paramétrisation. La différence particulièrement marquée au début de la simulation résulte du temps nécessaire aux vagues pour s'établir et casser la glace.

Ces différences moyennes de taux de fontes mises en jeu ici sont suffisantes pour entraîner des différences significatives de température et de salinité à la surface, pouvant être de l'ordre respectivement de 0.5° et de 1 psu en moyenne sur les 40 premiers jours de simulation aux endroits où la fonte est affectée par le couplage (voir Figure 4.27, à comparer avec la figure 4.25). Dans l'ensemble, comme la fonte est moins importante dans la simulation couplée, on observe une température et une salinité de surface plus élevées (pas d'apport d'eau froide et douce issue de la glace fondue et moins de chaleur utilisée pour fondre la glace). Si l'écart de température entre les deux simulations tend à diminuer avec le temps après une rapide augmentation au début, la différence de salinité observée, elle, tend plutôt à augmenter.

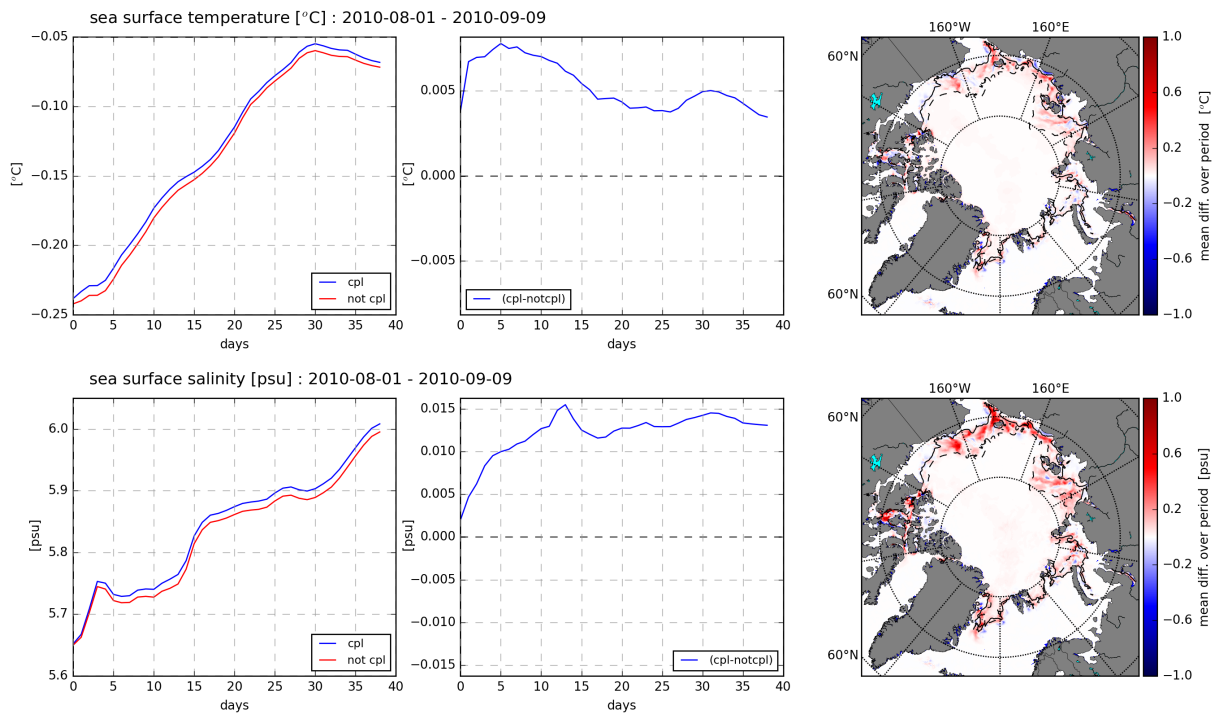


FIGURE 4.27 – Figure similaire à la figure 4.22 pour les panneaux de droite et de gauche, mais pour les variables suivantes (de haut en bas) : la température de surface de l’océan, et la salinité de surface. Le panneau du milieu représente pour chaque variable la différence à chaque pas de temps de la moyenne spatiale obtenue pour chaque point du domaine où la température de surface est définie (c’est à dire tous les points sauf ceux considérés comme étant de la terre). L’évolution temporelle de la moyenne sur le panneau de gauche est calculée sur ce même domaine. Les traits noirs continus et en pointillés y correspondent respectivement au bord de glace ($c \geq 0.15$) pour le premier et pour le dernier jour de la simulation pour la période ici considérée.

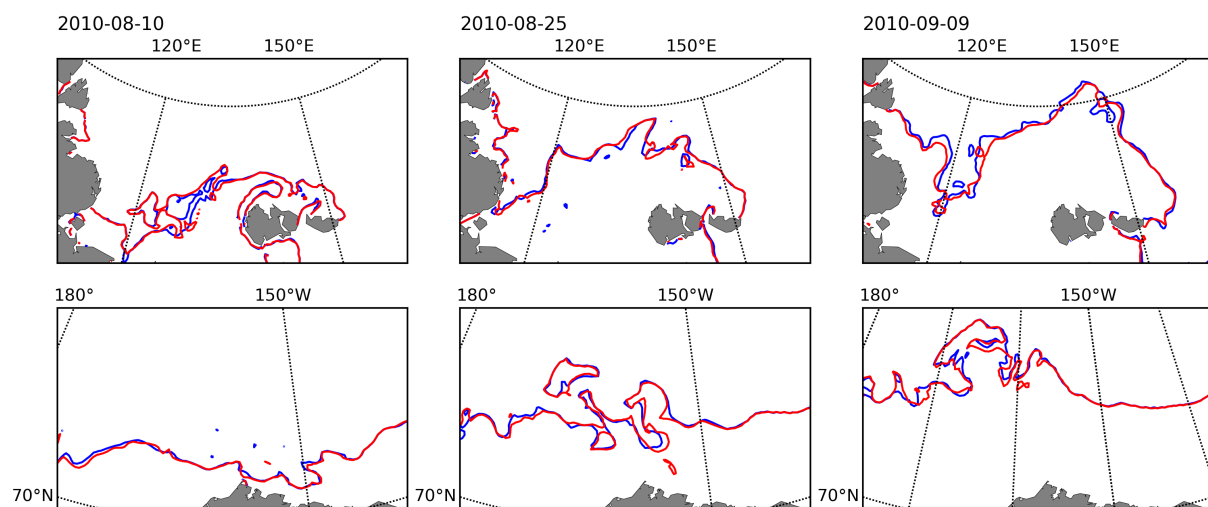


FIGURE 4.28 – Comparaison du bord de glace obtenu à 3 dates différentes dans le cas d’une simulation couplée (en bleu) et d’une simulation non couplée (en rouge) pour deux régions différentes : la mer de Laptev (en haut) et la mer de Beaufort et une partie de la mer des Tchoukches (en bas).

Nous nous intéressons également à l'impact des vagues sur le bord de glace. Nous faisons le choix de comparer le bord de glace à l'échelle régionale, du fait de l'effet peu visible à l'échelle de l'Arctique. Pour rappel, nous avons vu avec les tests en géométrie simplifiée que les vagues pouvaient repousser le bord de glace sur une distance d'environ 30 km. Dans le cas de notre simulation, 30 km représentent un décalage de seulement 2 points du maillage. Sur un graphe représentant tout l'Arctique, un tel effet est quasi-illisible, nous avons donc choisi de représenter cet effet à l'aide de zooms sur des régions particulières. Le bord de glace est toujours défini par le seuil de concentration en glace $c = 0.15$, et nous comparons donc son évolution pour la mer de Laptev et la mer de Beaufort et pour 3 dates différentes sur la figure 4.28. Malgré le fait que, pour ces deux régions, on observe un décalage local du bord de glace dans la simulation couplée (voir notamment le panneau du milieu, 25ème jour de simulation), la différence créée n'est pas suffisante pour influencer sur l'évolution de son aspect : en fin de simulation, son tracé demeure très similaire à celui de la simulation non couplée (voir panneau de gauche, au 40ème jour de simulation). Cette absence de divergence entre les simulation sous l'effet des vagues peut s'expliquer par la résolution trop faible pour observer et représenter l'évolution du bord de glace, où les structures et les gradients des propriétés de la glace peuvent être de l'ordre du kilomètre, mais aussi par l'absence de rétroaction sur l'atmosphère dans notre simulation. Les données utilisées pour les forçages atmosphériques sont en effet les mêmes dans les deux modèles. Elles ont donc "vu" un bord de glace en particulier, et ont potentiellement tendance à re-positionner ce bord de glace au même endroit, ce qui expliquerait le fait que les différences concernant le bord de glace, ainsi que la température de surface vue précédemment, tendent à s'estomper pour revenir à un même état d'équilibre. Un moyen de vérifier cette hypothèse serait de coupler le modèle avec un modèle atmosphérique, sur lequel un déplacement du bord de glace induit par les vagues aurait une rétro-action.

Enfin, nous nous intéressons à l'effet du couplage sur la vitesse de la glace, illustré par la figure 4.29. A l'échelle du bassin, le couplage se traduit, à de très ponctuelles exception près, par une augmentation de la vitesse la glace, concentrée au bord de glace. Cette augmentation moyennée à l'échelle de tous les points recouverts de glace du domaine peut atteindre 10% de la vitesse non couplée. L'évolution temporelle de la différence de vitesse de la glace entre les deux simulations montre des variations importantes simultanées aux variations du stress radiatif des vagues, mais qui peuvent être aussi bien positivement que négativement corrélées (panneau du milieu). Le panneau de gauche montre également d'importantes variations spatiales dans la différence de vitesse de la glace moyennée sur la période d'étude (du 1er au 40ème jour de simulation).

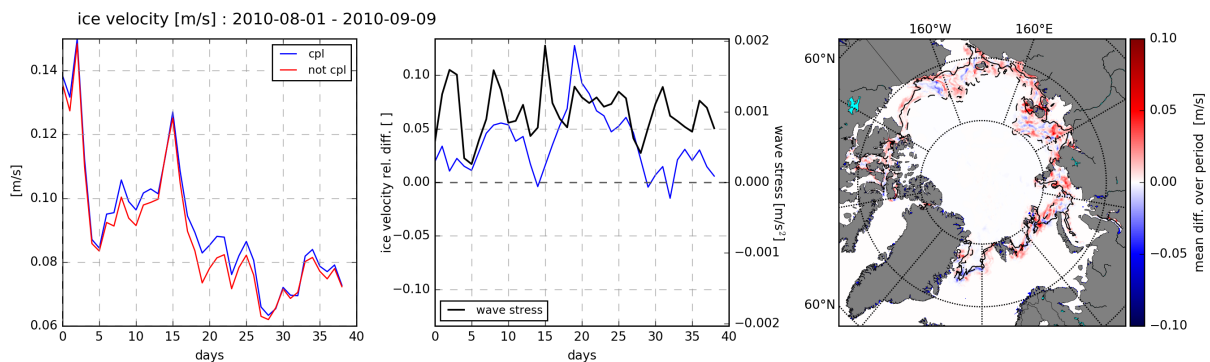


FIGURE 4.29 – Figure similaire à la figure 4.22, mais pour la vitesse de la glace. Sur le panneau du milieu a été ajoutée la représentation de l'évolution stress radiatif moyen pour tous les points où $c > 0$ (en noir).

Si l'ajout du stress radiatif et de la fonte latérale tirant partie de la distribution de la tailles des plaques de glace a donc des effets sur l'évolution du bord de la glace, la fonte et la tem-

pérature et la salinité de surface, notre étude sur l'ensemble du domaine ne nous permet pas d'en comprendre l'ensemble des mécanismes qui sont à l'œuvre dans les variations spatiales et temporelles. Les principales conclusions en sont jusqu'à présent :

- La fonte latérale est moins importante dans la simulation couplée, où elle n'existe qu'à proximité du bord de glace.
- Le bord de glace peut être déplacé sous l'effet des vagues, mais la résolution de notre modèle ne permet pas d'en résoudre la dynamique de manière satisfaisante.
- La fonte basale, qui est responsable de près de 70% de la fonte totale et qui est non directement concernée par nos ajouts, est également affectée par les vagues.
- La salinité et la température de surface augmentent légèrement sous l'effet d'une diminution de la fonte. Ce constat présente néanmoins des variations spatiales importantes à des échelles locales voire régionales.
- Le comportement relativement stable du bord de glace et l'évolution de la différence de la température qui tend à décroître entre les deux simulations (ce qui n'est pas le cas pour la salinité) laissent penser que le forçage atmosphérique, non impacté par nos changements, prime en ce qui concerne la position du bord de glace.

Pour mieux comprendre les mécanismes expliquant les variations spatiales et temporelles observées, nous nous intéressons dans la suite de notre étude à quelques cas particuliers.

b) Étude de quelques cas particuliers

Les cas particuliers que nous avons souhaité traiter concernent les régions présentées que l'on peut situer sur la figure 4.18. Ils permettent de comprendre les mécanismes à l'œuvre dans le couplage vagues-glace tel que nous l'avons implémenté, et sans prétendre couvrir l'ensemble des conditions possibles, permettent de faire le bilan du fonctionnement des interactions vagues-glace expliquant les changements observés précédemment.

i) Mer de Laptev, 3-4 août 2010

Le premier cas auquel nous nous intéressons se situe en mer de Laptev, au début de la simulation (3ème et 4ème jour, voir Figure 4.30). Le fetch y est assez limité, du fait de la présence de la glace. La hauteur significative moyenne des vagues sur ces deux jours n'excède pas 1.50 m et la vitesse du vent les 8 m/s (Figure 4.30a&b). Le vent souffle du sud vers le nord, ce qui correspond sur la majeure partie du domaine à la direction de l'océan vers la glace, perpendiculairement au bord de glace. C'est également la direction de propagation des vagues en eau libre. Dans la glace, les vagues ayant le plus long trajet sont les vagues qui sont le plus atténuées. Il en résulte que la glace agit comme un filtre directionnel de l'énergie des vagues, loin du bord de glace, la direction de propagation des vagues dominantes correspond aux vagues ayant été le moins atténuées, c'est-à-dire celles ayant parcouru la plus courte distance possible depuis leur entrée dans les régions englacées. Par conséquent, la direction des vagues dominantes dans la banquise compacte est orthogonale au bord de glace (sans que la réfraction n'ait été incluse, cela résulte de l'atténuation des vagues dans les directions qui conduisent à parcourir plus de distance dans la glace). La casse de la glace (contour en pointillé de la Figure 4.30a) demeure limité aux zones où la concentration est inférieure à 50%.

Dans l'ensemble, la glace est assez peu concentrée sur l'ensemble du domaine ($0.4 \leq c \leq 0.7$), à l'exception du bord est, le long d'une île ($c \geq 0.8$). Cela n'empêche pas la hauteur des vagues de décroître très rapidement dans la glace sur l'ensemble du domaine, le faible fetch disponible ne favorisant pas la formation de vagues longues, capable de se propager sous la glace sans être trop atténuées. Par conséquent, le stress imposé à la glace par les vagues est faible relativement à celui imposé par le vent, de l'ordre d'un facteur 10 entre les deux à l'exception de quelques endroits du bord de glace où la glace est plus concentrée et plus épaisse (Figure 4.30d-e). Dans la simulation non couplée, la dérive de la glace suit largement la circulation à la surface qui est

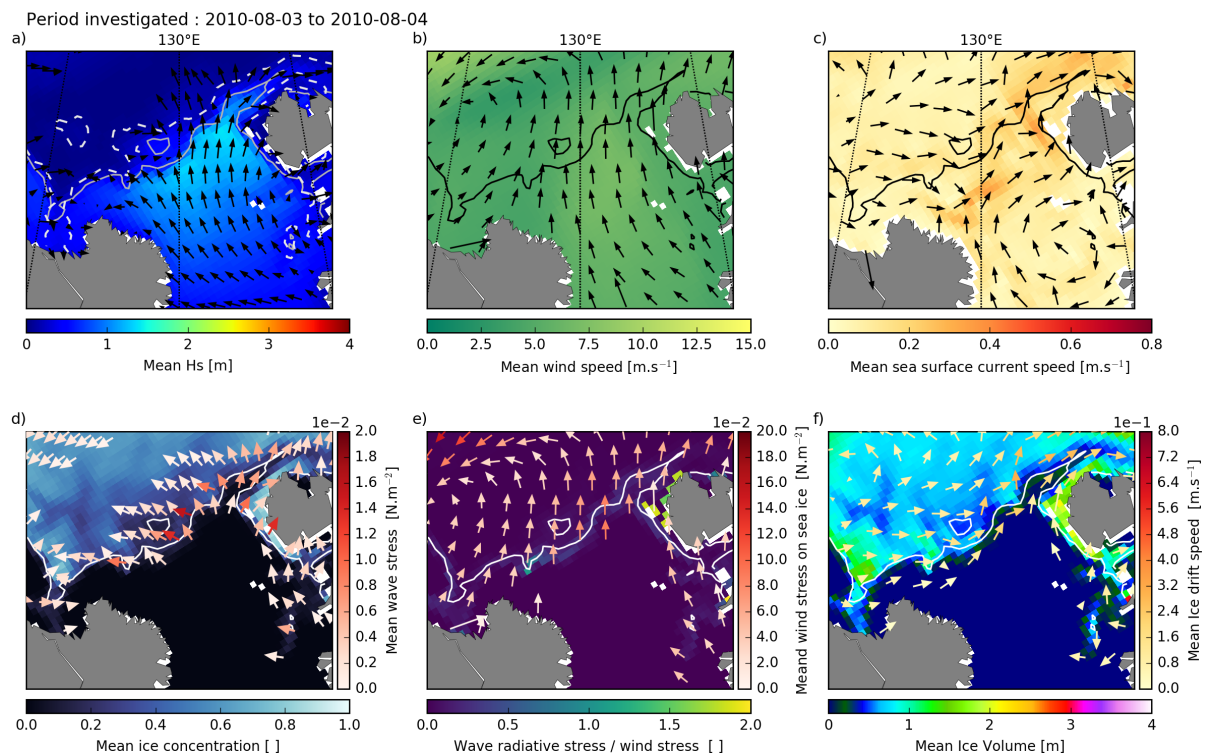


FIGURE 4.30 – Illustrations des conditions extérieures affectant la dynamique de la glace dans le domaine et pendant la période étudiée. Dans chaque panneau, le contour continu représente la position du bord de glace ($c = 0.15$) dans la simulation non couplée. Le panneau a) présente les conditions associées aux vagues à savoir la hauteur significative moyenne et la direction moyenne des vagues pendant la période. Le contour en pointillés y figure la limite de la zone où la banquise est fracturée par les vagues ($D_{\max} = 500$ m). En dessous, le panneau d) représente la direction et l'intensité du stress radiatif induit par les vagues superposé à la concentration moyenne de glace dans la simulation non couplée. Le panneau b) représente la vitesse moyenne du vent forçant NEMO-LIM3 sur lequel est superposé la direction moyenne dans laquelle il souffle. Le panneau d) en dessous représente le stress de ce vent sur la glace en direction et amplitude superposé au ratio entre le stress radiatif des vagues et ce stress dû au vent. Le panneau c) représente la direction et l'intensité des courants de surface, et le panneau e) représente la direction et l'intensité de la vitesse de dérive de la glace superposé au volume moyen de la glace durant la période d'étude dans la simulation non couplée.

visiblement impactée par la topographie de la région, avec la présence de courants plus intenses près des côtes (voir Fig. 4.30c&f).

La figure 4.31 illustre l'effet de l'ajout du stress radiatif induit par les vagues sur la dérive de la glace. La différence de vitesse de la dérive de la glace entre les deux simulations est du même ordre que la vitesse elle-même (Fig. 4.31a,b,c), mais est restreinte aux régions pour lesquelles la concentration en glace c est environ inférieure à 0.15 (Fig. 4.31g,h). Cette différence est suffisante pour que l'orientation du vecteur vitesse soit visiblement modifiée, parfois de 90° (Fig. 4.31c). Deux effets induits par le stress ajoutés en sont possiblement la cause : une modification des propriétés de la glace (concentration et épaisseur) qui, par leur influence sur les contraintes internes, peuvent rendre la glace plus ou moins mobile, ou bien un effet direct du stress des vagues dans l'équation de conservation de la quantité de mouvement.

L'augmentation ou la diminution de la vitesse de la dérive de la glace n'est pas, dans ce cas, majoritairement le fait de changements dans la concentration (Fig. 4.31i) ou dans l'épais-

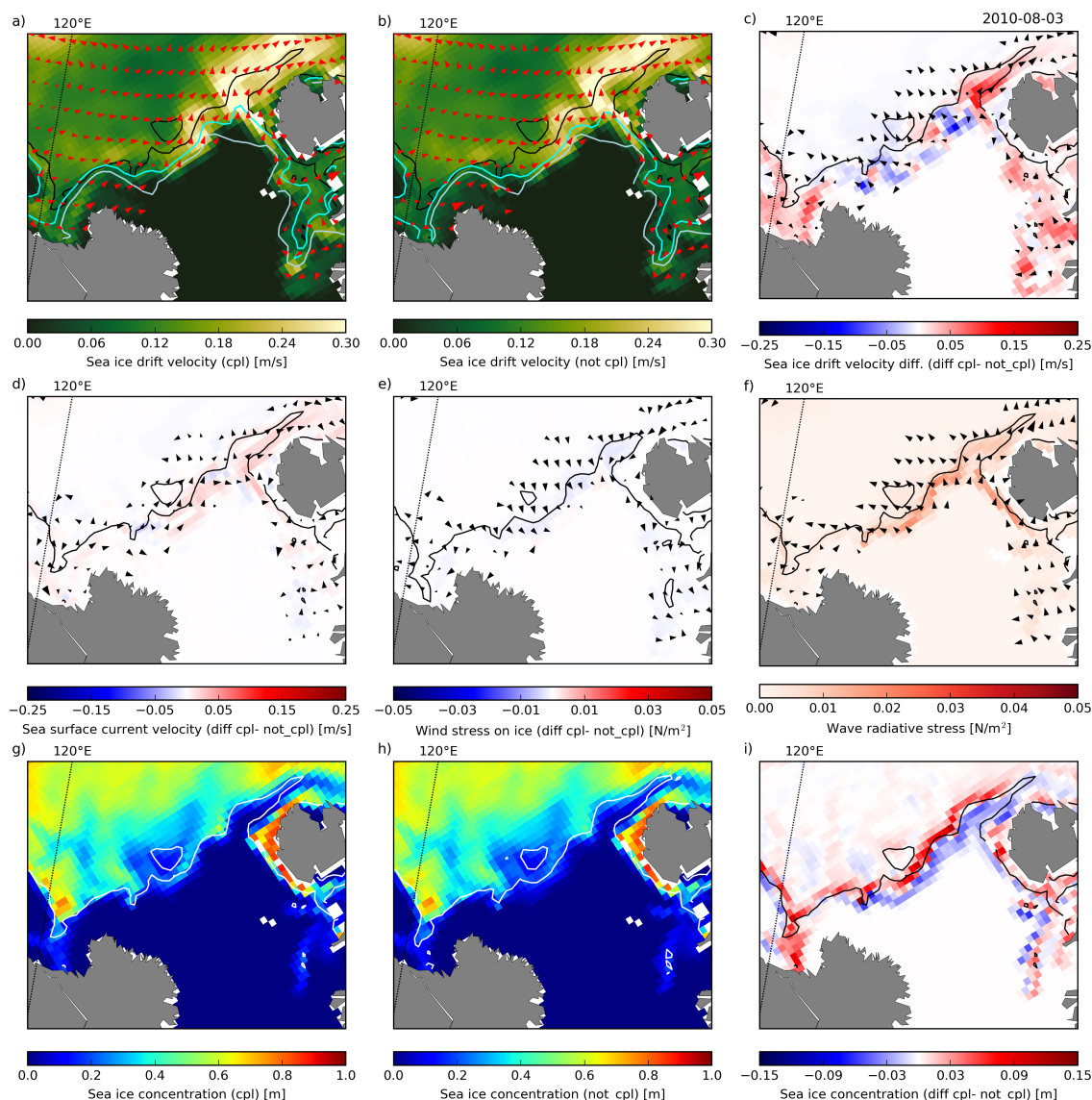


FIGURE 4.31 – Illustration des effets dynamiques de l’ajout du couplage avec un modèle de vagues dans NEMO-LIM3 en mer de Laptev pour la période du 03 au 04 août 2010. Dans chaque panneau, le trait continu noir (ou blanc pour les panneaux g) et h)) représente la position du bord de glace ($c = 0.15$) dans la simulation non couplée. Les panneaux a) et b) représentent la vitesse moyenne de dérive de la glace pour la période étudiée respectivement pour la simulation couplée et la simulation non couplée. La direction est donnée par les flèches rouges. Le contour continu en cyan représente l’isotherme 0°C et celui en bleu clair l’isotherme 1°C . Le panneau c) représente la moyenne de la différence de vitesse de dérive de la glace induite par le couplage entre la simulation couplée et la simulation non couplée. La direction résultante de cette différence est également donnée. Les panneaux d) et e) sont similaires au panneau c), mais cette fois respectivement pour le courant de surface et pour le stress du vent sur la glace. Le panneau f) représente l’amplitude et la direction du stress radiatif des vagues. Les panneaux g) h) i) sont similaires à a), b) et c) mais pour la concentration en glace.

seur (non montrés). En effet, dans la partie sud-ouest du domaine par exemple, la concentration en glace est plus élevée dans la simulation couplée, ce qui se traduit par une augmentation des contraintes internes, qui pourraient mener à une diminution de la vitesse de dérive (la glace étant plus contrainte). Au contraire, au centre du domaine, dans la simulation couplée, la concentration (et l’épaisseur, non montrée) diminue à la bordure extérieure de la glace, et augmente aux

environ du bord de glace définir par $c = 0.15$ (l'épaisseur également). La vitesse de dérive elle, tend plutôt à diminuer tant en bordure extérieure qu'au niveau du contour $c = 0.15$, avec une variabilité spatiale différente de celle de la concentration et de l'épaisseur.

