

**THÈSE / UNIVERSITÉ DE BRETAGNE
OCCIDENTALE**

sous le sceau de l'Université Bretagne Loire

pour obtenir le titre de
**DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE
BRETAGNE OCCIDENTALE**

Mention : Océanographie, Physique et Environnement
École Doctorale Des Sciences De La Mer

présentée par
Guillaume Boutin

préparée à l'Ifremer au Laboratoire
d'Océanographie Physique et Spatiale

Interactions vagues-banquise en zones polaires

Thèse soutenue le ? septembre 2018
devant le jury composé de :

Prénom NOM jury 1
Titre, Etablissement / qualité

Prénom NOM jury 2
Titre, Etablissement / qualité

Prénom NOM jury 3
Titre, Etablissement / qualité

Prénom NOM jury 4
Titre, Etablissement / qualité

Table des matières

1	Introduction	13
1.1	Contexte et problématique	13
1.2	Revue des propriétés générales des vagues dans la glace	16
1.2.1	Approches historiques et mesures expérimentales	16
1.2.2	La Zone Marginale de glace et les processus d'interactions vagues-glace	19
1.3	Principe des modèles spectraux de vagues	25
1.3.1	Représentation des vagues en physique	26
1.3.2	Les modèles spectraux de vagues	33
1.4	Modélisation vagues glaces	36
1.4.1	Équations de propagation	36
1.4.2	Atténuation des vagues en présence de vagues	42
1.4.3	Intégration des interactions vagues-glace dans des modèles numériques de vagues	49
1.5	Observation et modélisation de la glace	52
1.5.1	Jeux de données issus de l'observation des grandeurs liées à la banquise	52
1.5.2	Modélisation de la banquise	53
2	Modélisation des interactions vagues-banquise	57
2.1	Théorie	57
2.1.1	Décomposition en termes source	57
2.1.2	Propagation des vagues dans la glace	57
2.1.3	Casse de la glace	57
2.1.4	Scattering	57
2.1.5	Friction basale	57
2.1.6	Dissipation lors de la flexion	57
2.2	Évaluation à l'aide de tests académiques	57
2.2.1	Bilan	57
3	Évaluation dans des cas réalistes	59
3.1	Cas du 2 mai 2010 : R/V Lance au sud du Svalbard	59
3.1.1	Présentation du cas	59
3.1.2	Présentation de la configuration	59
3.1.3	Résultats	60
3.2	Cas du 12 octobre 2015 : R/V Sikuliaq en mer de Beaufort	63
3.2.1	Présentation du cas	63
3.2.2	Résultats	64
4	Couplage d'un modèle de vagues avec un modèle de glace	65
4.1	Principe du couplage	65
4.1.1	Advection des plaques de glace	67
4.1.2	Fonte latérale de la glace	80

4.1.3	Stress radiatif dû aux vagues	83
4.1.4	Rhéologie ??	85
4.1.5	Difficultés inhérentes à l'échange d'une même variable entre 2 modèles	85
4.2	Application à une configuration Arctique réaliste	90
4.2.1	Description de la configuration	90
4.2.2	Effets observés du couplage vagues-glace : comparaisons avec une simulation non-couplée du modèle de vagues	91
4.2.3	Effets observés du couplage vagues-glace : comparaisons avec une simulation non-couplée du modèle de glace	98
4.2.4	Et si on modifie un peu la rhéologie?	117
4.3	Bilan	117
5	Conclusion	119
5.1	Bilan	119
5.2	Limites	119
5.3	Perspectives	119
A	Carte de la région Arctique	135
B	Carte de la région Antarctique	137

Table des figures

1.1	Répartition énergétique typiques en fonction des types de vagues à la surface des océans	14
1.2	Processus d'interactions océan-glace-atmosphère dans la zone Marginale de Glace . .	20
1.3	Processus d'interactions vagues-glace dans la Zone Marginale de Glace et dans la banquise compacte.	22
1.4	Illustration de quelques états de la glace possible dans la ZMG.	23
1.5	Figure extraite de Rascle and Ardhuin (2013) illustrant les erreurs du modèle spectral de vagues WAVEWATCH III [®]	25
1.6	Reconstruction d'un état de mer à partir de la superposition d'un grand nombres de vagues monochromatiques (Pierson et al., 1955)	31
1.7	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	32
1.8	Illustration du cas simple où un train de vagues incidentes arrive orthogonalement au bord de glace	36
1.9	Relation de dispersion sous la glace pour des ondes de flexion-gravité	38
1.10	Vitesse de groupe sous la glace pour des ondes de flexion-gravité	39
1.11	Illustration de la conservation du flux d'énergie en présence de glace.	40
1.12	Coefficient d'atténuation pour la paramétrisation de la friction telle que suggérée dans Stopa et al. (2016)	44
1.13	Réponse de la glace à des contraintes cycliques obtenues à partir du modèle de Cole (1995)	46
3.1	Figure extraite de Collins et al. (2015) illustrant... COMPLETER	60
3.2	Figure extraite de Collins et al. (2015) illustrant... COMPLETER	62
3.3	Figure extraite de Collins et al. (2015) illustrant... COMPLETER	62
3.4	Figure extraite de Collins et al. (2015) illustrant... COMPLETER	63
4.1	Schéma simplifié du fonctionnement du couplage LIM3 / WAVEWATCH III.	66
4.2	Illustration du problème posé par l'advection de la taille des plaques de glace comme un traceur.	67
4.3	Relation entre la FSD dans le modèle de vagues et la répartition en N catégories de tailles de plaques de glace dans le modèle de glace	70
4.4	C.I. des simulations impliquant le couplage WW3/SAS-LIM3 (1)	72
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.	73
4.6	C.I. des simulations impliquant le couplage WW3/SAS-LIM3 (2)	74
4.7	Schéma résumant les échange de tailles de plaques de glace entre les 2 modèles	75
4.8	Casse de la glace dans le cas les vagues ont une période $T_p = 15$ s	76
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	77

4.10	Même figure que Fig. 4.9 mais cette fois avec un forçage réaliste à la frontière ouest du domaine	78
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	79
4.12	Fonte latérale et concentration en glace après 3 jours de simulation avec la paramétrisation de Lüpkes et al. (2012) et notre paramétrisation	82
4.13	Comparaison du stress radiatif pour différents processus d'atténuation activés dans le modèle de vagues	84
4.14	Illustration du couplage vagues-glace, les deux modèles ayant le même pas de temps	86
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	87
4.16	Illustration des différences obtenues pour $D_{\max, LIM3}$ et H_s pour deux schémas de couplages différents.	88
4.17	Illustration des différences obtenues pour c et h_i pour deux schémas de couplages différents.	89
4.18	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)	92
4.19	[Moyenne de la différence des propriétés de la glace et de la hauteur significative des vagues entre une simulation couplée avec 35 catégories de tailles de plaques de glace de largeur suivant une loi de puissance similaire à celle décrite par ? et une simulation non couplée	93
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	94
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.	96
4.22	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 identique mais où la variable D_{\max} est échangée de manière asynchrone (voir Fig. 4.14)	97
4.23	98
4.24	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.	99
4.25	100
4.26	Figure similaire à la figure 4.23, 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.	101
4.27	Volume de glace fondu latéralement dans la simulation couplée et dans la simulation non couplée	102
4.28	103
4.29	Comparaison du bord de glace obtenu à 3 dates différentes dans le cas d'une simulation couplée et d'une simulation non couplée	104
4.30	Figure similaire à la figure 4.23, mais pour la vitesse de la glace	105
4.31	?	106
4.32	?	107
4.33	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.	108

4.34 ?	109
4.35 ?	111
4.36 ?	112
4.37 ?	113
4.38 ?	113
4.39 ?	114
4.40 ?	115
4.41 ?	116
4.42 ?	116

Liste des tableaux

1.1 Résultats expérimentaux de l'effet de différentes conditions de glace sur la propagation des vagues 23

Liste des abréviations et symboles, 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...

leads : A définir

ridges : A définir

stand-alone : Se dit d'un modèle, ou plus généralement d'un logiciel, qui ne dépend pas d'un autre modèle pour fonctionner. Par exemple, un modèle de glace peut dépendre d'un modèle d'océan qui lui fournit des informations dont il a besoin, mais ces informations peuvent aussi être prescrites par l'utilisateur via des fichiers de forçages, permettant ainsi au modèle de glace de fonctionner en *stand-alone*

FSD : *Floe Size Distribution*

MIZ : *Marginal Ice Zone*, Zone Marginale de Glace en français. Voir la définition en section CITER SECTION

Chapitre 1

Introduction

1.1 Contexte et problématique

La glace a la surface de l'océan peut prendre deux formes distinctes selon son origine. La première est un danger bien connu des navigateurs, à l'origine du célèbre naufrage du paquebot *Titanic*, à savoir les icebergs. La glace qui les compose a pour origine la compaction de la neige et de la glace sur les terres (par exemple le continent Antarctique ou le Groenland), formant des glaciers qui s'écoulent lentement jusqu'à atteindre la côte où leur rupture forme les icebergs. Ces derniers vont par la suite dériver avec les courants, présentant un risque pour la navigation. La deuxième, celle qui va nous intéresser dans cette thèse, est la conséquence du gel de la surface de la mer. Lorsque la température de l'eau de mer atteint environ -2°C (cette température peut varier, avec la salinité notamment) elle gèle. La couche de glace ainsi formée est moins dense que l'eau, et flotte donc à la surface de l'océan : c'est la banquise, aussi appelée glace de mer. Cette dernière est relativement fine, avec des épaisseurs allant de quelques centimètres à quelques mètres (en comparaison, les icebergs font de l'ordre de quelques mètres à quelques centaines de mètres d'épaisseur), mais elle recouvre de la majeure partie des océans près des pôles.

À l'interface de la banquise et des eaux libres, dans la région que l'on appelle la Zone Marginale de Glace (abrégée ZMG), la glace de mer va subir l'influence des processus résultants des interactions entre l'atmosphère et l'océan libre de glace, et parmi eux des vagues. C'est l'étude de ces interactions, et leur modélisation, qui va faire l'objet de cette thèse.

Les vagues à la surface des océans peuvent prendre des formes et des tailles diverses selon les phénomènes qui les génèrent et les entretiennent. 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 (voir Figure 1.1). 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). Il a même plus récemment été émise l'hypothèse sur laquelle nous nous appuyons dans une partie de cette étude, étayée par des observations, que la distribution des tailles de plaques observée dépend directement de l'épaisseur de la glace et des caractéristiques des vagues qui l'ont générée (Toyota et al., 2006, 2011). Loin du bord de glace, dans les zones où la banquise se fait plus compacte, l'influence des vagues diminue. En effet, le vent n'est plus au contact direct de la surface libre, désormais isolée par une couche de glace. La génération des vagues dans ces régions, mal comprise, chute significativement. Quant à la houle, à savoir ces vagues qui, générées dans un lieu éloigné, se propagent à la surface de

l'océan, elle est atténuée en présence de glace par différents processus qui vont faire l'objet de notre étude.

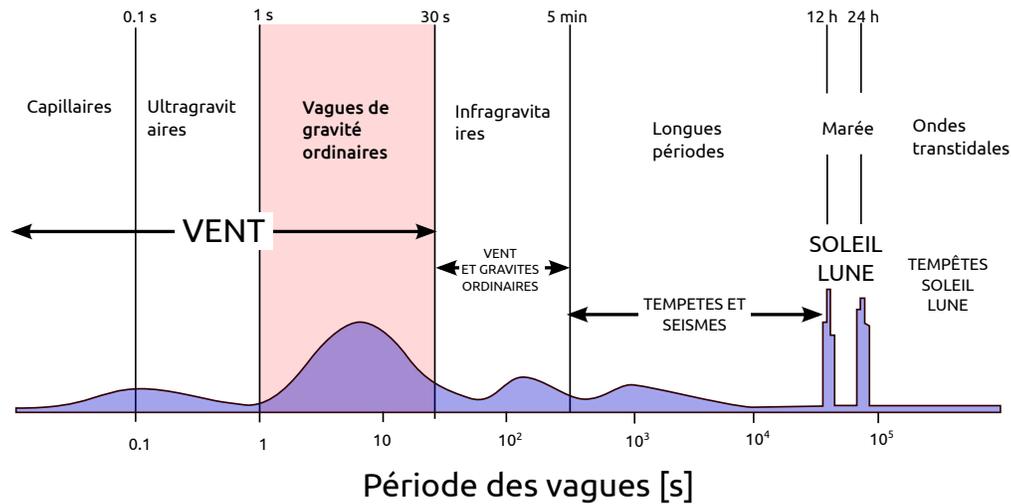


FIGURE 1.1 – Répartition énergétique typiques en fonction des types de vagues à la surface des océans. Les mécanismes sources sont indiqués en majuscules et l'axe des abscisses représente les périodes associées. Le domaine d'étude de cette thèse est indiqué en rouge. Figure issue de Peureux (2017), adaptée de Munk (1950) et reprise avec l'aimable autorisation de C. Peureux.

Mais alors, pourquoi s'intéresser aux interactions entre les vagues et la glace ? Il est avéré que le climat de la planète connaît un changement relativement 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). Une des conséquences de cette augmentation globale de la température est la fonte de la banquise, qui est elle-même une composante importante de la régulation du climat. (Serreze et al., 2007). En effet :

- son albedo très élevé par rapport à celui de l'océan ($\approx 70\%$ 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 notamment la convection profonde (Aagaard and Carmack, 1989; Wadhams, 2000)
- 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, 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 liquide (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 (Khatiwala et al., 2009; MacGilchrist et al., 2014) et l’augmentation de la quantité de lumière pénétrant l’océan pourrait donc contribuer à en 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).

La fonte de la banquise, conséquence de l’augmentation de la température, 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 mesure 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 s’accélérer depuis la fin du XXIème siècle (Comiso et al., 2008), et est particulièrement marquée en Arctique et en été (Cavalieri et al., 2003; Comiso et al., 2017), 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 sur place par le vent), qui peuvent pénétrer la banquise sur des centaines de kilomètres (Stopa et al., 2018). 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 conduit tend à accélérer de sa transformation en eau liquide (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. A terme, il est possible que s'ouvrent de nouvelles voies de navigations ([Aksenov et al., 2017](#)) pour lesquels une bonne connaissance des états de mer et de glace est requise pour assurer la sécurité de ses activités. Il en va de même en ce qui concerne la possible exploitation des ressources présentes dans ces régions. Cette prévision nécessite de 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](#)). Il en va de même pour l'effet des vagues sur la dérive de la glace, qui serait pourtant à l'origine de la formation des bandes de glace que l'on peut observer dans les mers polaires ([Wadhams, 1983](#)), mais pour lesquels les modèles actuels ne sont pas encore au stade opérationnel ([Williams et al., 2017](#)).

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 simplifiés. 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 XX^{ème} 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 développements 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 embarquée 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 réflexion 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 lorsqu'il est soumis à une contrainte en dessous de 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 responsables 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 (images SAR), 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 en laboratoire ([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. 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](#)). 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 (souvent appelées images SAR, acronyme du terme anglais Synthesis Aperture Radar) 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 "groupage 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. \(2015\)](#) parvient 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 "groupeage 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., 2018). 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 définit 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).

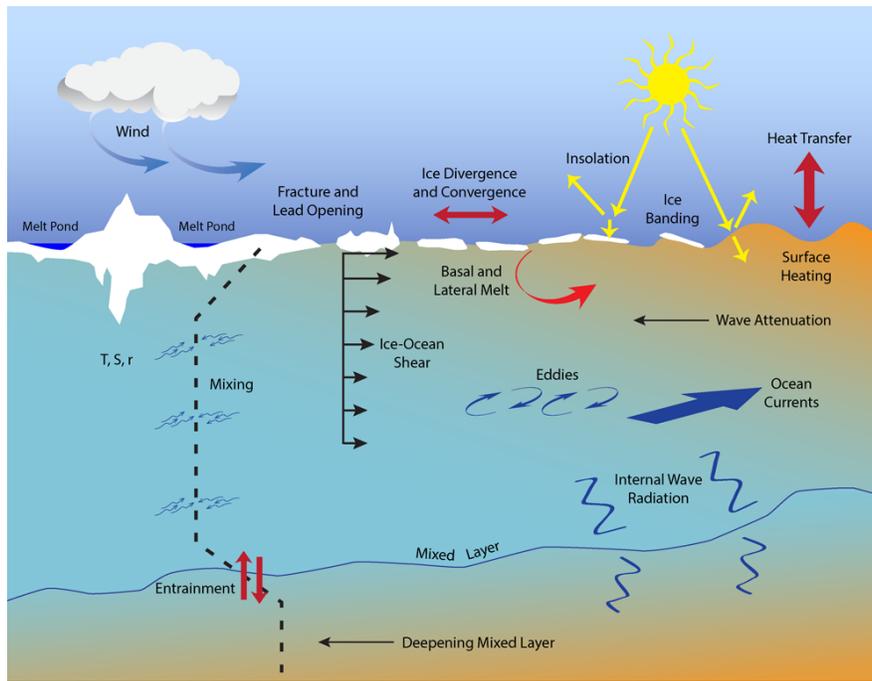


FIGURE 1.2 – Figure extraite de [Lee et al. \(2012\)](#) qui illustre les nombreux processus d’interactions océan-glace-atmosphère dans la zone Marginale de Glace lors de la saison de fonte. La couverture de glace module normalement la pénétration du rayonnement solaire et agit comme un tampon qui isole l’océan de tout contact direct avec le vent (même si la couverture de glace n’empêche pas la transmission de quantité de mouvement ([Martin et al., 2014](#))). L’extension de l’ouverture de la 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.

La Zone Marginale est une zone très dynamique où ont lieu de nombreux processus mécaniques, thermodynamiques (voir Figure 1.2, ([Lee et al., 2012](#))), mais aussi biologique (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](#)).

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 liquide), 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 dans la couche de surface de l'eau (on parle de frasil, ou frazil). En l'absence de vagues, ce frazil finit par s'agglomérer sous forme de plaques transparentes appelées nilas, qui par la suite s'épaississent par la base tant que les conditions de gel sont réunies. En présence de vagues, le frazil s'agglomère cette fois sous forme de petites plaques circulaires (de l'ordre de quelques dizaines de centimètres à quelques mètres) appelées crêpes de glace (Wadhams, 2000; Weeks and Ackley, 1986, voir Figure 1.4 pour illustration). Ces crêpes de glace grandissent ensuite par agglomération du frazil sur leur côtés, 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 nilas (Shen and Ackley, 1991; Stopa et al., 2018). 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, en accroissant le mélange vertical (par exemple Craig and Banner, 1994; Babanin et al., 2009), elle peuvent indirectement influencer sur sa fonte ou sa formation (voir Fig. 1.2, Lee et al., 2012), selon la température de l'eau et celle de l'atmosphère.

Du point de vue de la modélisation, ces zones très actives sont celles 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. Les vagues sont donc à la fois possiblement à l'origine de la formation de la Zone Marginale de Glace grâce au phénomène de casse, mais aussi des éléments potentiellement importants de sa dynamique qui demeurent absents des modèles de glace.

Interactions vagues-glace dans la Zone Marginale de Glace

Si l'on s'intéresse maintenant plus spécifiquement à l'action de la glace sur les vagues, on peut les distinguer en 2 catégories :

- Les processus d'atténuation, représentés sur la figure 1.3
- La modification de la propagation

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). Nous avons également mentionné la friction, qui peut être visqueuse ou turbulente selon l'écoulement sous

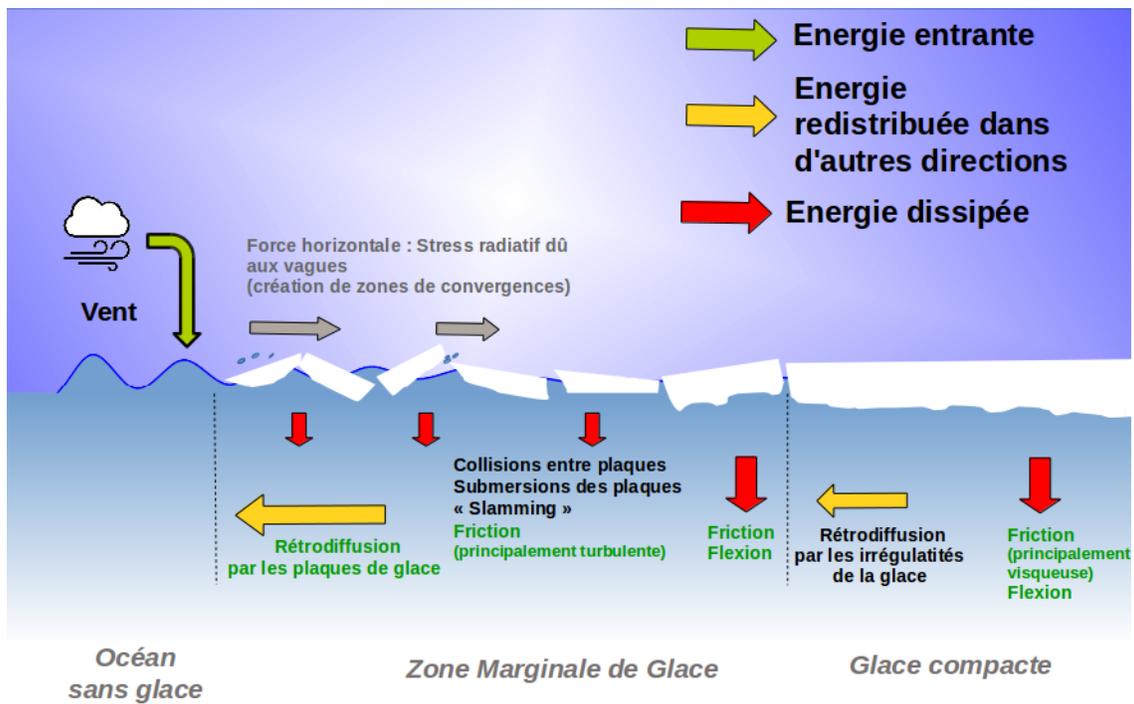


FIGURE 1.3 – Processus d’interactions vagues-glace dans la Zone Marginale de Glace et dans la banquise compacte. Les processus listés en vert sont ceux que nous allons représenter ultérieurement dans notre modèle.