En revanche, la comparaison entre la figure 4.31c et la figure 4.31f révèle que le changement dans la direction du vecteur vitesse de la dérive correspond à la direction résultante du stress radiatif induit par les vagues, à l'exception de quelques points éloignés du bord de glace (aussi bien à l'intérieur, là où la banquise est plus compacte, qu'à l'extérieur, dans l'océan libre). L'amplitude du changement de la vitesse de dérive est en particulier élevée là où le stress dû aux vagues l'est également, mais pas seulement : comme expliqué précédemment, dans les régions où la concentration est très faible, la déformation de la glace n'oppose peu ou pas de résistance aux stress extérieurs (le tenseur des forces internes σ est quasi-nul, voir Eq.(1.78)), ce qui y amplifie l'effet du stress radiatif sur la vitesse. Finalement, la variabilité spatiale de la vitesse de dérive de la glace sous l'effet du couplage avec un modèle de vagues s'explique si l'on compare la direction de dérive de la glace dans la simulation non couplée (Fig. 4.31b) et celle du stress radiatif des vagues (Fig. 4.31f). Si le stress radiatif s'oppose à la dérive de la glace, la vitesse de dérive de la glace de mer diminue, et inversement.

L'effet du couplage sur les stress atmosphérique et océanique s'appliquant sur la glace est également analysé. La différence du stress dû au vent sur la glace entre les deux simulations (Fig. 4.31e) est d'une amplitude beaucoup plus faible que le stress radiatif dû aux vagues, et y est quasi-systématiquement opposé en terme de direction. Cela peut s'expliquer par le fait que le stress dû au vent est proportionnel à la différence de vitesse entre la glace et le vent, et qu'une augmentation de la vitesse de la glace dans une direction diminue donc le stress dû au vent dans cette même direction (les vents étant inchangés entre les deux simulations). La différence de courant de surface observée entre les deux simulations (Fig. 4.31d) est également trop faible pour expliquer la différence observée dans la vitesse de dérive, et à la manière de ce qui vient d'être détaillé pour le stress atmosphérique, peut s'expliquer par les variations de vitesse et de concentration en glace entre les deux simulations. En effet, lorsque l'océan est recouvert par la glace, le transfert de quantité de mouvement depuis l'atmosphère se fait par l'intermédiaire du stress appliqué par la glace à la surface de l'océan, qui dépend lui-même de la différence de vitesse entre la dérive de la glace et la circulation en surface (voir section 1.5.2).

La conséquence de ces changements dans la dérive de la glace est une modification importante de la concentration en glace entre les deux simulations sur la période donnée (Fig. 4.31g-i). Comme vu dans la section précédente, le stress radiatif des vagues étant orienté de l'océan vers la glace, le bord de glace tend à être compacté : la concentration diminue en bordure extérieure de la glace et augmente du côté de la banquise compacte. L'effet sur le bord de glace est bien visible localement : dans la simulation couplée (Fig. 4.31g), le gradient de concentration au bord est plus fort que dans la simulation non couplée (Fig. 4.31h). Dans la partie sud-ouest du domaine, la différence de concentration observée ne peut cependant s'expliquer simplement par un déplacement de glace, la différence étant trop uniforme (essentiellement un excès de glace dans la simulation couplée). Par ailleurs, les isothermes 0°C et 1°C (Fig. 4.31a,b) présentent dans cette même zone des contours bien différents entre les deux simulations. Cette différence de concentration est donc possiblement due à des processus thermodynamiques.

La figure 4.32 présente l'effet de différents processus sur les différences de volume de glace observées entre les 2 simulations. La figure 4.33 quant à elle s'intéresse aux échanges de chaleurs entre la glace et l'océan. Deux constats sont aisés à faire à la vue de la figure 4.32 : la fonte à la surface est relativement peu affectée par le couplage (Fig. 4.32c), relativement à la fonte latérale (b) et à la fonte basale (a) du moins. De plus, son évolution est visiblement corrélée à celle de la concentration de la glace (voir Fig. 4.31i). La seconde observation est que pour la région et la période étudiée, l'évolution du bord de glace est principalement le résultat de la modification de

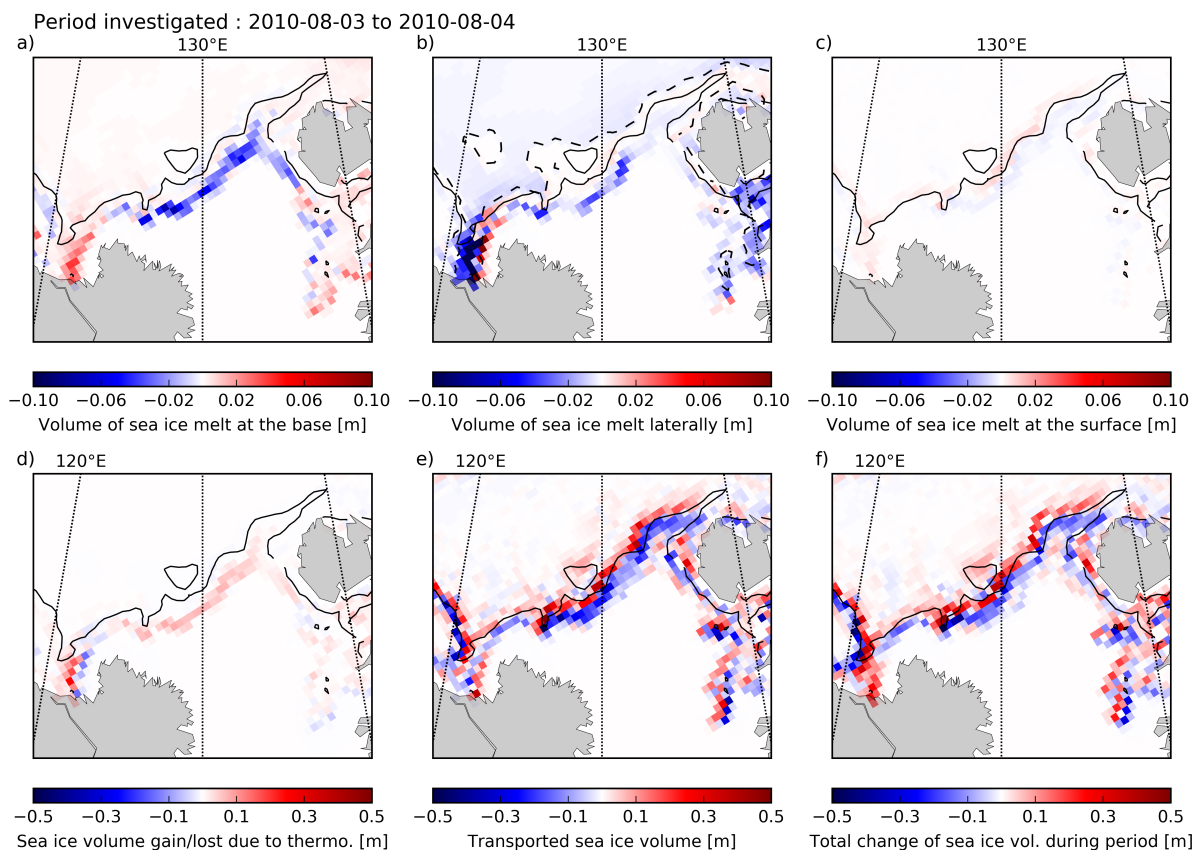


FIGURE 4.32 – Différences de volumes de glace entre la simulation couplée et la simulation non couplée sous l’effet de différents processus. La première ligne présente les différentes formes de fontes : (a) fonte basale, (b) fonte latérale, (c) fonte surfacique. La seconde ligne présente la différence des changements de volume sous l’effet des processus thermodynamiques (fonte uniquement pour la période étudiée) (d) et dynamique (e), ainsi que la différence entre la simulation couplée et la simulation non couplée de la variation totale du volume de glace (f) en mer de Laptev pour la période du 3 au 4 août 2010. Le contour représenté correspond à une concentration en glace $c = 0.15$ pour la simulation non couplée. Le contour continu en noir représente la position du bord de glace ($c = 0.15$) le dernier jour de la période étudiée (04/08/2010).

la dérive de la glace (Fig. 4.32e), la fonte ne jouant qu’un rôle mineur à l’exception de la partie sud-ouest du domaine mentionnée précédemment.

A l’intérieur du bord de glace ($c > 0.15$), le volume de glace fondu sous l’effet de la fonte latérale est plus important dans la simulation non couplée, sous l’effet de la paramétrisation de Lüpkes et al. (2012). Dans la simulation couplée, la glace n’est pas cassée dans cette zone (la limite de $D_{\max} = 500$ m est indiquée par la ligne pointillée en figure 4.32b), malgré des concentrations qui sont loin d’atteindre les 100% ($\simeq 0.5/$). La génération de vagues dans les zones où la concentration est d’environ 50% dans des conditions de vents comme celles présentées dans ce cas ne permettent pas de casser la glace, du moins pas en dehors des "trous" de concentrations (lorsque celle-ci devient inférieure à environ 20%). Ce déficit de fonte dans une banquise relativement compacte, du moins éloignée du bord de glace défini par $c = 0.15$, se traduit dans la simulation couplée par une hausse de la température là où la glace n’est pas cassée (Fig. 4.33a). En effet, en l’absence de fonte, il n’y a pas d’apport d’eau froide et la chaleur de la surface de l’océan n’est pas consommée. Cette hausse de la température explique le léger excès de fonte basale dans la simulation couplée (Fig. 4.32a), sous l’effet de l’augmentation des flux de chaleur sous la glace (voir Eq.1.83).

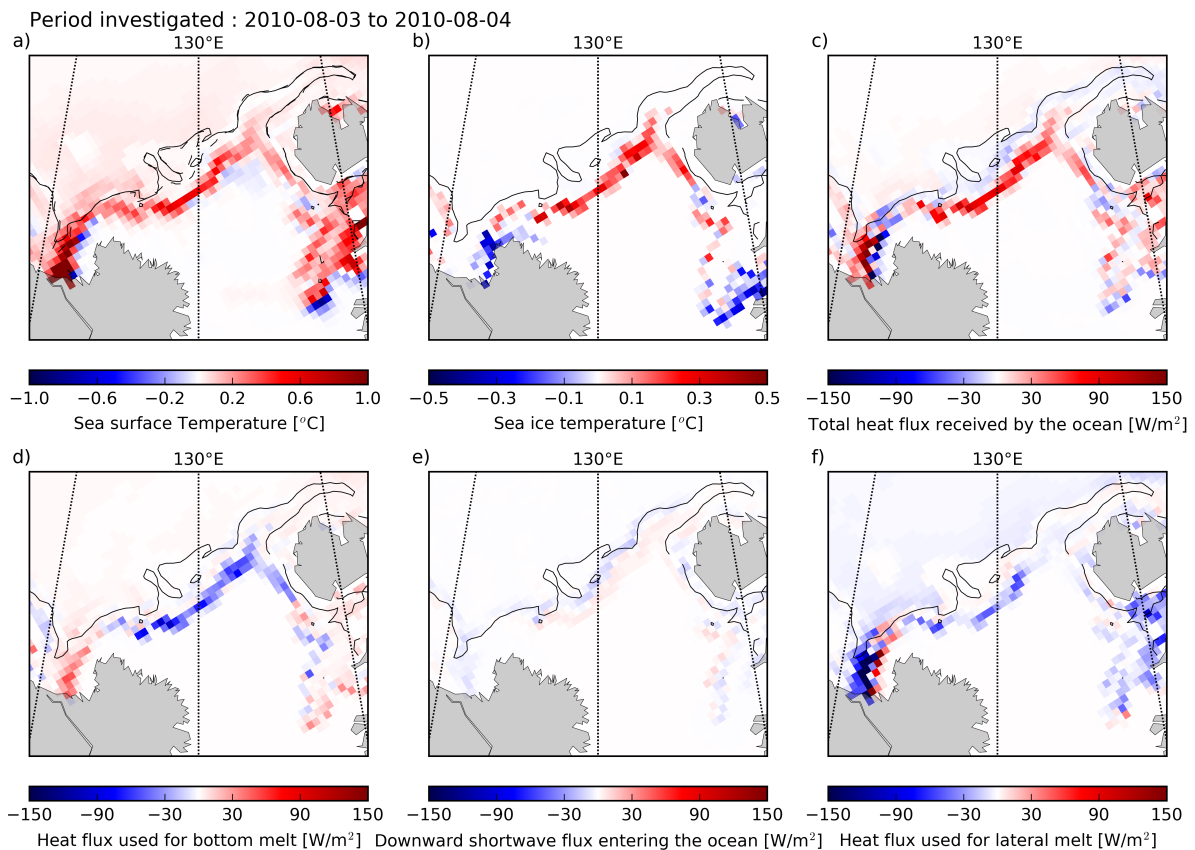


FIGURE 4.33 – Effets du couplage sur la température de surface de l’océan (a), de la glace (b), et sur les flux de chaleur reçu par l’océan (c), ainsi que les flux de chaleurs utilisés pour la fonte basale (d) et latérale (f) et les flux de chaleurs radiatifs entrant dans l’océan (e). Les résultats présentés sont la moyenne de la différence de chaque grandeur entre la simulation couplée et la simulation non couplée sur la période d’étude considérée : du 3 au 4 août 2010. Le contour continu en noir représente la position du bord de glace ($c = 0.15$) le dernier jour de la période étudiée (04/08/2010).

En bordure extérieure de la glace ($0 < c < 0.15$), les déplacements de la banquise sous l’effet des vagues (Fig. 4.32e) peuvent expliquer les différences de fonte. On observe en effet, au centre de la zone d’étude, une diminution de toutes les formes de fonte pour les régions où la glace est peu concentrée (Fig. 4.32a,b,c), avec pour résultat moins de volume de glace fondu dans la simulation couplée que dans la simulation non couplée (Fig. 4.32d, le changement de volume). Cette diminution de la fonte peut s’expliquer par le fait que les vagues poussent la glace vers l’intérieur du bord de glace, loin des eaux plus chaudes de l’océan libre (cf. Fig. 4.31c).

Dans les zones où la concentration est très faible ($c < 0.1$, voir notamment dans la partie sud-ouest du domaine), la fonte latérale de la paramétrisation de Lüpkes et al. (2012) peut être très élevée par rapport à notre paramétrisation (Fig. 4.33f et Fig. 4.32b). Cela se traduit par une diminution de la fonte totale dans la partie sud-ouest de notre domaine dans la simulation couplée (Fig. 4.32d). La perte de chaleur par l’océan dans la simulation couplée diminue alors (Fig. 4.33f), ce qui a pour conséquence une augmentation conséquente (plus de 1°C) de la température de surface par rapport à la simulation non couplée. Là encore, la hausse de la température de surface entraîne une augmentation de la fonte basale (Fig. 4.33d) qui s’oppose à la baisse de la fonte totale. Une situation similaire se produit dans le quart inférieur est du domaine où une large zone est recouverte très partiellement par la glace ($c < 0.1$), mais avec moins d’intensité.

Deux grandeurs présentées en figure 4.32 n’ont pas été abordées : la température de la glace

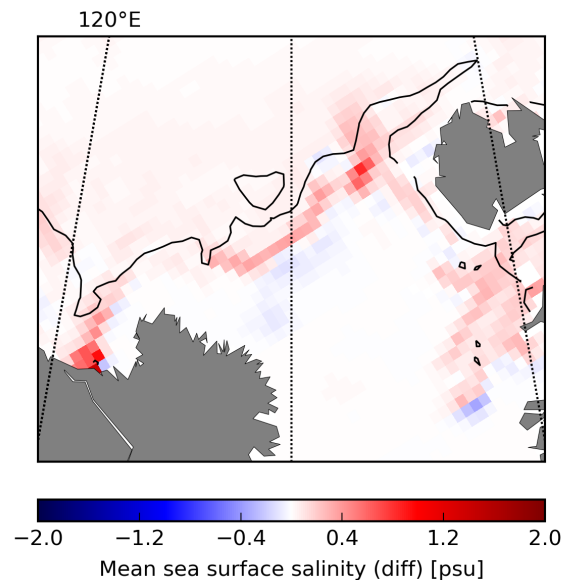


FIGURE 4.34 – Effets de la fonte sur la salinité de surface en mer de Laptev pour la période du 3 au 4 août 2010. La figure présente la moyenne de la différence de salinité de surface. Les différences sont faites entre la simulation couplée et la simulation non couplée. Le contour continu en noir représente la position du bord de glace ($c = 0.15$) le dernier jour de la période étudiée (04/08/2010).

(b) et la chaleur radiative entrant dans l’océan (e). La seconde dépend expressément de la concentration de la glace (la glace isolant thermiquement l’océan de l’atmosphère), et la différence observée entre les deux simulation est bien inférieure à celles des autres flux de chaleur. La température de la glace quant à elle est importante car l’écart entre cette dernière et la température de surface de l’océan influe sur la fonte à la base de la glace (voir Eq.1.84). Elle est en général décroissante du bord de glace vers l’intérieur de la banquise compacte, ce qui explique la baisse visible dans la simulation couplée par rapport à la simulation non couplée aux endroits où la glace est poussée vers l’océan libre (partie sud-ouest et sud-est du domaine). Au centre du domaine, là où la banquise a été compactée au bord par les vagues y entraînant un déficit en fonte, la température de la glace dans la simulation couplée augmente. Ce déficit en fonte en est la raison : il y a moins de glace et la surface de l’océan est plus chaude, par conséquent la banquise restante reçoit plus de chaleur et sa température augmente.

Enfin, la glace de mer étant moins salée que l’océan, les différences dans le type, l’intensité, et la localisation de la fonte ont également des conséquences sur la salinité de surface. Cela est illustré par la figure 4.34 qui peut être comparée à la différence de fonte entre les deux simulations (Fig. 4.32d) : là où la fonte augmente, les apports d’eaux douce augmentent également, et inversement en cas de baisse de la fonte. Ainsi, comme pour la température, la salinité de surface est plus élevée dans la simulation couplée au sein de la banquise compacte, où notre paramétrisation n’entraîne pas de fonte latérale, et au bord de glace là où la compaction de la banquise par les vagues diminuent la fonte et les apports d’eaux douce qui y sont associés. Localement, ces variations d’intensité peuvent dépasser 1 psu.

Dans cette étude de cas, nous nous sommes attachés à décrire en détail l’effet de l’ajout des vagues sur la dynamique et sur la thermodynamique de la glace. Nous avons ainsi pu confirmer qu’au sein de la banquise compacte (bien qu’ici les concentrations n’excèdent pas des valeurs d’environ 0.5), l’effet du couplage était principalement une modification de la thermodynamique du fait de la diminution de la fonte latérale avec notre paramétrisation, la glace n’étant cassée qu’à proximité des zones très faiblement recouvertes de glace. Si l’on admet que les vagues sont

la principale cause de casse de la glace en plaques de quelques mètres à quelques dizaines de mètres (voir par exemple [Langhorne et al., 1998](#)), l'absence de fonte latérale loin du bord de la banquise a du sens. Dans la zone marginale de glace, l'effet principal des vagues est dû au stress radiatif, qui influe sur la dynamique. Sa direction relative à celle de la dérive de la glace peut augmenter au diminuer la vitesse de cette dernière. Le transport de la glace est ainsi affecté, avec des conséquences sur la thermodynamique particulièrement importantes lors de la fonte. Lorsque la banquise au bord est repoussée vers des régions où elle est plus compacte, la glace s'éloigne des eaux plus chaudes et la fonte basale et la fonte latérale diminuent. Cette diminution de la fonte a des répercussions sur les propriétés de la surface de l'océan, avec des différences de températures de surface de l'ordre du degré et des différences de salinité de l'ordre du psu observées sur la période que couvre notre étude (2 jours). Dans les zones où la concentration est particulièrement faible ($c < 0.1$), la glace offre peu de résistance aux contraintes extérieures et donc au stress induit par les vagues. L'impact des vagues y est donc particulièrement important, soulignant par ailleurs la sensibilité des résultats à la rhéologie employée. Il s'avère en outre que la paramétrisation de la fonte latérale proposée par [Lüpkens et al. \(2012\)](#) génère des taux de fonte très élevés pour ces mêmes zones, plus importants que ceux obtenus avec notre paramétrisation. Dans cet exemple, ce type de cas est illustré par les régions dans les quarts sud-est et sud-ouest du domaine. Là c'est donc le second effet, thermodynamique, qui l'emporte : même si la glace est poussée vers des eaux plus chaudes sous l'effet des vagues, la faible concentration entraîne une fonte latérale plus élevée dans la simulation non couplée qui domine la fonte totale. Si les effets sur les propriétés de la glace sont peu visibles du fait des faibles concentrations et volumes mis en jeu dans ces zones, les variations de température et de salinité de surface sont là-encore particulièrement sensibles.

Mer de Beaufort, 16-17 août 2010

Le deuxième cas auquel nous nous sommes intéressés se déroule en mer de Beaufort les 16 et 17 août 2010 (16ème et 17ème jour de simulation, voir Fig. 4.35).

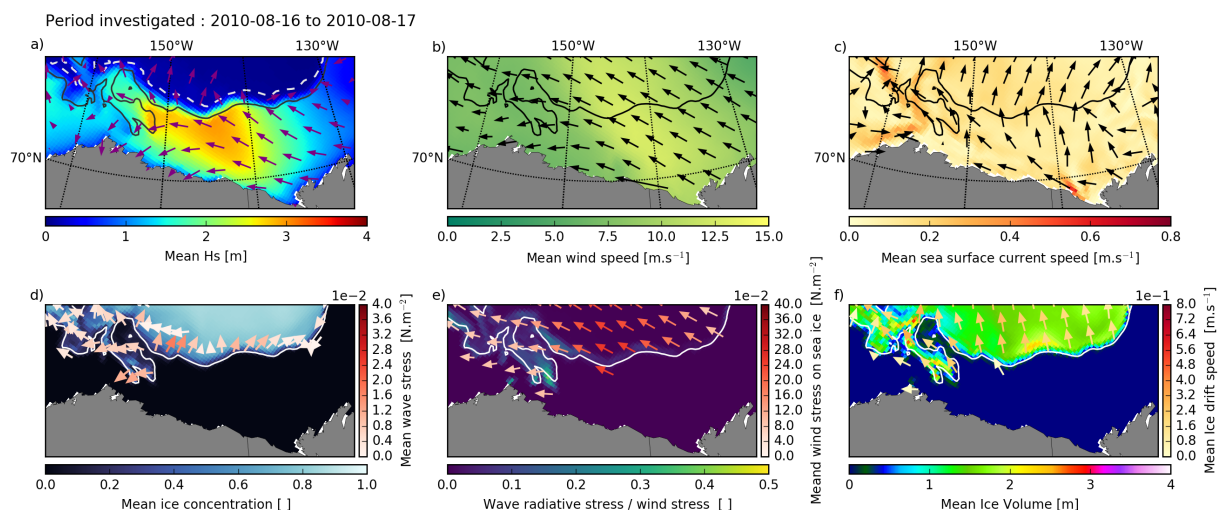


FIGURE 4.35 – Illustrations des conditions extérieures affectant la dynamique de la glace en mer de Beaufort les 16 et 17 août 2010. La figure est similaire à la Fig. 4.30, mais pour lesquels l'échelle de couleur représentant les stress dus aux vagues et au vent ont une amplitude deux fois plus importante.

Sur la partie est du domaine, les vagues (Fig. 4.35a) et le vent (b) ont des directions qui, si elles ne sont pas strictement orthogonales au bord de glace, tendent à pousser la glace vers l'intérieur de la banquise compacte. La partie ouest du domaine présente un bord de glace plus découpé, offrant des orientations relatives entre le bord de glace, la direction du vent et celle

des vagues très différentes localement. Par ailleurs, la vitesse du vent, par endroit supérieure à 12 m/s, et la hauteur de vagues, par endroit supérieure à 3 m, sont bien supérieures au cas précédent. Cela se ressent dans l'amplitude des stress induits par ces phénomènes, dont l'amplitude maximale est multipliée par un facteur d'environ 2 (d). Contrairement au cas précédent, on observe une dérive de la glace effectivement déviée d'environ 45° vers la droite à l'exception de l'ouest du domaine (f), où un courant intense qui semble lié à la côte paraît dominer la dérive (c). Sous la glace, les courants de surface présentent une déviation supplémentaire, l'effet de la force de Coriolis s'appliquant cette fois sur le stress issu de l'interface glace-océan, ce qui a pour conséquence une déviation de presque 90° entre la direction du vent et du courant. Le stress radiatif dû aux vagues quant à lui est en général dirigé de manière orthogonale au bord de glace, les quelques exceptions étant dans des zones très partiellement recouvertes par la banquise ($c < 0.1$). On observe également au sein de la banquise compacte à l'ouest (autour du méridien 150°W), une zone où le stress des vagues est orienté dans la direction du vent (vers l'ouest). Ce stress est néanmoins très faible. L'explication en est la formation de vagues par le vent dans cette zone où la concentration est inférieure à 0.8, immédiatement atténuées, ce qui a pour conséquence le stress observé. Le ratio de l'amplitude du stress radiatif dû aux vagues sur celle du stress imposé par le vent (e) est en général très faible (moins de 5%), mais peut atteindre les 30% au bord de glace dans la partie ouest du domaine, là où le bord de glace est découpé.

La partie ouest du domaine est occupée par une langue de glace, dont le volume (Fig. 4.35f) nous informe qu'elle est plutôt épaisse, et qui correspond aux restes d'une banquise compacte très épaisse formée le long des terres (non montré ici). La glace y est fracturée, avec une taille maximale des plaques n'excédant pas les 100 m sur la majeure partie de la langue, à l'exception de la partie encore non cassée au nord (visible tout à fait au nord-ouest de la figure 4.35a). C'est au niveau de cette langue que l'impact du stress radiatif est le plus fort (Fig. 4.36a-c). Ce stress accélère la dérive de la glace vers l'ouest.

Cette dernière observation mérite néanmoins d'être nuancée : au sud-ouest de la langue de glace, l'augmentation de la vitesse se fait dans le sens opposé au stress radiatif. De même, au sud-est de cette langue, la vitesse de la glace diminue dans la simulation couplée alors que le stress radiatif est orienté dans le même sens que la dérive de la glace dans la simulation non couplée (Fig. 4.36a-c&f). Ces résultats peuvent ainsi paraître surprenants si l'on ne regarde que les directions relatives de la dérive de la banquise et du stress relatif des vagues, comme nous l'avions fait en mer de Laptev. Dans le premier cas, au sud-ouest de la langue de glace, ils s'expliquent par la présence de glace uniquement dans la simulation couplée, alors que la concentration est nulle dans la simulation non-couplée, et vice et versa dans le second cas, au sud-est de la langue de glace. Partout ailleurs, les mêmes observations que pour le cas en mer de Laptev sont faisables : les différences constatées dans la dérive de la glace sont essentiellement importantes dans les zones où la glace est faiblement concentrée et ni le stress du vent (Fig. 4.36d) ni les variations des courants surface (Fig. 4.36e) ne peuvent expliquer les changements observés. Une dernière remarque cependant peut être faite : dans la partie est du domaine, là où le bord de glace est plus lisse, le gradient de concentration de la glace au bord est très important, la glace devenant en quelques points de grille seulement très compacte ($c > 0.8$). L'atténuation des vagues y est par conséquent élevée, ce qui se traduit par un stress dû aux vagues substantiel à l'intérieur du bord de glace ($c > 0.15$). Néanmoins, aucun changement dans la dérive de la glace n'est observé entre les deux simulations à l'intérieur du bord de glace : le terme des contraintes internes y domine la dynamique de la glace et le stress imposé n'est pas suffisant pour en modifier les vitesses de dérive (cf. Eq.1.78).

Comme pour le cas en mer de Laptev, nous nous sommes intéressés aux différences de flux de masses (Fig. 4.37) et de chaleur (Fig. 4.38) entre les deux simulations. A l'intérieur de la banquise compacte et non cassée, le constat est similaire : la paramétrisation de Lüpkens et al. (2012) conduit à une fonte latérale qui est absente dans le cas de notre paramétrisation (Fig. 4.37b et Fig. 4.38f). Cette différence demeure sensible malgré des concentrations plus élevées ($c > 0.8$)

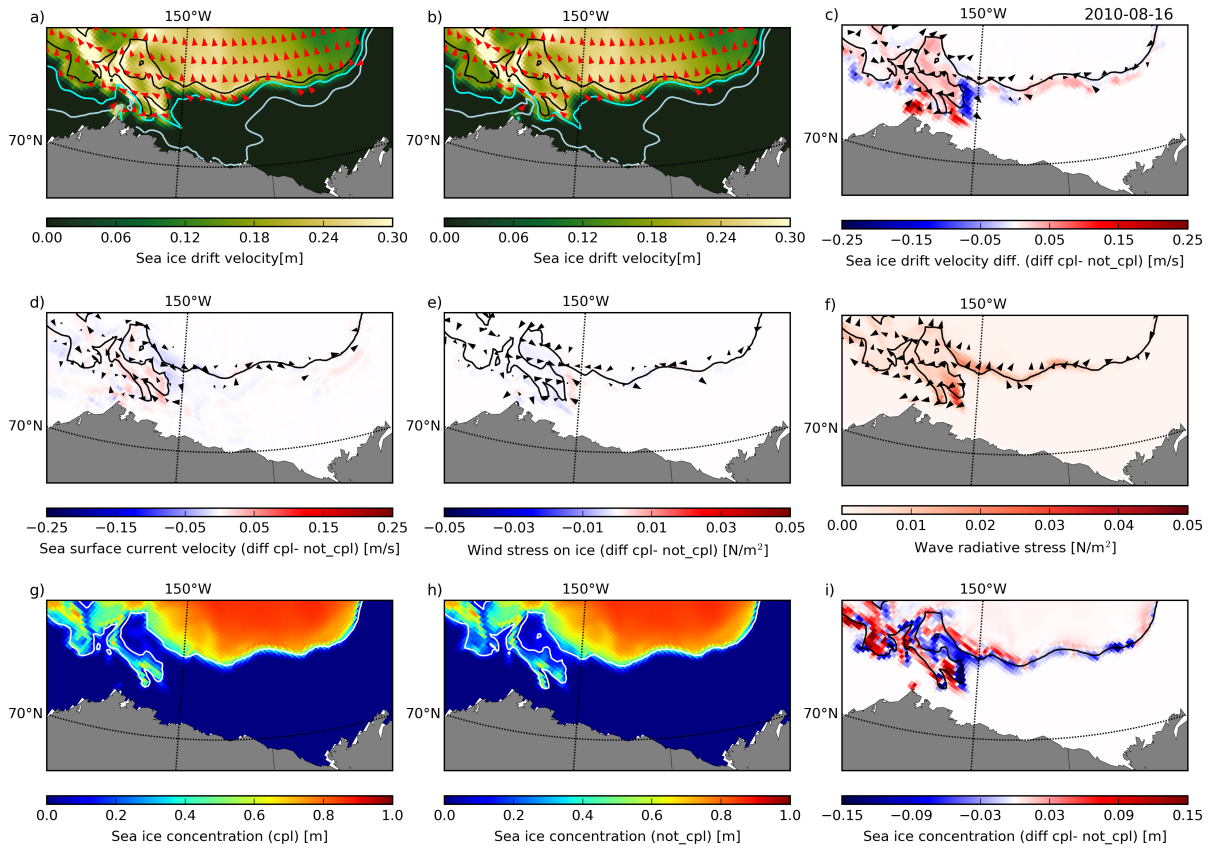


FIGURE 4.36 – Figure similaire à la figure 4.31 mais pour la période du 16 au 17 août en mer de Beaufort.

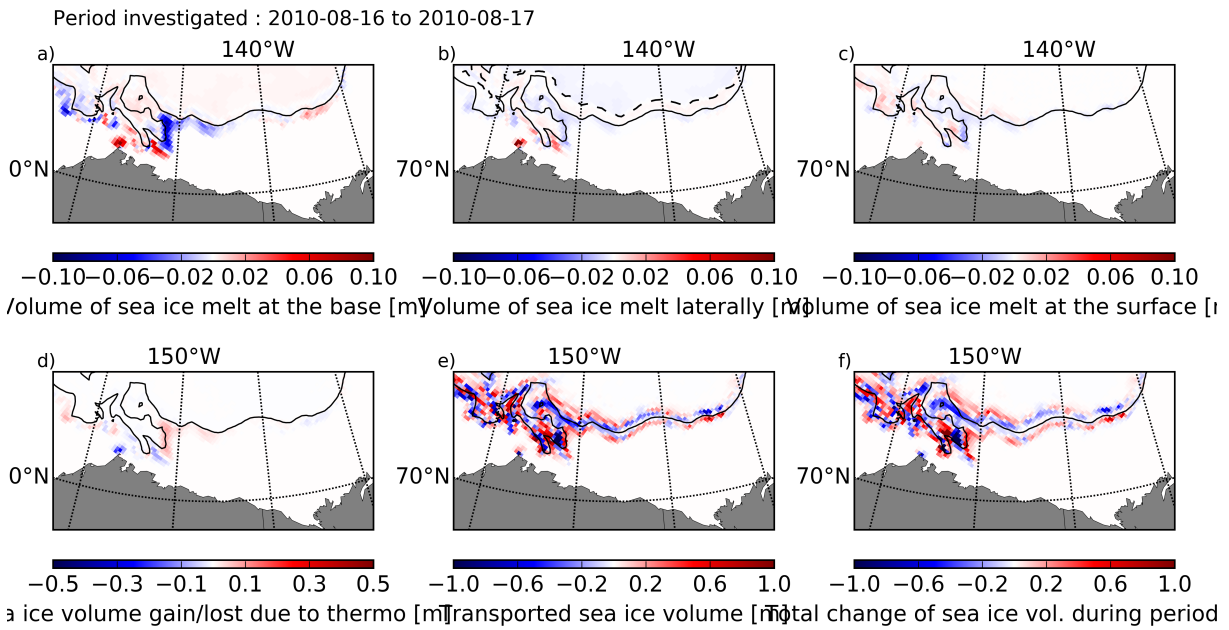


FIGURE 4.37 – Différences de volumes de glace entre la simulation couplée et la simulation non couplée sous l’effet de différents processus pour la période du 16 au 17 août 2010 en mer de Beaufort. Cette figure est similaire à la figure 4.32, à la différence que les échelles de couleurs des panneaux e) et f) ont été doublées du fait de l’intensité des phénomènes observés.

que dans le cas en mer de Laptev. Elle se traduit toujours par une hausse de la température de l'océan en surface (Fig. 4.38a). Cependant la différence majeure avec le cas précédent se trouve en bordure extérieure de la glace : les différences dans les flux de volume et de chaleur associées à la fonte sont cette fois nettement dominées par les différences dans la fonte basale (Fig. 4.37a et Fig. 4.38d). L'amplitude des différences constatées entre les deux simulations pour la fonte basale est en effet toujours supérieure à elles obtenues pour la fonte latérale (et à l'exception d'une petite zone côtière à l'ouest, la différence entre les deux est de plus d'un facteur 2, voire plus). Là encore, les différences de températures à la surface de l'océan qui en découlent sont particulièrement importantes, de l'ordre de 1°C dans les zones où les différences de fonte basale sont apparentes, en bordure extérieur du bord de glace (Fig. 4.38a).

En comparaison avec le cas précédent, la dominance de la fonte basale au bord de la banquise s'explique en partie par une faible contribution de la fonte latérale. Ici, toutes les régions où la glace est faiblement concentrée ont été fracturées par les vagues. Le temps écoulé depuis le début de la simulation et quelques événements forts de vagues antérieurs (non montrés) ont notamment permis cette situation. Par ailleurs, il n'y a pas cette fois de larges zones où la concentration en glace est très faible (du moins pas dans la simulation non couplée), le bord de glace étant plus compact et la langue de glace étant majoritairement au-delà du seuil des 15%. Il reste à expliquer la variabilité spatiale de la différence observée dans la fonte basale entre les deux simulations. En effet, si les régions où un excès de fonte basale est observée coïncident avec des régions où la concentration de glace est plus importante dans la simulation couplée, l'intensité des variations de concentration en glace entre les deux simulations ne permet pas d'expliquer celle de la fonte basale. En particulier, les variations de concentration et de volume à l'est du domaine (Fig. 4.36i et Fig. 4.37f), là où le bord de glace présente un fort gradient de concentration, ont un effet moindre sur la fonte basale par rapport à des variations de même amplitude au niveau de la langue de glace.

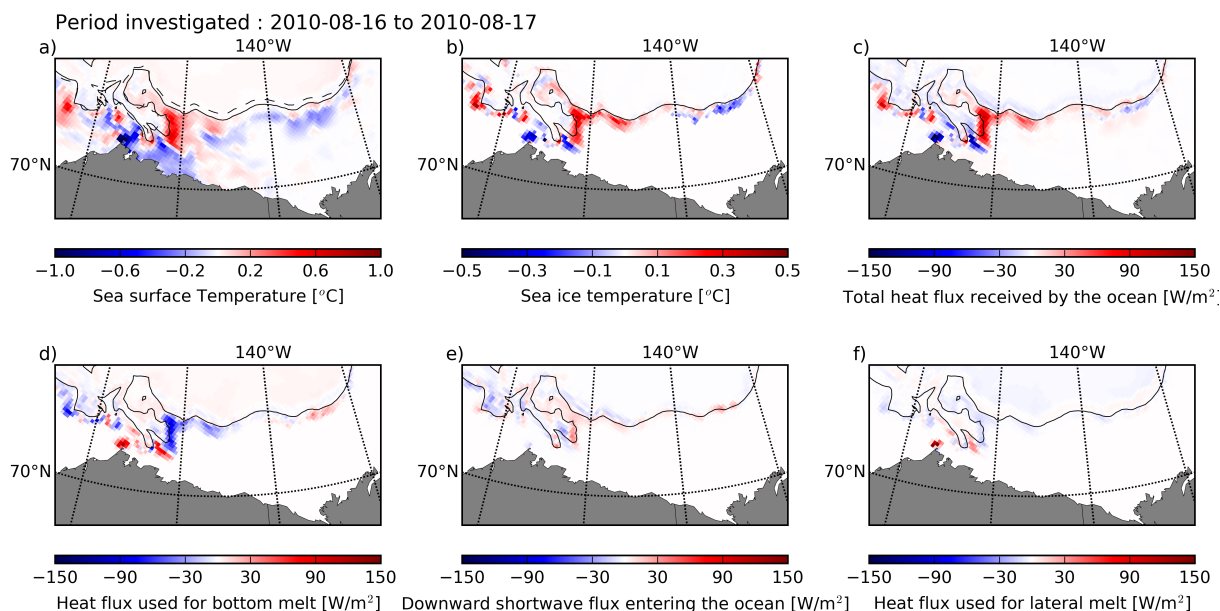


FIGURE 4.38 – Figure similaire à la figure 4.33 mais pour la période du 16 au 17 août 2010 en mer de Beaufort. Le contour continu en noir représente la position du bord de glace ($c = 0.15$) le dernier jour de la période étudiée (17/08/2010) et le contour en pointillé dans le panneau (a) représente la limite de casse de la glace ($D_{\max} = 500$ m).

Les raisons permettant d'expliquer les variations spatiales de l'augmentation de la fonte basale, en considérant les différents flux qui la composent, sont une augmentation du flux de

chaleur turbulent, soit par l'augmentation de la température à la surface de l'océan (dans la couche de mélange), ou bien une augmentation de flux de chaleur conductif à la base de la glace, par une diminution de la température de la glace. La figure 4.39 indique le flux turbulent ne correspond qu'à une fraction limitée du flux de chaleur utilisé pour la fonte (20% au mieux au sud de la langue de glace), à l'exception d'une petite région le long du littoral nord-américain (le flux turbulent y représente environ 50% du flux utilisé pour la fonte basale). En ce qui concerne cette région, la température de surface dans la simulation couplée est inférieure à celle dans la simulation non couplée, mais la vitesse de la glace est, elle, bien plus élevée (de quelques cm/s à plus de 20 cm/s) avec le couplage. Même dans cette région, le flux turbulent n'explique donc pas l'augmentation (ou la diminution) consécutive de la fonte basale lors du couplage. Une comparaison visuelle entre les panneaux (b) et (d) de la figure 4.33 permet en revanche de réaliser qu'il existe une très bonne correspondance spatiale entre la diminution (et respectivement l'augmentation) de la température de la glace et l'augmentation (respectivement la diminution) de la fonte basale. Ces variations de températures sont dues à la glace qui forme la langue : plus chaude que dans la banquise compacte à l'est du domaine (mais aussi plus au sud), elle est aussi plus froide que la banquise que l'on trouve au bord de la glace à l'est du domaine par exemple.

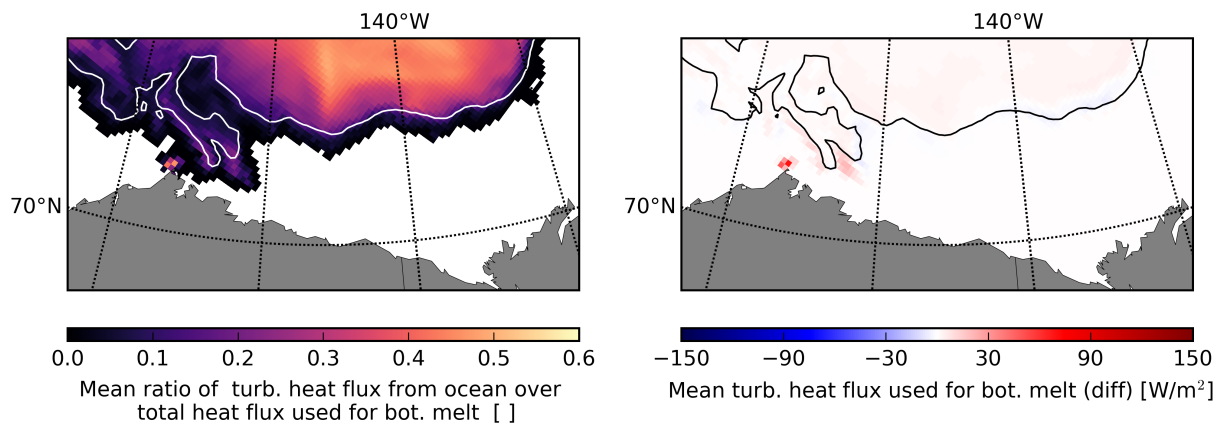


FIGURE 4.39 – Comparaison de l'effet du flux de chaleur turbulent sur la fonte totale entre les deux simulations pour la période du 16 au 17 août 2010 en mer de Beaufort. Le panneau de gauche présente le ratio entre le flux de chaleur turbulent à la base de la glace et le flux utilisé pour la fonte basale dans la simulation couplée. Le panneau de droite présente la différence de du flux de chaleur turbulent moyen entre la simulation couplée et la simulation non couplée. Le contour représenté sur chaque panneau est celui du bord de glace ($c = 0.15$) pour la simulation non couplée.

Le transport vers l'ouest induit par les vagues au niveau de la langue de glace pousse cette banquise froide vers des eaux plus chaudes à l'ouest, ou l'en éloigne à l'est (voir isothermes en figure 4.36a,b). La baisse (resp. la hausse) de la température de la glace accroît (resp. décroît) le flux conductif au sein du matériau (cf. Eq.1.84), et augmente (resp. diminue) ainsi la fonte basale. Il en résulte, dans la simulation couplée, un excès de fonte basale à l'ouest de la langue et un déficit à l'est. En conclusion, la variabilité spatiale de la fonte basale dépend de la nature de la glace déplacée. Si celle-ci est transportée mais qu'elle reste dans les régions au bord de la banquise ($c \leq 0.15$), et que la température de la glace entre ces deux zones est similaire, alors le flux conductif n'est pas affecté. Dans ces conditions, la fonte basale ne varie que si le flux de chaleur turbulent issu de l'océan est modifié. En revanche, si le transport induit par les vagues déplace de la glace froide, généralement issue de l'intérieur de la banquise, vers la bordure extérieure et des eaux plus chaudes, alors l'augmentation de la conduction thermique au sein de la glace favorise la fonte basale.

Finalement, comme en mer de Laptev, ce sont les processus dynamiques qui dominent largement les différences dans la quantité et la localisation de la glace entre les deux simulation

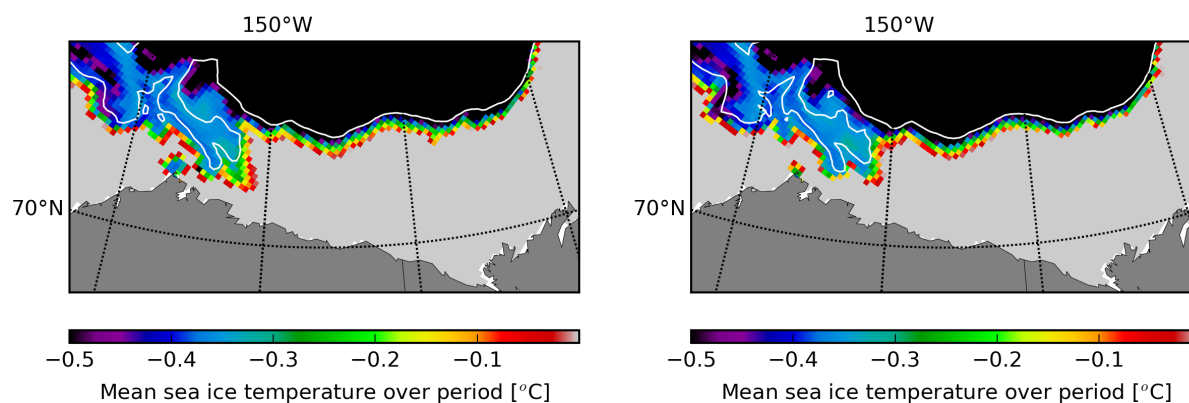


FIGURE 4.40 – Température moyenne de la glace dans la simulation couplée (à gauche) et dans la simulation non couplée (à droite) pour la période du 16 au 17 août 2010 en mer de Beaufort. Les contours en blanc représentent la position du bord de glace ($c = 0.15$) pour chaque simulation.

(Fig.4.33d,e,f). Et ce sont eux, par les changements induits dans le transports de la glace, qui modifient localement les échanges de chaleur entre l’atmosphère, la glace et l’océan. Ce que ce cas permet de mettre en évidence, c’est l’importance de certaines propriétés de la glace, et notamment de sa température, dans l’amplitude des variations provoquées par la prise en compte des vagues. La fonte basale est ainsi très sensible à la conduction thermique dans la glace et déplacer de la glace froide vers des eaux plus chaudes, ou l’en écarter au contraire, affecte considérablement la fonte au bord de la glace et les propriétés de la surface de l’océan. Ce cas est également une bonne illustration de l’importance de l’aspect du bord de glace : là où la glace est concentrée, les contraintes internes dominent la dynamique de la glace, et les vagues, même si le stress qu’elles induisent est important, n’ont que peu d’effet. Là où il est plus découpé, présentant des orientations opposées aux vagues, les effets de ces dernières sont plus importants, tout spécialement si la glace qu’il contient est épaisse et froide à la manière du reliquat de glace formée le long du continent détaillé dans cet exemple.

Mer de Barents, 16-17 août 2010

Ce troisième exemple et dernier exemple se situe en mer de Barents, aux mêmes dates que le cas en mer de Beaufort vu précédemment.

La figure 4.41 présente les conditions à laquelle est soumise la banquise. Cette fois, les conditions de vagues (Fig. 4.41a) et de vents (b) sont celles d’une tempête : la hauteur significative des vagues à l’intérieur du bord de glace excède les 3 m au sud du domaine, et les vents soufflant vers le sud présentent des vitesses moyennes supérieures à 15 m/s sur les 2 jours considérés. La banquise est exposée aux vagues du sud-ouest vers nord-est sur une large façade à l’ouest du domaine. Elle présente également deux façades plus petites orientées est-ouest et nord-sud, cette dernière étant protégée en grande partie par l’archipel du Svalbard. Comme pour le cas en mer de Beaufort, la dérive de la glace (f) présente une déviation d’environ 45° sur la droite par rapport au stress du vent (e), et le courant sous la glace présente une déviation supplémentaire (c). Contrairement au cas précédent, le bord de glace présente un faible gradient de concentration (d), et la glace y est cassée très profondément par rapport au bord de la banquise (a). Cela a pour conséquence une plus grande pénétration des vagues, avec des hauteurs supérieures à 2 m à plusieurs dizaines de kilomètres du bord représenté par le contour $c = 0.15$. Dans cette glace cassée et peu concentrée, la génération de vagues est toujours possible, et les vagues courtes qui y naissent sont aussi les plus rapidement atténuées. La conséquence de ce phénomène est que le stress radiatif induit par les vagues n’est cette fois pas orthogonal au bord de glace (d), mais dans la direction des vagues générées localement qui est aussi la direction du vent (voir Fig. 4.41b et

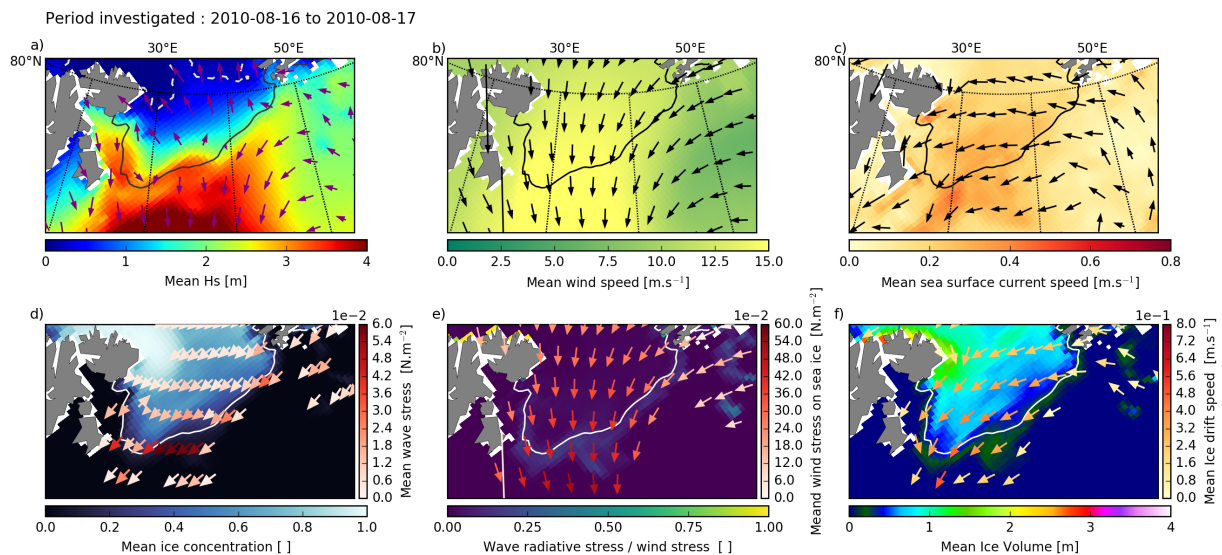


FIGURE 4.41 – Illustrations des conditions extérieures affectant la dynamique de la glace en mer de Barents les 16 et 17 août 2010. La figure est similaire 4.30, mais pour lesquels l'échelle de couleur représentant les stress dûs aux vagues et au vent ont une amplitude trois fois plus importante (contre deux fois pour la figure 4.35).

Fig. 4.41d). La direction des vagues (a) se propageant dans la glace demeure elle influencée par l'orientation du bord de glace et du gradient de concentration.

La figure 4.42 illustre, à la manière des figures 4.31 et 4.36, l'impact des vagues sur la dérive de la glace. Les mécanismes y sont similaires : la différence de dérive de la glace est importante (Fig. 4.42c) là où le stress induit par les vagues est élevé (f) et où les contraintes internes sont faibles, ce qui est le cas dans les régions où la glace n'est pas très concentrée et où elle est fine (g,h,i). La différence avec les deux cas précédents tient dans l'intensité de cette différence : l'atténuation des glaces étant, entre autre, le fait de processus non linéaires dans le modèle WAVEWATCH III[®] (c'est le cas pour la dissipation turbulente et celle dû à la déformation inélastique, voir section 2.2.2), les vagues les plus hautes sont les plus atténuées par la glace. Cette augmentation de l'atténuation se traduit par des valeurs de stress radiatifs plus élevées, dont découlent des variations importantes de la vitesse de dérive de la glace entre les deux simulations. Autre remarque : malgré l'important effet sur les vitesses de dérive, le bord de glace n'est quasiment pas affecté d'une simulation à l'autre. Il est possible que ce dernier soit principalement contrôlé par les propriétés de la surface de l'océan, dans une région où il a été montré que la couverture de glace dépend très fortement de la quantité de chaleur dans la couche de surface (Årthun et al., 2012).