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 éclaboussures (Bennetts et al., 2015; Toffoli et al., 2015). Enfin, le stress radiatif des vagues tend à créer une convergence des plaques de glace (Wadhams, 1983). Sous l’effet du mouvement induit par l’écoulement orbital des vagues, les plaques de glace peuvent entrer en collision, dissipant potentiellement de l’énergie (Squire et al., 1995). Ces derniers phénomènes sont encore très mal connus. Étant entre autre très dépendants de l’état de la glace (son morcellement, sa concentration à très fine échelle...), il n’existe pas à l’heure actuelle de modèles satisfaisant permettant de les représenter, d’où leur absence en section 1.4.2.

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 une longueur d’onde et une vitesse de groupe normalement supérieures à celle des vagues

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 Tchouktsches	Frazil et crêpes de glace	-	$\simeq 0.09$
Liu et al. (1991) (cas 1)	SAR et Bouée	Mars	Atlantique à l'est de Terre-Neuve	O(10m) plaques et débris	+	0.10
Liu et al. (1991) (cas 2)	SAR et Bouée	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	+	a?
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, Savlbard	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. Reproduction de Collins et al. (2017). Les conditions "crêpes de glace" et "plaques de glace environnées de débris" sont présentées en Fig 1.4. "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).

dans la glace (voir section 1.4.1. Mais cette hypothèse de couche mince continue et élastique n'est pas toujours vraie, tout particulièrement lorsque la glace est morcelée, voir à de l'état fluide visqueux à la surface de l'océan (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).



FIGURE 1.4 – 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 2012 déposée au milieu de "crêpes de glace", qui sont le résultat de la formation de la banquise à 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

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 zone 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. 1.5) 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](#)).

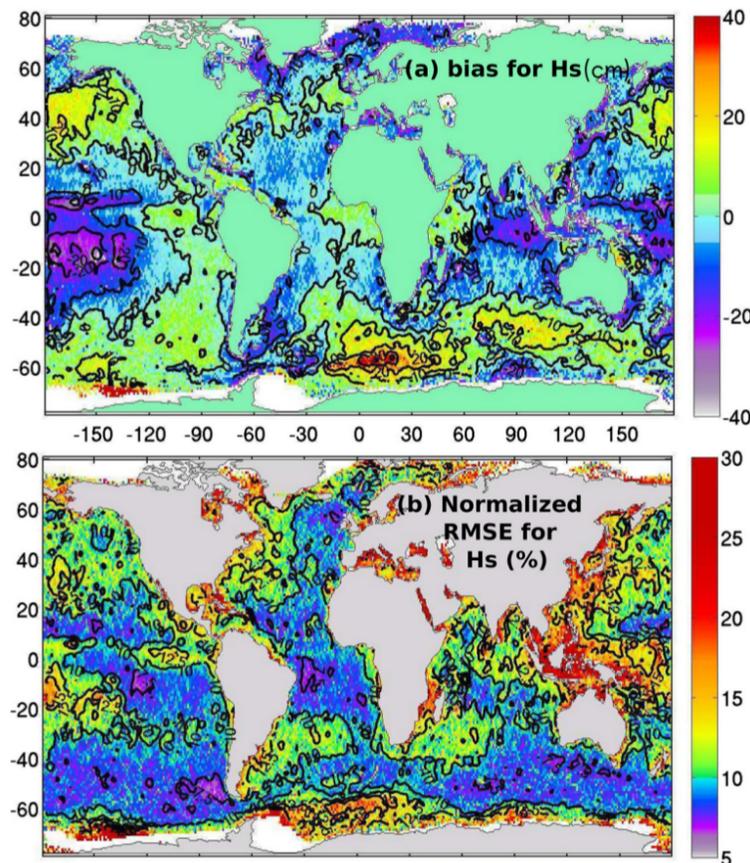


FIGURE 1.5 – Figure extraite de [Rascle and Ardhuin \(2013\)](#) illustrant les erreurs du modèle spectral de vagues WAVEWATCH III[®] pour la paramétrisation présentée dans [Rascle et al. \(2008\)](#). Le panneau (a) représente le biais et le panneau (b) l'erreur quadratique normalisée pour la hauteur 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. On peut également définir une fréquence et une pulsation absolue, prises dans un référentiel fixe, et que nous notons f_{abs} et ω_{abs} .

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 négligeables 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 parenthèse 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 1.6 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 longue 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 vague 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 :

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

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

L'énergie totale moyenne associée à une telle vague 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 (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 . 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 harmoniques étant indépendantes, nous pouvons considérer, par application du théorème centrale 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 :

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

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 :

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

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

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

Ce spectre contient la grande majorité des informations 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.

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 s'agit 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. Il est possible de montrer que la moyenne du tiers des vagues les plus hautes est en fait tel que (Longuet-Higgins, 1952) :

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

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

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

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.

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

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

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

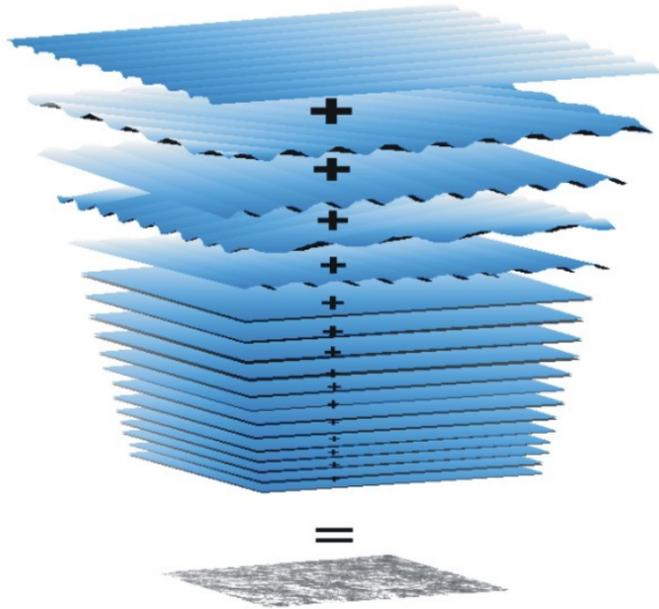


FIGURE 1.6 – Reconstruction d’un état de mer à partir de la superposition d’un grand nombre de vagues monochromatiques. D’après [Pierson et al. \(1955\)](#).

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](#)) :

$$\theta_m(f) = 2 \left[2(1 - (a_1^2(f) + b_1^2(f))^{1/2}) \right] \quad (1.35)$$

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 Figure 1.7). L’étalement directionnel est une variable intéressante pour notre étude, car le comportement des vagues directionnel 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 CITER ?.

La figure 1.7 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. Néanmoins, les vagues dans la glace présentent rarement des configurations aussi compliquées que celle présentées en figure 1.7 (2 houles de directions opposées + une mer du vent). En effet, la présence de glace empêche en 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

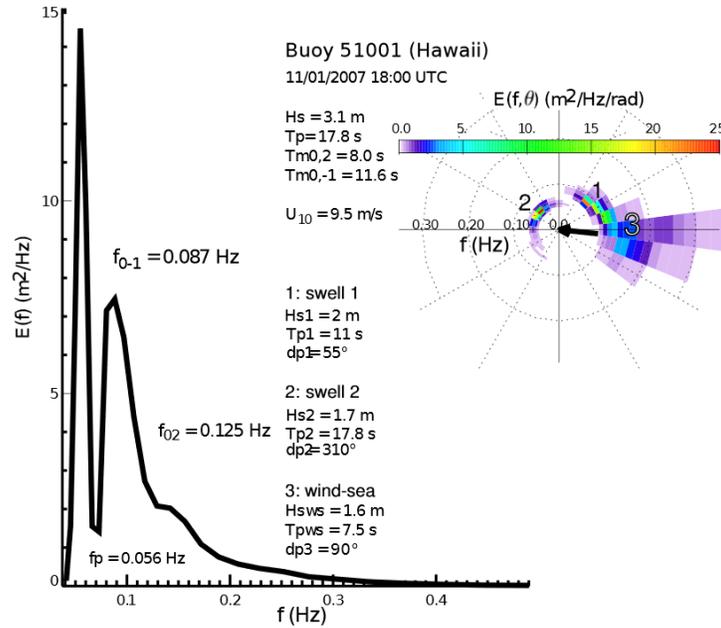


FIGURE 1.7 – Figure extraite du cours *Ocean waves in geosciences* de Fabrice Ardhuin et Jean François Filipot. Il y est représenté un spectre issu de la mesure de l'élévation de surface par une bouée à 350km au nord-ouest de l'île de Kauai (Hawaï). La courbe à gauche représente le spectre de la variance 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 fréquence 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 significative 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.

après plusieurs dizaines de kilomètres (cf. (Ardhuin 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 nombres 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 (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 données, 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 supposé que le fond était plat, négligeant ainsi certaines propriétés des vagues tels que le shoaling (augmentation de la hauteur des vagues lorsque le fond diminue) ou leur 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, toujours 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 :

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

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

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

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).

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 $N(f)$ et $N(k)$ sont équivalentes.

Les termes sources

Les termes sources peuvent être 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 (Komen et al., 1984; Tolman and Chalikov, 1996; Janssen, 2004, eg.)

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 associée 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 ?? 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 modéliser (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 :

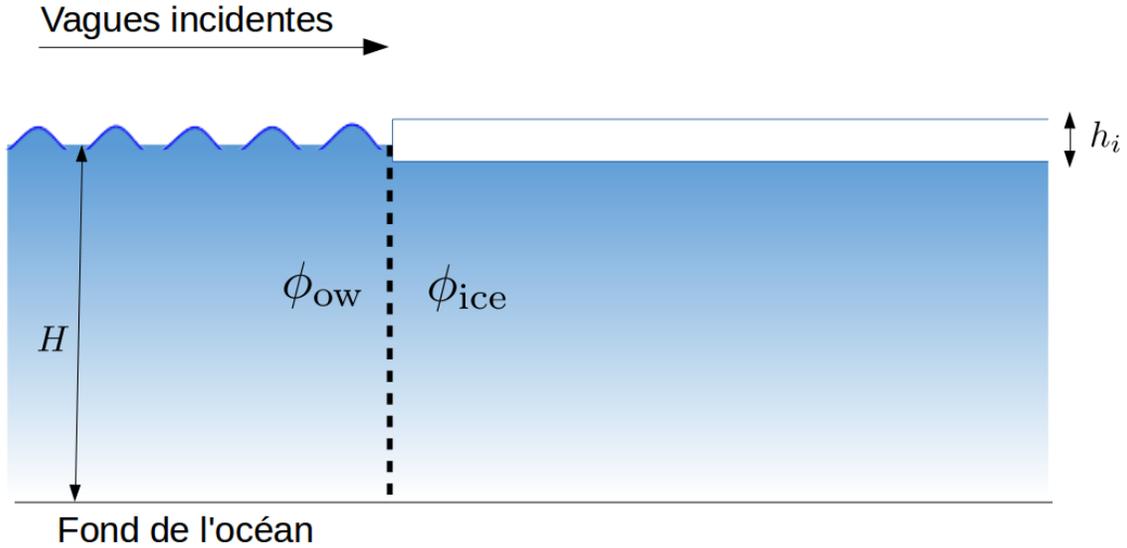


FIGURE 1.8 – Illustration du cas simple où un train de vagues incidentes arrive orthogonalement au bord de glace, pour une banquise d'épaisseur constante h_i . On définit le potentiel ϕ_{ow} pour la région où la surface est libre de glace, ϕ_{ice} pour la région recouverte de glace.

L'écoulement associé aux vagues étant toujours supposé irrotationnel, 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. 1.8). 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 :

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

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

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 alors :

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

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 ? :

- 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 respective. 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 Figure 1.9 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 1.10 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

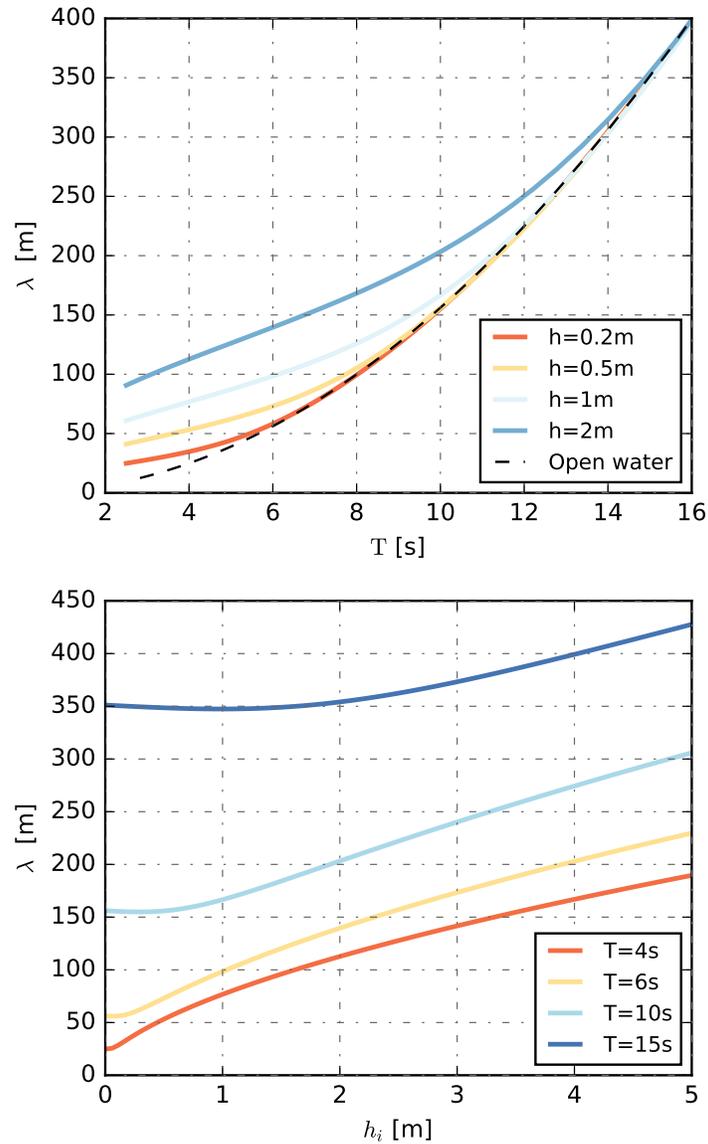


FIGURE 1.9 – Relation de dispersion sous la glace pour des ondes de flexion-gravité.

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. \(2017\)](#))

Ce modèle d'ondes de flexion-gravité a été 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 physique. 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 ex. [Robinson and Palmer \(1990\)](#), [Williams et al. \(2013a\)](#), [Mosig et al.](#)

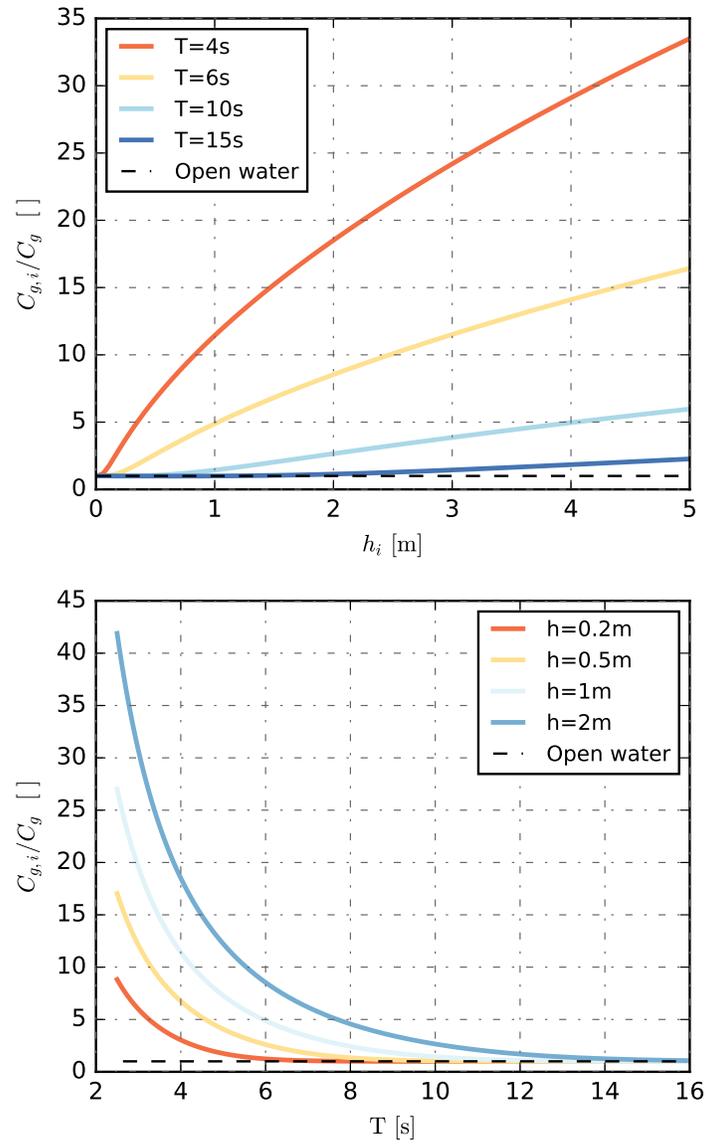


FIGURE 1.10 – Vitesse de groupe sous la glace pour des ondes de flexion-gravité. Figure extraite de [Boutin et al. \(2018\)](#)

(2015)) y introduisent un terme 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.

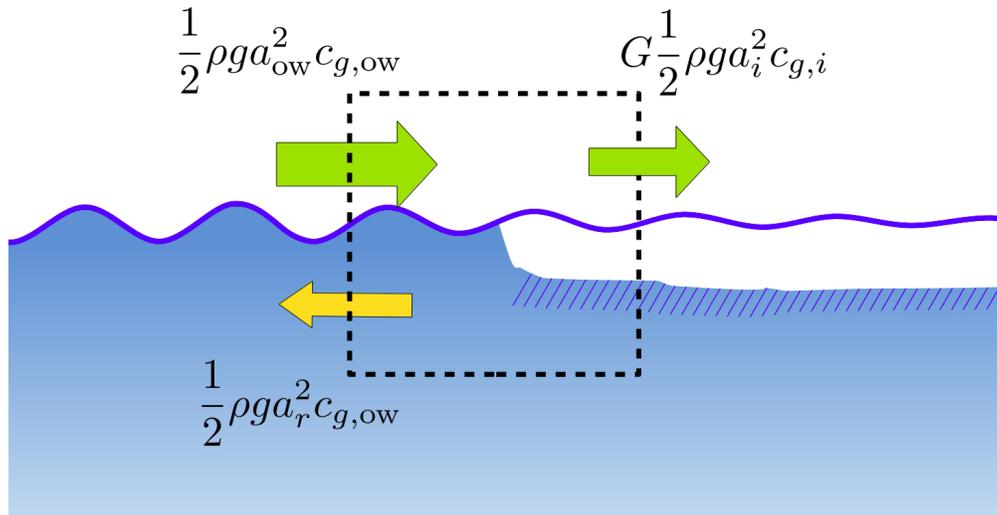


FIGURE 1.11 – Flux d'énergie pour des vagues ayant une incidence normale avec le bord de glace. La ligne pointillée définit un volume de contrôle pour lequel les processus dissipatifs peuvent être négligés lorsque ce volume tend vers 0. La conservation du flux d'énergie donne une relation pour l'amplitude 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 (appelée R dans le papier original) entre l'énergie totale par unité de surface E_t et l'énergie de vagues de même 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 1.11 (la réfraction est ici négligée). La

conservation du flux d'énergie dans un petit volume de contrôle au bord de glace donne la relation suivant 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'ondes des vagues ou supérieures. 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 taille 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 résultants 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 (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 (la longueur d'onde devient infinie). 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 comporte plutôt comme une couche visqueuse (?). Dans ces cas, d'autres types de modèles peuvent être utilisés.