Les figures 4.43 et 4.44 présentent respectivement les flux de masse et de chaleur mis en jeu lors de la période d'étude. Comme pour les cas précédents, les changements de volumes de glace pendant ces 2 jours sont majoritairement le fait de la dynamique. Contrairement aux deux cas précédents, la fonte latérale au sein d'une banquise relativement compacte ($c > 0.15$, mais avec des valeurs qui demeurent inférieures à 0.6) est cette fois supérieure dans la simulation couplée (Fig. 4.43b), ce qui s'explique par le fait que la glace est cassée sur une large région où elle est peu épaisse et relativement peu concentrée (voir Fig. 4.41d et Fig. 4.41f). Enfin, la différence dans la fonte entre la simulation couplée et la simulation non couplée au bord de la glace est, comme pour le cas précédent, dominée par la fonte basale, même si la fonte latérale y est également importante. La différence dans les flux de chaleur et de volume de glace dus à la fonte latérale entre les deux simulations coïncide spatialement avec la différence de concentration en glace observée sur la figure 4.42i, ce qui tend à montrer que les différences observées sont seule-

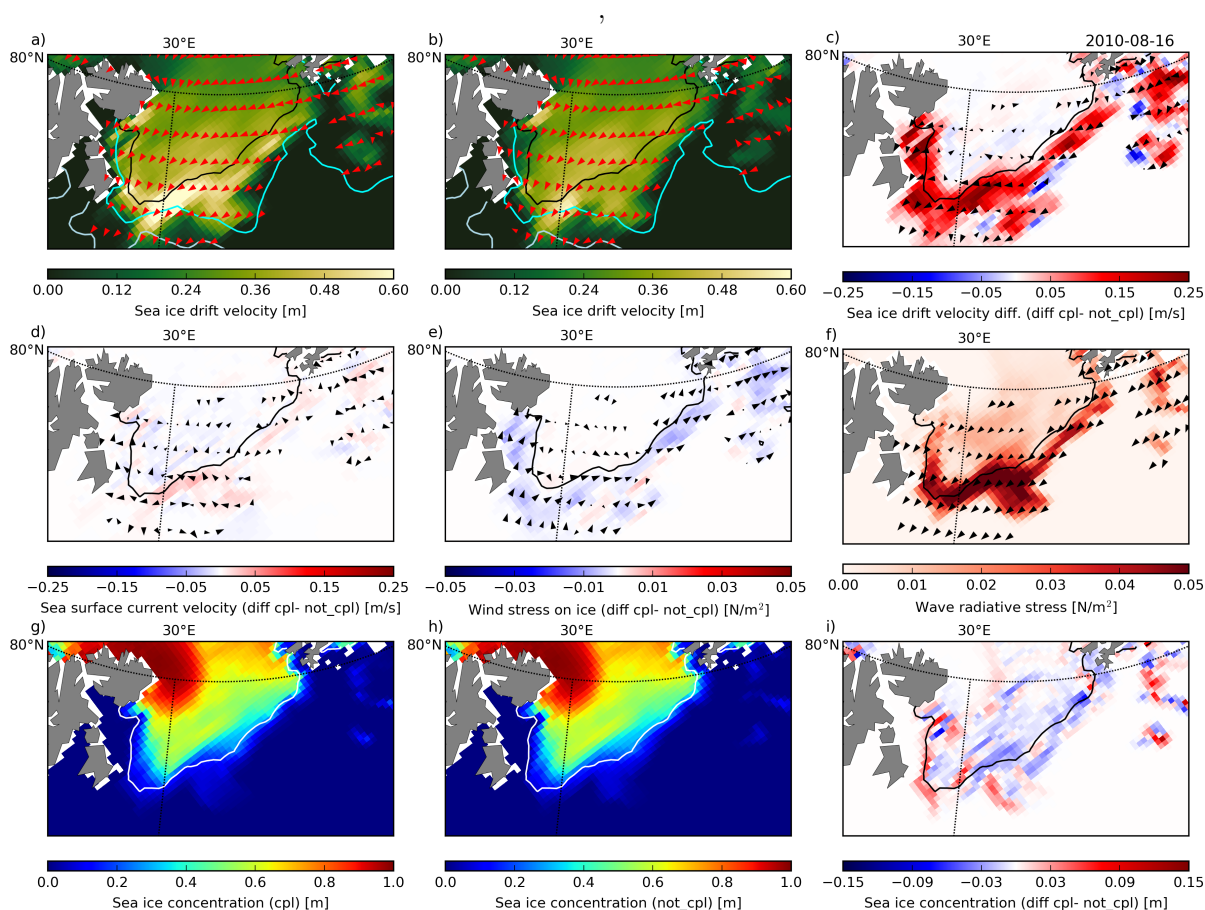


FIGURE 4.42 – Figure similaire aux figures 4.31 et 4.36 mais pour la période du 16 au 17 août en mer de Barents.

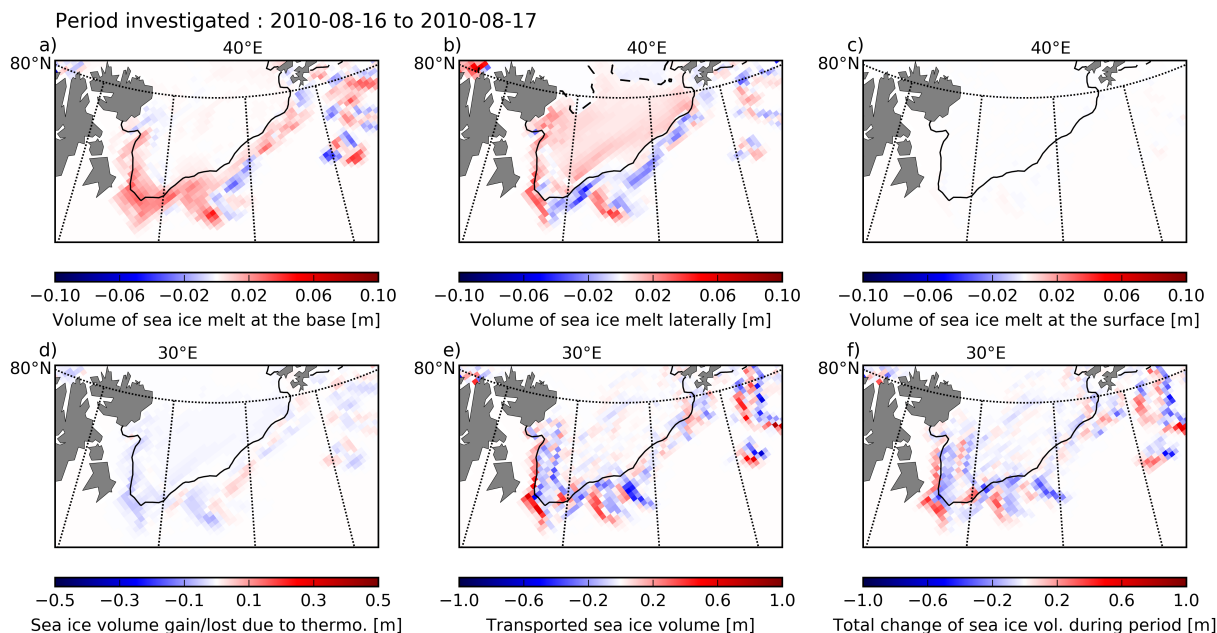


FIGURE 4.43 – Différences de volumes de glace entre la simulation couplée et la simulation non couplée sous l'effet de différents processus. Cette figure est similaire à la figure 4.37 mais pour la période du 16 au 17 août 2010 en mer de Barents.

ment le fait du changement de localisation de la glace. Concernant la fonte basale, la différence majeure avec le cas précédent en mer de Beaufort et que cette fois il n'existe visiblement pas de corrélation entre ses variations (Fig. 4.44d) et la température de la glace (Fig. 4.44b). Par ailleurs, on observe également une augmentation de la fonte basale dans la simulation couplée dans des zones présentant un déficit en glace par rapport à la simulation non couplée.

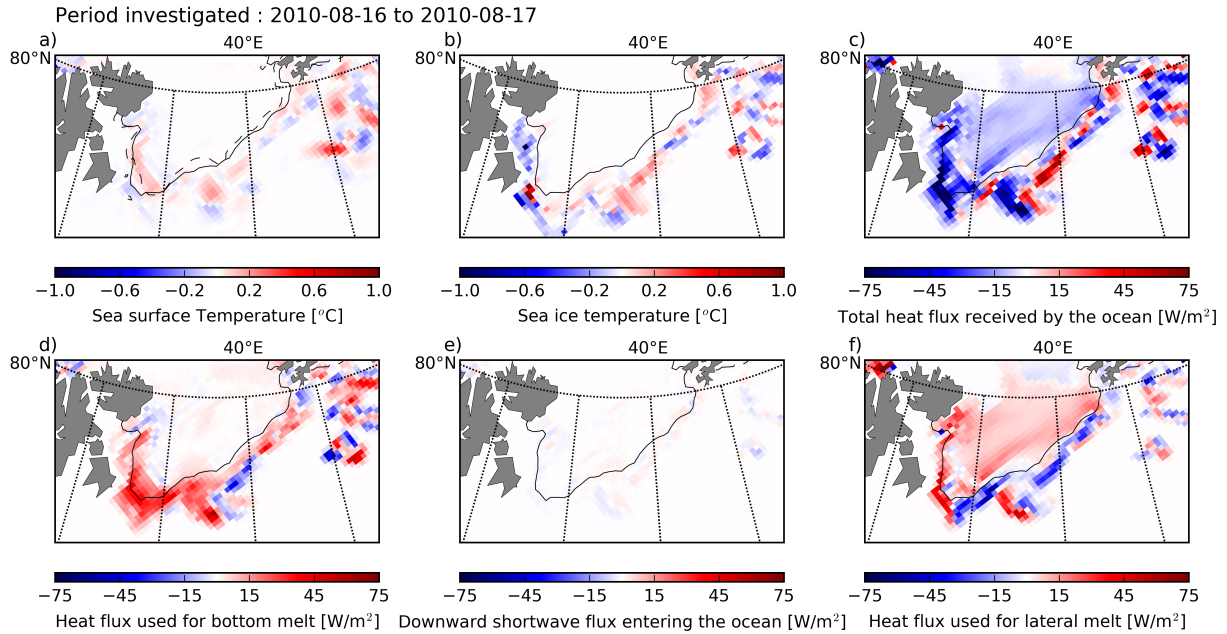


FIGURE 4.44 – Figure similaire aux figures 4.33 et 4.38 mais pour la période du 16 au 17 août 2010 en mer de Barents. Le contour continu en noir représente la position du bord de glace ($c = 0.15$) le dernier jour de la période étudiée (17/08/2010) et le contour en pointillé dans le panneau (a) représente la limite de casse de la glace ($D_{\text{max}} = 500$ m).

La figure 4.45 permet de comprendre cette différence dans les origines des variations spatiales de la fonte basale entre ce cas et le cas précédent. Dans le cas présent, au bord de la glace, le flux de chaleur responsable de la fonte basale est principalement le flux de chaleur turbulent de l'océan vers la glace, et l'amplitude de son augmentation présentée dans le panneau gauche de la figure 4.45 est similaire à celle relevée pour l'augmentation de la fonte basale (Fig. 4.45d). Le flux de chaleur turbulent peut être accru lorsque la différence entre la vitesse de la glace et la vitesse de l'océan augmente, ou lorsque la température dans la couche de mélange s'élève (cf. Eq.1.83). La figure 4.44a ne révélant pas d'augmentation très significative de la température de surface dans la simulation couplée, c'est par conséquent l'augmentation de la vitesse de dérive de la glace par l'atténuation des vagues au bord de la glace qui accroît la turbulence sous cette dernière, avec pour conséquence une augmentation des échanges de chaleur entre la couche de mélange et la base de la glace favorisant la fonte de la glace.

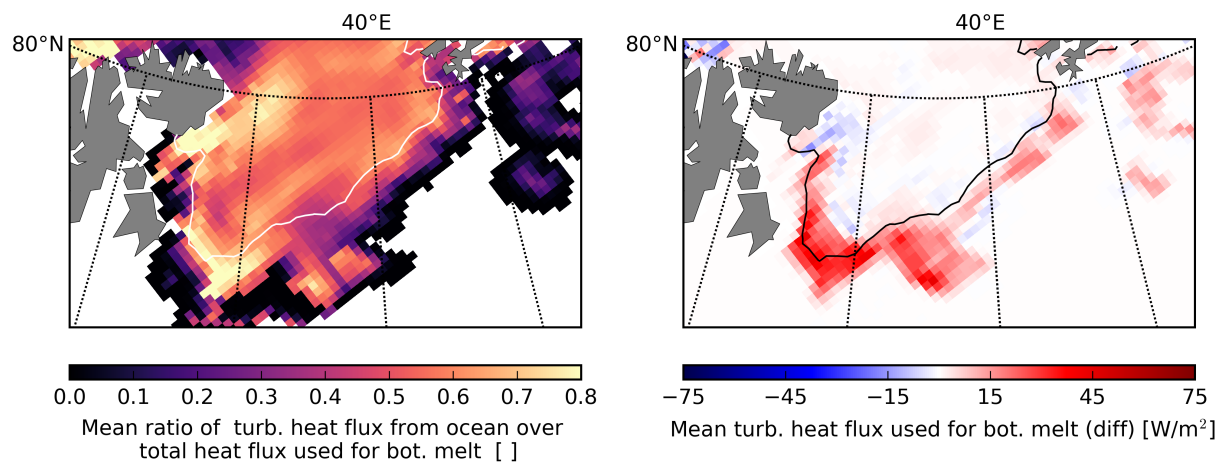


FIGURE 4.45 – Figure similaire à la figure 4.45 mais cette fois pour la période du 16 au 17 août 2010 en mer de Barents.

4.2.4 Conclusion

Dans le couplage vagues-glace tel que nous l'avons implémenté, les vagues agissent sur la banquise par la casse des plaques, effet qui ne se traduit actuellement que par un impact sur la fonte latérale, et par le stress radiatif qui dépend du pouvoir d'atténuation qu'a la glace sur les vagues.

L'utilisation dans la paramétrisation de la fonte latérale de la taille moyenne des plaques calculée pour la distribution proposée par [Toyota et al. \(2011\)](#) a deux effets. Le premier, local, est qu'en l'absence de vagues fortes, les zones très peu recouvertes de glace ($c < 0.1$ environ) ont des taux de fonte latérale parfois bien inférieurs à ceux obtenus avec la taille moyenne des plaques donnée par la paramétrisation de [Lüpkes et al. \(2012\)](#). Il est en effet possible dans ces régions d'avoir une taille moyenne des plaques générée par les vagues de l'ordre de quelques dizaines de mètres (10-40 m), quand la taille moyenne des plaques prévue par la paramétrisation de [Lüpkes et al. \(2012\)](#) va être très proche du diamètre minimal fixé pour ce niveau de concentration (à savoir 8 m). Le second effet résulte du même constat, à savoir que la paramétrisation de [Lüpkes et al. \(2012\)](#) prévoit une taille moyenne des floes de l'ordre de quelques dizaines de mètres pour des concentrations en glace $c > 0.5$, et ce sans tenir compte de la localisation de la zone. Par conséquent la fonte latérale est régulièrement plus élevée loin du bord de la banquise qu'avec une taille de plaques issue de la casse des vagues. A titre d'exemple, avec paramétrisation de [Lüpkes et al. \(2012\)](#) pour $D_{\min} = 8$ m, un diamètre moyen au delà de 20 m environ n'est obtenu que pour $c > 0.6$ (voir [Lüpkes et al. \(2012\)](#), Fig. 3, p.6). Lors du couplage avec les vagues, il est possible que de telles zones ne soient pas cassées pour diverses raisons : parce qu'elles sont protégées par une large région recouverte de glace (même partiellement) qui se trouve entre la zone étudiée et l'océan libre (voir le cas en mer de Laptev), parce qu'aucun événement de vagues conséquent n'a encore eu lieu dans la saison, parce que la glace qui la compose est très épaisse... En revanche, la concentration peut diminuer sans pour autant impliquer un morcellement de la glace en plaques de quelques dizaines de mètres : formation de polynies, ouverture de chenaux... Le résultat de notre changement de paramétrisation de la taille des plaques dans la fonte latérale est donc une diminution de cette dernière dans la simulation couplée par rapport à la simulation non couplée, qui résulte en une diminution de la fonte totale modérée par une augmentation de la fonte basale. En effet, le déficit de fonte dans la simulation couplée entraîne une augmentation de la chaleur disponible dans la couche de mélange, qui se traduit par une augmentation de la fonte basale. Une autre conséquence de nos modifications est l'augmentation de la salinité au sein de la banquise compacte, toujours du fait de la diminution de la fonte totale.

Les effets de l'ajout du stress radiatif sont plus complexes à décrire. Le schéma représenté en figure 4.46 résume nos conclusions à l'issue de l'étude des cas particuliers, mais ne peut toutefois rendre compte de toutes les situations possibles. Les phénomènes observés résultent de l'impact du stress ajouté dans le modèle sur la dynamique de la glace, à savoir l'amplitude et la direction de la vitesse dans laquelle celle-ci dérive. Cet impact dépend de la résistance interne de la banquise (considérée comme un milieu continu) au lieu où s'applique le stress. Plus la glace est fine et moins elle est concentrée, plus sa résistance aux forces extérieures est faible, et inversement pour une glace compacte et épaisse. Dans le même temps, plus la glace est fine et peu concentrée, moins les vagues sont atténuées, et donc plus le stress radiatif est faible. Les cas étudiés, et notamment celui en mer de Beaufort, permettent d'établir que de ces deux effets opposés, c'est celui des contraintes internes de la glace qui l'emporte, et que l'effet des vagues sur la dérive de la glace est principalement sensible dans les zones marginales avec un faible gradient de concentration et une glace peu épaisse, comme pour le cas en mer de Barents. Là, les vagues accélèrent ou ralentissent la dérive de la glace selon l'orientation relative de la dérive originale (sans vagues) et du stress radiatif (voir Fig. 4.46).

Selon la direction dans laquelle la glace est accélérée ou ralentie, les vagues vont la pousser ou l'écartier de l'océan libre, où les eaux sont plus chaudes, avec respectivement une augmentation

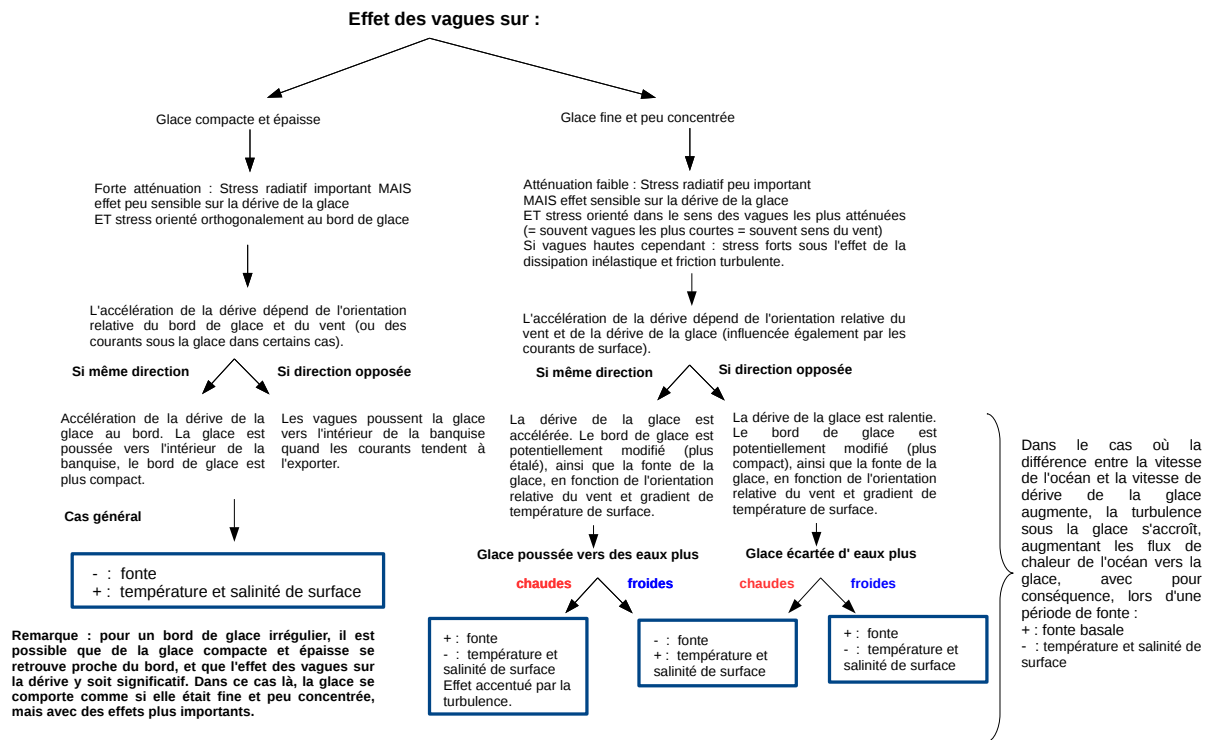


FIGURE 4.46 – Résumé des effets sur la glace de mer et sur l'océan de l'ajout du stress radiatif des vagues dans le modèle NEMO-LIM3 couplé avec un modèle de vagues pour une période de fonte.

ou une diminution de la fonte, et en particulier de la fonte basale. Ce sont ces variations dans la quantité de glace fondue, et sa localisation, qui expliquent les différences observées dans la température et la salinité de surface entre la simulation couplée et la simulation non couplée. La fonte basale de la glace n'est pas seulement sensible à la température de l'eau de surface de l'océan, elle augmente aussi avec la turbulence sous la glace, qui s'accroît lorsque la différence entre la vitesse de dérive de la glace et celle des courants océaniques augmente, et dépend du type de glace. Ainsi, la glace issue de l'intérieur de la banquise, plus froide, si elle se retrouve poussée dans des eaux plus chaudes sous l'effet des vagues, va fondre très rapidement et avoir un effet très significatif sur les paramètres de surface de l'océan. Cela arrive notamment quand le bord de glace présente un aspect irrégulier, avec une face exposée aux vagues et une autre qui ne l'est pas. Dans le cas le plus classique, présenté dans la partie gauche du schéma 4.46 et observé dans les cas en mer de Laptev et de Beaufort, la zone marginale est composée de glace dont la concentration et l'épaisseur augmentent au fur et à mesure que l'on s'enfonce à l'intérieur de la banquise. Il en résulte une atténuation progressive, et les quelques vagues qui pénètrent la banquise compacte ($c > 0.8$ environ) sont les moins atténuées, c'est-à-dire les vagues les plus longues qui ont parcouru le moins de distance dans la glace (= direction orthogonale au bord de glace). Par conséquent, de manière cohérente avec les observations faites sur les figures 4.25 et 4.27 l'effet des vagues est plutôt de maintenir la banquise intérieure compacte, et donc de diminuer la fonte basale au bord, avec ainsi une augmentation de la température et de la salinité de surface qui peut être régionalement significative, de l'ordre respectivement d' 1°C et de 1 psu, suffisamment pour que l'on observe des variations locale d'épaisseur de la couche de mélange de l'ordre de quelques mètres (voir par exemple Fig. 4.47 pour le cas en mer de Barents). Si ce constat d'augmentation de la température et de la salinité dans la zone marginale de glace sous l'effet des vagues devait se confirmer (une validation de notre modèle couplée avec un cas réaliste), il serait intéressant de poursuivre l'étude de l'impact de ces modifications des propriétés de surface de l'océan sur les couches plus profondes et sur la circulation océanique.

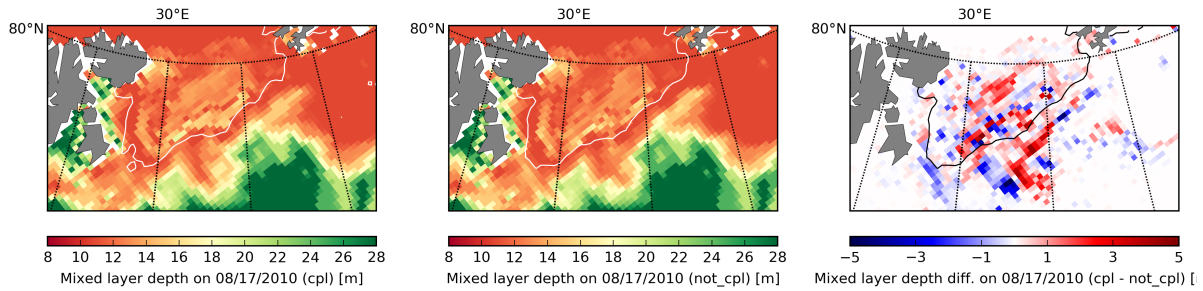


FIGURE 4.47 – Effet du couplage vagues-glace sur la profondeur de la couche de mélange en mer de Barents, le 17 août 2010. le panneau de gauche représente la profondeur de la couche de mélange dans simulation couplée, celui du milieu dans la simulation non couplée, et celui de droite illustre la différence entre les deux. Les contours représentent le bord de glace ($c = 0.15$) associé à chaque simulation dans les panneaux de gauche, et le bord de glace dans la simulation non couplée pour le panneau de droite.

Enfin, un dernier commentaire peut être fait sur l'effet des vagues sur la vitesse de dérive de la glace. La nette tendance à l'accélération de la glace dans la simulation couplée observée en section 4.2.3.a (voir Fig. 4.29) peut ainsi s'expliquer par le fait que la direction de cette dernière, comme celle de la propagation des vagues, est liée à celle dans laquelle souffle le vent, avec une déviation d'environ 45° de la dérive due à la force de Coriolis. Les conditions où le stress radiatif et la dérive sont en opposition sont donc moins fréquentes, bien que tout à fait possibles. Les vagues peuvent également affecter la dérive de la glace en modifiant les contraintes internes (c'est à dire par des variations locales de concentrations ou d'épaisseur dues à la glace déplacée ou compactée), néanmoins ces effets sont minoritaires dans les cas étudiés, et la comparaison des figures 4.22 et 4.29 ne laisse pas apparaître de correspondance entre les zones d'accélération (respectivement de ralentissement) de la dérive et les zones de diminution (respectivement d'augmentation) de la quantité de glace. Au contraire, dans certaines régions (par exemple en mer de Beaufort), une diminution de la quantité de glace coïncide avec une vitesse de dérive réduite dans la simulation couplée.