Modèles de couche visqueuse

Ce type de modèle adopte une philosophie relativement différente. On considère cette fois que le milieu peut être représenté par un modèle à deux couche. 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 glace en suspension et de débris de plaques de glace. La couche en-dessous représente l'eau, elle est en générale supposée non-visqueuse (ou très peu visqueuse relativement à la couche de glace). Ce type de modèle a été proposé et résolu approximativement par Weber (1987), puis étudié plus en détails par Keller (1998) et De Carolis and Desiderio (2002). Les relation 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 celle 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, $R_n = \sqrt{gh_i^3/\eta_{visc}}$, où η_{visc} désigne

la viscosité de la couche de glace. Pour les nombres de Reynolds les plus larges, 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 plus "physique" qu'en paramétrant 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 vagues

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 [Arduin 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...). Tout l'intérêt d'une telle démarche est qu'une fois un tel coefficient obtenu, il est aisé de le ré-utiliser dans des modèles plus généraux ([Montiel et al., 2016](#)).

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 de la forme ([Wadhams, 1986](#)) :

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

où E désigne la variance de l'élévation de surface (proportionnelle à l'énergie des vagues). Dans le domaine spatiale, l'atténuation équivalente est obtenue en prenant :

$$\frac{dE}{dx} = E e^{-\frac{\beta}{C_g} x} \quad (1.58)$$

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 en général être présentés sous une forme quasi-linéaire ([Komen et al., 1996](#)) telle que :

$$\frac{S(k, \theta; \mathbf{x}, t)}{\omega} = \beta N(k, \theta; \mathbf{x}, t) \quad (1.59)$$

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., 2018](#)) 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 (sous forme de chaleur, d'énergie cinétique turbulente...) Parmi ces derniers, nous en distinguerons 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 réduit (CITER). 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 :

$$\beta_v = k_i \sqrt{\frac{\nu_v \sigma}{2}} / \left(1 + k_i \frac{h_i \rho_i}{\rho_w}\right) \quad (1.60)$$

où k_i est le nombre d'onde des vagues dans la glace, 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 ?. 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, dépendance qui est absente de la paramétrisation de [Liu and Mollo-Christensen \(1988\)](#).

Dans leur étude, [Stopa et al. \(2016\)](#) choisissent par conséquence 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 :

$$\beta_t = f_e u_{\text{orb}} / g \quad (1.61)$$

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

$$u_{\text{orb}} = 2 \sqrt{\int_0^\infty (2\pi f)^2 E(f) df} \quad (1.62)$$

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 ($a_{\text{orb}} = H_s/2$) dans le cas

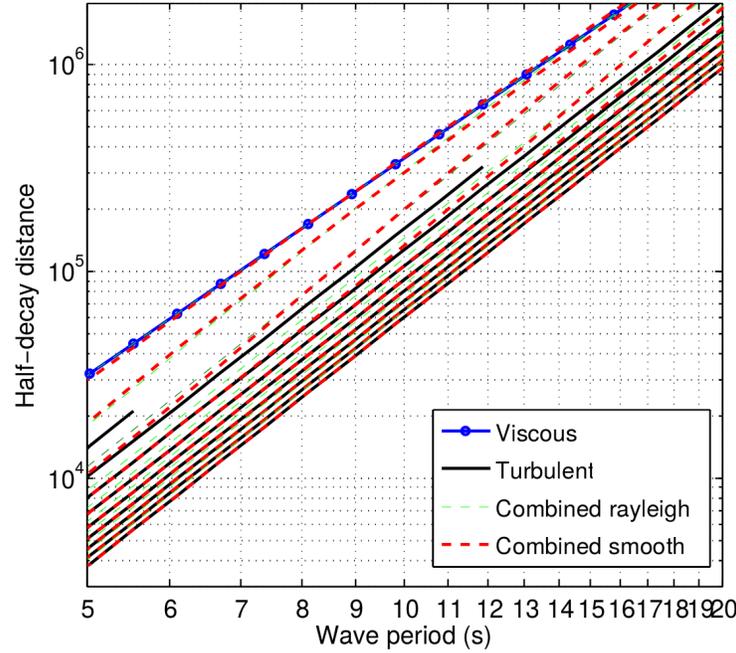


FIGURE 1.12 – Distance à partir de laquelle l'énergie de vagues se propageant dans la glace a diminué de moitié en fonction de la période des vagues. Dans ce graphe issu de [Stopa et al. \(2016\)](#), la longueur de rugosité z_0 est fixée à 0.1 mm H_s varie entre 0.5 m (courbe la plus haute) et 5 m (courbe la plus basse). La dissipation combinée (à la fois visqueuse et turbulente) est faite 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 1.64.

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 grand impact 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 ?, 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 :

$$\text{Re} = u_{\text{orb}} a_{\text{orb}} / \nu \quad (1.63)$$

Il faut alors définir un seuil critique au delà duquel l'écoulement est considéré comme turbulent. [Stopa et al. \(2016\)](#) suggère 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 :

$$\beta_{\text{friction}} = w c_t \beta_t + (1 - w) c_v \beta_v \quad (1.64)$$

avec

$$w = 0.5 [1 + \tanh((\text{Re} - \text{Re}_c) / \Delta_{\text{Re}})] \quad (1.65)$$

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 fréquence 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 Figure 1.13). Le comportement visco-élastique est caractérisé par la présence d'hystérésis sur les diagrammes contrainte-étirement. 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 1.13a, la réponse inélastique en terme d'étirement 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 entre le taux de déformation $\dot{\epsilon}$ et la contrainte σ est linéaire, caractéristique d'une déformation anélastique.

Cette assertion mérite néanmoins d'être nuancée. L'article de [Cole and Durell \(2001\)](#) étudie l'effet du mouvement des dislocations pour des taux de déformation élevés et concluent que pour des valeurs excédants 10^{-6} s^{-1} , ce dernier varie de manière proportionnelle avec le cube de la contrainte, en particulier pour des glaces de mer ayant des températures supérieures à -5°C . Ce type de comportement est normalement plutôt associé à une déformation inélastique, et peut s'expliquer par une augmentation quadratique de la densité de dislocations dans la glace avec la contrainte appliquée lorsqu'elle excède un certain niveau. Cette augmentation de la densité de dislocations n'est pas réversible. Cette constatation est appuyée par les observations de ([Cole and Dempsey, 2004](#)) sur de la glace de mer *in situ* soumise à une contrainte de compression cyclique, et pour laquelle la relation entre le taux de déformation et la contrainte suit une loi de puissance n avec $1 \leq n \leq 3$. Si l'on donne quelques 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

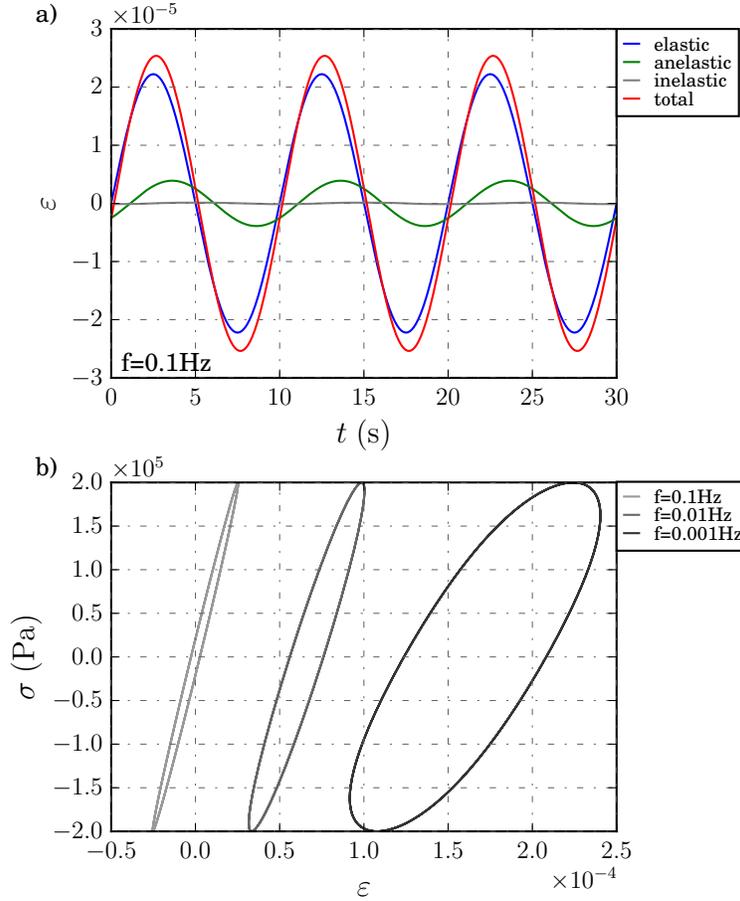


FIGURE 1.13 – a) Etirements ε élastiques, anélastiques et inélastique, ainsi que l'étirement total de la glace de selon le modèle Cole (1995) obtenu pour une contrainte maximale $\sigma = 0.2$ MPa et une fréquence $f = 0.1$ Hz. b) Diagrammes contrainte-étirement pour le même chargement cyclique de la 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).

glaces. On se rend donc compte que de telles valeurs de taux de déformation sont très couramment atteintes dans les événements observés de vagues dans la glace (par exemple Collins et al. (2015)).

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 :

$$\left(\frac{d\varepsilon}{dt}\right)_{ij} = \frac{\tau^2}{B^3} \sigma'_{i,j} \quad (1.66)$$

où τ est la contrainte de cisaillement, $\sigma'_{i,j}$ sont 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, 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 :

$$\frac{dW}{dt} = \sigma_{xx} \left(\frac{d\varepsilon}{dt} \right) \quad (1.67)$$

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 :

$$\sigma_{xx} = - \frac{Y^* h_i / 2}{(1 - \nu^2)} \frac{\partial \xi_i}{\partial x^2} \quad (1.68)$$

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 :

$$\rho_w g \frac{dE}{dt} = 2 \left| \frac{(4\pi^2 Y^* \xi / [\lambda^2 (1 - \nu^2)])^4 (h_i / 2)^5}{5(2B)^3} \right| \quad (1.69)$$

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 :

$$\beta_{\text{Voigt}} = \omega \rho_i \gamma \quad (1.70)$$

l'énergie dissipée ne dépend que de la fréquence 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 flottant à la surface de l'océan. En rencontrant des plaques de glace de tailles hétérogènes du même ordre de grandeur que la longueur d'onde des vagues, un grand nombre de réflexions va avoir lieu, redistribuant l'énergie dans un grand nombre de directions : c'est la rétro-diffusion. Déjà rapporté 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 avancée comme la principale explication 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 des effets de ce mécanisme sur l'atténuation des vagues restent relativement limités. 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 la banquise.

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 (voir nulle dans le cas de l'eau libre). Adapté au cas de notre Figure 1.8, cela revient à poser $\phi_{ow} = \phi_{ice}$ au niveau de la ligne en pointillés. Ce problème de la résolution de ces équations a été largement traité, 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 ([Squire, 2007](#)). Ces développements ont permis une évolution des modèles de rétro-diffusion permettant d'envisager leur utilisation au sein de modèles plus généraux, notamment grâce à l'utilisation des coefficients d'atténuations fournis par ces modèles ([Squire, 2007](#); [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.

Le modèle présenté dans [Kohout and Meylan \(2008\)](#) fournit ainsi des coefficient d'atténuation adimensionnels qui sont utilisé pour fournir les coefficients d'atténuation au modèle de vagues dans la glace présenté dans [Dumont et al. \(2011\)](#), ou encore pour ajouter un module représentant l'atténuation au sein du modèle WAM de l'ECMWF dans l'article de [Doble and Bidlot \(2013\)](#). Ce modèle fait l'hypothèse que la rétrodiffusion peut être assimilée à une succession de réflexions entre deux plaque de glace semi-infinie 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 ainsi obtenus sont supposés être indépendants de la taille des plaques, si tant est qu'elle suffisant pour que celles-ci se comportent de manière élastique. 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 rencontrée par les vagues. Pour un nombre d'onde donné et des plaques de glace d'épaisseur h_i :

$$\frac{dE(k)}{dx} = Ee^{(-a_{k,h_i}N_{\text{plaques}})}, \quad (1.71)$$

où a_{k,h_i} est le coefficient d'atténuation adimensionnel résultant de la réflexion d'une vague de nombre d'onde k sur une plaque de glace d'épaisseur h_i . N 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 \(2008\)](#) :

$$N_{\text{plaques}} = \frac{c \times x}{D_{\text{ave}}}. \quad (1.72)$$

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 redistribuée directionnellement :

$$\frac{S_{\text{ice,scat}}(k, \theta)}{\omega} = \int_0^{2\pi} \beta_{\text{scat}}(\theta - \theta') [s_{\text{scat}} N(k, \theta') - N(k, \theta)] d\theta', \quad (1.73)$$

où $\beta_{\text{is,scat}}$ est le coefficient de redistribution de l'énergie des vagues incidentes de direction θ dans la direction réfléchie 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 un paramètre qui permet de conserver ou non l'énergie (l'énergie est conservée pour $s_{\text{scat}} = 1$). En effet, certains modèles font le choix, en l'absence d'autres processus dissipatifs, de ne pas conserver l'énergie, ce qui revient à poser $s_{\text{scat}} = 0$ (par exemple : (Williams et al., 2013b, 2017)). 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; Ardhuin et al., 2016)), on a :

$$\beta_{\text{scat}} = a_{k,h_i} \frac{c \times C_g}{2\pi D_{\text{ave}}}. \quad (1.74)$$

Introduire une dépendance en $(\theta - \theta')$ du coefficient de redistribution est possible, mais est rendu difficile par l'absence d'observations de l'évolution directionnelle du spectre des vagues dans un champ de plaques de glace qui permettrait d'en justifier la pertinence. 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 plaque élastiques de forme quelconques (Meylan, 2002). L'utilisation d'une redistribution isotropique en première approche à la manière de ce qui est présenté dans l'équation 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 supérieure 10 s (par exemple Kohout and Meylan (2008) ou Montiel et al. (2016)). Cette différence est en général attribuée au fait que la rétro-diffusion des vagues, bien qu'*a priori* importante, n'est pas le seul mécanisme responsable de l'atténuation des vagues dans la glace et qu'elle doit être associée à des mécanismes dissipatifs.

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

Nous avons vu le 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 ce type de formulation 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 de ces dernières sous l'effet de la rétrodiffusion par les plaques de glace. Néanmoins, leur 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 demeuré jusqu'au début des années 2010 relativement limitée. Le modèles de vagues dans la glace de Dumont et al. (2011) inclue 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 base aux études de Williams et al. (2013a) et Williams et al. (2013b), qui reprennent cette paramétrisation et l'adaptent dans une équation de conservation de l'énergie avec des termes sources à la manière de

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 (il n'y a pas de génération, de déferlement, d'interactions non-linéaires...). L'énergie incidente au bord de glace suit la forme d'un spectre de Bretschneider (Bretschneider, 1959) pour une hauteur significative et une période pic donnée. 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 Kohout and Meylan (2008) de manière dissipative, ainsi qu'une paramétrisation de la friction suggérée par (Kohout et al., 2011). L'objectif à terme est d'inclure ces interactions vagues-glace dans le modèle opérationnel utilisée à l'ECMWF. 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 The WAVEWATCH III[®] Development Group (2016). Jusqu'à récemment, la glace était traité comme une terre au-delà d'un certain seuil de concentration (paramétrisation IC0 (Tolman, 2003)). Depuis, d'autres possibilités sont venues s'ajouter (voir The WAVEWATCH III[®] Development Group (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 1.64 (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.
- 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 lesquels les mécanismes attendus sont différents, et par la difficulté à valider les modèles compte-tenu de la quantité d'information nécessaire de manière synoptique (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) (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 Arctique comme Antarctiques 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 km^2), 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 kilomètre CITER), l'utilisation de moyens aéroportés, et surtout de jeux de données satellitaires, validés par des mesures prises au sol, est du premier intérêt.

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, 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 aux grandeurs suivantes :

La concentration de la glace, qui pour rappel est le ratio entre la surface recouverte de glace et la surface totale de l'océan sur une zone donnée. La concentration est ainsi associée à l'extension de la glace. Elle est en général mesurée 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 (Centre ERS d'Archivage et de Traitement, 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 (Spren et al., 2008).

La mesure de la concentration en Arctique comme en Antarctique permet de calculer l'extension de la couverture de glace, dont l'évolution ces 30 dernières années est un marqueur important du changement climatique.

L'épaisseur de la glace, qui peut être obtenue de 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 (Kaleschke et al., 2012). Les incertitudes sur l'épaisseur ainsi estimée demeurent néanmoins importantes, même dans le domaine de validité (de l'ordre de quelques dizaines de %). De plus, l'estimation n'est valide qu'en l'absence d'eau liquide à la surface de la glace, ce qui limite son utilisation 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. À 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 inférieure 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 limites. La première est leur précision, associée à 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 proche des côtes. Enfin, les régions polaires inhospitalières rendent coûteuses et complexes les étapes de calibration et validations.

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 XXI^{ème} 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 :

$$D_t(m_i \mathbf{u}) = \nabla \cdot (\boldsymbol{\sigma}) + F_{\text{ext}} \quad (1.75)$$

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 $\nabla \boldsymbol{\sigma}$ est la divergence du tenseur des forces internes $\boldsymbol{\sigma}$.

Représenter la glace comme un continuum en 2 dimensions n'est pas naturel à un observateur de la glace. Cette dernière est en générale morcelée, avec une grande variété d'épaisseurs, et donc de type de glace, à des échelles spatiales bien plus petites que celle représentée 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 $\boldsymbol{\sigma}$, 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. \(1975\)](#).

$$\frac{\partial g}{\partial t} = -\nabla \cdot (\mathbf{u}g) - \frac{f \partial g}{\partial l} + \psi \quad (1.76)$$

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 telles 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 dépendant 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, pas nature, continu [Feltham \(2008\)](#). L'objectif étant 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 faible, mais se comporte comme une 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 supposée plastique qui subissent des collisions aléatoires a 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)). A 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 en la ZMG Wang and Wang, la question se pose de comment adapter cette rhéologie afin de représenter de manière plus réalistes 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 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. 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 (Ardhuin 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). Mais 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 le déclin observé 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. 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. 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, notamment sur la thermodynamique de la glace. 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.

L'équation de la conservation du mouvement dans LIM3 s'exprime de la manière suivant :

$$D_t(m_i \mathbf{u}) = \nabla \cdot (\boldsymbol{\sigma}) + F_{\text{ext}} \quad (1.77)$$

où tel terme, tel terme et tel terme.

COMPLETER AU FUR ET A MESURE AVEC LES NOTIONS NECESSAIRES POUR LE CHAPITRE 4

Chapitre 2

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

2.1 Théorie

Donc là je mets que ce qu'on a fait, mais traduit.

2.1.1 Décomposition en termes source

Intégration avec scattering.

2.1.2 Propagation des vagues dans la glace

La formule utilisée. Préciser que c'est uniquement utilisé dans la casse atténuation Utilisation du modèle élastique présenté précédemment. Insister sur les différences avec ce qui a été fait avant, et notamment Williams 2013. Insister sur le coefficient G.

2.1.3 Casse de la glace

Traduction

2.1.4 Scattering

Traduction

2.1.5 Friction basale

Traduction

2.1.6 Dissipation lors de la flexion

Traduction

2.2 Évaluation à l'aide de tests académiques

2.2.1 Bilan

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 présenté dans le chapitre précédent a été évalué à l'aide d'une configuration réaliste. Le premier cas reprend les observations faites par [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'un papier par Fabrice Ardhuin ([Ardhuin et al., 2018](#)) et 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 fraigilisée. 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 3m 1h après le début de la casse de la glace (21h). La figure 3.4 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 (VERIFIER PEUT ETRE JUSTE 12). 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 produits ERA Interim 10 m neutral winds ([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 inclus au sein de la première grille a été effectué

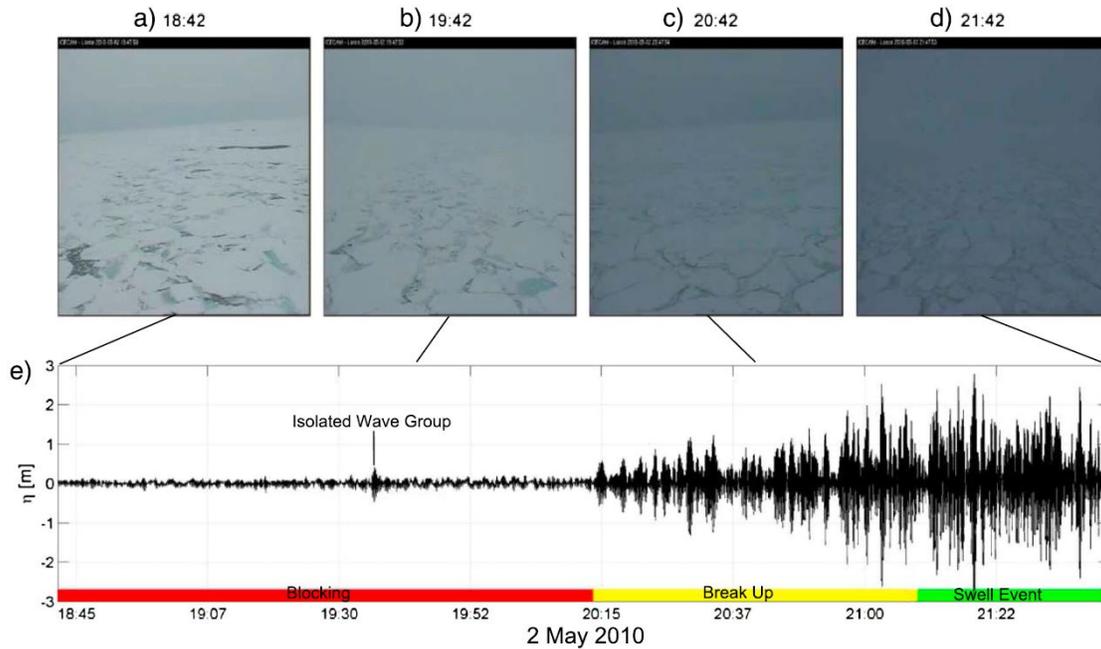


FIGURE 3.1 – Figure extraite de [Collins et al. \(2015\)](#) illustrant... COMPLETER

entre $18^\circ\text{E}/27^\circ\text{E}$, et $76^\circ\text{N}/78^\circ\text{N}$, avec une résolution de 3.2 km. La période testée est le moi de Mai 2010, avec un temps de relaxation d'un mois.

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 $0.15 < c < 0.8$. Il existe cependant d'autres façon 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 ?? 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'air 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).

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 concernent 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 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 activés, mettant en évidence la très forte atténuation totale induite par ce mécanisme.

La figure ?? représente géographiquement un instantané de la ZMG à l'échelle du bassin Arctique pour 2 combinaisons de processus d'atténuation : l'atténuation inélastique, la friction et la rétro-diffusion en jaune, et la rétro-diffusion la partie visqueuse de la friction en rouge. Cet instantané est pris lors d'une tempête au niveau du Svalbard (celle observée dans [Collins et al. \(2015\)](#)). Cela se traduit par le fait que l'extension de la ZMG dans la mer de Barents est visiblement plus large que dans les 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 ?? 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.

Sur la figure ??, l'atténuation inélastique, la rétro-diffusion, et la friction basale où seule la partie visqueuse ont été combinées. Comme l'épaisseur de la glace donnée par TOPAZ4 n'était pas en accord avec ce que rapportent les observations de [Collins et al. \(2015\)](#), nous avons décidé de fixer la valeur de l'épaisseur de glace à 50 cm sur l'ensemble du domaine. A 18 :00 le 2 mai 2010, la glace est déjà cassée en petites plaques 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 18 :00 et 00 :00 :00, passant de $H_s \simeq 1$ m à environ $H_s \simeq 2.50$ m .

The border between floes with $D_{\max} \simeq 60$ m and floes broken by the swell event with $D_{\max} \leq 30$ m nevertheless reaches the R/V Lance location between 12 :00 and 18 :00 in our simulation. It is associated with an important change in wave height similarly to the previous results in the idealized tests. Adding the turbulent term to the friction process prevents the ice from being broken far enough to reach the boat. However, reducing the roughness length for basal friction or the inelastic dissipation parameter B can affect the results significantly, in particular the spatial extent of ice break-up and H_s values at the location of R/V Lance. This simulation therefore stresses again the high dependency of our physical parameterizations on a number of parameters. That would require attention in future *in situ* investigations.

Traduire

Traduction Dire qu'en 2010 Peut-être ajouter un cas avec le tuning de la friction utilisé dans le Arduin et al. 2018? Cela devrait améliorer les résultats...

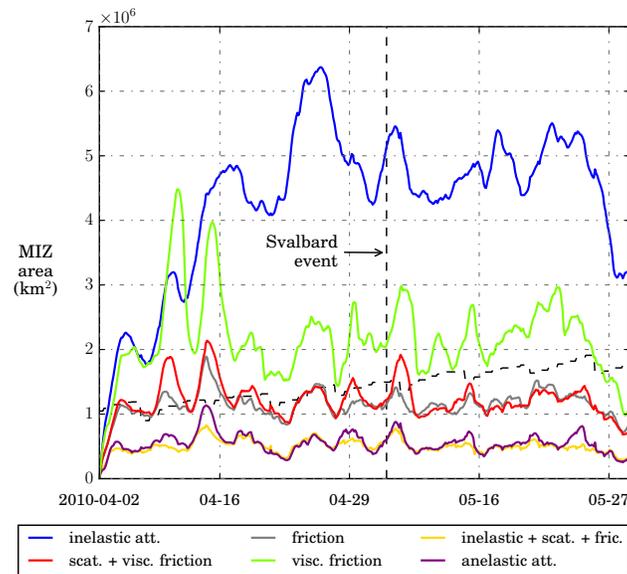


FIGURE 3.2 – Figure extraite de Collins et al. (2015) illustrant... COMPLETER

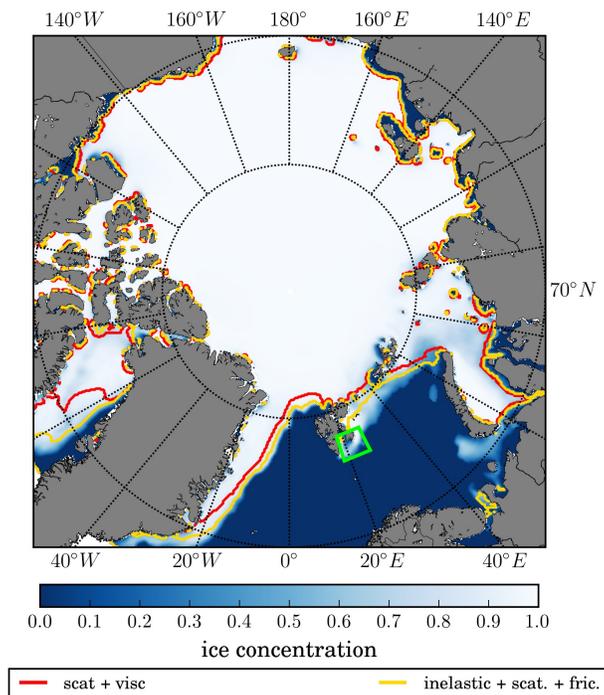


FIGURE 3.3 – Figure extraite de Collins et al. (2015) illustrant... COMPLETER

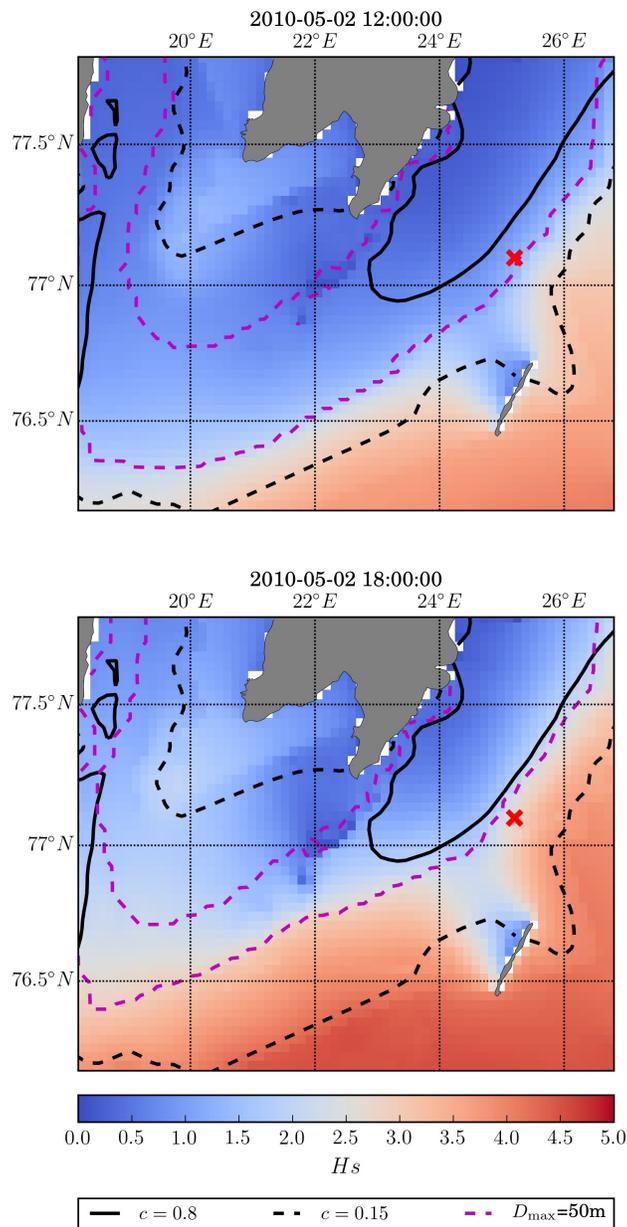


FIGURE 3.4 – Figure extraite de [Collins et al. \(2015\)](#) illustrant... COMPLETER

3.2 Cas du 12 octobre 2015 : R/V Sikuliaq en mer de Beaufort

3.2.1 Présentation du cas

ONR croisière, dire que le modèle a été utilisé par [Ardhuin et al. \(2018\)](#) pour validation et que l'on se propose de résumer les résultats et de présenter un nouveau développement qui pourra être inclus dans la suite de l'étude. Présenter le cas avec la figure 2

Dire que le forçage est fait avec les concentrations AMSR-2, que SMOS donne des épaisseurs de glace peu réalistes autour des bouées et que par conséquent on prend une épaisseur constante, et que le réglage du modèle a été fait pour avoir des hauteurs de vagues correctes en Antarctique.

3.2.2 Résultats

Traduction : on montre que ça marche bien et même encore mieux si on lie la variance des vitesses orbitales à la tailles des floes. Figure 4.

Bilan : validation incomplète mais prometteuse.

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, diamètres 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.

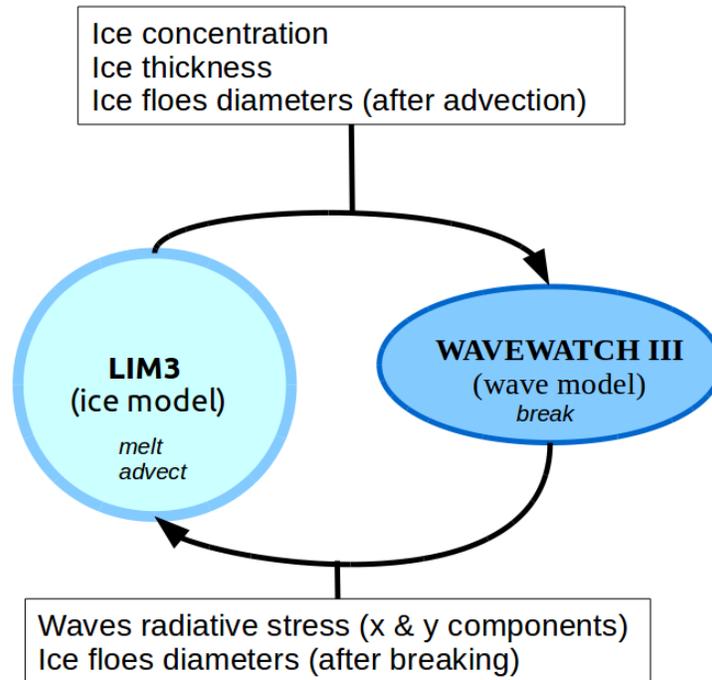


FIGURE 4.1 – Schéma simplifié du fonctionnement du couplage LIM3 / WAVEWATCH III. Le modèle de glace fournit au modèle de vagues les propriétés de la glace nécessaire à son bon fonctionnement (épaisseur et concentration) ainsi que des informations sur la taille des plaques de glace qui ont pu être advectés 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 ($D_{\max}, D_{\text{ave}} \dots$), 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 FSD) 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 FSD 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 FSD.
- 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 supérieur à 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 un *floe* 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 FSD 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 FSD 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 D_n . Cependant, nous pouvons faire l'approximation que pour $D_{n^*-1} < D_{\max, WW3} \leq D_{n^*}$, alors $D_{\max, LIM3} = D_{n^*}$. L'équation 4.18 est alors vraie pour tout $n \leq n^*$, et l'on a :

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

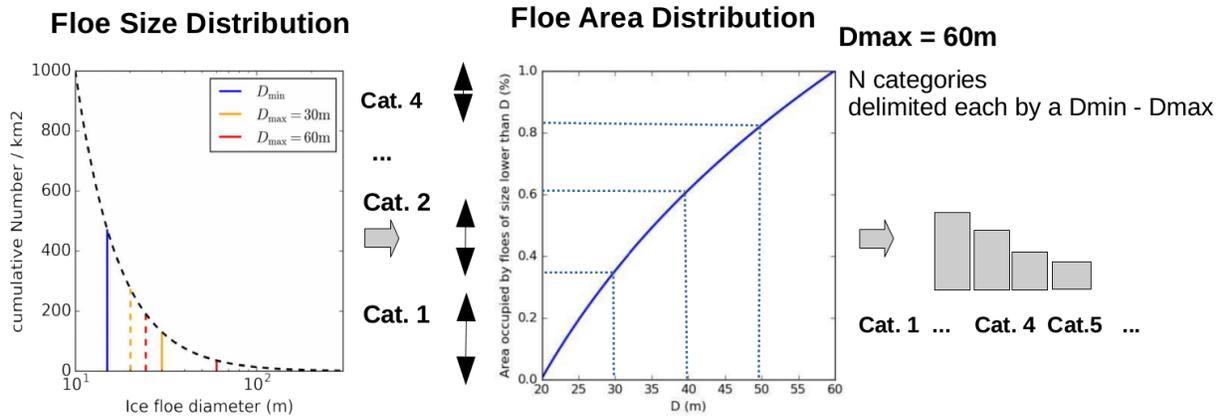


FIGURE 4.3 – Relation entre la FSD supposée dans le modèle de vagues et la répartition en N catégories de tailles de plaques dans le modèle de glace. (NdGB : figure à retoucher, ylabel du milieu, ambiguïté Dmin Dmax, Dmin du graph de gauche, enlever double Dmax graph de gauche...)

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

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

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 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 favorisé 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. On peut donc poser $Q_{n, g_n=0} = 0$. Mettons que l'on ait p^* catégories telles que $1 < p^* \leq n^*$ pour lesquelles la concentration en glace de mer est non nulle au moment de la casse. 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 :

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

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 :

$$\left\{ \begin{array}{l} \Phi_{w,p1} = (-1 + \beta_{p1,p1})Q_{p1}g_{p1} + \beta_{p2,p1}Q_{p2}g_{p2} + \dots + \beta_{p^*,p^*}Q_{p^*}g_{p^*} + \beta_{n \geq n^*,1} \sum_{n > n^*}^N g_n \\ \Phi_{w,p2} = (-1 + \beta_{p2,p2})Q_{p2}g_{p2} + \beta_{p3,p2}Q_{p3}g_{p3} + \dots + \beta_{p^*,p^*}Q_{p^*}g_{p^*} + \beta_{n \geq n^*,1} \sum_{n > n^*}^N g_n \\ \dots \\ \Phi_{w,p^*} = (-1 + \beta_{p^*,p^*})Q_{p^*}g_{p^*} + \beta_{n \geq n^*,1} \sum_{n > n^*}^N g_n, \end{array} \right. \quad (4.27)$$

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.

$$\left\{ \begin{array}{l} Q_{p^*} = \max \left(0, \frac{\Delta g_{th,p^*} - \sum_{n > n^*}^N g_n}{g_{p^*}(\beta_{p^*,p^*} - 1)} \right) \\ \dots \\ Q_{p1} = \max \left(0, \frac{\Delta g_{th,p^*} - \beta_{p^*,p^*}Q_{p^*}g_{p^*} - \dots - \sum_{n > n^*}^N g_n}{g_{p1}(\beta_{p1,p1} - 1)} \right) \end{array} \right. \quad (4.28)$$

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. 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.

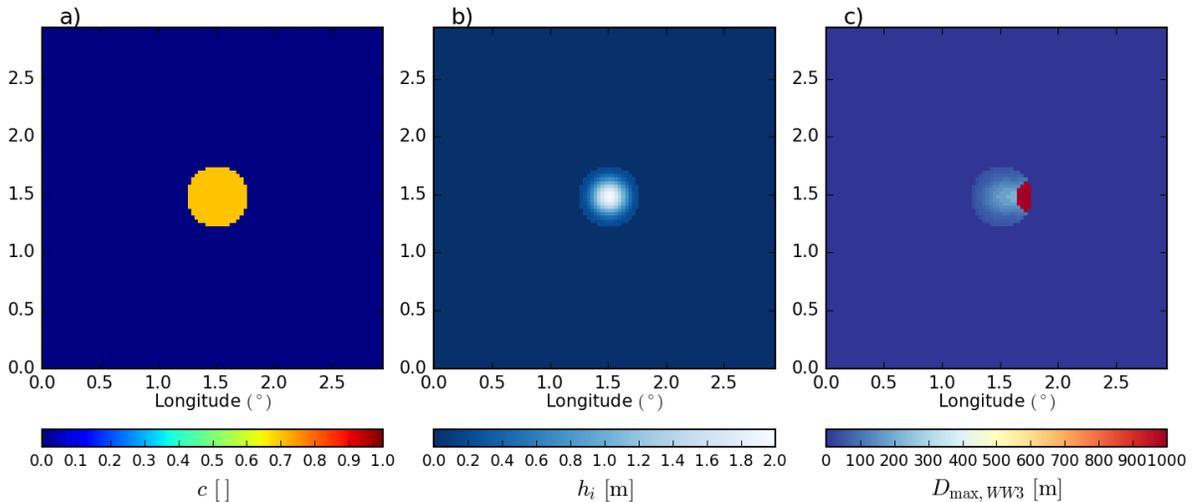


FIGURE 4.4 – Conditions initiales des simulations impliquant le couplage WW3/SAS-LIM3 en terme de concentration (a) et d'épaisseur (b). Le panneau c) représente la taille des plaques de glace après une simulation de WAVEWATCH III (non couplée) partant de ces mêmes conditions initiales. Les processus d'atténuation activés sont l'atténuation inélastique, la friction basale et le scattering. 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 un *floe* cassé 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 FSD 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

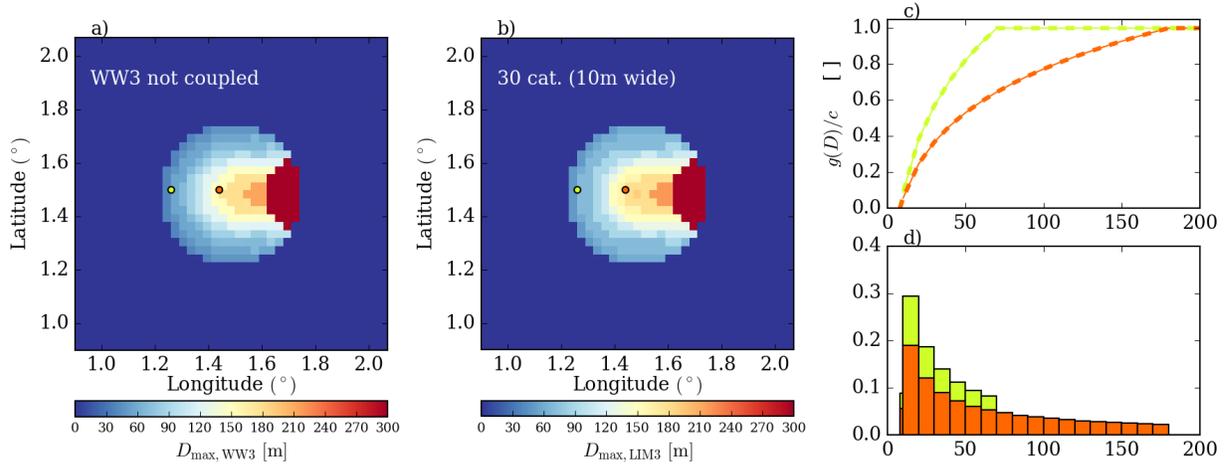


FIGURE 4.5 – Taille maximale des plaques de glace pour une simulation non couplée du modèle de vague (a) et une simulation couplée (b) sans advection ni aucun processus thermodynamique. Les processus d’atténuation activés sont l’atténuation inélastique, la friction basale et le scattering. Le panneau 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 cassés par les vagues. 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. BUG PYTHON SUR LES LABELS DU DERNIER SUBPLOT (A CORRIGER) NdGB

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 ils sont redistribués en cas d’événement de casse, il nous reste à implémenter un critère pour savoir s’il y a casse de la glace dans le 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 FSD est invariante. Mais dans LIM3, la FSD prend la forme d’une loi de Pareto uniquement après un événement de casse. Une fois cassés, s’ils ne sont pas cassés à nouveau, les plaques de différentes tailles vont être advectés et vont se mélanger à d’autres distributions pour former de nouvelles distributions qui n’ont plus rien à voir avec la FSD supposée dans WAVEWATCH

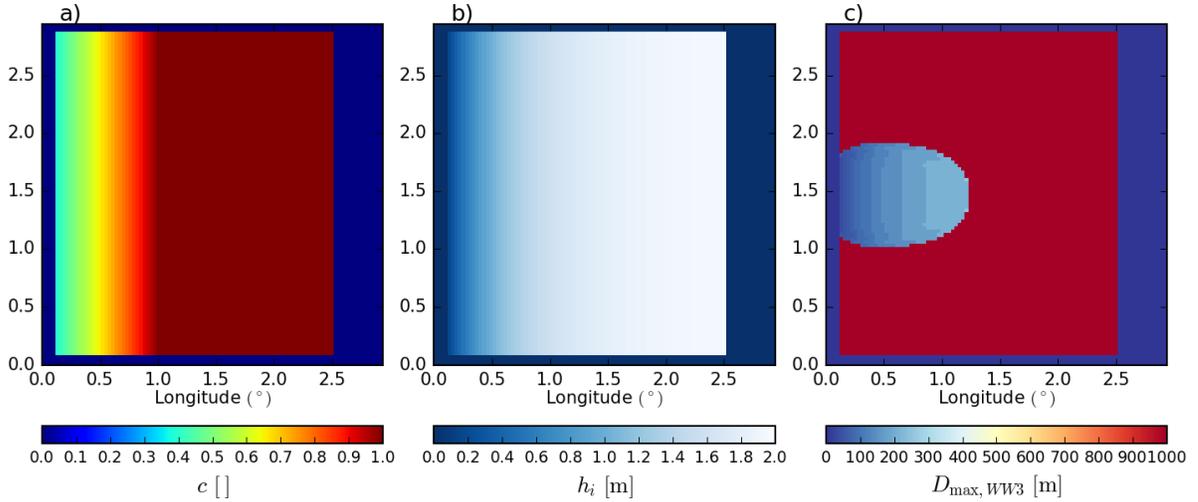


FIGURE 4.6 – Conditions initiales des simulations impliquant le couplage WW3/SAS-LIM3 en terme de concentration (a) et d'épaisseur (b) et visant à représenter grossièrement une MIZ. Le panneau (c) représente la taille des plaques de glace après une simulation de WAVEWATCH III (non couplée) partant de ces mêmes conditions initiales. Les processus d'atténuation activés sont l'atténuation inélastique, la friction basale et le *scattering*. 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 un *floe* cassé est fixée à $D_{\min, \text{LIM3}} = D_0 = 8$ m. La taille maximale est $D_{\max, \text{LIM3}} = D_N = 1000$ m.