Finalement, ce que nous avons mis en évidence dans ce chapitre sont les interactions importantes entre les vagues, le vent, les courants océaniques de surface, la température et la salinité dans la couche de surface, et la glace de mer. La paramétrisation de la fonte latérale dans laquelle la taille des plaques est fonction de l'état de mer limite les effets de cette dernière à la zone marginale, quand l'usage de la paramétrisation (Lüpkes et al., 2012) permet à la fonte latérale d'intervenir jusqu'à des zones reculées de la banquise arctique. L'ajout du stress radiatif des vagues a un impact conséquent sur la dynamique de la glace dans la Zone Marginale de Glace. Dans le cas le plus classique, les vagues se propagent orthogonalement au bord de glace et leur atténuation génère un stress radiatif qui compacte la banquise. Cela se traduit par une diminution de la fonte de la glace, et notamment de sa composante basale. Cela a pour conséquence une augmentation de la température et de la salinité à la surface de l'océan dans la ZMG. Néanmoins, localement, des effets opposés (c'est-à-dire augmentation de la fonte, baisse de la température et de la salinité) peuvent être observés : une diminution de la fonte lorsque de la glace est poussée vers des eaux plus chaudes ou lorsque la turbulence est accrue par les changements dans la dérive de la glace. Ces effets, s'ils sont limités lorsqu'on les analyse à l'échelle de l'Arctique, sont conséquents régionalement et peuvent persister dans le temps. Cela est illustré par la figure 4.48 : la signature en surface des différences de température et de salinité à la surface de l'océan de chaque côté de la langue de glace en mer de Beaufort est encore visible 1 mois après le cas étudié (voir Fig. 4.48).

Ces effets résultant des interactions vagues-glace apparaissent dans nos simulations alors même que le couplage réalisé est loin de couvrir l'ensemble des phénomènes existants. Tout

d'abord, nous n'avons travaillé qu'en période de fonte. En période de gel, nous savons que les vagues affectent la formation de la glace, qui passe par l'état de crêpes de glace, et conduit à une banquise différente de celle formée en leur absence (Weeks and Ackley, 1986). Nous n'avons pas non plus inclus de paramétrisation représentant l'effet des vagues sur le mélange dans les couches de surface, que ce soit par la génération de circulations de Langmuir ou par l'ajout de turbulence dans le modèle d'océan lors de la dissipation des vagues. Enfin, nous nous attendons à ce que la rhéologie de la glace soit modifiée par les fractures causées par les vagues, avec des implications sur la dérive, sur la formation de chenaux par lesquels l'océan va échanger de la chaleur avec l'atmosphère (Marcq and Weiss, 2012)... L'intensité des variations de températures et de salinité introduites suite à notre couplage et leur persistance dans le temps encouragent à poursuivre l'étude de cet effet des vagues sur la dynamique de la banquise. Une première étape pourrait être d'étendre la validité du modèle en profitant du travail effectué suite à la campagne *Sea State Boundary* (Thomson et al., 2018), qui a permis de proposer des taux de croissance de tailles des plaques de glace (Roach et al., 2018b), et dont l'intégration dans un modèle de glace utilisant une distribution de tailles des plaques a été récemment effectuée (Roach et al., 2018a). Cela permettrait également d'accroître les possibilités de validation de nos résultats avec un jeu de données issus d'observation.

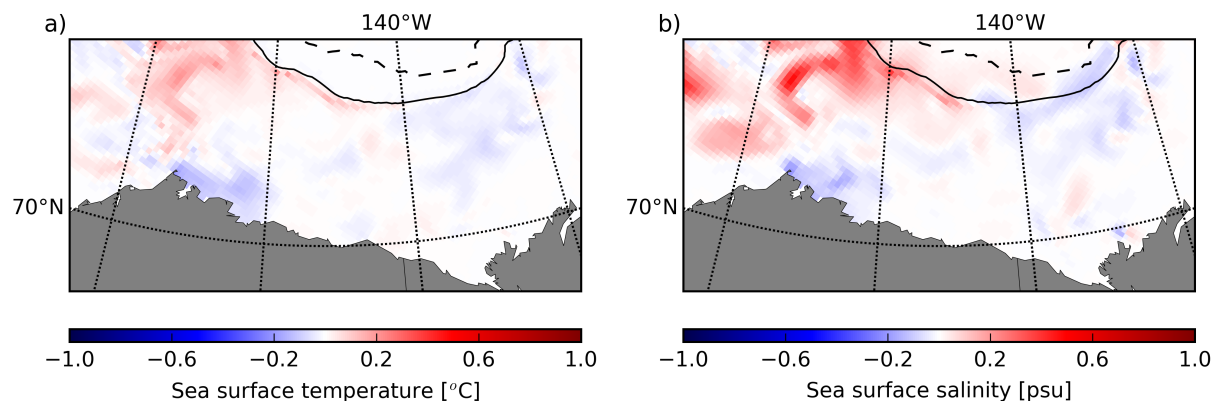


FIGURE 4.48 – Persistance de la signature en surface des différences de température (à gauche) et de salinité (à droite) entre la simulation couplée et la simulation non couplée 1 mois après le cas d'étude en mer de Beaufort, le 17 septembre 2010. Le contour en trait plein représente le bord de glace ($c = 0.15$) et celui en trait pointillé la limite de la glace cassée $D_{\max} = 500$ m.

Chapitre 5

Conclusion

5.1 Bilan

Après avoir synthétisé l'état des connaissances concernant la représentation des interactions vagues-glace dans les modèles de vagues, nous avons présenté la représentation des interactions vagues-glace que nous avons incorporée au sein du modèle spectral de vagues WAVEWATCH III[®]. L'atténuation des vagues par la glace de mer y a été incluse, y compris l'influence de la taille des plaques de glace, suivant les développements antérieurs de [Dumont et al. \(2011\)](#) et [Williams et al. \(2013a\)](#) pour des vagues monochromatiques. Ces derniers incluent une actualisation de la taille maximale des plaques à chaque pas de temps du modèle de vagues en fonction des propriétés de l'état de mer, que nous avons reprise et adaptée au modèle spectral. Par ailleurs, nous avons intégré 4 mécanismes d'atténuation des vagues, qu'il est possible de combiner ou de désactiver afin de mieux en étudier les effets. Ces mécanismes sont les suivants : la friction basale, processus dissipatif déjà introduit dans l'article de [Stopa et al. \(2016\)](#), la rétro-diffusion avec des coefficients de réflexion issus de [Bennetts and Squire \(2012\)](#) et une formulation qui redistribue l'énergie diffusée de manière isotrope, et deux autres mécanismes dissipatifs liés aux déformations inélastiques et anélastiques de la glace sous la flexion répétée lors du passage des vagues. Comme la rétro-diffusion des vagues, l'atténuation anélastique, et l'atténuation inélastique sont fortement dépendantes de la taille des plaques, la prise en compte de la rupture de la glace introduit une rétroaction sur le champ des vagues.

La rétro-diffusion ne dissipe pas l'énergie des vagues, mais s'avère efficace lorsqu'il s'agit d'atténuer les vagues les plus courtes dans la ZMG. En revanche, l'atténuation pour des vagues ayant des périodes pics T_p supérieures à 10 s est très faible. Dans notre modèle, en l'absence de forte dissipation, la rétro-diffusion conduit également à une augmentation de la hauteur des vagues et de l'étalement directionnel comme documenté par [Wadhams et al. \(1986\)](#), mais aussi à une augmentation de la hauteur des vagues à proximité du bord de glace du fait de l'énergie qui y est réfléchi. L'amplitude de ces effets décroît fortement en présence de mécanismes dissipatifs et se limite aux tous premiers kilomètres de la ZMG. Enfin, les deux cas réalistes étudiés présentent des vagues dominantes de période pic au-delà de 10 s et la rétro-diffusion y a par conséquent peu d'effets sur le résultat final.

Une fois que la glace a été fracturée, nous avons fait l'hypothèse que la dissipation sous l'effet des déformations anélastiques et inélastiques ne se produit que pour des plaques de plus de 0.3 fois la longueur d'onde des vagues. En effet, les plaques bien plus petites que la longueur d'onde ne vont pas pouvoir être déformées au passage des vagues, mais vont plutôt suivre la déformation de la surface de l'océan de manière rigide. L'atténuation anélastique donne une très forte dissipation relativement à la friction basale et à la rétro-diffusion, en particulier à l'entrée de la ZMG. Elle empêche ainsi les vagues les plus courtes de pénétrer dans la glace et de contribuer à sa rupture. Un tel comportement n'est pas compatible avec les observations de vagues de hauteur importante et d'événements de casse à plusieurs centaines de kilomètres du bord de la

banquise, notamment en Antarctique (voir par exemple [Kohout et al., 2015](#); [Stopa et al., 2018b](#)). Cela peut s'expliquer en partie par la variabilité de l'énergie d'activation pour des températures supérieures à -5 °C ([Cole, 1995](#)). Nous n'avons en effet pas tenu compte de la variation de la température le long du profil d'épaisseur de la glace, bien que la partie inférieure de la banquise, au contact de l'océan, se trouve au point de fusion $\simeq -2$ °C. De même, ne pas prendre en compte la forte dépendance de ce processus à la valeur de l'énergie d'activation (qui elle-même présente des variations avec la température) a pour conséquence de potentiellement surestimer la dissipation d'énergie lors de la déformation.

L'atténuation inélastique est aussi associée à une dissipation très élevée lors de la flexion cyclique de la banquise, à condition que les vagues soient hautes et que la glace ne soit pas cassée. Elle permet néanmoins aux vagues de fréquences intermédiaires associées à des amplitudes suffisamment faibles pour ne pas être dissipées de se propager et de briser la glace. Un tel comportement explique potentiellement les transitions abruptes, tant temporelles que spatiales, impliquant une chute brutale de l'atténuation une fois la glace cassée, comme rapportées par [Collins et al. \(2015\)](#). Néanmoins, la forte dépendance de ce processus à la taille des plaques de glace requiert la présence d'un autre mécanisme pour éviter que les vagues, une fois la glace cassée, ne se propagent sur des distances trop importantes. Parmi les mécanismes inclus dans notre modèle, la friction basale, turbulente ou non, permet de remplir ce rôle.

Grâce à la transition laminaire-turbulente proposée par [Stopa et al. \(2016\)](#), la friction basale conduit également à des taux de dissipation élevés pour les vagues les plus hautes. Cette dissipation turbulente des vagues hautes est même trop importante dans le cas où nous tentons de reproduire les observations de [Collins et al. \(2015\)](#), avec une diminution conséquente de la hauteur des vagues dès le bord de glace indépendamment de la taille des plaques. Ce problème se retrouve dans l'étude de [Ardhuin et al. \(2018\)](#) où une réduction empirique du terme a été appliquée afin de prendre en compte les mouvements horizontaux des plaques de glace peu épaisses présentes à cette période en mer de Beaufort. Si pour ce dernier cas, elle semble jouer un rôle majeur, l'atténuation des vagues par la friction basale demeure néanmoins trop progressive et trop peu dépendante de la taille des plaques pour expliquer les observations rapportées dans [Collins et al. \(2015\)](#).

Les résultats de notre modèle montrent ainsi l'importance des interactions entre les différents mécanismes ainsi que des rétroactions entre la taille des plaques et l'atténuation des vagues, en particulier dans le cas de dissipation sous l'effet de la flexion de la banquise. Ce dernier processus pourrait expliquer les changements de régime soudain dans le comportement de l'atténuation, encore récemment observés en Antarctique ([Stopa et al., 2018b](#)). La dissipation associée aux déformations de la glace est cependant très dépendante de la température et demeure peu étudiée, tout particulièrement *in situ* où les résultats diffèrent considérablement de ceux obtenus en laboratoire avec des échantillons de température uniforme ([Cole and Dempsey, 2004](#)).

Comme il l'a été plusieurs fois signalé au cours de notre analyse, une représentation trop simplifiée de la glace nécessite un grand nombre d'hypothèses qui restreignent nécessairement l'application du modèle à certains cas. Afin d'étendre ces applications et d'obtenir une meilleure représentation du comportement de la banquise, nous avons fait le choix de coupler le modèle de vagues avec un modèle de glace, lui-même intégré dans un modèle d'océan, NEMO-LIM3. Ce modèle de glace a pour avantage d'être très similaire à la plupart des autres modèles utilisés dans les études climatiques. Nous y avons inclus une distribution de la taille des plaques de glace, qui est ré-actualisée en fonction de la casse de la glace dans WAVEWATCH III[®] et qui est advectée comme un traceur au sein du modèle de glace. Cette advection se fait à la manière de ce qui existe déjà pour la concentration en glace répartie en catégories d'épaisseur de glace. L'actualisation de la distribution se fait en forçant cette dernière à suivre une loi de puissance de Pareto entre une borne inférieure fixe et une borne supérieure déterminée par le modèle de vagues, hypothèse

similaire à celle faite dans le modèle de vagues et qui est fondée sur les observations de [Toyota et al. \(2011\)](#). Cette distribution est ensuite utilisée pour calculer un diamètre moyen utilisé dans l'estimation de la fonte latérale de la banquise. En outre, l'advection de la distribution de la taille des plaques permet une représentation plus réaliste de l'évolution du bord de glace : une fois cassée, les plaques dérivent et ne se reforment pas instantanément lorsque la hauteur des vagues décroît. En revanche, l'absence du processus de croissance latérale des plaques dans le modèle des vagues rend cette représentation incomplète. Par ailleurs, la casse de la glace ne modifie pas sa rhéologie, alors même que des plaques de quelques mètres devraient être en mesure de dériver plus aisément que des plaques de plusieurs centaines de mètres (voir par exemple le travail effectué par [Williams et al., 2017](#)). Le second élément impliqué dans le couplage est l'ajout du stress radiatif dû à l'atténuation des vagues, calculé dans WAVEWATCH III[®] et ajouté à l'équation de quantité de mouvement de la glace.

Après s'être assurés du bon fonctionnement de ce couplage sur des tests académiques, nous avons effectué des simulations sur une grille pan-Arctique d'une résolution au $1/4^\circ$. En comparant une simulation couplée du modèle de glace avec une simulation non couplée, l'on s'aperçoit que les modifications de l'extension et du volume de la glace après 40 jours de simulations sont peu importantes à l'échelle du domaine, mais peuvent être significatives à l'échelle régionale et sur des périodes de quelques jours. au-delà, le bord de glace est rappelé à la position qui est la sienne dans la simulation non couplée. Cette position semble donc être principalement imposée par les forçages atmosphériques (invariants entre les deux simulations).

Les effets locaux des vagues sur les propriétés de la banquise ont un impact sur la fonte de la glace, avec des répercussions sur la température et sur la salinité de la surface de l'océan. Ces variations, contrairement à celles concernant les propriétés de la glace, persistent dans le temps. De plus, leur effet à l'échelle de l'Arctique est conséquent : dans l'ensemble, une élévation de leur valeur est observée avec des différences moyennes de température et de salinité entre les deux simulations qui peuvent être dans certaines régions respectivement de l'ordre de 1°C et de 1 psu.

Pour en comprendre les raisons, nous avons analysé trois événements dans des régions et à des périodes différentes. Cette analyse nous a permis d'observer l'importance du stress radiatif des vagues qui modifie la dérive de la banquise au bord de la glace. Ces variations de la vitesse de dérive de la glace peuvent conduire à augmenter ou à diminuer la fonte selon si la banquise est poussée vers des eaux plus froides ou plus chaudes. Cet effet peut être plus ou moins intense selon les propriétés de la glace. Une glace fine et peu compacte, par exemple, est très mobile et sa dérive sera très affectée par le stress radiatif des vagues. Si la glace en question est épaisse et concentrée, et également plus froide, sa dérive va être en général peu affectée par les vagues, mais l'impact sur la fonte lorsque c'est le cas (si le bord de glace est très découpé par exemple) est très important. Comme en général, au-delà des premiers kilomètres de la ZMG, la direction de propagation des vagues est orthogonale à celle du bord de glace, les vagues poussent la banquise de l'océan libre vers les zones où la concentration en glace est élevée. Le bord de glace est ainsi compacté et la fonte, notamment la fonte basale, diminue. Ce résultat, associé au fait que notre paramétrisation réduit la fonte latérale par rapport à la paramétrisation de la taille moyenne des plaques de glace faite par [Lüpkes et al. \(2012\)](#), explique la hausse de la température et de la salinité observée au bord de la banquise.

La contribution de la fonte latérale à la fonte totale avec notre paramétrisation demeure mineure par rapport aux autres types de fonte. Comme mentionné précédemment, elle est même réduite par rapport à la paramétrisation de [Lüpkes et al. \(2012\)](#), dont il met néanmoins en évidence certaines faiblesses. En particulier, la dépendance de la taille des plaques à la concentration génère de la fonte latérale dans les zones de divergences au sein de la banquise compacte, qui peuvent être attribuées à la formation de chenaux ou de polynies. De telles divergences ne sont pas a priori associées à un morcellement de la glace. La diminution de la fonte latérale dans ces zones

est néanmoins contrebalancée par une hausse de la fonte basale due à la chaleur non utilisée par la fonte latérale. L'effet du changement de paramétrisation sur la fonte totale, et par conséquent sur la température et sur la salinité de la surface de l'océan est donc relativement faible par rapport à ceux occasionnés par le stress radiatif.

5.2 Limitations du modèle et perspectives

Comme la grande majorité des études avant celle-ci (voir par exemple les conclusions de [Doble and Bidlot, 2013](#)), la principale limite de notre modèle intervient au moment de sa validation : les résultats obtenus sont grandement dépendants des propriétés de la glace, et les données disponibles concernant la concentration de la glace, son épaisseur, la taille des plaques présentent souvent de grandes incertitudes (voire sont manquantes) pour les quelques cas où l'on dispose de mesures des vagues dans la glace. Comme les processus d'atténuation sont grandement dépendant de ces propriétés, les incertitudes qui en découlent sur les hauteurs de vagues obtenues compliquent l'analyse : il n'est pas possible de déterminer si l'erreur est à attribuer aux mécanismes d'atténuation modélisés, ou bien à une mauvaise reproduction des conditions de glace au moment de la mesure. En outre, la résolution spatiale et temporelle de ces données est généralement faible au regard des échelles spatiales et temporelles des phénomènes observés. A titre d'exemple, alors que [Collins et al. \(2015\)](#) rapportent des changements importants de la banquise en l'espace de quelques heures, les produits de concentration et d'épaisseur de la glace issus des satellites sont en général au mieux journaliers. Enfin, les propriétés de la glace disponibles par la télédétection spatiale sont sa concentration et son épaisseur, grâce aux radiomètres et altimètres embarqués à bord de satellites. Mais nous avons vu que les mécanismes d'atténuation pouvaient avoir des dépendances à d'autres propriétés de la glace : la taille des plaques évidemment, mais aussi son élasticité (le module de Young Y^* dépend de la température et de la salinité), la rugosité sous la glace, la densité de dislocations (qui dépend des contraintes qu'elle a pu subir antérieurement)...

Si l'on se concentre sur la taille des plaques, qui est l'un des paramètres majeurs de notre modèle, nous avons émis l'hypothèse que sa distribution suit une loi de puissance de Pareto après chaque fracture des grandes plaques de banquise par les vagues. Nous avons aussi supposé que la borne supérieure de cette distribution est uniquement dépendante de la longueur d'onde des vagues ([Dumont et al., 2011](#)). C'est là une hypothèse très forte déduite d'une série d'observations ([Toyota et al., 2006, 2011](#)), mais non démontrée. En effet, [Toyota et al. \(2011\)](#) montre bien que l'invariance d'échelle des lois de distribution observées pourraient être expliquées par l'action des vagues, mais ne compare à aucun moment la taille maximale des plaques à la longueur d'onde des vagues. Par ailleurs, l'un des arguments de [Toyota et al. \(2011\)](#) pour justifier l'hypothèse de l'action des vagues dans la distribution de la taille des plaques est l'égalité entre la borne inférieure de cette distribution et la taille minimale des plaques pouvant être cassée par la flexion due aux vagues. Or, ce dernier calcul est entaché d'une erreur dans la référence utilisée ([Mellor, 1986](#)), même si l'ordre de grandeur demeure de quelques dizaines de mètres. Si les vagues jouent indubitablement un rôle majeur dans la casse de la glace dans la ZMG, il est également possible que la distribution de la taille des plaques qui en découle soit principalement le fait des propriétés de la glace, comme suggéré dans [Squire et al. \(1995\)](#). Cette hypothèse a récemment été étayée par deux études. La première utilise un modèle éléments finis pour la représentation des interactions vagues-glace ([Herman, 2017](#)) et la seconde se fonde sur des essais en bassin ([Herman et al., 2018](#)). Dans les deux cas, il apparaît que les plaques formées suite à la fracture de la banquise ont une distribution de taille qui varie peu avec la longueur d'onde des vagues incidentes, mais beaucoup avec l'épaisseur de la banquise. [Herman et al. \(2018\)](#) remettent aussi en question l'utilisation d'une loi de puissance pour la représentation de la distribution, et suggère sa combinaison avec une loi gaussienne. Dans une tentative de faire la synthèse des études antérieures sur la distribution de la taille des plaques de glace, [Stern et al. \(2018\)](#) concluent néanmoins que dans la majorité des cas, une loi de puissance est bien observée, même s'il existe effectivement

des contre-exemples. Ils ajoutent que les processus physiques menant ou ne menant pas à ce type de loi demeurent très méconnus. Dans ces conditions, et même si notre choix d'une loi de puissance imposée est certainement très imparfait, il demeure une approximation étayée par une série d'observation et a pour avantage une certaine simplicité par rapport à des modèles qui tentent de résoudre la casse de la glace de manière explicite (par exemple [Horvat and Tziperman, 2015](#)). A l'avenir, un ensemble conséquent de données concernant la distribution de la taille des plaques en Arctique ou en Antarctique, à la manière de ce que laissent envisager les travaux de [Hwang et al. \(2017\)](#), devrait permettre d'accroître notre compréhension de la distribution de la taille des plaques et d'avoir ainsi une idée plus précise des mécanismes à l'œuvre dans la ZMG.

Nous avons également vu à plusieurs reprises l'importance de la friction basale, mais aussi les problèmes que posent le calcul de la dissipation qui est associée. Celui-ci dépend en particulier de la rugosité à la base des plaques de glace. Les études futures de l'atténuation des vagues par la glace bénéficieraient grandement de l'estimation la longueur de rugosité associée à l'écoulement orbital des vagues et sa dépendance aux propriétés de ces mêmes plaques, afin d'affirmer ou d'infirmer la contribution importante de la turbulence sous la glace dans l'atténuation des vagues. Des mesures fiables du profil de vitesse sous la glace lors d'événement de vagues, avec si possible une mesure simultanée de l'épaisseur et de la taille des plaques, seraient ainsi une grande avancée dans la compréhension de ce phénomène.

Un problème un peu similaire se pose en ce qui concerne la propagation des vagues sous la glace. Dans notre modèle, l'atténuation et la taille des plaques de glace sont calculées en supposant que sous la glace, les vagues se propagent sous la forme d'onde de flexion-gravité. Or, comme pour la dissipation liée à la flexion des plaques, cela n'est vrai que pour un rapport longueur d'onde sur taille des plaques suffisamment grand. Les observations de la dispersion des vagues [Sutherland and Rabault \(2016\)](#) montrent bien une transition entre d'abord une propagation des vagues sous forme d'ondes de flexion gravité, puis sous la forme classique de la relation de dispersion des vagues dans l'océan libre de glace. Cette transition pourrait être due à un morcellement de la glace. Les observations de [Collins et al. \(2018\)](#) en mer de Beaufort en 2015, montrent que pour une banquise constituée de crêpes de glace et de plaques bien plus petites que la longueur d'onde des vagues, la relation de dispersion des vagues ne subit aucune déviation par rapport à la propagation en eau libre pour les vagues de périodes supérieures à 3 s. Les vagues de période inférieure subissent elles une déviation qui suit approximativement le modèle de chargement inertiel (voir section 1.4.1). Un éclaircissement sur les conditions des transitions entre ces différentes relations de dispersion en fonction des propriétés de la banquise est donc encore nécessaire à l'établissement de modèles d'atténuation adaptables à une grande variété de cas.

Pour en terminer avec les limitations et perspectives qui concernent la première partie du manuscrit, nous pouvons enfin mentionner le problème causé par la grande méconnaissance du comportement des plaques de glace soumises à la flexion par les vagues. Les hypothèses que nous avons faites sur la relation entre contraintes et déformations sont par conséquent très fortes. Compte-tenu de la dissipation importante associée aux déformations anélastiques et inélastiques, des études portant sur la rhéologie, avec des conditions proches de celles rencontrées *in situ*, permettrait de confirmer ou d'infirmer l'explication que nous proposons pour les transitions brutales d'état de mer en fonction des propriétés de la glace.

Dans la seconde partie de ce manuscrit, nous avons décrit le couplage entre le modèle de vagues et un modèle d'océan-glace. En dehors des considérations purement physiques, nous pouvons regretter l'absence de comparaison entre les résultats issus des modèles couplés et des observations pour la reproduction d'un cas particulier. Cela est rendu complexe par l'absence d'assimilation de données dans le modèle NEMO-LIM3 que nous utilisons. Les propriétés de la glace obtenues en sortie diffèrent en général considérablement des observations pour une région et une période donnée, même si en moyenne elles demeurent réalistes. Les modèles de glace

peinent en particulier à reproduire le retrait des glaces lors de la fonte estivale, et LIM3 ne fait pas exception. Le fait qu'en présence de vagues, l'eau à la surface de l'océan proche de la ZMG soit significativement plus chaude et plus salée est pourtant un résultat intéressant, avec des implications sur la dynamique du regel et des fontes futures sous l'effet de l'accumulation de chaleur dans les couches de surface (Steele et al., 2011).

Ensuite, ce couplage tel que nous l'avons implémenté ne représente que quelques-unes des interactions évoquées dans le premier chapitre. Parmi les interactions manquantes, intéressons nous d'abord à l'effet de la présence des vagues sur la formation de la glace. Celui-ci passe par la formation de crêpes de glace à la place des plaques de congélations, qui résulte en une banquise plus rugueuse et potentiellement plus épaisse que celle formée par temps calme (Shen and Ackley, 1991; Doble et al., 2003). La formation d'une couche de crêpes de glace en fonction des conditions extérieures, la croissance de ces dernières puis leur cimentation en des plaques de tailles plus importantes sont cependant encore trop peu comprises pour que puissions les inclure dès à présent dans notre modèle. Néanmoins, notre connaissance de ces processus a récemment été enrichie par les données issues de la campagne en mer de Beaufort à l'automne 2015 qui ont permis de dériver des taux de croissance et de soudure des crêpes de glace entre elles (Roach et al., 2018b). Roach et al. (2018b) présentent un modèle de formation des crêpes de glace dérivé de Shen et al. (2001), auquel il ajoute des développements concernant la croissance latérale et la cimentation des plaques qui concordent avec les observations effectuées lors de la campagne en mer. Ce modèle est ré-utilisé dans un modèle de glace plus complet (Roach et al., 2018a) qui utilise, comme le nôtre, une distribution de la taille des plaques. Cependant, et comme ces deux études le soulignent, la transition entre la croissance latérale des crêpes de glace et leur cimentation sous forme de plaques plus étendues demeure très mal comprise. Ces travaux ouvrent néanmoins des perspectives intéressantes concernant la re-formation des plaques cassées par la glace, dont l'absence limite notre modèle aux cas où la glace fond.