III.

Dans ces conditions, poser $D_{\max, \text{LIM3}}$ comme la "vraie" taille maximale des plaques au sein d'une maille, c'est à dire $D_{\max, \text{LIM3}} = D_{n_{\max}}$ 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 $D_{\max, \text{LIM3}} = D_N$.

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 cette étude, nous posons $k_{D_{\max}} = 0.5$. (NdGB : sensibilité?) La figure

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

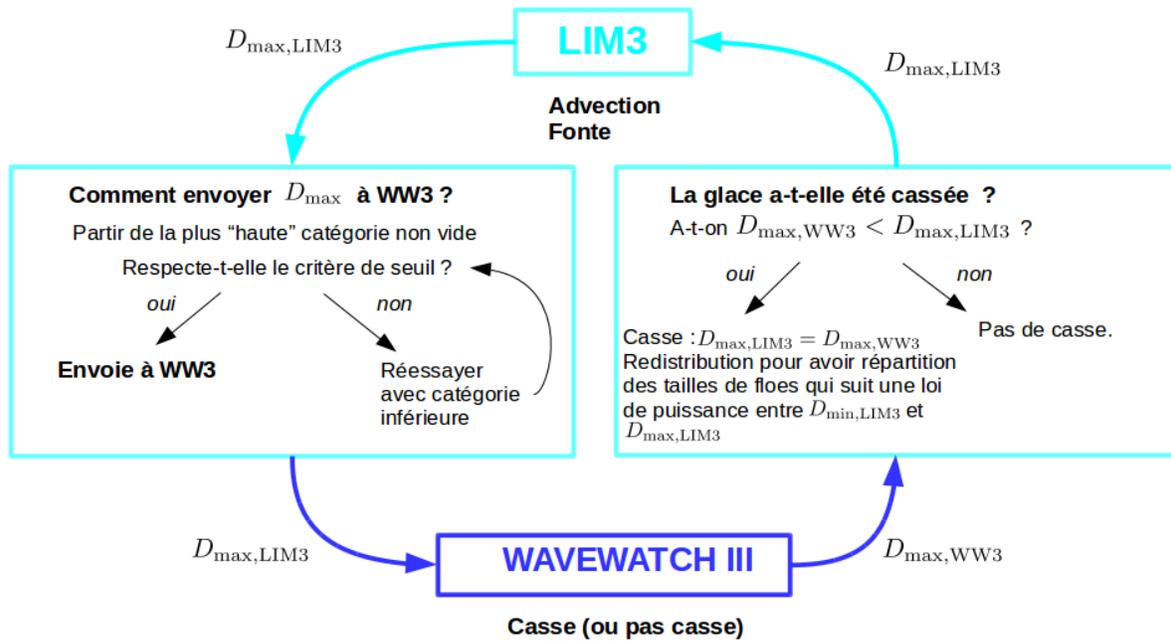


FIGURE 4.7 – Schéma résumant les échanges de tailles de plaques entre les 2 modèles

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 répartition 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 $D = 10\text{ m}$ et $D = 290\text{ m}$, ainsi qu'une catégorie représentant les plaques entre D_0 et $D = 10\text{ m}$, et une catégorie pour les plaques de tailles supérieures à $D = 290\text{ m}$. 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).

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).

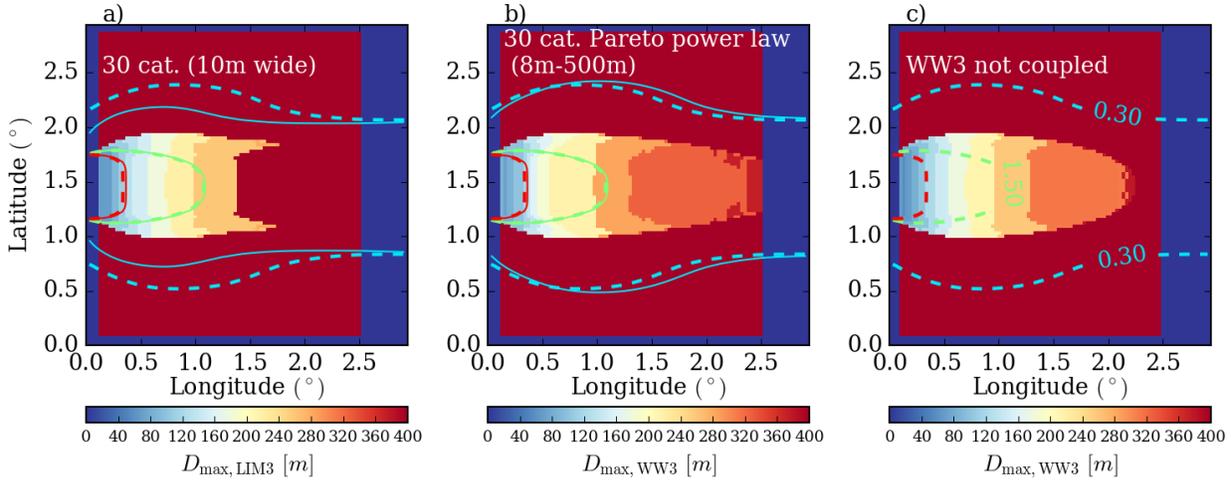


FIGURE 4.8 – Zoom sur la glace après qu'elle a été cassé dans le cas où : la glace est répartie en 30 catégories qui ont des largeurs égales à 10 m sauf pour la première et la dernière catégorie (a) ; la glace est répartie en 30 catégories qui ont des largeurs suivant une loi de puissance de Pareto entre $D_{\min} = 8$ 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.

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 cassé 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 limitée, des plaques de plus de 200 m n'ayant pas, dans le modèle de vagues, un comportement significativement par rapport à 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.

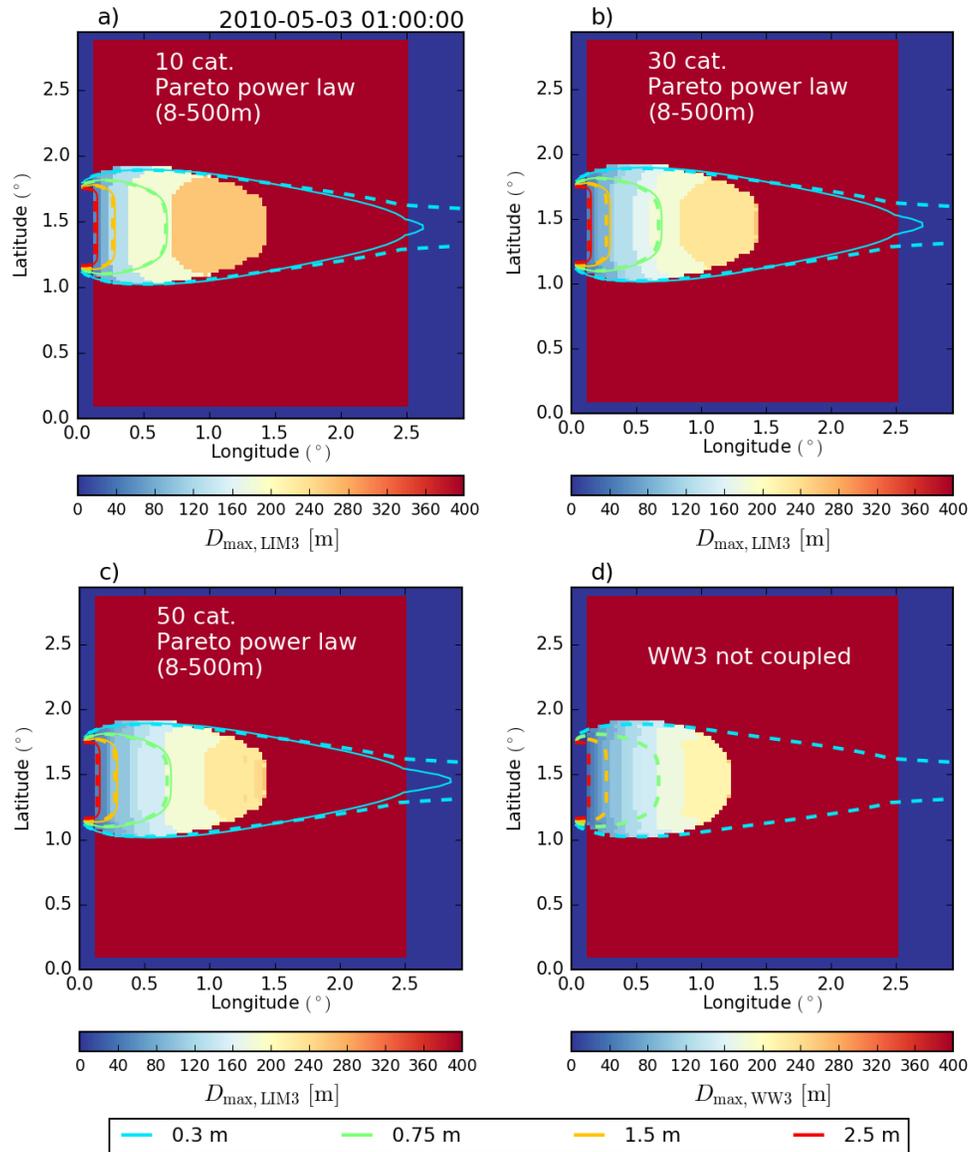


FIGURE 4.9 – Zoom sur la glace après qu’elle a été cassé dans le cas où les catégories ont des largeurs suivant une loi de puissance de Pareto entre $D_{min} = 8$ m et $D_{max} = 1000$ m avec respectivement 10 catégories (a), 30 catégories (b), et 50 catégories (c). Le panneau d) présente l’état de la 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 traits plein, et ceux obtenus pour la simulation non couplée en traits pointillés.

(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 (*e.g.* 10) se révèle suffisant pour représenter qualitativement les interactions vagues-glace sans perdre de cohérence avec les résultats

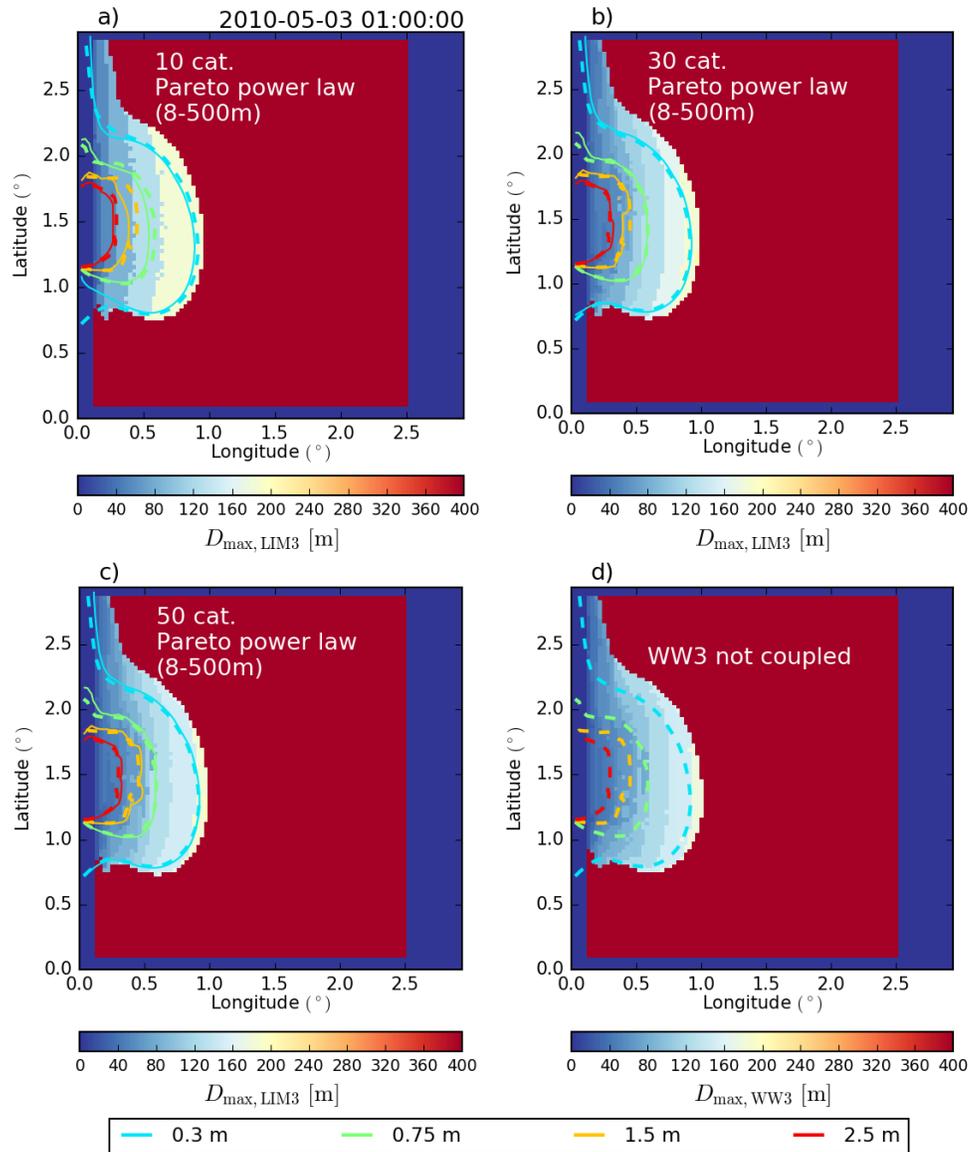


FIGURE 4.10 – Même figure que Fig. 4.9 mais cette fois avec un forçage réaliste à la frontière ouest du domaine présenté en Fig. 4.6. Ce forçage est celui décrit en chapitre 2, représentant l'état de mer au sud du Svalbard décrit par Collins et al. (2015).

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).

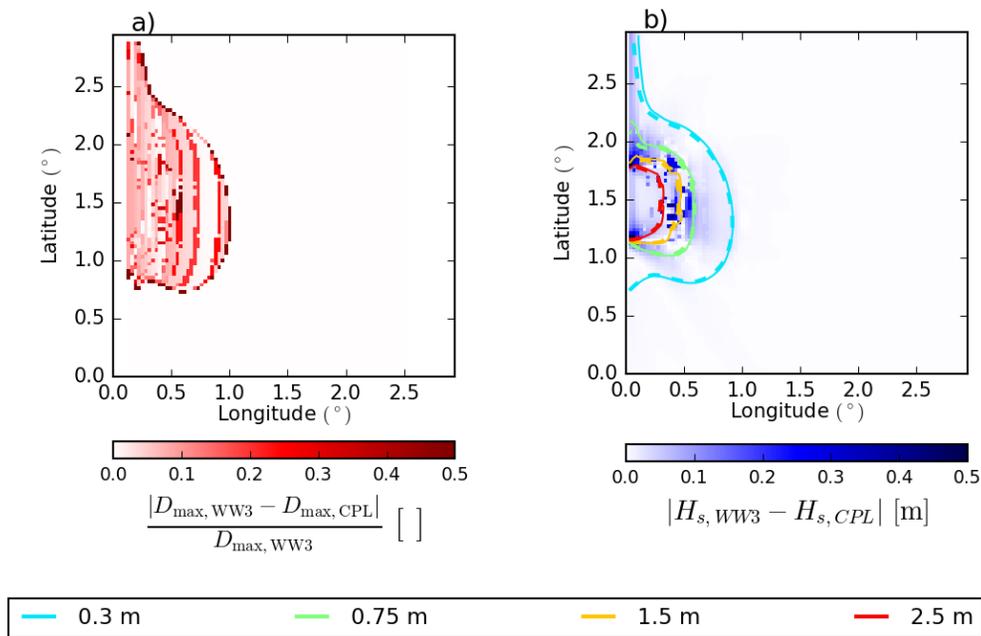


FIGURE 4.11 – a) : Différence relative entre la taille maximale des plaques obtenue après la simulation couplée $D_{\max,CPL}$ avec 30 catégories de largeurs suivant une loi de puissance, et celle obtenue après une simulation du modèle de vagues non couplé, $D_{\max,WW3}$. b) Différence absolue pour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

4.1.2 Fonte latérale de la glace

La fonte de la glace a lieu à chaque interface des plaques. Il y a ainsi une partie de la fonte qui se fait sur la surface horizontale de la plaque en surface sous l'effet des flux de chaleur atmosphériques, ou bien encore au niveau de la base immergée de la banquise, sous l'effet des flux de chaleurs océaniques. 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.

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

$$\frac{ds}{dt} = -w_{\text{lat}}p \quad (4.30)$$

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 :

$$p = \pi D_{\text{cal}} \quad (4.31)$$

où D_{cal} est le diamètre "calibré" (*caliper diameter* en anglais). 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 :

$$s = \alpha D_{\text{cal}}^2 \quad (4.32)$$

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

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

$$\frac{dc}{dt} = -w_{\text{lat}} \frac{\pi}{\alpha D_{\text{cal,average}}} c \quad (4.33)$$

Reste à évaluer $D_{\text{cal,average}}$ et w_{lat} . Pour le premier, [Lüpkes et al. \(2012\)](#) propose la paramétrisation suivante, déjà utilisée dans le modèle LIM3, dans laquelle $D_{\text{cal,average}}$ dépend notamment de la concentration c :

$$D_{\text{cal,average}} = D_{\text{min,Lupkes}} \left(\frac{c_*}{c - c_*} \right)^\delta \quad (4.34)$$

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

$$c_* = \frac{1}{1 - (D_{\text{min,Lupkes}}/D_{\text{max,Lupkes}})^{1/\delta}} \quad (4.35)$$

La valeur de $D_{\text{min,Lupkes}}$ choisie est celle donnant les meilleurs résultats pour le calcul du coefficient de traînée de la glace dans [Lüpkes et al. \(2012\)](#), à savoir $D_{\text{min,Lupkes}} = 8$ m. Cette valeur est une de l'ordre de grandeur des limites inférieures d'une fonction de distribution des tailles de plaques générée 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 est à valeur dans l'intervalle $[0.8, 1.2]$. Par la suite, nous prendrons sa valeur par défaut dans le modèle LIM3, $\delta = 1$. Cette paramétrisation est consistante avec des observations effectuées dans le détroit de Fram ([Hartmann et al., 1992](#); [Kottmeier et al., 1994](#)).

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 ?? (NdGB : faire référence équation chapitre 2)).

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 :

$$w_{\text{lat}} = m_1(T_w - T_f)^{m_2} \quad (4.36)$$

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 :

$$f_{\text{th},n} = - \min \left(w_{\text{lat}} \frac{\pi}{\alpha D_{\text{average},n}} g_n, g_n \Delta t_{\text{LIM3}} \right) + Q_{\text{th},n} g_{n+1} \quad (4.37)$$

Le premier terme à droite de 4.37 est la perte de surface recouverte de glace pour chaque catégorie calculée d’après l’équation 4.33. 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 4.30 par son expression dans 4.31. On obtient ([Steele, 1992](#)) :

$$\frac{dD_{\text{cal}}}{dt} = \frac{\pi}{2\alpha} w_{\text{lat}} \quad (4.38)$$

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 $Q_{\text{th},n}$:

$$\frac{\left(D_n + \frac{\pi}{2\alpha} w_{\text{lat}} \Delta t_{\text{LIM3}} \right)^{2-\gamma} - D_n^{2-\gamma}}{D_{n+1}^{2-\gamma} - D_n^{2-\gamma}} g_{n+1} = Q_{\text{th},n} g_{n+1} \quad (4.39)$$

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 repose sur les observations de [Hartmann et al. \(1992\)](#); [Kottmeier et al. \(1994\)](#), notre paramétrisation tire profit de la présence d’une FSD 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’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 affectée par la fonte latérale.