L'effet des vagues et de leur atténuation sur le mélange dans les couches de surface de l'océan joue lui aussi très certainement un rôle dans la formation de la glace, notamment du fait des zones de convergences du frazil générées par les circulations de Langmuir (Martin and Kauffman, 1981). Il existe un grand nombre de paramétrisations pour représenter l'effet de ces circulations sur la couche de mélange, généralement déduites de modélisations à très hautes résolutions (par exemple Axell, 2002; Noh et al., 2016). Cependant, au-delà de ces efforts, il n'existe pas encore de consensus sur la manière de représenter adéquatement ces mécanismes (D'Asaro, 2014). Par ailleurs, l'impact de l'établissement de telles structures sur la formation de la glace n'a pas, à notre connaissance, été quantifié. Par ailleurs, le déferlement des vagues contribue également à la turbulence dans les couches de surface (voir par exemple Sutherland and Melville, 2015). L'effet des vagues sur le mélange dans les couches de surface contribue également à la fonte de la glace, comme l'illustre en particulier l'important épisode de fonte rapporté par Smith et al. (2018) dû à l'entraînement de chaleur des couches d'eaux profondes vers la surface. Remarque très intéressante : dans cette étude, les auteurs évaluent à seulement 30-40% la proportion de cette chaleur utilisée pour fondre la glace, le reste étant transmis à l'atmosphère. On touche là certainement à un des manques les plus importants de notre couplage : il n'existe pas de rétro-actions entre notre système vagues-océan-banquise et l'atmosphère.

La zone marginale diffère de l'océan libre par la présence de glace, et de la banquise compacte par la forte densité de chenaux entre les plaques où l'océan est en contact direct avec l'atmosphère. Les vagues sont l'une des conséquences de l'action de l'atmosphère sur l'océan, mais l'océan agit en retour sur l'atmosphère, et ces rétro-actions sont fortement influencées par les vagues. Nous avons mentionné l'effet du mélange à la surface de l'océan sur les flux de chaleur avec l'atmosphère, mais nous pouvons aussi mentionner la dépendance de ces flux aux propriétés de la banquise (épaisseur, concentration...), qui elles-mêmes sont affectées par la présence ou l'absence de vagues. Les variations de ces flux de chaleur impactent l'atmosphère, qui en retour

affecte la banquise et l'océan (voir par exemple [Persson et al., 2018](#)). Un autre exemple pour illustrer ce propos, concernant les propriétés des vagues cette fois : le modèle WAVEWATCH III[®] forcé par les projections des modèles couplés océan-atmosphère dans l'étude de [Casas-Prat et al. \(2018\)](#) prévoit une diminution de la hauteur des vagues en Arctique dans le futur, malgré l'augmentation du fetch, du fait de la réduction de la vitesse des vents sur l'ensemble de la région. En somme, notre système couplé demeure incomplet tant que l'atmosphère y est absente. Cela est en particulier souligné par la position du bord de glace dans nos simulations couplées, dont les décalages relativement aux simulations non couplées n'entraînent aucune divergence dans les résultats après plusieurs semaines de simulation. Il est fort probable que cette position soit forcée principalement par les flux atmosphériques, inchangés entre les deux simulation.

L'absence de rétro-action de l'atmosphère sur l'océan nous permet de ré-évaluer l'importance de nos développements. En effet, leur impact est certainement sous-estimé par rapport à un modèle incluant l'atmosphère, et la prise en compte des flux de chaleur ouvre de nouvelles perspectives à intégration de la distribution de la taille des plaques, autre que son effet sur l'atténuation des vagues et sur la fonte latérale. En effet, [Marcq and Weiss \(2012\)](#) ont montré l'importance cruciale qu'ont les petits chenaux (de l'ordre de quelques mètres) dans les échanges de chaleur au sein de la banquise. La prise en compte de cette distribution augmente de 55% les flux de chaleur moyen par rapport à la formulation actuellement utilisée dans des modèles comme LIM3. Il est certain que la formation de tels chenaux est facilitée par la fragmentation de la banquise par les vagues, car les plaques n'offrent alors plus de résistance à la divergence. Il reste alors à relier, à la manière des travaux de [Williams et al. \(2017\)](#), la taille des plaques de glace aux contraintes de divergence qui s'appliquent sur la banquise. Un tel travail nécessite néanmoins l'évolution de la rhéologie utilisée dans les modèles de glace, car la rhéologie visco-plastique pensée pour représenter l'évolution statistique d'un grand ensemble de plaques de glace ([Hibler, 1977](#)) interagissant entre elles ne peut s'adapter à ces considérations qui s'intéressent au comportement individuel de ces plaques.

Comme pour les processus d'atténuation des vagues, nous sommes donc à nouveau face à un problème de rhéologie de la glace. L'utilisation de la rhéologie visco-plastique n'est par ailleurs pas compatible avec l'usage de résolutions toujours plus élevées, pour laquelle la représentation de la glace comme un milieu continu n'est plus valide ([Wang and Wang, 2009](#)). Des alternatives sont envisagées, à l'image de rhéologies anisotropes ayant pour but de mieux rendre compte du comportement de la glace : son élasticité ([Girard et al., 2011](#)), son anisotropie ([Tsamados et al., 2013](#)), sa résistance à la tension ([Zhang and Rothrock, 2005](#))... Ainsi, il a récemment été démontré que la rhéologie élasto-fragile appliquée dans un modèle de banquise était capable de reproduire correctement la distribution des déformations de la glace qui varie selon l'échelle spatiale considérée ([Rampal et al., 2016](#)), ce que ne fait pas la rhéologie visco-plastique. Ce résultat est accompagné d'une amélioration de l'estimation du transport de la banquise et des échanges de masses par les modèles par rapport aux observations. Ce résultat est prometteur concernant l'amélioration de la représentation de la ZMG, et les résultats d'un couplage avec un modèle de vagues simplifié confirment l'importance des vagues dans ce type de modèle ([Williams et al., 2017](#)). En particulier, l'existence d'une résistance de la banquise à la tension rend compte de l'effet de la fragmentation sur la capacité de la glace à dériver.

En couplant un modèle de vagues et un modèle d'océan-banquise, nous avons franchi une étape nécessaire dans la compréhension des interactions vagues-banquise, et primordiale dans la prévision des état de mer et de dérive de la glace dans les zones polaires. En particulier, l'inclusion de l'effet du stress radiatif des vagues est impératif dans le cas où l'on souhaiterait prévoir le comportement de la dérive de la glace dans la ZMG. En effet, si ce constat n'est pas flagrant au regard des conséquences sur l'extension de la glace moyennées sur un mois, le déplacement de la banquise qu'il engendre est suffisant pour déplacer le bord de glace de plusieurs dizaines de kilomètres en une période de quelques jours. Si cela ne représente que 2 à 3 points de grille sur

notre simulation au quart de degré, je parle d'expérience en disant que ce sont plusieurs heures de navigation nécessaire à l'évitement de bandes de glaces peu larges (de quelques centaines de mètres à quelques kilomètres) mais parfois très longues (plus de 10 km, voir Fig. 5.1). Face au risque pour les navires que représente la collision avec des plaques de glace de mer (pour rappel, voir Fig. 1.3), la validation de modèles incluant l'effet des vagues sur la dérive de la glace (et donc capables d'estimer correctement l'atténuation pour chaque type de glace) est un pré-requis indispensable à l'ouverture de route maritime en Arctique rendue possible par le retrait des glaces en été (Gascard et al., 2017).



FIGURE 5.1 – Succession de bandes de banquise au sud de la mer du Groenland. Photo que j'ai prise depuis le *Pourquoi Pas ?* pendant la campagne HYDRO NARVAL en septembre 2017. Leur contournement par le navire (non autorisé à naviguer dans la banquise) prendra une journée entière. *In fine*, la zone prévue pour la pose des mouillages devra être modifiée.

Nous avons également montré comment l'effet des vagues sur la banquise pouvait avoir un impact important sur la couche de surface de l'océan, avec une augmentation en général de la température et de la salinité, résultat d'une diminution de la fonte lorsque la glace est compactée dans la ZMG. Il est possible que l'océan garde en mémoire cette hausse de la température, en stockant la chaleur excédentaire sous la couche de mélange, et affecte ultérieurement la formation de glace en hiver si cette chaleur excédentaire se retrouve entraînée vers la surface (Timmermans, 2015). Par ailleurs, en modifiant la dynamique de la glace et son export vers l'océan libre, les vagues modifient les gradients de salinité et de températures, particulièrement importants dans la ZMG, et ont donc certainement un impact sur la circulation méso-échelle que ces gradient génèrent (Manucharyan and Thompson, 2017).

Nos travaux montrent donc que l'impact des vagues sur la dynamique de la Zone Marginale de Glace est significatif, tant sur la banquise que sur l'océan, malgré un nombre réduit d'interactions incorporées à notre couplage. L'utilisation d'une distribution de la taille des plaques est primordiale pour l'estimation de l'atténuation des vagues. Dans le modèle de glace, l'usage d'une telle distribution nécessite encore des développements pour dévoiler tout son potentiel. Tout d'abord, elle requiert d'être accompagnée d'une rhéologie prenant en compte certaines caractéristiques du comportement des plaques, comme la résistance à la tension, afin d'y apporter des informations quant à l'état de fragmentation de la banquise. Une telle association devrait permettre de mieux

représenter la dérive et la déformation de la glace de mer dans la ZMG, avec comme dans notre modèle des conséquences sur la fonte de la glace. Connaître la distribution de la taille des plaques devrait aussi permettre de mieux déterminer la distribution de la taille des chenaux, élément essentiel à l'estimation des échanges de chaleur entre océan, glace et atmosphère. L'ajout des effets de la turbulence induite par les vagues et des circulations de Langmuir, de l'impact de l'état de mer sur la formation de la glace, et surtout l'étude des rétro-action entre l'océan, la banquise et l'atmosphère sont également des développements à envisager. En conclusion, l'amélioration de la représentation de la ZMG dans les modèles de glace, d'autant plus cruciale que l'extension de ces zones augmente ([Aksenov et al., 2017](#)), passe bien par l'intégration de l'effet des vagues.

Bibliographie

- K. Aagaard and E. C. Carmack. The role of sea ice and other fresh water in the arctic circulation. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 94(C10) :14485–14498, 1989.
- R. P. Abernathey, I. Cerovecki, P. R. Holland, E. Newsom, M. Mazloff, and L. D. Talley. Water-mass transformation by sea ice in the upper branch of the southern ocean overturning. *Nature Geoscience*, 9(8) :596, 2016.
- G. B. Airy. Tides and waves. In H. J. R. et al., editor, *Encyclopedia metropolitana (1817–1845)*. London, 1841.
- Y. Aksenov, E. E. Popova, A. Yool, A. G. Nurser, T. D. Williams, L. Bertino, and J. Bergh. On the future navigability of arctic sea routes : High-resolution projections of the arctic ocean and sea ice. *Marine Policy*, 75 :300–317, 2017.
- A. Arakawa. Computational design for long-term numerical integration of the equations of fluid motion : Two-dimensional incompressible flow. part i. *Journal of computational physics*, 1(1) : 119–143, 1966.
- F. Ardhuin, W. C. O’Reilly, T. H. C. Herbers, and P. F. Jessen. Swell transformation across the continental shelf. part I : Attenuation and directional broadening. *J. Phys. Oceanogr.*, 33 :1921–1939, 2003. URL <http://journals.ametsoc.org/doi/pdf/10.1175/1520-0485%282003%29033%3C1921%3ASTATCS%3E2.0.CO%3B2>.
- F. Ardhuin, E. Rogers, A. Babanin, J.-F. Filipot, R. Magne, A. Roland, A. van der Westhuysen, P. Queffelec, J.-M. Lefevre, L. Aouf, and F. Collard. Semi-empirical dissipation source functions for wind-wave models : part I, definition, calibration and validation. *J. Phys. Oceanogr.*, 40(9) :1917–1941, 2010.
- F. Ardhuin, F. Collard, B. Chapron, F. Girard-Ardhuin, G. Guitton, A. Mouche, and J. Stopa. Estimates of ocean wave heights and attenuation in sea ice using the sar wave mode on Sentinel-1A. *Geophys. Res. Lett.*, 42 :2317–2325, 2015. doi : 10.1002/2014GL062940.
- F. Ardhuin, P. Sutherland, M. Doble, and P. Wadhams. Ocean waves across the Arctic : attenuation due to dissipation dominates over scattering for periods longer than 19 s. *Geophys. Res. Lett.*, 43, 2016. doi : 10.1002/2016GL068204.
- F. Ardhuin, B. Chapron, F. Collard, M. Smith, J. Stopa, J. Thomson, M. Doble, P. Wadhams, B. Blomquist, O. Persson, and C. O. Collins, III. Measuring ocean waves in sea ice using sar imagery : A quasi-deterministic approach evaluated with sentinel-1 and in situ data. *Remote Sensing of Environment*, 189 :211–222, 2017.
- F. Ardhuin, G. Boutin, J. Stopa, F. Girard-Ardhuin, C. Melsheimer, J. Thomson, A. Kohout, M. Doble, and P. Wadhams. Wave Attenuation Through an Arctic Marginal Ice Zone on October 12, 2015 : 2. Numerical modeling of Waves and Associated Ice Break-Up. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, Mar. 2018. ISSN 21699275. doi : 10.1002/2018JC013784.
- M. Årthun, T. Eldevik, L. Smedsrud, Ø. Skagseth, and R. Ingvaldsen. Quantifying the influence of atlantic heat on barents sea ice variability and retreat. *Journal of Climate*, 25(13) :4736–4743, 2012.

- M. G. Asplin, R. Galley, D. G. Barber, and S. Prinsenberg. Fracture of summer perennial sea ice by ocean swell as a result of arctic storms. *J. Geophys. Res.*, 117 :C06025, 2012. doi : 10.1029/2011JC007221.
- L. B. Axell. Wind-driven internal waves and langmuir circulations in a numerical ocean model of the southern baltic sea. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 107(C11), 2002.
- M. L. Banner, A. V. Babanin, and I. R. Young. Breaking probability for dominant waves on the sea surface. *J. Phys. Oceanogr.*, 30 :3145–3160, 2000. URL <http://ams.allenpress.com/archive/1520-0485/30/12/pdf/i1520-0485-30-12-3145.pdf>.
- B. Barnier, G. Madec, T. Penduff, J.-M. Molines, A.-M. Treguier, J. L. Sommer, A. Beckmann, A. Biastoch, C. Böning, J. Dengg, C. Derval, E. Durand, S. Gulev, E. Remy, C. Talandier, S. Theetten, M. Maltrud, J. McClean, and B. D. Cuevas. Impact of partial steps and momentum advection schemes in a global ocean circulation model at eddy-permitting resolution. *Ocean Modelling*, 56 :543–567, 2006. doi : 10.1007/s10236-006-0082-1.
- S. E. Belcher, A. L. M. Grant, K. E. Hanley, B. Fox-Kemper, L. V. Roedel, P. P. Sullivan, W. G. Large, A. Brown, A. Hines, D. Calvert, A. Rutgersson, H. Pettersson, J.-R. Bidlot, P. A. E. M. Janssen, and J. A. Polton. A global perspective on langmuir turbulence in the ocean surface boundary layer. *Geophys. Res. Lett.*, 39 :L18605, 2012. doi : 10.1029/2012GL052932.
- L. G. Bennetts and V. A. Squire. On the calculation of an attenuation coefficient for transects of ice-covered ocean. *Proc. Roy. Soc. Lond. A*, 468 :132–162, 2012. doi : c.R.Soc.A2012468, 136-10.1098/rspa.2011.0155.
- L. G. Bennetts, A. Alberello, M. H. Meylan, C. Cavaliere, A. V. Babanin, and A. Toffoli. An idealised experimental model of ocean surface wave transmission by an ice floe. *Ocean Modelling*, 96 :85–92, Dec. 2015. ISSN 1463-5003. doi : 10.1016/j.ocemod.2015.03.001.
- J. Bidlot, P. Janssen, and S. Abdalla. A revised formulation for ocean wave dissipation in CY25R1. Technical Report Memorandum R60.9/JB/0516, Research Department, ECMWF, Reading, U. K., 2005.
- J.-R. Bidlot. Present status of wave forecasting at E.C.M.W.F. In *Proceedings of ECMWF workshop on ocean wave forecasting, 25–27 June*, pages 1–16, 2012.
- E. Blanchard-Wrigglesworth, A. Barthélemy, M. Chevallier, R. Cullather, N. Fučkar, F. Massonnet, P. Posey, W. Wang, J. Zhang, C. Ardilouze, et al. Multi-model seasonal forecast of arctic sea-ice : forecast uncertainty at pan-arctic and regional scales. *Climate Dynamics*, 49 (4) :1399–1410, 2017.
- B. Blanke and P. Delecluse. Variability of the tropical atlantic ocean simulated by a general circulation model with two different mixed-layer physics. *Journal of Physical Oceanography*, 23(7) :1363–1388, 1993.
- G. Boutin, F. Ardhuin, D. Dumont, C. Sévigny, F. Girard-Ardhuin, and M. Accensi. Floe size effect on wave-ice interactions : Possible effects, implementation in wave model, and evaluation. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 123(7) :4779–4805, 2018. doi : 10.1029/2017JC013622.
- C. L. Bretschneider. Hurricane design-wave practices. *Trans. ASCE*, 124 :39–62, 1959.
- L. Brodeau, B. Barnier, A.-M. Treguier, T. Penduff, and S. Gulev. An era40-based atmospheric forcing for global ocean circulation models. *Ocean Modelling*, 31(3-4) :88–104, 2010.
- M. Casas-Prat, X. Wang, and N. Swart. C mip5-based global wave climate projections including the entire arctic ocean. *Ocean Modelling*, 123 :66–85, 2018.

- D. Cavalieri and C. Parkinson. Arctic sea ice variability and trends, 1979-2010. *The Cryosphere*, 6(4) :881, 2012.
- D. Cavalieri, C. Parkinson, and K. Y. Vinnikov. 30-year satellite record reveals contrasting arctic and antarctic decadal sea ice variability. *Geophysical Research Letters*, 30(18), 2003.
- S. Cheng, W. E. Rogers, J. Thomson, M. Smith, M. J. Doble, P. Wadhams, A. L. Kohout, B. Lund, O. P. Persson, C. O. Collins, et al. Calibrating a viscoelastic sea ice model for wave propagation in the arctic fall marginal ice zone. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 122(11) :8770–8793, 2017.
- D. M. Cole. A model for the anelastic straining of saline ice subjected to cyclic loading. *Philosophical Magazine A*, 72 :231–248, July 1995. ISSN 0141-8610, 1460-6992. doi : 10.1080/01418619508239592.
- D. M. Cole. Modeling the cyclic loading response of sea ice. *International Journal of Solids and Structures*, 35(31) :4067–4075, Nov. 1998. ISSN 0020-7683. doi : 10.1016/S0020-7683(97)00301-6.
- D. M. Cole and J. P. Dempsey. In situ Sea Ice Experiments in McMurdo Sound : Cyclic Loading, Fracture, and Acoustic Emissions. *Journal of Cold Regions Engineering*, 18(4) :155–174, Dec. 2004. ISSN 0887-381X, 1943-5495. doi : 10.1061/(ASCE)0887-381X(2004)18:4(155).
- D. M. Cole and G. D. Durell. The cyclic loading of saline ice. *Philosophical Magazine A*, 72(1) : 209–229, July 1995. ISSN 0141-8610, 1460-6992. doi : 10.1080/01418619508239591.
- D. M. Cole and G. D. Durell. A dislocation-based analysis of strain history effects in ice. *Philosophical Magazine A*, 81 :1849–1872, July 2001. ISSN 0141-8610. doi : 10.1080/01418610108216640.
- D. M. Cole, R. A. Johnson, and G. D. Durell. Cyclic loading and creep response of aligned first-year sea ice. *J. Geophys. Res.*, 103(C10) :21,751–21,758, 1998.
- C. Collins, M. Doble, B. Lund, and M. Smith. Observations of surface wave dispersion in the marginal ice zone. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 123(5) :3322–3335, 2018. doi : 10.1002/2018JC013776.
- C. O. Collins, W. E. Rogers, and B. Lund. An investigation into the dispersion of ocean surface waves in sea ice. *Ocean Dynamics*, 67(2) :263–280, Feb. 2017. ISSN 1616-7341, 1616-7228. doi : 10.1007/s10236-016-1021-4. URL <https://link.springer.com/article/10.1007/s10236-016-1021-4>.
- C. O. Collins, III, W. E. Rogers, A. Marchenko, and A. V. Babanin. In situ measurements of an energetic wave event in the Arctic marginal ice zone. *Geophys. Res. Lett.*, 42 :1863–1870, 2015. doi : 10.1002/2015GL063063.
- J. C. Comiso. Abrupt decline in the arctic winter sea ice cover. *Geophysical Research Letters*, 33(18), 2006. doi : 10.1029/2006GL027341.
- J. C. Comiso, C. L. Parkinson, R. Gersten, and L. Stock. Accelerated decline in the arctic sea ice cover. *Geophysical research letters*, 35(1), 2008.
- J. C. Comiso, W. N. Meier, and R. Gersten. Variability and trends in the arctic sea ice cover : Results from different techniques. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 2017.
- M. D. Coon, G. A. Maykut, R. S. Pritchard, D. A. Rothrock, and A. S. Thorndike. Modeling the Pack Ice as an Elastic-Plastic Material. *AIDJEX Bulletin*, 24 :1–105, 1974.
- A. Craig, S. Valcke, and L. Coquart. Development and performance of a new version of the oasis coupler, oasis3-mct_3.0. *Geoscientific Model Development*, 10(9) :3297, 2017.

- P. D. Craig and M. L. Banner. Modeling wave-enhanced turbulence in the ocean surface layer. *J. Phys. Oceanogr.*, 24 :2546–2559, 1994. URL <http://ams.allenpress.com/archive/1520-0485/24/12/pdf/i1520-0485-24-12-2546.pdf>.
- V. Dansereau, J. Weiss, P. Saramito, and P. Lattes. A maxwell elasto-brittle rheology for sea ice modelling. *The Cryosphere*, 10(3) :1339–1359, 2016.
- E. A. D’Asaro. Turbulence in the upper-ocean mixed layer. *Annual review of marine science*, 6 :101–115, 2014.
- G. De Carolis. Sar observations of waves in ice. In *SAR Image Analysis, Modeling, and Techniques V*, volume 4883, pages 141–152. International Society for Optics and Photonics, 2003.
- G. De Carolis and D. Desiderio. Dispersion and attenuation of gravity waves in ice : a two-layer viscous fluid model with experimental data validation. *Physics Letters A*, 305(6) :399–412, 2002.
- P. S. de Laplace. Suite des recherches sur plusieurs points du système du monde (XXV–XXVII). *Mém. Présentés Acad. R. Sci. Inst. France*, pages 542–552, 1776.
- C. De Lavergne, G. Madec, J. Le Sommer, A. G. Nurser, and A. C. Naveira Garabato. The impact of a variable mixing efficiency on the abyssal overturning. *Journal of Physical Oceanography*, 46(2) :663–681, 2016.
- C. Dean. The attenuation of ocean waves near the open ocean/pack ice boundary. In *Symposium on Antarctic Oceanography*, pages 13–16. Printed by W. Heffer, 1966.
- D. P. Dee, S. M. Uppala, A. J. Simmons, P. Berrisford, P. Poli, S. Kobayashi, U. Andrae, M. A. Balmaseda, G. Balsamo, P. Bauer, P. Bechtold, A. C. M. Beljaars, L. van de Berg, J. Bidlot, N. Bormann, C. Delsol, R. Dragani, M. Fuentes, A. J. Geer, L. Haimbergere, S. B. Healy, H. Hersbach, E. V. Holm, L. Isaksena, P. Koallberg, M. Köhler, M. Matricardi, A. P. McNally, B. M. Monge-Sanz, J.-J. Morcrette, B.-K. Park, C. Peubey, P. de Rosnay, C. Tavolato, J.-N. Thépaut, and F. Vitart. The era-interim reanalysis : configuration and performance of the data assimilation system. *Quart. Journ. Roy. Meteorol. Soc.*, 137 :553–597, 2011. doi : 10.1002/qj.828.
- M. J. Doble and J.-R. Bidlot. Wave buoy measurements at the Antarctic sea ice edge compared with an enhanced ECMWF WAM : Progress towards global waves-in-ice modelling. *Ocean Modelling*, 70 :166–173, 2013. doi : 10.1016/j.ocemod.2013.05.012.
- M. J. Doble, M. D. Coon, and P. Wadhams. Pancake ice formation in the weddell sea. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 108(C7), 2003.
- D. Dumont, A. Kohout, and L. Bertino. A wave-based model for the marginal ice zone including a floe breaking parameterization. *J. Geophys. Res.*, 116 :C00E03, 2011. doi : 10.1029/2010JC006682.
- I. Esau. Amplification of turbulent exchange over wide arctic leads : Large-eddy simulation study. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 112(D8), 2007.
- D. L. Feltham. Sea ice rheology. *Annu. Rev. Fluid Mech.*, 40 :91–112, 2008.
- J.-F. Filipot and F. Ardhuin. A unified spectral parameterization for wave breaking : from the deep ocean to the surf zone. *J. Geophys. Res.*, 117 :C00J08, 2012. doi : 10.1029/2011JC007784.
- C. Fox and T. G. Haskell. Ocean wave speed in the antarctic marginal ice zone. *Annals of Glaciology*, 33 :350–354, 2001.
- C. Fox and V. A. Squire. Reflection and transmission characteristics at the edge of shore fast sea ice. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 95(C7) :11629–11639, 1990.

- J.-C. Gascard, K. Riemann-Campe, R. Gerdes, H. Schyberg, R. Randriamampianina, M. Karcher, J. Zhang, and M. Rafizadeh. Future sea ice conditions and weather forecasts in the arctic : Implications for arctic shipping. *Ambio*, 46(3) :355–367, Dec 2017. ISSN 1654-7209. doi : 10.1007/s13280-017-0951-5.
- J. Gemmrich, W. E. Rogers, J. Thomson, and S. Lehner. Wave evolution in off-ice wind conditions. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 2018.
- L. C. Gillard, X. Hu, P. G. Myers, and J. L. Bamber. Meltwater pathways from marine terminating glaciers of the greenland ice sheet. *Geophysical Research Letters*, 43(20), 2016.
- L. Girard, J. Weiss, J.-M. Molines, B. Barnier, and S. Bouillon. Evaluation of high-resolution sea ice models on the basis of statistical and scaling properties of arctic sea ice drift and deformation. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 114(C8), 2009.
- L. Girard, S. Bouillon, J. Weiss, D. Amitrano, T. Fichefet, and V. Legat. A new modeling framework for sea-ice mechanics based on elasto-brittle rheology. *Annals of Glaciology*, 52 (57) :123–132, 2011. doi : 10.3189/172756411795931499.
- W. D. Grant and O. S. Madsen. Combined wave and current interaction with a rough bottom. *J. Geophys. Res.*, 84 :1797–1808, 1979.
- A. G. Greenhill. Wave motion in hydrodynamics. *Amer. J. Math.*, 9 :62–212, 1887.
- G. Greenhill. I. skating on thin ice. *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, 31(181) :1–22, 1916.
- J. N. Hartmann, C. Kottmeier, and C. Wamser. Radiation and eddy flux experiment 1991 :(reflex i). *Berichte zur Polarforschung (Reports on Polar Research)*, 105, 1992.
- K. Hasselmann. On the non-linear energy transfer in a gravity wave spectrum, part 1 : general theory. *J. Fluid Mech.*, 12 :481–501, 1962.
- D. R. Hayes, A. Jenkins, and S. McPhail. Autonomous underwater vehicle measurements of surface wave decay and directional spectra in the marginal sea ice zone. *Journal of physical oceanography*, 37(1) :71–83, 2007.
- A. Herman. Wave-induced stress and breaking of sea ice in a coupled hydrodynamic discrete-element wave–ice model. *The Cryosphere*, 11(6) :2711, 2017.
- A. Herman, K.-U. Evers, and N. Reimer. Floe-size distributions in laboratory ice broken by waves. *The Cryosphere*, 12(2) :685–699, 2018.
- W. Hibler. A viscous sea ice law as a stochastic average of plasticity. *Journal of Geophysical Research*, 82(27) :3932–3938, 1977.
- W. D. Hibler. Modeling a Variable Thickness Sea Ice Cover. *Monthly Weather Review*, 108(12) : 1943–1973, Dec. 1980. ISSN 0027-0644. doi : 10.1175/1520-0493(1980)108<1943:MAVTSI>2.0.CO;2.
- W. D. Hibler III. A Dynamic Thermodynamic Sea Ice Model. *Journal of Physical Oceanography*, 9(4) :815–846, July 1979. ISSN 0022-3670. doi : 10.1175/1520-0485(1979)009<0815:ADTSIM>2.0.CO;2.
- M. M. Holland and C. M. Bitz. Polar amplification of climate change in coupled models. *Climate Dynamics*, 21(3-4) :221–232, 2003.
- P. R. Holland and R. Kwok. Wind-driven trends in antarctic sea-ice drift. *Nature Geoscience*, 5 (12) :872, 2012.

- L. Holthuijsen. *Waves in Oceanic and Coastal Waters*. Cambridge University Press, Cambridge, 2007.
- C. Horvat and E. Tziperman. A prognostic model of the sea-ice floe size and thickness distribution. *The Cryosphere*, 9(6) :2119–2134, Nov. 2015. ISSN 1994-0424. doi : 10.5194/tc-9-2119-2015. URL <http://www.the-cryosphere.net/9/2119/2015/>.
- http ://www.ccg gcc.gc.ca. <http://www.ccg-gcc.gc.ca/Deglacage/Navigation-dans-les-glaces-en-eaux-canadiennes/Navigation-dans-les-eaux-couvertes-de-glaces>. Accessed : 2018-08-20.
- E. Hunke, W. Lipscomb, P. Jones, A. Turner, N. Jeffery, and S. Elliott. Cice, the los alamos sea ice model. Technical report, Los Alamos National Laboratory (LANL), Los Alamos, NM (United States), 2017.
- E. C. Hunke and J. K. Dukowicz. An Elastic–Viscous–Plastic Model for Sea Ice Dynamics. *Journal of Physical Oceanography*, 27(9) :1849–1867, Sept. 1997. ISSN 0022-3670. doi : 10.1175/1520-0485(1997)027<1849:AEVPMF>2.0.CO;2.
- K. Hunkins. Submarine structure of the arctic ocean from earthquake surface waves. In *Proceedings of the Arctic Basin Symposium*, pages 3–8, 1962.
- B. Hwang, J. Ren, S. McCormack, C. Berry, I. B. Ayed, H. C. Graber, and E. Aptoula. A practical algorithm for the retrieval of floe size distribution of arctic sea ice from high-resolution satellite synthetic aperture radar imagery. *Elem Sci Anth*, 5, 2017.
- M. Ionita, P. Scholz, G. Lohmann, M. Dima, and M. Prange. Linkages between atmospheric blocking, sea ice export through fram strait and the atlantic meridional overturning circulation. *Scientific reports*, 6 :32881, 2016.
- P. Janssen. *The interaction of ocean waves and wind*. Cambridge University Press, Cambridge, 2004. ISBN 0 521 46540 0.
- B. L. Jensen, B. M. Sumer, and J. Fredsøe. Turbulent oscillatory boundary layers at high Reynolds numbers. *J. Fluid Mech.*, 206 :265–297, 1989.
- N. Jones. Pancake ice takes over the Arctic. *Nature*, Mar. 2009. ISSN 0028-0836, 1476-4687. doi : 10.1038/news.2009.183.
- L. Kaleschke, C. Lüpkes, T. Vihma, J. Haarpaintner, A. B. J. Hartmann, and G. Heygster. SSM/I sea ice remote sensing for mesoscale ocean-atmospheres. *Canadian J. Remote Sensing*, 27(5) : 526–537, 2001.
- L. Kaleschke, X. Tian-Kunze, N. Maaß, M. Mäkynen, and M. Drusch. Sea ice thickness retrieval from smos brightness temperatures during the arctic freeze-up period. *Geophysical Research Letters*, 39(5), 2012.
- J. B. Keller. Gravity waves on ice-covered water. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 103 (C4) :7663–7669, 1998.
- S. Khatiwala, F. Primeau, and T. Hall. Reconstruction of the history of anthropogenic co₂ concentrations in the ocean. *Nature*, 462(7271) :346, 2009.
- P. D. Killworth. Deep convection in the world ocean. *Reviews of Geophysics*, 21(1) :1–26, 1983.
- A. Kohout, M. Williams, T. Toyota, J. Lieser, and J. Hutchings. In situ observations of wave-induced sea ice breakup. *Deep Sea Research Part II : Topical Studies in Oceanography*, June 2015. ISSN 09670645. doi : 10.1016/j.dsr2.2015.06.010.

- A. L. Kohout. *Water wave scattering by floating elastic plates with application to sea-ice*. PhD thesis, ResearchSpace@ Auckland, 2008.
- A. L. Kohout and M. H. Meylan. An elastic plate model for wave attenuation and ice floe breaking in the marginal ice zone. *J. Geophys. Res.*, 113 :C09016, 2008. doi : 10.1029/2007JC004434.
- A. L. Kohout, M. H. Meylan, and D. R. Plew. Wave attenuation in a marginal ice zone due to the bottom roughness of ice floes. *Annals of Glaciology*, 52(57) :118–122, 2011.
- A. L. Kohout, M. J. M. Williams, S. M. Dean, and M. H. Meylan. Storm-induced sea-ice breakup and the implications for ice extent. *Nature*, 509 :604–607, 2014. doi : 10.1038/nature13262.
- G. J. Komen, K. Hasselmann, and S. Hasselmann. On the existence of a fully developed windsea spectrum. *J. Phys. Oceanogr.*, 14 :1271–1285, 1984. URL <http://ams.allenpress.com/archive/1520-0485/14/8/pdf/i1520-0485-14-8-1271.pdf>.
- G. J. Komen, L. Cavaleri, M. Donelan, K. Hasselmann, S. Hasselmann, and P. A. E. M. Janssen. *Dynamics and modelling of ocean waves*. Cambridge University Press, Cambridge, 1994.
- G. J. Komen, L. Cavaleri, M. Donelan, K. Hasselmann, S. Hasselmann, and P. Janssen. *Dynamics and modelling of ocean waves*. Cambridge university press, 1996.
- C. Kottmeier, J. N. Hartmann, and C. Wamser. Radiation and eddy flux experiment 1993 :(reflex ii). *Berichte zur Polarforschung (Reports on Polar Research)*, 133, 1994.
- A. J. Kuik, G. P. van Vledder, and L. H. Holthuijsen. A method for the routine analysis of pitch-and-roll buoy wave data. *J. Phys. Oceanogr.*, 18 :1020–1034, 1988. URL <http://journals.ametsoc.org/doi/pdf/10.1175/1520-0485%281987%29017%3C0845%3ATROWDT%3E2.0.CO%3B2>.
- R. Kwok and D. Rothrock. Decline in arctic sea ice thickness from submarine and icesat records : 1958–2008. *Geophysical Research Letters*, 36(15), 2009.
- P. Landschützer, N. Gruber, F. A. Haumann, C. Rödenbeck, D. C. Bakker, S. Van Heuven, M. Hoppema, N. Metzl, C. Sweeney, T. Takahashi, et al. The reinvigoration of the southern ocean carbon sink. *Science*, 349(6253) :1221–1224, 2015.
- M. Lange, S. Ackley, P. Wadhams, G. Dieckmann, and H. Eicken. Development of sea ice in the weddell sea. *Annals of Glaciology*, 12 :92–96, 1989.
- P. J. Langhorne, V. A. Squire, C. Fox, and T. G. Haskell. Break-up of sea ice by ocean waves. *Annals of Glaciology*, 27 :438–442, 1998.
- S. W. Laxon, K. A. Giles, A. L. Ridout, D. J. Wingham, R. Willatt, R. Cullen, R. Kwok, r. A. Schweige, J. Zhang, C. Haas, S. Hendricks, R. Krishfield, N. Kurtz, S. Farrell, and M. Davidson. Cryosat-2 estimates of arctic sea ice thickness and volume. *Geophysical Research Letters*, 40 (4) :732–737, 2013. doi : 10.1002/grl.50193.
- C. M. Lee, S. Cole, M. Doble, L. Freitag, P. Hwang, S. Jayne, M. Jeffries, R. Krishfield, T. Maksym, and W. Maslowski. Marginal ice zone (miz) program : Science and experiment plan. Technical report, WASHINGTON UNIV SEATTLE APPLIED PHYSICS LAB, 2012.
- J. Li, A. L. Kohout, and H. H. Shen. Comparison of wave propagation through ice covers in calm and storm conditions. *Geophysical Research Letters*, 42(14) :5935–5941, 2015.
- C. Lique, A. M. Treguier, M. Scheinert, and T. Penduff. A model-based study of ice and freshwater transport variability along both sides of greenland. *Climate Dynamics*, 33(5) :685–705, 2009.

- A. K. Liu and E. Mollo-Christensen. Wave propagation in a solid ice pack. *J. Phys. Oceanogr.*, 18 :1702–1712, 1988.
- A. K. Liu, B. Holt, and P. W. Vachon. Wave propagation in the marginal ice zone' model predictions and comparisons with buoy and synthetic aperture radar data. *J. Geophys. Res.*, 96(C3) :4605–4621, 1991.
- M. S. Longuet-Higgins. A theory of the origin of microseisms. *Phil. Trans. Roy. Soc. London A*, 243 :1–35, 1950.
- M. S. Longuet-Higgins. On the statistical distributions of sea waves. *J. Mar. Res.*, 11(3) : 245–265, 1952.
- M. S. Longuet-Higgins. The statistical analysis of a random, moving surface. *Proc. Roy. Soc. Lond. A*, 249, 1957.
- M. S. Longuet-Higgins. The mean forces exerted by waves on floating or submerged bodies with applications to sand bars and wave power machines. *Proc. Roy. Soc. Lond. A*, 352 :463–480, 1977.
- M. S. Longuet-Higgins and R. W. Stewart. Radiation stress in water waves, a physical discussion with applications. *Deep Sea Research*, 11 :529–563, 1964.
- M. Losch, D. Menemenlis, J.-M. Campin, P. Heimbach, and C. Hill. On the formulation of sea-ice models. part 1 : Effects of different solver implementations and parameterizations. *Ocean Modelling*, 33(1) :129 – 144, 2010. ISSN 1463-5003. doi : <https://doi.org/10.1016/j.ocemod.2009.12.008>.
- K. Lu, T. Weingartner, S. Danielson, P. Winsor, E. Dobbins, K. Martini, and H. Statscewich. Lateral mixing across ice meltwater fronts of the chukchi sea shelf. *Geophysical Research Letters*, 42(16) :6754–6761, 2015. doi : 10.1002/2015GL064967.
- B. Lund, H. Graber, P. Persson, M. Smith, M. Doble, J. Thomson, and P. Wadhams. Arctic sea ice drift measured by shipboard marine radar. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 2018.
- C. Lüpkes, V. M. Gryanik, J. Hartmann, and E. L. Andreas. A parametrization, based on sea ice morphology, of the neutral atmospheric drag coefficients for weather prediction and climate models. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 117(D13), 2012.
- G. MacGilchrist, A. N. Garabato, T. Tsubouchi, S. Bacon, S. Torres-Valdés, and K. Azetsu-Scott. The arctic ocean carbon sink. *Deep Sea Research Part I : Oceanographic Research Papers*, 86 : 39–55, 2014.
- G. Madec. *NEMO ocean engine*. Note du Pôle de modélisation, Institut Pierre-Simon Laplace (IPSL), France, No 27, ISSN No 1288-1619, 2008.
- G. E. Manucharyan and A. F. Thompson. Submesoscale sea ice-ocean interactions in marginal ice zones. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 2017.
- A. Marchenko and M. Chumakov. Study the surface gravity waves damping in the marginal ice zone of drifting ice in the barents sea. *Modern approach and promising technologies within the projects for development of oil and gas fields at Russian continental shelf*, 32 :94–103, 2017.
- S. Marcq and J. Weiss. Influence of sea ice lead-width distribution on turbulent heat transfer between the ocean and the atmosphere. *The Cryosphere*, 6 :143–156, 2012.
- D. Marsan, J. Weiss, E. Larose, and J.-P. Métaixian. Sea-ice thickness measurement based on the dispersion of ice swell. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 131(1) :80–91, 2012.

- S. Martin and P. Kauffman. A Field and Laboratory Study of Wave Damping by Grease Ice. *Journal of Glaciology*, 27(96) :283–313, 1981. ISSN 0022-1430, 1727-5652. doi : 10.1017/S0022143000015392.
- S. Martin, P. Kauffman, and C. Parkinson. The movement and decay of ice edge bands in the winter bering sea. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 88(C5) :2803–2812, 1983.
- T. Martin, M. Steele, and J. Zhang. Seasonality and long-term trend of arctic ocean surface stress in a model. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 119(3) :1723–1738, 2014.
- A. Maslanik, C. Fowler, J. Stroeve, S. Drobot, J. Zwally, D. Yi, and W. Emery. A younger, thinner arctic ice cover : Increased potential for rapid, extensive sea-ice loss. *Geophys. Res. Lett.*, 34 :L24501, 2007. doi : 10.1029/2007GL032043.
- D. Masson and P. H. LeBlond. Spectral evolution of wind-generated surface gravity waves in a dispersive ice field. *J. Fluid Mech.*, 202(7) :43–81, 1989.
- G. A. Maykut and D. K. Perovich. The role of shortwave radiation in the summer decay of a sea ice cover. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 92(C7) :7032–7044, 1987.
- M. G. McPhee. An analysis of pack ice drift in summer. *Sea ice processes and models*, pages 62–75, 1980.
- M. G. McPhee. Turbulent heat flux in the upper ocean under sea ice. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 97(C4) :5365–5379, 1992.
- M. G. McPhee and J. D. Smith. Measurements of the turbulent boundary layer under pack ice. *J. Phys. Oceanogr.*, 6 :696–711, 1976.
- D. S. Mélia. A global coupled sea ice–ocean model. *Ocean Modelling*, 4(2) :137–172, 2002.
- M. Mellor. Mechanical Behavior of Sea Ice. In N. Untersteiner, editor, *The Geophysics of Sea Ice*, NATO ASI Series, pages 165–281. Springer US, 1986. ISBN 978-1-4899-5354-4 978-1-4899-5352-0. doi : 10.1007/978-1-4899-5352-0_3.
- M. Meylan and V. A. Squire. Response of a circular ice floe to ocean waves. *J. Geophys. Res.*, 101(C4) :8869–8884, 1996.
- M. Meylan, V. Squire, and C. Fox. Towards realism in modeling ocean wave behavior in marginal ice zones. *J. Geophys. Res.*, 102(C10) :22981–22991, 1997. doi : 10.1029/97JC01453.
- M. H. Meylan. The wave response of ice floes of arbitrary geometry. *J. Geophys. Res.*, 107(C1) : 3005, 2002.
- M. H. Meylan and D. Masson. A linear boltzmann equation to model wave scattering in the marginal ice zone. *Ocean Modelling*, 11 :417–427, 2006.
- M. H. Meylan, L. G. Bennetts, and A. L. Kohout. In situ measurements and analysis of ocean waves in the antarctic marginal ice zone. *Geophysical Research Letters*, 41(14) :5046–5051, 2014.
- F. Montiel, V. A. Squire, and L. G. Bennetts. Attenuation and directional spreading of ocean wave spectra in the marginal ice zone. *J. Fluid Mech.*, 790 :492–522, 2016. doi : 10.1017/jfm.2016.2.
- J. E. M. Mosig, F. Montiel, and V. A. Squire. Comparison of viscoelastic-type models for ocean wave attenuation in ice-covered seas. *J. Geophys. Res.*, 120 :6072–6090, 2015. doi : 10.1002/2015JC010881.
- W. H. Munk. Origin and generation of waves. In *Proceedings 1st International Conference on Coastal Engineering, Long Beach, California*, pages 1–4. ASCE, 1950.

- K. Newyear and S. Martin. A comparison of theory and laboratory measurements of wave propagation and attenuation in grease ice. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 102 (C11) :25091–25099, 1997.
- Y. Noh, H. Ok, E. Lee, T. Toyoda, and N. Hirose. Parameterization of langmuir circulation in the ocean mixed layer model using les and its application to the ogcm. *Journal of Physical Oceanography*, 46(1) :57–78, 2016.
- J. F. Nye. The flow law of ice from measurements in glacier tunnels, laboratory experiments and the jungfraufirn borehole experiment. In *Proceedings of the Royal Society of London A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, volume 219.1139, pages 477–489. The Royal Society, 1953.
- L. S. Peck, D. K. Barnes, A. J. Cook, A. H. Fleming, and A. Clarke. Negative feedback in the cold : ice retreat produces new carbon sinks in antarctica. *Global change biology*, 16(9) : 2614–2623, 2010.
- Y. Perignon, F. Ardhuin, M. Cathelain, and M. Robert. Swell dissipation by induced atmospheric shear stress. *J. Geophys. Res.*, 119 :6622–6630, 2014. doi : 10.1002/2014JC009896.
- D. Perovich, B. Light, H. Eicken, K. Jones, K. Runciman, and S. Nghiem. Increasing solar heating of the arctic ocean and adjacent seas, 1979-2005 : Attribution and role in the ice-albedo feedback. *Geophys. Res. Lett.*, 34 :L19505, 2007. doi : 10.1029/2007GL031480.
- D. K. Perovich. *On the summer decay of a sea ice cover*. PhD thesis, Univ.of Wash., Seattle, 1983.
- D. K. Perovich. The optical properties of sea ice. Technical report, COLD REGIONS RESEARCH AND ENGINEERING LAB HANOVER NH, 1996.
- W. Perrie and Y. Hu. Air-ice-ocean momentum exchange. part I : energy transfer between waves and ice floes. *J. Phys. Oceanogr.*, 26 :1705–1720, 1996.
- P. O. G. Persson, B. Blomquist, P. Guest, S. Stammerjohn, C. Fairall, L. Rainville, B. Lund, S. Ackley, and J. Thomson. Shipboard observations of the meteorology and near-surface environment during autumn freeze-up in the beaufort/chukchi seas. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 2018.
- M. A. Pete, M. H. Meylan, H. Chung, et al. Wave scattering by a circular elastic plate in water of finite depth : a closed form solution. *International Journal of Offshore and Polar Engineering*, 14(02), 2004.
- C. Peureux. *Observation et modélisation des propriétés directionnelles des ondes de gravité courtes*. PhD thesis, Université de Bretagne occidentale - Brest, 2017.
- O. M. Phillips. *The dynamics of the upper ocean*. Cambridge University Press, London, 1977. 336 p.
- W. J. Pierson, G. Neumann, and R. W. James. *Practical methods for observing and forecasting ocean waves by means of wave spectra and statistics*. U. S. Hydrographic Office, 1955.
- P. Rampal, S. Bouillon, E. Olason, and M. Morlighem. neXtSIM : a new Lagrangian sea ice model. *CRYOSPHERE*, 10(3), Jan. 2016. ISSN 1994-0416. doi : 10.5194/tc-10-1055-2016.
- N. Raschle and F. Ardhuin. A global wave parameter database for geophysical applications. part 2 : model validation with improved source term parameterization. *Ocean Modelling*, 70 : 174–188, 2013. doi : 10.1016/j.ocemod.2012.12.001.

- N. Rasche, F. Ardhuin, P. Queffelec, and D. Croizé-Fillon. A global wave parameter database for geophysical applications. part 1 : wave-current-turbulence interaction parameters for the open ocean based on traditional parameterizations. *Ocean Modelling*, 25 :154–171, 2008. doi : 10.1016/j.ocemod.2008.07.006. URL <http://hal.archives-ouvertes.fr/hal-00201380/>.
- A. H. H. Renner, S. Gerland, C. Haas, G. Spreen, J. F. Beckers, E. Hansen, M. Nicolaus, and H. Goodwin. Evidence of arctic sea ice thinning from direct observations. *Geophys. Res. Lett.*, 41 :5029–5036, 2014. doi : 10.1002/2014GL059983.
- R. Ricker, S. Hendricks, L. Kaleschke, X. Tian-Kunze, J. King, and C. Haas. A weekly arctic sea-ice thickness data record from merged cryosat–2 and smos satellite data. *The Cryosphere*, 11(4) :1607–1623, 2017. doi : 10.5194/tc-11-1607-2017.
- L. A. Roach, C. Horvat, S. M. Dean, and C. M. Bitz. An emergent sea ice floe size distribution in a global coupled ocean–sea ice model. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 2018a.
- L. A. Roach, M. M. Smith, and S. M. Dean. Quantifying growth of pancake sea ice floes using images from drifting buoys. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 2018b.
- G. d. Q. Robin. Ocean waves and pack ice. *Polar Record*, 11(73) :389–393, 1963.
- N. J. Robinson and S. C. Palmer. A modal analysis of a rectangular plate floating on an incompressible liquid. *Journal of sound and Vibration*, 142(3) :453–460, 1990.
- H. Roethlisberger. *Seismic Exploration in Cold Regions*. CRREL monograph. U.S. Army Cold Regions Research and Engineering Laboratory, 1972.
- W. E. Rogers, J. Thomson, H. H. Shen, M. J. Doble, P. Wadhams, and S. Cheng. Dissipation of wind waves by pancake and frazil ice in the autumn beaufort sea. *J. Geophys. Res.*, 121, 2016. doi : 10.1002/2016JC012251.
- D. Rothrock and A. Thorndike. Measuring the sea ice floe size distribution. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 89(C4) :6477–6486, 1984.
- C. Rousset, M. Vancoppenolle, G. Madec, T. Fichefet, S. Flavoni, A. Barthélemy, R. Benshila, J. Chanut, C. Lévy, S. Masson, et al. The louvain-la-neuve sea ice model lim3. 6 : global and regional capabilities. *Geoscientific Model Development*, 8(10) :2991, 2015.
- P. Sakov, F. Counillon, L. Bertino, K. A. Lisæter, P. R. Oke, and A. Korabely. Topaz4 : an ocean-sea ice data assimilation system for the north atlantic and arctic. *Ocean Science*, 8(4) : 633–656, 2012. doi : 10.5194/os-8-633-2012. URL <http://www.ocean-sci.net/8/633/2012/>.
- M. C. Serreze, M. M. Holland, and J. Stroeve. Perspectives on the arctic’s shrinking sea-ice cover. *science*, 315(5818) :1533–1536, 2007.
- H. H. Shen and S. F. Ackley. A one-dimensional model for wave-induced ice-floe collisions. *Annals of Glaciology*, 15 :87–95, 1991.
- H. H. Shen, S. F. Ackley, and M. A. Hopkins. A conceptual model for pancake-ice formation in a wave field. *Annals of Glaciology*, 33 :361–367, 2001.
- R. A. Shuchman, C. L. Rufenach, and O. M. Johannessen. Extraction of marginal ice zone thickness using gravity wave imagery. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 99(C1) : 901–918, 1994.
- I. Simmonds and I. Rudeva. The great arctic cyclone of august 2012. *Geophysical research letters*, 39(23), 2012.