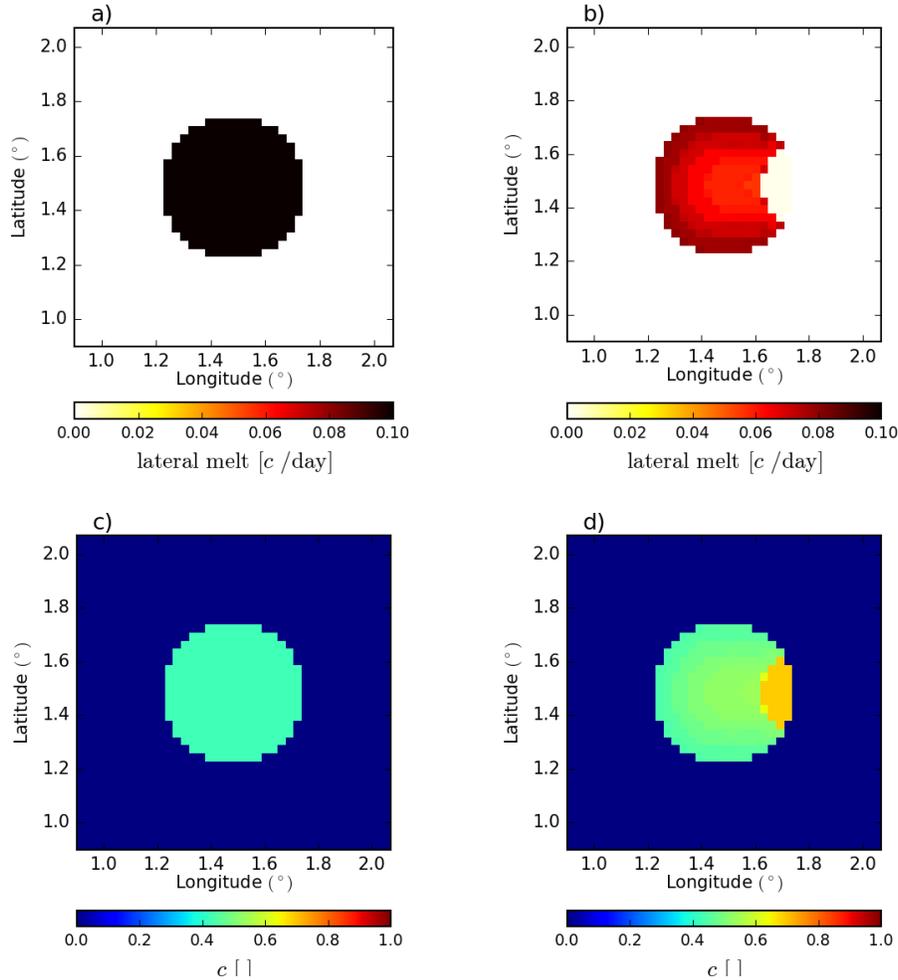


FIGURE 4.12 – Fonte latérale (concentration en glace perdue par jour) et concentration en glace après 3 jours de simulation avec la paramétrisation de Lüpkes et al. (2012) (respectivement a) et c)) et notre paramétrisation (respectivement b) et d)). Les conditions initiales sont celles décrites en Fig. 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 réfléchié ou absorbée en présence de glace, mais nous ne nous sommes pas intéressé 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 réfléchié 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} :

$$M = \rho_w g \int_0^\infty \int_0^{2\pi} \frac{F(\mathbf{x}; \omega, \theta)}{c_p} (\cos \theta, \sin \theta) d\theta d\omega \quad (4.40)$$

et le flux associé :

$$D_t M = \rho_w g \int_0^\infty \int_0^{2\pi} \frac{D_t F(\mathbf{x}; \omega, \theta)}{c_p} (\cos \theta, \sin \theta) d\theta d\omega \quad (4.41)$$

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 :

$$D_t M = \rho_w g \int_0^\infty \int_0^{2\pi} \frac{S_{ice}(\mathbf{x}; \omega, \theta)}{c_p} (\cos \theta, \sin \theta) d\theta d\omega \quad (4.42)$$

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 réfléchié ou absorbée (Longuet-Higgins, 1977). On appelle $\tau_{w,i}$ ce stress, et on a donc :

$$\tau_{w,i} = \rho_w g \int_0^\infty \int_0^{2\pi} \frac{S_{ice}(\mathbf{x}; \omega, \theta)}{c_p} (\cos \theta, \sin \theta) d\theta d\omega \quad (4.43)$$

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 Bouillon et al. (2013) à la manière de ce qui est fait dans Williams et al. (2017) :

$$m D_t \mathbf{u} = \nabla \cdot (\boldsymbol{\sigma}) + c(\tau_a + \tau_o) + \tau_{w,i} - m f \mathbf{k} \times \mathbf{u} - m g \nabla \eta \quad (4.44)$$

où 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 , $\tau_{w,i}$, 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 4.43, 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. ??).

NdGB : Introduire dans l'état de l'art, parler des effets attendus (bandes) et de la mention dans (Wadhams, 1986).

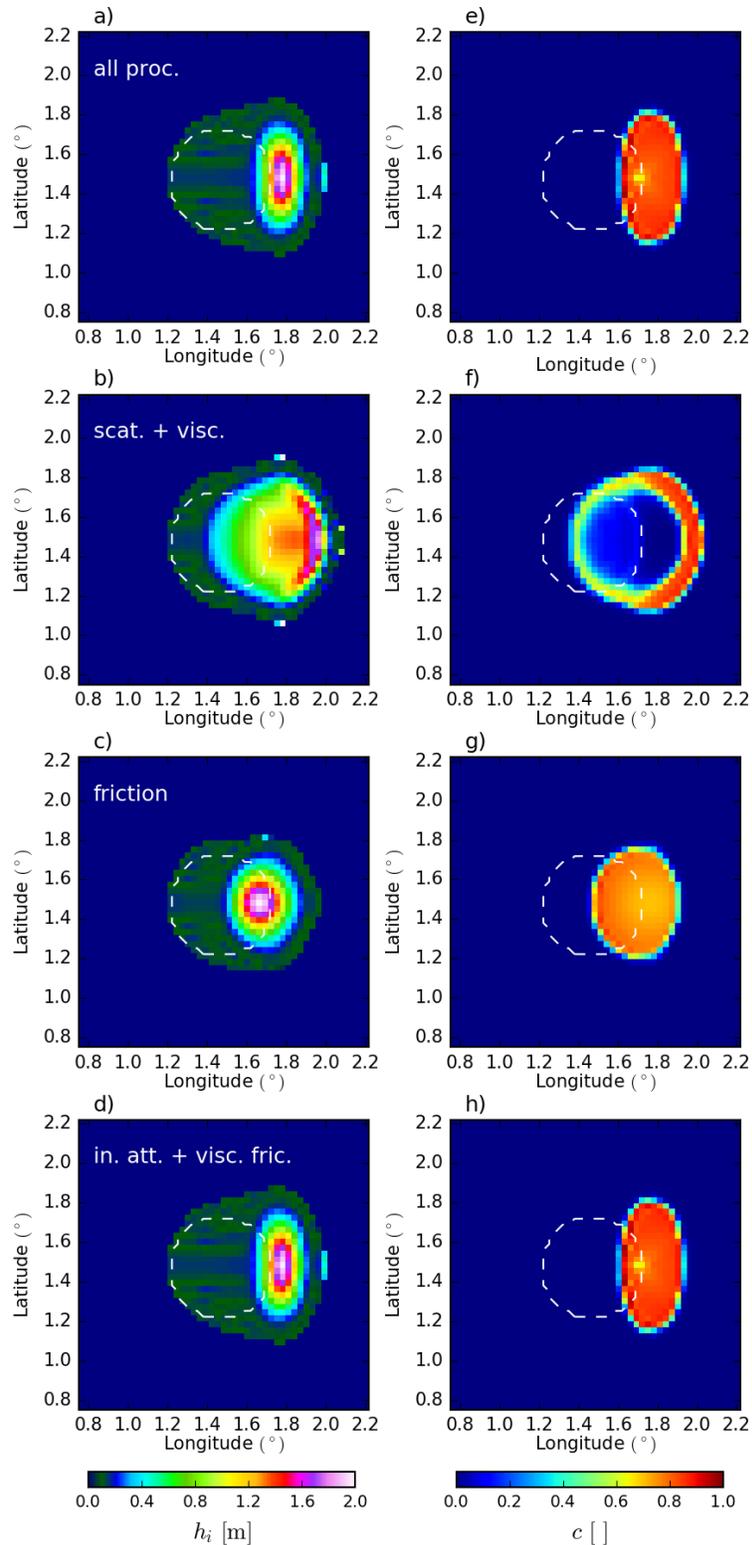


FIGURE 4.13 – Épaisseurs de glace (à gauche, de a) à d)) et concentration (à droite, de e) à h)) après 3 jours de simulation pour différentes combinaison de processus d'atténuation dans le modèle de vagues. Le contour pointillé blanc décrit la présence initiale de glace comme présentée en Fig. 4.4.

4.1.4 Rhéologie ??

NdGB : Hmmm on verra... Si j'ai rien d'intéressant à montrer, alors que je ne suis pas certain que la coupe de la résistance en divergence avec la tangente hyperbolique soit bien acceptée par les modélisateurs glace, c'est peut-être pas la priorité... Sinon c'est tout bête. Je prends la résistance en divergence et en shear D_{div} et D_{shear} , et je les multiplie par un facteur qui tend vers 0 quand $D_{max,LIM3}$ tend vers $D_{min,LIM3}$. Et ensuite il y a des namelists pour régler la tangente hyperbolique (forme, seuil) au doigt mouillé.

4.1.5 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 prise en compte au pas de temps t_{cpl+1} par le modèle 2. C'est ce qu'on appelle le *lag* (décalage). La figure 4.14 illustre un tel échange dans le cas de notre couplage vagues/glace.

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 variable c , la concentration en glace, et D_{max} , abrégée en D dans la figure 4.14. Le *lag* 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 plaque des 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 réhilitoires. 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 du *scattering*. De plus, elle n'affectent 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.

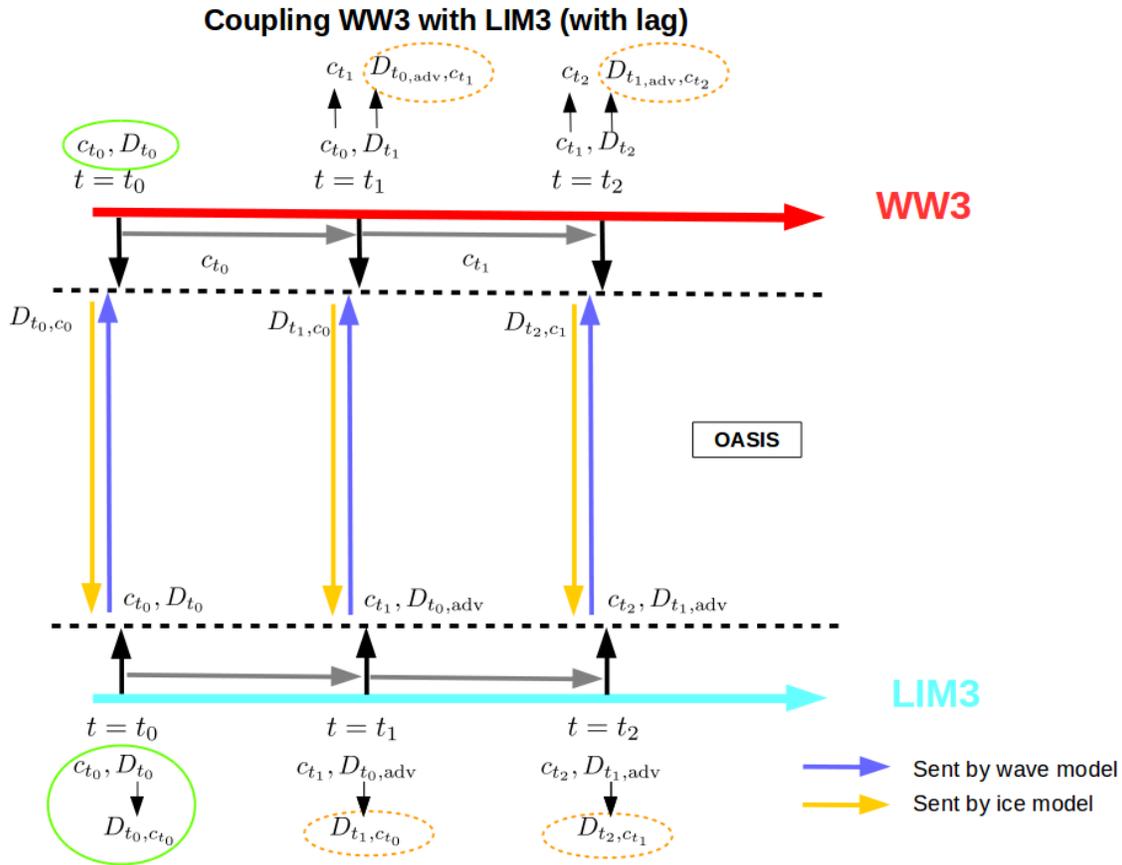


FIGURE 4.14 – Illustration du couplage vagues-glace, les deux modèles ayant le même pas de temps.

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 lag 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 concernent 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 concernent 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.

On observe que des différences sont bien visible dès 60 h de simulation en ce qui concerne H_s et $D_{\max, LIM3}$. 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 $D_{\max, LIM3}$ on observe des

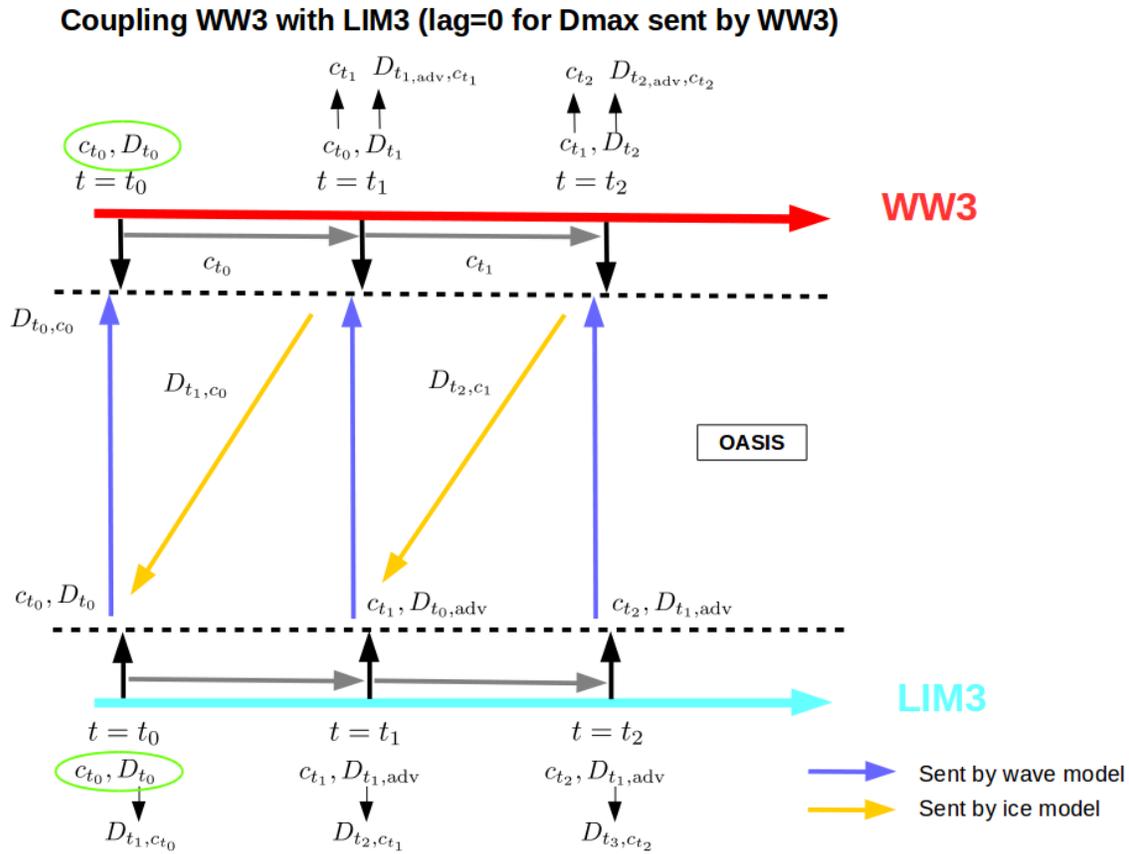


FIGURE 4.15 – Illustration du couplage vagues-glace, les deux modèles ayant le même pas de temps. Dans ce cas, la variable $D_{\max, WW3}$ calculée lors d'un pas de temps est envoyée au modèle de glace à ce même pas de temps.

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 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. Mais cela requiert de n'échanger non plus un scalaire, 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

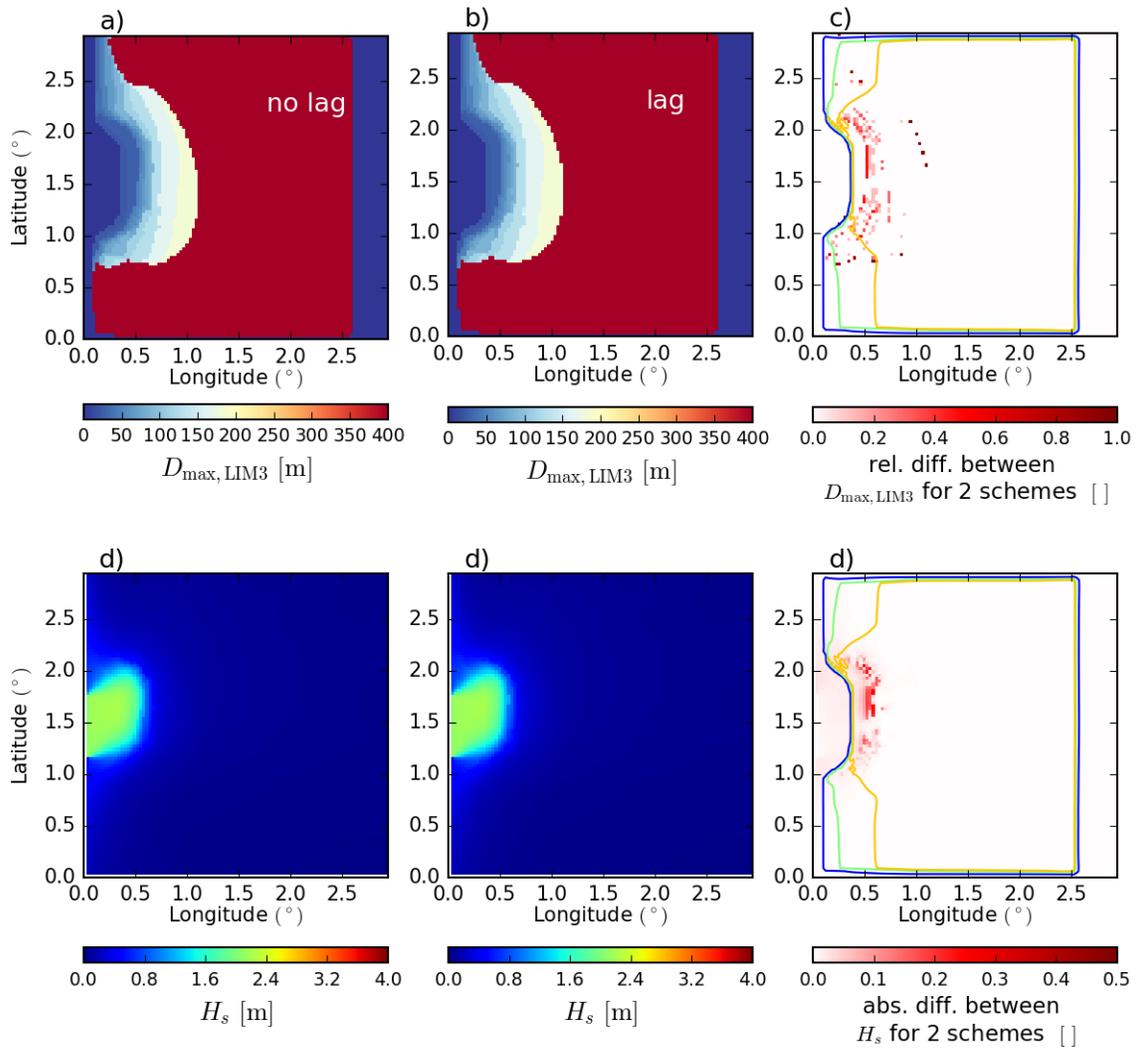


FIGURE 4.16 – Illustration des différences obtenues pour $D_{\max, \text{LIM3}}$ (différence relative) et H_s (différence absolue) après 60 h de simulation pour deux schémas de couplages différents. Les panneaux a) et d) présentent les résultats obtenus en suivant un schéma similaire à la figure 4.14, 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 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.

glace).