- M. Smith, S. Stammerjohn, O. Persson, L. Rainville, G. Liu, W. Perrie, R. Robertson, J. Jackson, and J. Thomson. Episodic reversal of autumn ice advance caused by release of ocean heat in the beaufort sea. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 2018.
- A. Soloviev and R. Lukas. Observation of wave-enhanced turbulence in the near-surface layer of the ocean during TOGA COARE. *Deep Sea Res.*, I 50 :371–395, 2003.
- G. Spreen, L. Kaleschke, and G. Heygster. Sea ice remote sensing using amsr-e 89-ghz channels. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 113(C2), 2008.
- V. Squire. Of ocean waves and sea-ice revisited. *Cold Regions Science and Technology*, 49(2) : 110–133, Aug. 2007. ISSN 0165232X. doi : 10.1016/j.coldregions.2007.04.007.
- V. Squire, J. Dugan, P. Wadhams, P. Rottier, and A. Liu. Of ocean waves and sea ice. *Annu. Rev. Fluid Mech.*, 27(3) :115–168, 1995.
- V. A. Squire and A. Allan. Propagation of flexural gravity waves in sea ice. Technical report, Centre for Cold Ocean Resources Engineering, Memorial University of Newfoundland, 1977.
- V. A. Squire and S. C. Moore. Direct measurement of the attenuation of ocean waves by pack ice. *Nature*, 283 :365–368, 1980.
- K. Steele, C.-C. Teng, and D. W.-C. Wang. Wave direction measurements using pitch and roll buoys. *Ocean Eng.*, 19 :349–375, 1992.
- M. Steele. Sea ice melting and floe geometry in a simple ice-ocean model. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 97(C11) :17729–17738, Nov. 1992. ISSN 2156-2202. doi : 10.1029/92JC01755.
- M. Steele, W. Ermold, and J. Zhang. Modeling the formation and fate of the near-surface temperature maximum in the canadian basin of the arctic ocean. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 116(C11), 2011.
- H. L. Stern, A. J. Schweiger, J. Zhang, and M. Steele. On reconciling disparate studies of the sea-ice floe size distribution. *Elem Sci Anth*, 6(1), 2018.
- T. F. Stocker, D. Qin, G. Plattner, M. Tignor, S. Allen, J. Boschung, A. Nauels, Y. Xia, V. Bex, and P. Midgley. Climate change 2013 : the physical science basis. intergovernmental panel on climate change, working group i contribution to the ipcc fifth assessment report (ar5). *New York*, 2013.
- J. Stopa, F. Ardhuin, J. Thomson, M. M. Smith, A. Kohout, M. Doble, and P. Wadhams. Wave attenuation through an arctic marginal ice zone on 12 october, 2015 : 1. measurement of wave spectra and ice features from sentinel-1a. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 2018a.
- J. E. Stopa, F. Ardhuin, and F. Girard-Ardhuin. Wave climate in the arctic 1992-2014 : seasonality and trends. *The Cryosphere*, 10 :1605–1629, 2016. doi : 10.5194/tc-10-1605-2016.
- J. E. Stopa, P. Sutherland, and F. Ardhuin. Strong and highly variable push of ocean waves on southern ocean sea ice. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, 115(23) :5861–5865, 2018b.
- J. Stroeve, M. M. Holland, W. Meier, T. Scambos, and M. Serreze. Arctic sea ice decline : Faster than forecast. *Geophys. Res. Lett.*, 34 :L09501, 2007. doi : 10.1029/2007GL029703.
- J. Stroeve, L. C. Hamilton, C. M. Bitz, and E. Blanchard-Wrigglesworth. Predicting september sea ice : Ensemble skill of the SEARCH Sea Ice Outlook 2008-2013. *Geophys. Res. Lett.*, 41 : 2411–2418, 2014a. doi : 10.1002/2014GL059388.

- J. Stroeve, T. Markus, L. Boisvert, J. Miller, and A. Barrett. Changes in arctic melt season and implications for sea ice loss. *Geophysical Research Letters*, 41(4) :1216–1225, 2014b.
- C. Strong. Atmospheric influence on Arctic marginal ice zone position and width in the Atlantic sector, February–April 1979–2010. *Climate Dynamics*, 39(12) :3091–3102, 2012. ISSN 0930-7575, 1432-0894. doi : 10.1007/s00382-012-1356-6.
- C. Strong and I. G. Rigor. Arctic marginal ice zone trending wider in summer and narrower in winter. *Geophysical Research Letters*, 40(18) :4864–4868, 2013. doi : 10.1002/grl.50928.
- G. Sutherland and J. Rabault. Observations of wave dispersion and attenuation in landfast ice. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 121(3) :1984–1997, Mar. 2016. ISSN 2169-9291. doi : 10.1002/2015JC011446. URL <http://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1002/2015JC011446/abstract>.
- P. Sutherland and D. Dumont. Marginal ice zone thickness and extent due to wave radiation stress. *Journal of Physical Oceanography*, (2018), 2018.
- P. Sutherland and J. C. Gascard. Airborne remote sensing of ocean wave directional wavenumber spectra in the marginal ice zone. *Geophys. Res. Lett.*, in press, 2016.
- P. Sutherland and W. K. Melville. Field measurements of surface and near-surface turbulence in the presence of breaking waves. *Journal of Physical Oceanography*, 45(4) :943–965, 2015.
- A. Sytinskiy and V. Tripol’nikov. Some results of investigations of the natural vibrations of ice fields of the central arctic. *Izv. Akad. Nauk. SSSR, Ser. Geofiz*, 4 :615–621, 1964.
- The WAVEWATCH III[®] Development Group. User manual and system documentation of WAVEWATCH III[®] version 5.16. Tech. Note 329, NOAA/NWS/NCEP/MMAB, College Park, MD, USA, 2016. 326 pp. + Appendices.
- J. Thomson and W. E. Rogers. Swell and sea in the emerging Arctic Ocean. *Geophys. Res. Lett.*, 41 :3136–3140, 2014. doi : 10.1002/2014GL059983.
- J. Thomson, S. Ackley, H. H. Shen, and W. E. Rogers. The balance of ice, waves, and winds in the arctic autumn. *Eos*, 98, 2017.
- J. Thomson, S. Ackley, F. Girard-Arduin, F. Arduin, A. Babanin, J. Bidlot, G. Boutin, J. Brozena, S. Cheng, M. Doble, et al. Overview of the arctic sea state and boundary layer physics program. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 2018.
- A. S. Thorndike, D. A. Rothrock, G. A. Maykut, and R. Colony. The thickness distribution of sea ice. *Journal of Geophysical Research*, 80(33) :4501–4513, Nov. 1975. ISSN 2156-2202. doi : 10.1029/JC080i033p04501.
- S. Tietsche, J. Day, V. Guemas, W. Hurlin, S. Keeley, D. Matei, R. Msadek, M. Collins, and E. Hawkins. Seasonal to interannual arctic sea ice predictability in current global climate models. *Geophysical Research Letters*, 41(3) :1035–1043, 2014.
- G. Timco and S. O’Brien. Flexural strength equation for sea ice. *Cold Regions Science and Technology*, 22(3) :285–298, 1994.
- G. Timco and W. Weeks. A review of the engineering properties of sea ice. *Cold Regions Science and Technology*, 60(2) :107 – 129, 2010. ISSN 0165-232X. doi : <https://doi.org/10.1016/j.coldregions.2009.10.003>.
- M.-L. Timmermans. The impact of stored solar heat on arctic sea ice growth. *Geophysical Research Letters*, 42(15) :6399–6406, 2015.

- A. Toffoli, L. G. Bennetts, M. H. Meylan, C. Cavaliere, A. Alberello, J. Elsnab, , and J. P. Monty. Sea ice floes dissipate the energy of steep ocean waves. *Geophys. Res. Lett.*, 42 :8547–8554, 2015. doi : 10.1002/2015GL065937.
- H. L. Tolman. Treatment of unresolved islands and ice in wind wave models. *Ocean Modelling*, 5 :219–231, 2003.
- H. L. Tolman and N. Booij. Modeling wind waves using wavenumber-direction spectra and a variable wavenumber grid. *Global Atmos. Ocean Syst.*, 6 :295–309, 1998.
- H. L. Tolman and D. Chalikov. Source terms in a third-generation wind wave model. *J. Phys. Oceanogr.*, 26 :2497–2518, 1996. URL <http://journals.ametsoc.org/doi/pdf/10.1175/1520-0485%281996%29026%3C2497%3ASTIATG%3E2.0.CO%3B2>.
- T. Toyota, S. Takatsuji, and M. Nakayama. Characteristics of sea ice floe size distribution in the seasonal ice zone. *Geophysical research letters*, 33(2), 2006.
- T. Toyota, C. Haas, and T. Tamura. Size distribution and shape properties of relatively small sea-ice floes in the antarctic marginal ice zone in late winter. *Deep Sea Research Part II : Topical Studies in Oceanography*, 58(9-10) :1182–1193, 2011.
- M. Tsamados, D. L. Feltham, and A. Wilchinsky. Impact of a new anisotropic rheology on simulations of arctic sea ice. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 118(1) :91–107, 2013.
- M. Vancoppenolle, T. Fichefet, H. Goosse, S. Bouillon, G. Madec, and M. A. M. Maqueda. Simulating the mass balance and salinity of Arctic and Antarctic sea ice. 1. Model description and validation. *Ocean Modelling*, 27(1) :33–53, 2009.
- H. J. Venables, A. Clarke, and M. P. Meredith. Wintertime controls on summer stratification and productivity at the western antarctic peninsula. *Limnology and Oceanography*, 58(3) : 1035–1047, 2013.
- P. Wadhams. Attenuation of swell by sea ice. *J. Geophys. Res.*, 78(18) :3552–3563, 1973.
- P. Wadhams. Airborne laser profiling of swell in an open ice field. *J. Geophys. Res.*, 80 : 4520–4528, 1975. doi : 10.1029/JC080i033p04520.
- P. Wadhams. Wave decay in a marginal ice zone measured from a submarine. *Deep Sea Res.*, 80 (33) :4520–4528, 1978.
- P. Wadhams. A mechanism for the formation of ice edge bands. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 88(C5) :2813–2818, 1983.
- P. Wadhams. The Seasonal Ice Zone. In *The Geophysics of Sea Ice*, NATO ASI Series, pages 825–991. Springer, Boston, MA, 1986. ISBN 978-1-4899-5354-4 978-1-4899-5352-0. doi : DOI: 10.1007/978-1-4899-5352-0_15.
- P. Wadhams. *Ice in the Ocean*. CRC Press, 2000.
- P. Wadhams, V. A. Squire, J. A. Ewing, and R. W. Pascal. The effect of the marginal ice zone on the directional wave spectrum of the ocean. *J. Phys. Oceanogr.*, 16 :358–376, 1986.
- P. Wadhams, M. A. Lange, and S. F. Ackley. The ice thickness distribution across the atlantic sector of the antarctic ocean in midwinter. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 92(C13) : 14535–14552, 1987.
- P. Wadhams, V. A. Squire, D. J. Goodman, A. M. Cowan, and S. C. Moore. The attenuation rates of ocean waves in the marginal ice zone. *J. Geophys. Res.*, 93(C6) :6799–6818, 1988. doi : 10.1029/JC093iC06p06799.

- P. Wadhams, F. Parmiggiani, and G. De Carolis. The use of sar to measure ocean wave dispersion in frazil–pancake icefields. *Journal of physical oceanography*, 32(6) :1721–1746, 2002.
- P. Wadhams, F. F. Parmiggiani, G. de Carolis, D. Desiderio, and M. J. Doble. SAR imaging of wave dispersion in Antarctic pancake ice and its use in measuring ice thickness. *Geophys. Res. Lett.*, 31 :L15305, 2004.
- Wadhams, Peter and Holt, Benjamin. Waves in frazil and pancake ice and their detection in Seasat synthetic aperture radar imagery. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 96(C5) : 8835–8852, Sept. 1991. ISSN 0148-0227. doi : 10.1029/91JC00457.
- K. Wang and C. Wang. Modeling linear kinematic features in pack ice. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 114(C12), 2009. doi : 10.1029/2008JC005217.
- M. Wang and J. E. Overland. A sea ice free summer arctic within 30 years ? *Geophysical Research Letters*, 36(7), 2009.
- R. Wang and H. H. Shen. Gravity waves propagating into an ice-covered ocean : A viscoelastic model. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 115(C6) :C06024, June 2010. ISSN 2156-2202. doi : 10.1029/2009JC005591.
- J. E. Weber. Wave attenuation and wave drift in the marginal ice zone. *Journal of physical oceanography*, 17(12) :2351–2361, 1987.
- W. F. Weeks. *On sea ice*. University of Alaska Press, Fairbanks, 2010.
- W. F. Weeks and S. F. Ackley. The growth, structure, and properties of sea ice. In *The geophysics of sea ice*, pages 9–164. Springer, 1986.
- M. Weitz and J. B. Keller. Reflection of water waves from floating ice in water of finite depth. *Communications on Pure and Applied Mathematics*, 3(3) :305–318, 1950. doi : 10.1002/cpa.3160030306.
- T. D. Williams, L. G. Bennetts, V. A. Squire, D. Dumont, and L. Bertino. Wave-ice interactions in the marginal ice zone. part 1 : Theoretical foundations. *Ocean Modelling*, 70 :81–91, 2013a. doi : 10.1016/j.ocemod.2013.05.010.
- T. D. Williams, L. G. Bennetts, V. A. Squire, D. Dumont, and L. Bertino. Wave-ice interactions in the marginal ice zone. part 2 : Numerical implementation and sensitivity studies along 1d transects of the ocean surface. *Ocean Modelling*, 71 :92–101, 2013b. doi : 10.1016/j.ocemod.2013.05.011.
- T. D. Williams, P. Rampal, and S. Bouillon. Wave-ice interactions in the neXtSIM sea-ice model. *The Cryosphere Discussions*, pages 1–28, Feb. 2017. ISSN 1994-0440. doi : 10.5194/tc-2017-24.
- J. Zhang and D. A. Rothrock. Effect of sea ice rheology in numerical investigations of climate. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 110(C8), 2005. doi : 10.1029/2004JC002599.
- J. Zhang, C. Ashjian, R. Campbell, Y. H. Spitz, M. Steele, and V. Hill. The influence of sea ice and snow cover and nutrient availability on the formation of massive under-ice phytoplankton blooms in the chukchi sea. *Deep Sea Research Part II : Topical Studies in Oceanography*, 118 : 122–135, 2015a.
- J. Zhang, A. Schweiger, M. Steele, and H. Stern. Sea ice floe size distribution in the marginal ice zone : Theory and numerical experiments : Modeling floe size distribution. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 120(5) :3484–3498, May 2015b. ISSN 21699275. doi : 10.1002/2015JC010770.

Annexe A

Carte de la région Arctique



Annexe B

Carte de la région Antarctique



Annexe C

Sensibilité du couplage au nombre et à la résolution des catégories

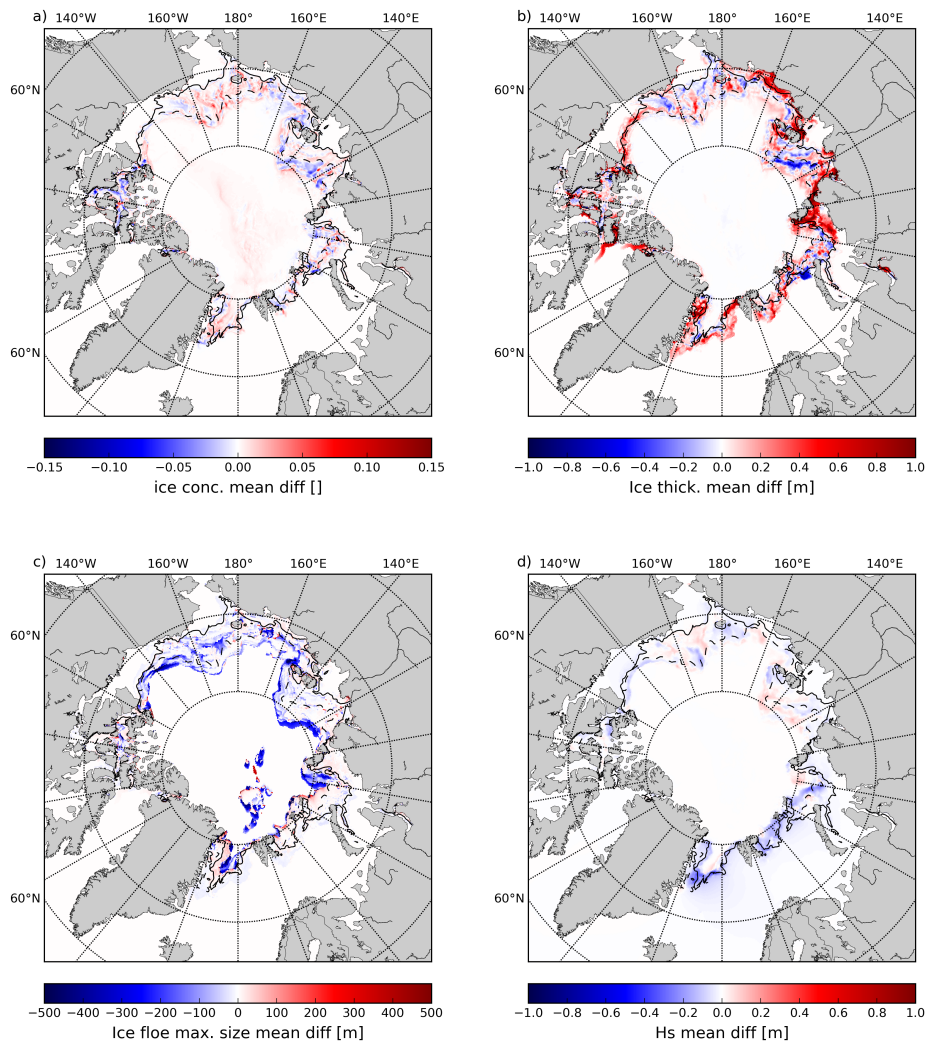


FIGURE C.1 – Identique à la figure 4.20 mais pour 70 catégories d'intervalles de largeur uniforme égale à 10 m.

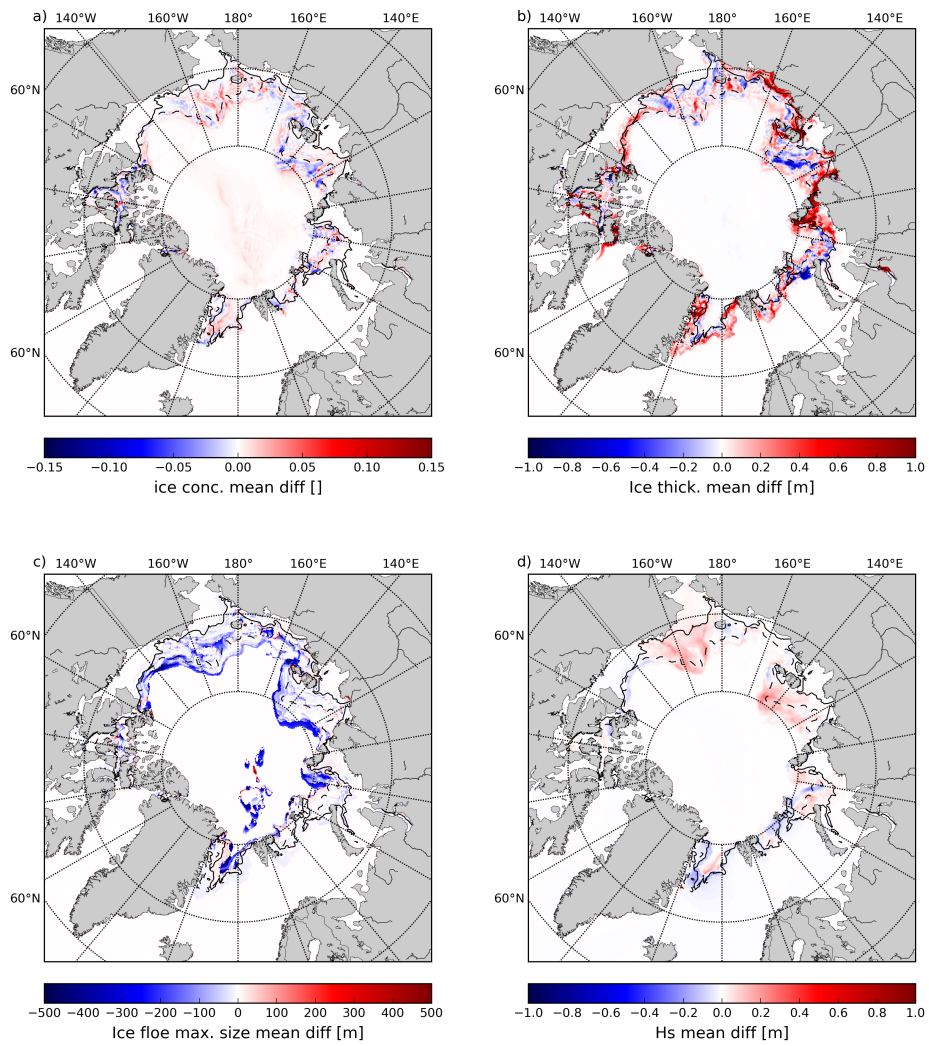


FIGURE C.2 – Identique à la figure 4.20 mais pour 140 catégories d'intervalles de largeur uniforme égale à 5 m.

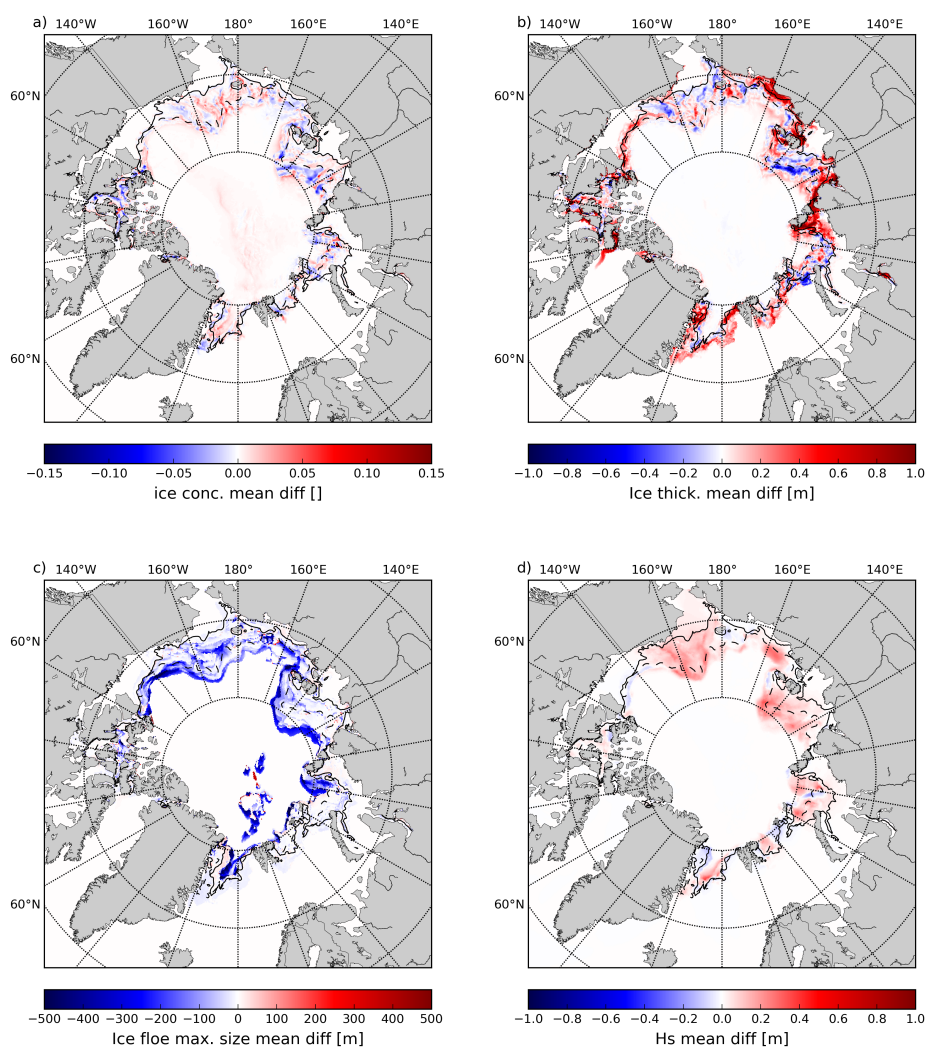


FIGURE C.3 – Identique à la figure 4.20 mais pour 140 catégories d'intervalles de largeur uniforme égale à 2.5 m.

Titre : Interactions vagues-banquise en zones polaires

Mots clés : Vagues, Banquise, Modélisation, Zone Marginale de Glace

Résumé : La banquise, qui couvre de larges étendues de l'océan près des pôles, est une composante majeure du climat. Le réchauffement de la planète entraîne sa fonte massive, en particulier en Arctique. Là où l'extension de la banquise diminue, l'augmentation du fetch est associée à une élévation de la hauteur des vagues, laissant penser que les effets liés aux interactions vagues-glace pourraient s'accroître dans le futur. L'évolution rapide de la banquise associée à l'intensification des activités humaines dans les régions polaires pressent à améliorer notre connaissance de ces interactions.

La banquise atténue les vagues. Elles peuvent néanmoins s'y propager et briser la glace sur de longues distances. L'atténuation dépend des propriétés de la glace comme l'épaisseur, la taille des plaques... Les plaques de glace une fois cassées sont plus suscep-

tibles de dériver et de fondre. En outre, lors de l'atténuation, les plaques sont poussées dans la direction de propagation des vagues.

Une représentation simple de la banquise dans un modèle de vagues intégrant une distribution de la taille des plaques nous a permis de montrer l'importance des mécanismes dissipatifs dans l'atténuation, notamment ceux induits par la flexion de la glace. Après avoir été validé, ce modèle a été couplé à un modèle de glace. La taille des plaques est échangée et utilisée dans le calcul de la fonte latérale. La force exercée par les vagues sur la banquise est également envoyée depuis le modèle de vagues. En été, cette force compacte la glace et tend à diminuer la fonte, augmentant significativement la température et la salinité des eaux de surface au bord de la banquise.

Title : Waves-sea ice interactions in polar seas

Keywords : Waves, Sea ice, Model, Marginal Ice Zone

Abstract : Sea ice, which covers most of the ocean near the poles, is a key component of the climate system. Global warming is driving its massive melting, especially in the Arctic. Where sea ice cover decreases, fetch increases leading to more energetic sea states. This means potentially enhanced waves-ice interactions effects in the future. The quick evolution of sea ice extent and volume combined with the intensification of human activities in polar regions urge us to improve our understanding of waves-ice interactions.

Sea ice attenuates waves. They can however propagate through it and break it far into the ice cover. Attenuation depends on ice properties such as floe size, thickness, etc. Once broken, resulting floes are more likely to drift and melt. In addition, wave attenuation

yields a force which pushes the floes in the direction of wave propagation.

A simplified representation of sea ice, including a floe size distribution, has been incorporated in a wave model. It allows us to show the important contribution of dissipative mechanisms in the wave attenuation, especially those induced by the bending of the ice plates. After validation, the modified wave model is coupled to an ice model. The floe size distribution is exchanged in the coupled framework and used in ice lateral melt computation. The force exerted by the waves on the ice floes is sent from the wave model and is shown to compact sea ice in summer. This reduces the melting and significantly increases the temperature and salinity in the surface ocean close to the ice edge.