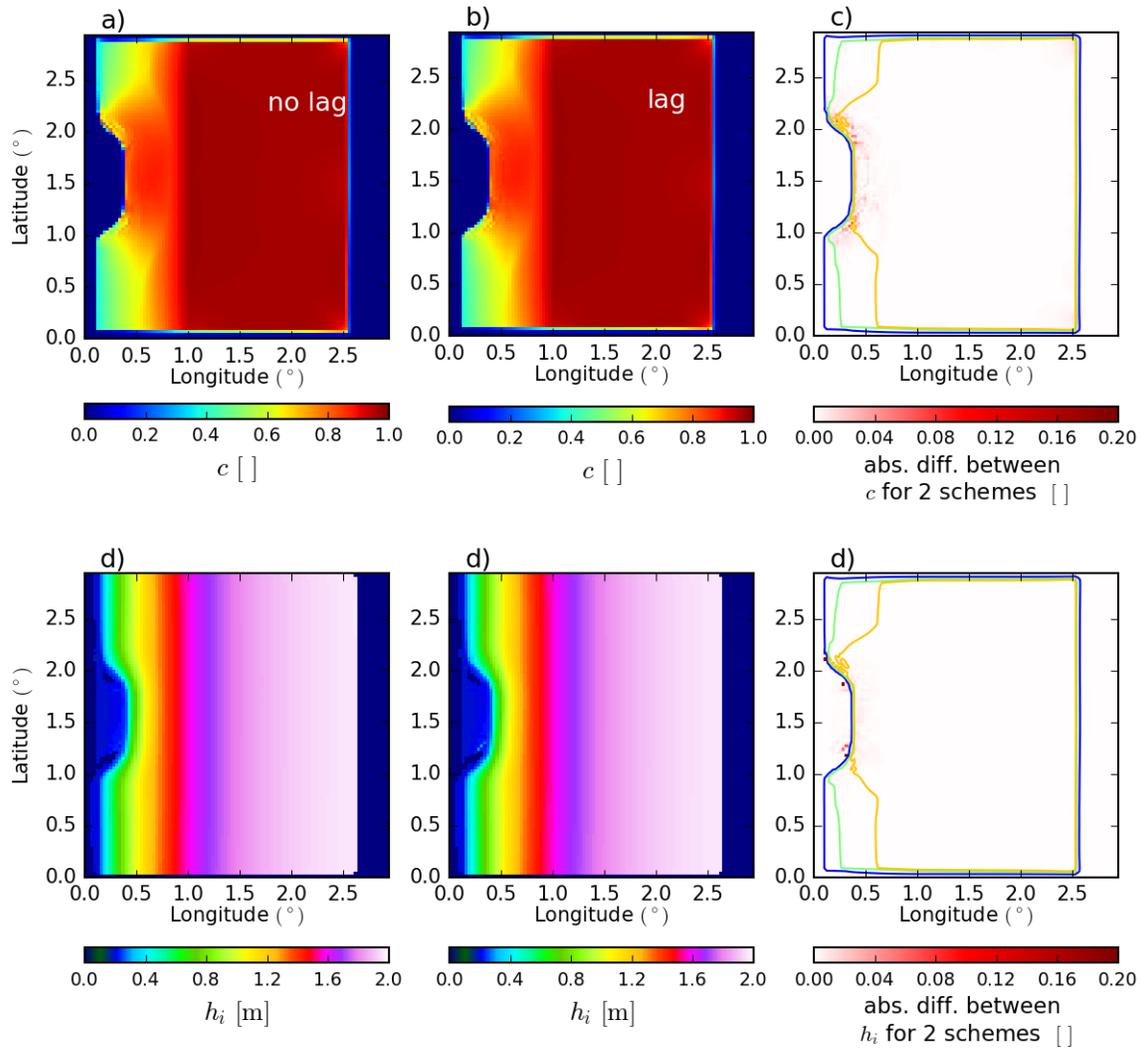


FIGURE 4.17 – Illustration des différences obtenues pour c et h_i pour deux schémas de couplages différents. Les panneaux a) et d) présentent les résultats obtenus en suivant un schéma similaire à la figure 4.14, et les panneaux b) et e) pour un schéma similaire à la figure 4.15. Le panneau c) représente 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.

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 ORCA12 réalisées par le consortium Drakkar. Les conditions aux limites des frontières latérales sont forcées par des climatologies mensuelles issues de cette même simulation ORCA12. Le forçage atmosphérique est issu de l'ensemble des forçages Drakkar (DFS 5.2, qui est une version mise à jour de l'ensemble de forçages 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 l'ajout d'un mélange ambiant. La diffusion horizontale des traceurs due à la turbulence océanique est fixées à 300 m²/s.

Le modèle WAVEWATCH III[®] quant à lui utilise les termes sources décrits dans (Ardhuin 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 1×10^7 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 atténués. L'un des objectif 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.

- La dissipation est la même que pour la partie 3 de l'article [Boutin et al. \(2018\)](#), c'est-à-dire 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 il empêche la génération de vagues dans ces zones normalement 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 4.18](#)). 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.

Pour chaque simulation, nous partons de l'état initial fourni par une simulation non-couplée de NEMO-LIM3 démarrant au 1er janvier 2002. Travailler sur l'année 2010 est donc un peu juste en terme de durée de relaxation du modèle. Cependant, l'effet étudié des vagues sur le bord de glace est certainement peu affecté par ce problème. Au début de chaque simulation, l'état de mer est au repos. Le temps de relaxation 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 4.19](#) montre les résultats moyennés sur 2 mois obtenus pour une configuration couplée avec 35 catégories dans la largeur des intervalles suit une loi de Pareto, la simulation démarrant au 1er août 2010.

Concernant la glace, nous observons des variations locales de concentrations au bord de glace positives ou négatives selon les régions. L'épaisseur quant à elle est dans l'ensemble plus importante,

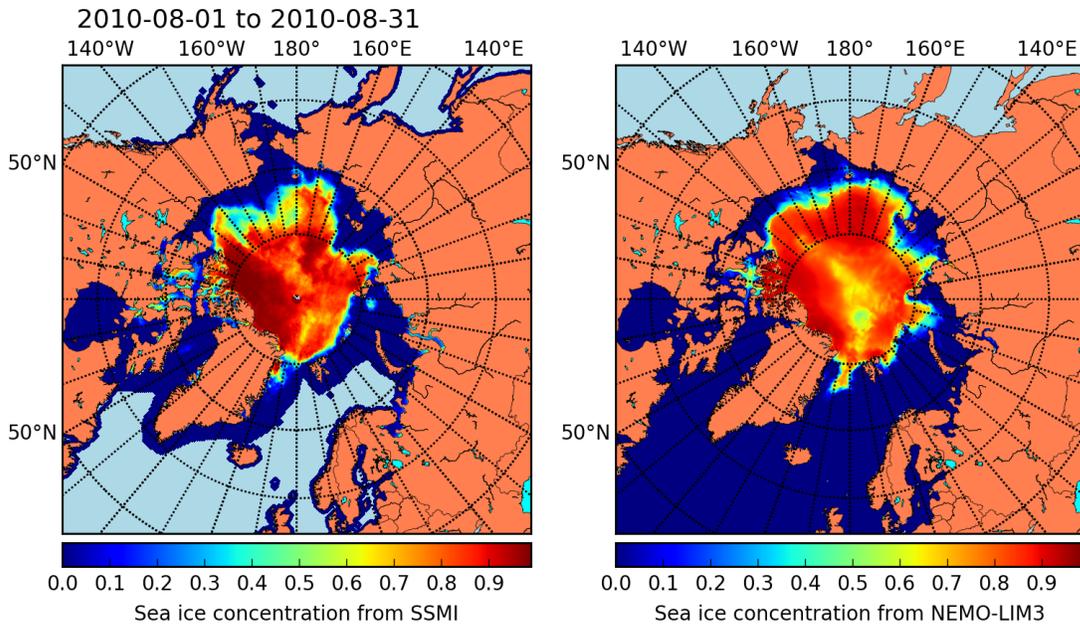


FIGURE 4.18 – Comparaison entre la concentration en glace moyenne du mois d’août 2010 mesurée par le capteur SSMI et simulée par NEMO-LIM3 (non couplé)

mais principalement dans les zones à faible concentration, c’est à dire à l’extérieur du bord de glace. L’épaisseur de glace telle qu’elle est fournie par le modèle LIM3 présente pour ces concentrations la particularité d’avoir des valeurs généralement élevées. En effet, l’épaisseur donnée en sortie par le modèle est calculée comme la moyenne de la distribution des épaisseurs, or il se trouve que pour la banquise faiblement concentrée, la banquise des catégories les plus épaisses présente en général un poids très élevé dans cette moyenne. Par conséquent, une légère modification de la distribution des épaisseurs de la glace, et en particulier si elle concerne ces catégories de glace épaisse, peut avoir des conséquences importantes sur l’épaisseur en sortie du modèle LIM3. Les raisons principales de ces changements observés sont étudiées dans la section suivante qui traite de l’effet du couplage sur la glace. D’un point de vue plus général, on remarque que le bord de glace évolue peu entre le début et la fin de la simulation à l’est du Groenland et en mer de Barents, alors que la fonte et le recul du bord de glace est conséquent en mer des Tchoukches, mer de Beaufort, et mer de Laptev (voir Annexe A pour une carte de l’Arctique).

Concernant les vagues, on remarque une augmentation très importante de la hauteur significative des vagues, pouvant dépasser les 50 cm à l’intérieur du contour de bord de glace correspondant au dernier jour de la simulation. Associé à cette augmentation de la hauteur des vagues, on constate une augmentation de la casse de la glace, qui se traduit par une taille maximale des plaques notablement inférieure, les deux tendances montrant par ailleurs une belle corrélation spatiale. Ni la concentration en glace, dont les tendances varient spatialement, ni l’épaisseur, dont l’augmentation devrait se traduire par une diminution de H_s . Par élimination, c’est donc probablement une augmentation de la casse qui a pour résultat une augmentation de la hauteur significative des vagues.

Les résultats d’une simulation utilisant 75 catégories de largeur uniforme égale à 5 m confirment cette hypothèse (Fig. 4.20). 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

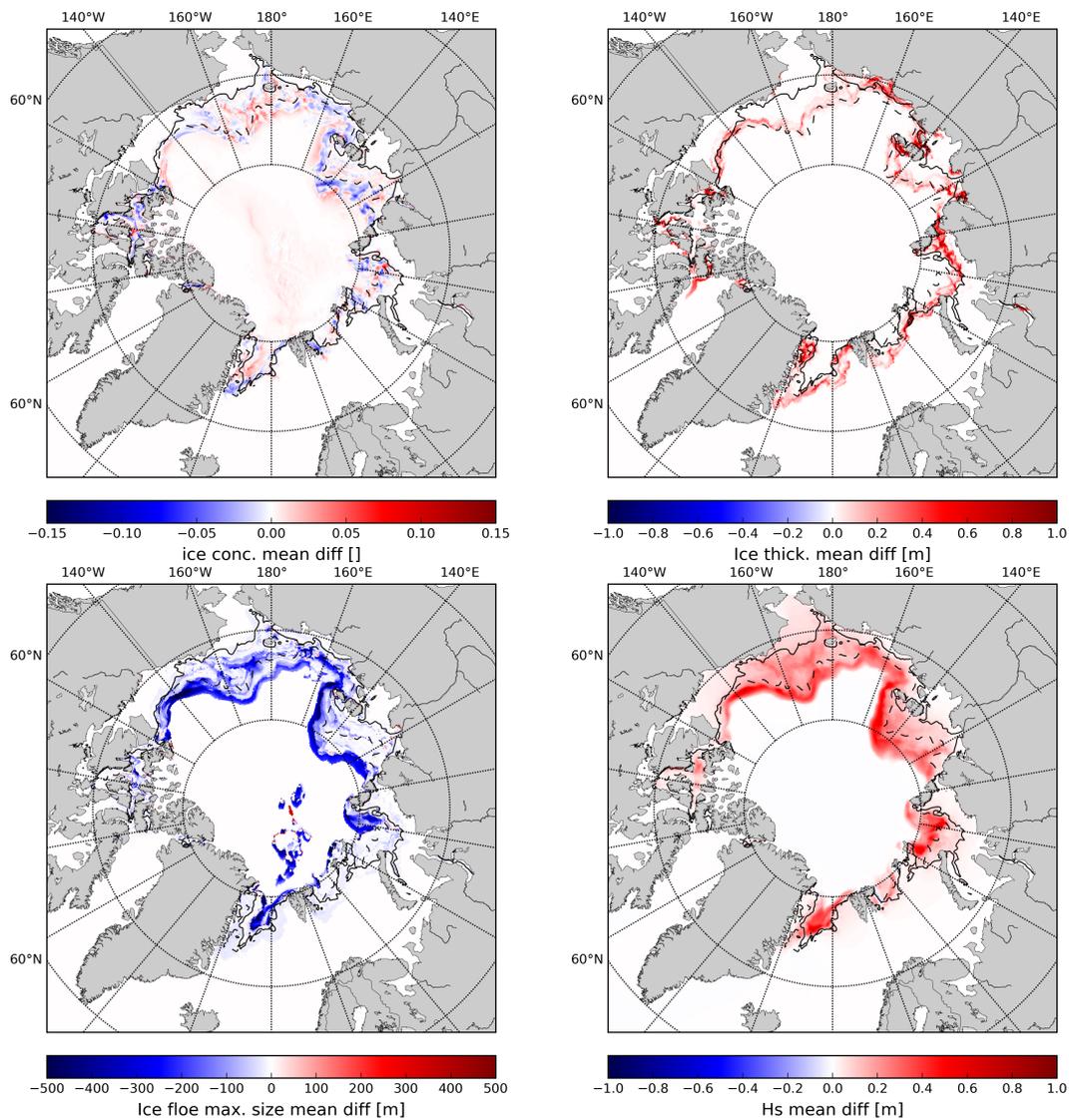


FIGURE 4.19 – Moyenne de la différence des propriétés de la glace (concentration (a), épaisseur (b), taille maximale des plaques de glace (c)) et de la hauteur significative des vagues (d) entre une simulation couplée avec 35 catégories de tailles de plaques de glace de largeur suivant une loi de puissance similaire à celle décrite par [Toyota et al. \(2011\)](#) et une simulation non couplée.

entre la simulation couplée et la simulation non couplée. La différence de hauteur significative des vagues est quant à elle nettement réduite (de l'ordre de 10 cm en bord de glace, le maximum étant de +27.5 cm en mer des Tchoukches), et change de signe selon les régions. La différence de taille maximales des plaques quant à elle tend à diminuer, mais témoigne toujours d'une augmentation générale de la casse, à de très réduites et éparses exceptions près.

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, contrairement à la différence de tailles des plaques de glace. L'augmentation générale de H_s dans cette région est par conséquent le résultat d'une augmentation de la casse. La conclusion

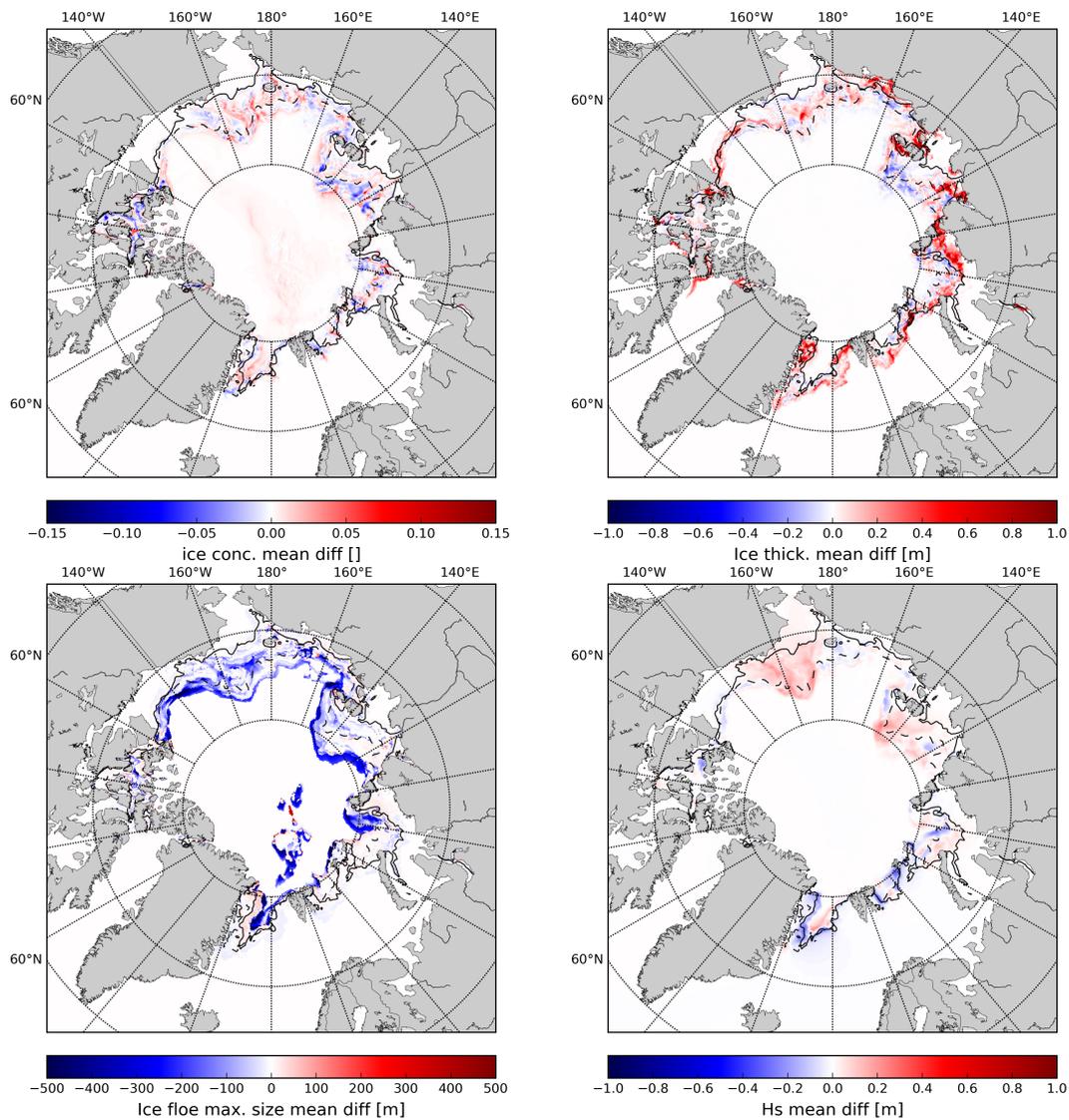


FIGURE 4.20 – Moyenne de la différence des propriétés de la glace (concentration (a), épaisseur (b), taille maximale des plaques de glace (c)) et de la hauteur significative des vagues (d) entre une simulation couplée avec 75 catégories de tailles de plaques de glace de largeur uniforme 5 m et une simulation non couplée.

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.

Les variations de H_s s'expliquent donc par les variations d'épaisseur et de concentration dues au couplage (qui elles-même 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 $D_{\max, \text{LIM3}}$ à partir de la DTP. 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 que une variation même légère de la taille maximale des plaques soit à l'origine d'importantes différences d'atténuation. Si l'atténuation diminue, même ponctuellement, avec le couplage, la taille des plaques diminue, avec des conséquences pour la suite de la simulation puisque cette dernière est advectée mais que jamais les plaques ne peuvent se ressouder. 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 simulation en géométrie 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 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.

Dernière remarque de cette section, 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 4.1.5. 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 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.

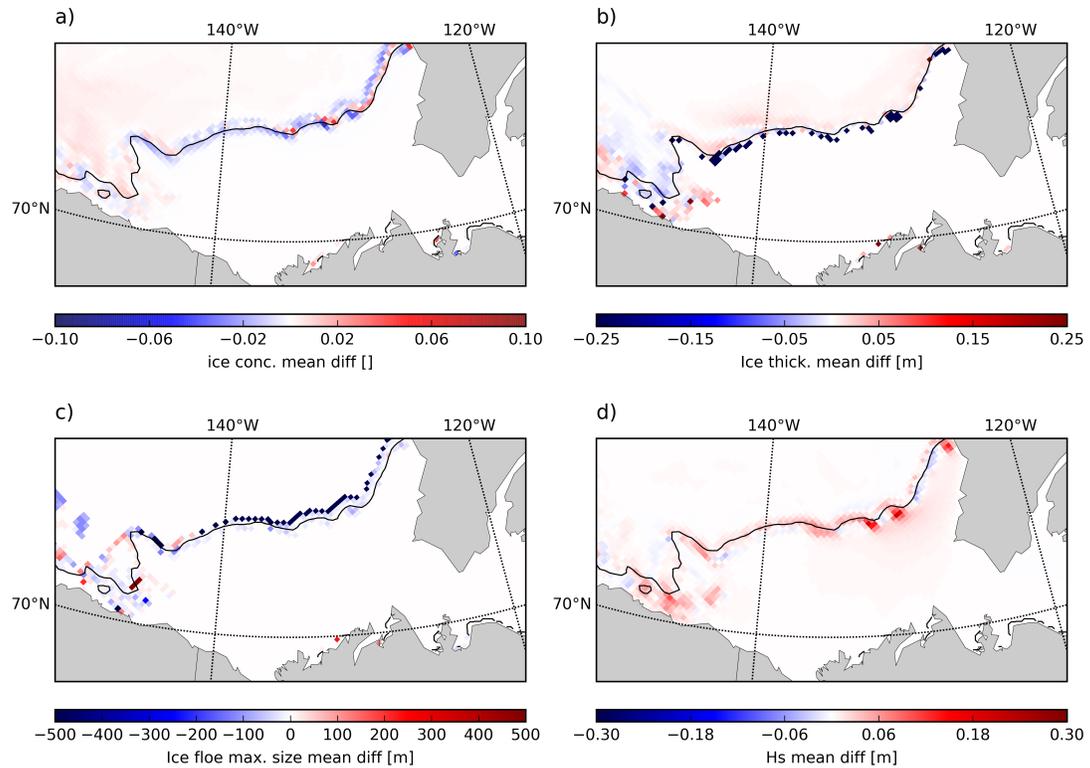


FIGURE 4.21 – Moyenne de la différence des propriétés de la glace et de la hauteur significative des vagues en mer de Beaufort après un jour de simulation. Le contour noir représente la limite des 15 % de concentration pour la concentration en glace moyenne de la simulation couplée sur la période représentée.

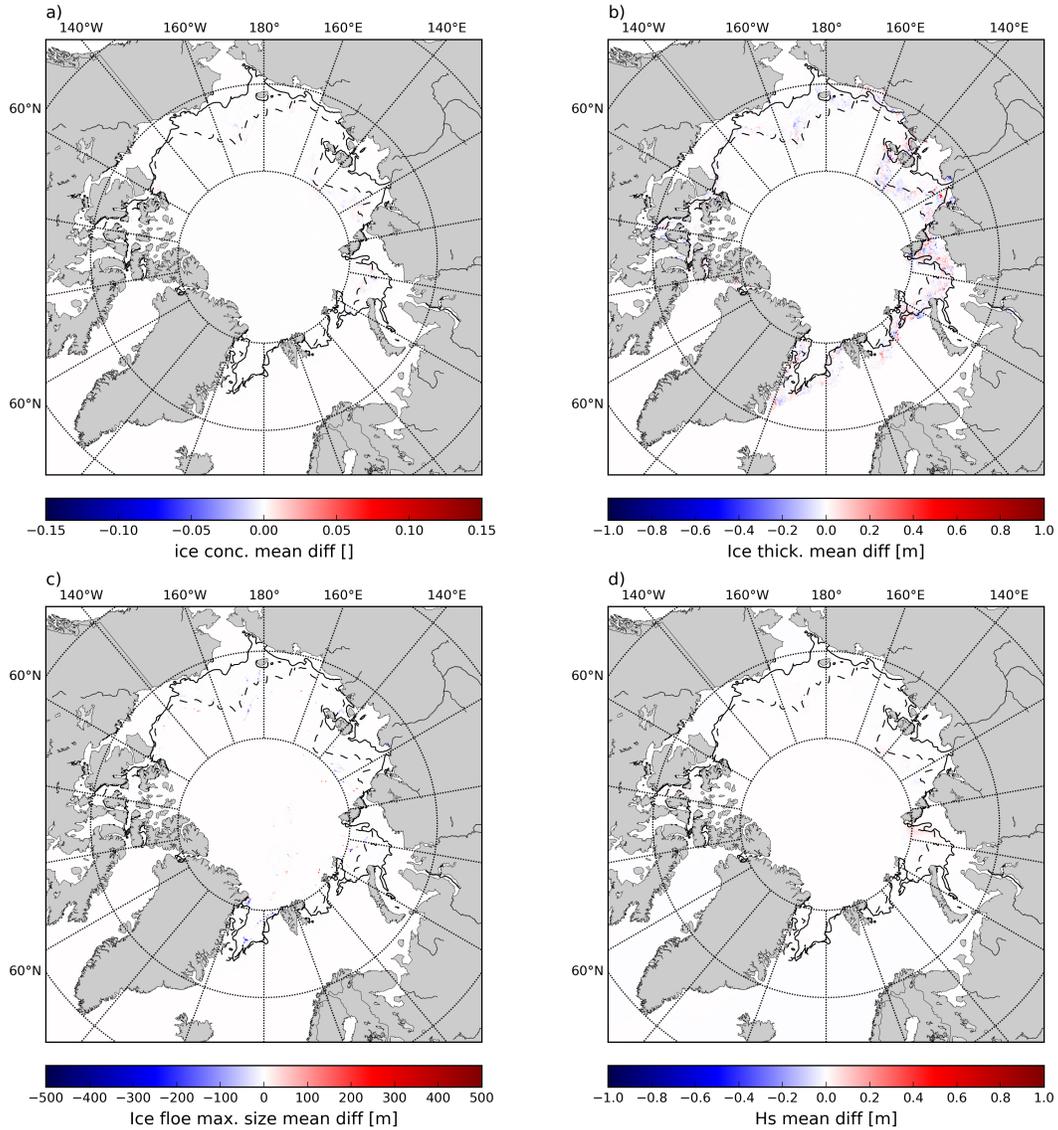


FIGURE 4.22 – Moyenne de la différence des propriétés de la glace (concentration (a), épaisseur (b), taille maximale des plaques de glace (c)) et de la hauteur significative des vagues (d) entre une simulation couplée avec 75 catégories de tailles de plaques de glace de largeur uniforme 5 m et une simulation identique mais où la variable D_{\max} est échangée de manière asynchrone (voir Fig. 4.14).

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

Echelle du bassin Arctique

Nous analysons maintenant l'impact qu'a le couplage du modèle de vagues sur 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&4.23).

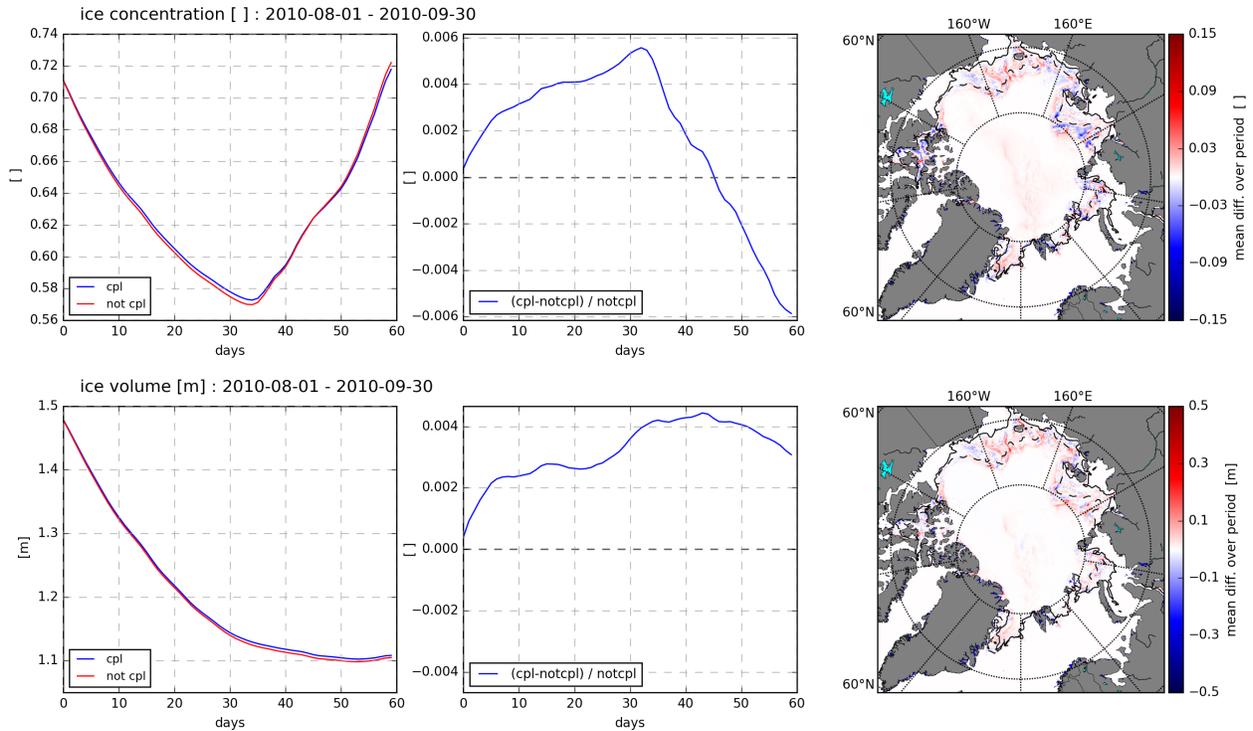


FIGURE 4.23 – Evolution de la concentration en glace (ligne du haut) et du volume de glace (ligne du bas) dans les deux simulations. Pour chaque ligne, le panneau le plus à gauche représente l'évolution temporelle de la grandeur étudiée pour la simulation couplée (en bleu) et pour la simulation non couplée (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).

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. 4.23), 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). Cette inversion de

la tendance entre les deux simulations coïncide avec le point d'inflexion de l'évolution de la concentration dans les 2 simulations (couplées et non couplées), 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. Si le volume suit un comportement similaire à la concentration lorsque l'on compare les deux simulations (supérieur dans la simulation couplée, 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.

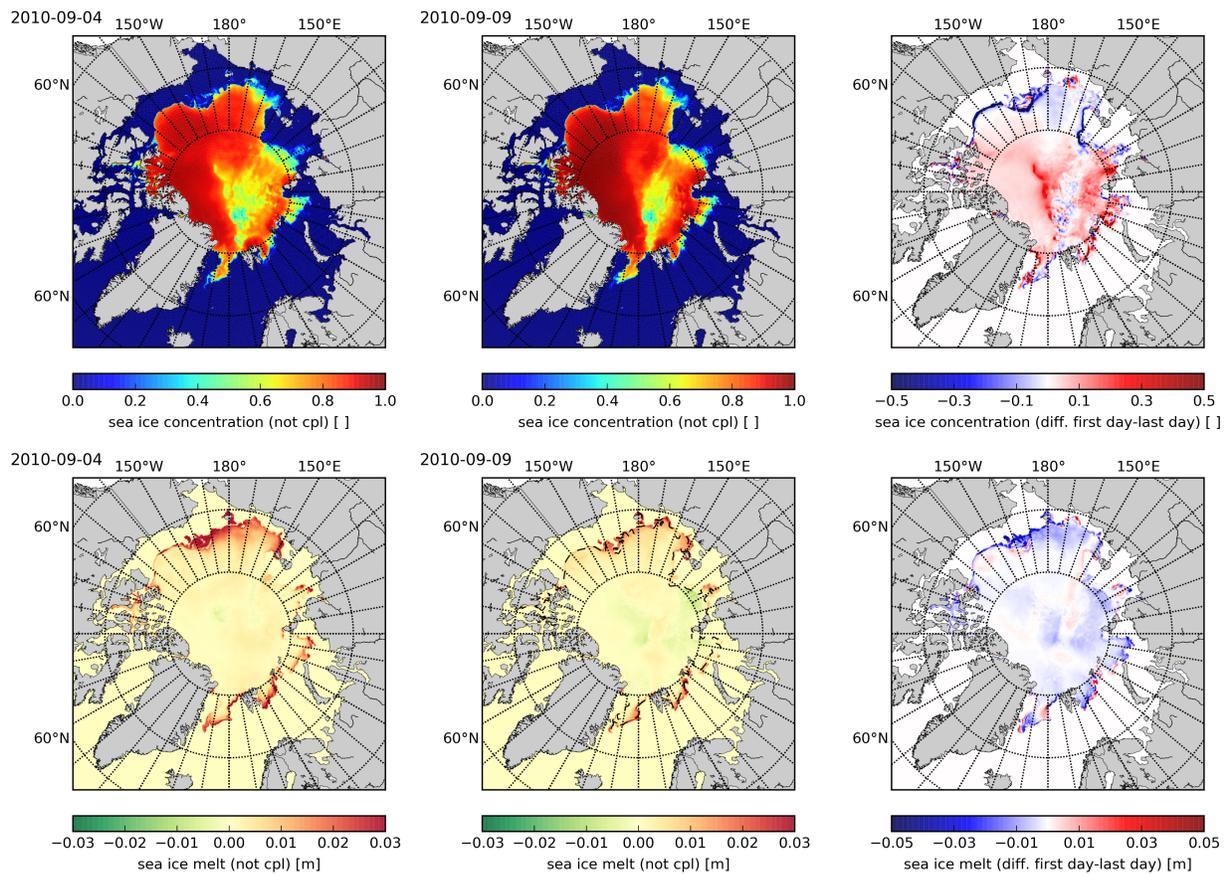


FIGURE 4.24 – Evolution de la concentration en glace (en haut) et du taux de fonte/formation de glace (la fonte étant compté positivement) entre le 35ème jour et le 40ème jour de la simulation non couplée. Les deux panneaux les plus à gauche présentent la situation initiale et la situation finale pour chaque variable. Le panneau le plus à droite représente la différence observée entre ces deux jours pour chacune de ses variables.

La figure 4.24 décrit la variation de la concentration entre le le 35ème jour et le 40ème jour de la simulation non couplée (dont le comportement est globalement le même que la simulation couplée). Elle montre qu'entre ces deux jours, l'augmentation de la concentration est principalement due à un regel à l'intérieur de la banquise, là où il avait été constaté une diminution de la concentration relativement élevée particulière à cette année 2010. Le bord de glace continue lui à fondre pendant

cette période, au moins jusqu'au 40ème jour où l'on observe le début de la reformation de la glace en mer de Laptev. Il apparaît donc que notre paramétrisation, qui nécessite de supposer que la glace fond, est valide jusqu'aux environs du 40ème jour (9 septembre 2010). 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 4.25 représente la contribution de chaque type de fonte à la fonte totale (a) et l'évolution de la différence moyenne entre les deux simulation pour chaque type de fonte (totale, latérale, basale et à la surface des plaques, panneau b). La figure 4.26 quant à elle est similaire à la figure 4.23 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 exclu 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'au 40 premiers jours de simulations où la fonte a effectivement lieu au bord de glace.

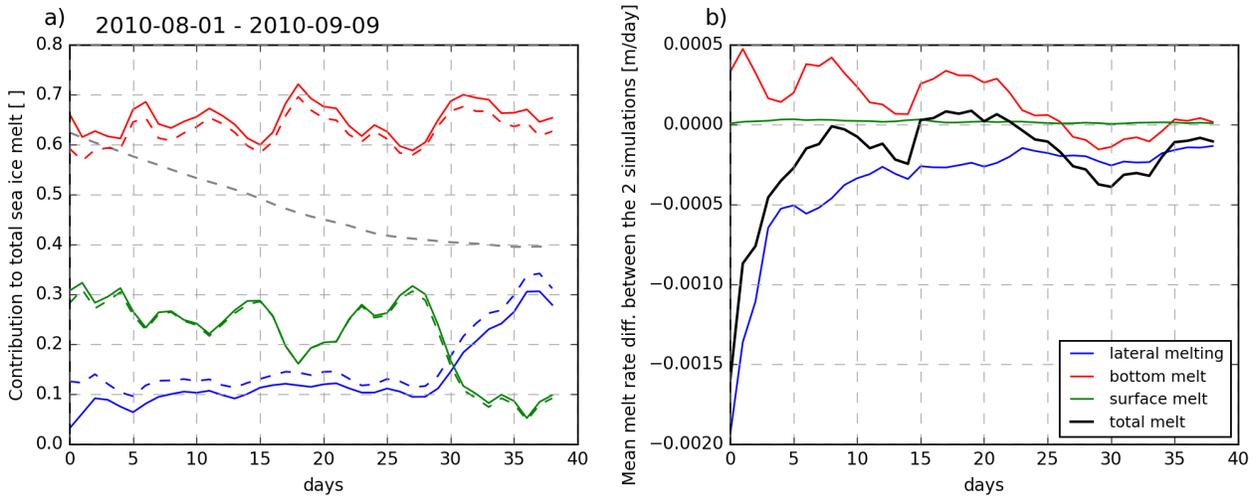


FIGURE 4.25 – (a) : Évolution temporelle de la contribution à la fonte totale de la banquise de 3 types de fonte : la fonte basale, la fonte latérale et la fonte surfacique. La courbe en pointillés gris représente l'évolution de la concentration moyenne pour les points où $c > 0$. (b) Évolution temporelle 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).

Sur la figure 4.26, on observe bien une diminution de la fonte totale de la glace jusqu'au quarantième jour. La différence entre les taux de fonte totaux associés aux deux simulation est maximale au début de la simulation. Ce maximum coïncide en amplitude avec le maximum de la différence observé pour le taux de fonte latérale (Figure 4.25). Cela s'explique par la différence de paramétrisation entre les 2 simulations : dans la simulation non couplée, la fonte latérale dépend de la concentration. Par conséquent, elle est immédiatement applicable à l'ensemble du bassin Arctique. Dans la simulation couplée, elle dépend de la taille des plaques, et nécessite donc un petit temps de

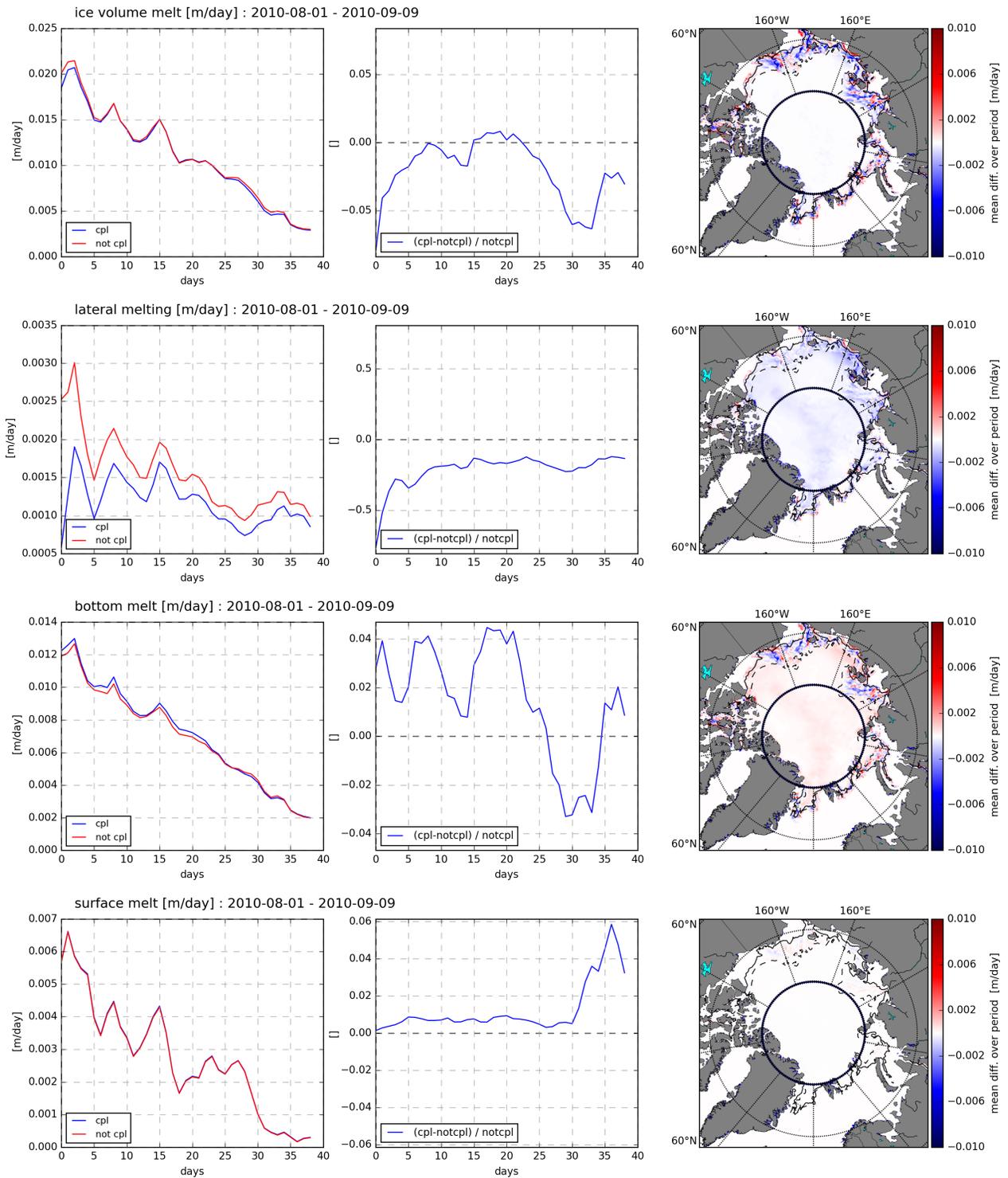


FIGURE 4.26 – Figure similaire à la figure 4.23, mais pour les variables suivantes (de haut en bas) : le taux de fonte total, le taux de fonte latérale, le taux de fonte basale, le taux de fonte à la surface.

relaxation pour que les vagues viennent casser le bord de glace. Néanmoins, passer cet important écart initial, la différence relative entre les deux taux de fonte latéral se stabilise autour de 20%. Si cet écart est important, on peut y opposer deux remarques : même dans la simulation non couplée

du 1er au 30ème jour le taux de fonte latérale n'excède guère les 10% du taux de fonte total, et 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, on constate que sur le panneau de gauche et sur la figure 4.27 que la fonte latérale est plus intense dans la simulation non couplée que dans la simulation couplée. Cette dernière figure 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, et au bord de glace en particulier dans les régions où le fetch est initialement réduit, le bord de glace étant 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 sur 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, si elle varie dans son amplitude, reste globalement similaire (Figure 4.27).

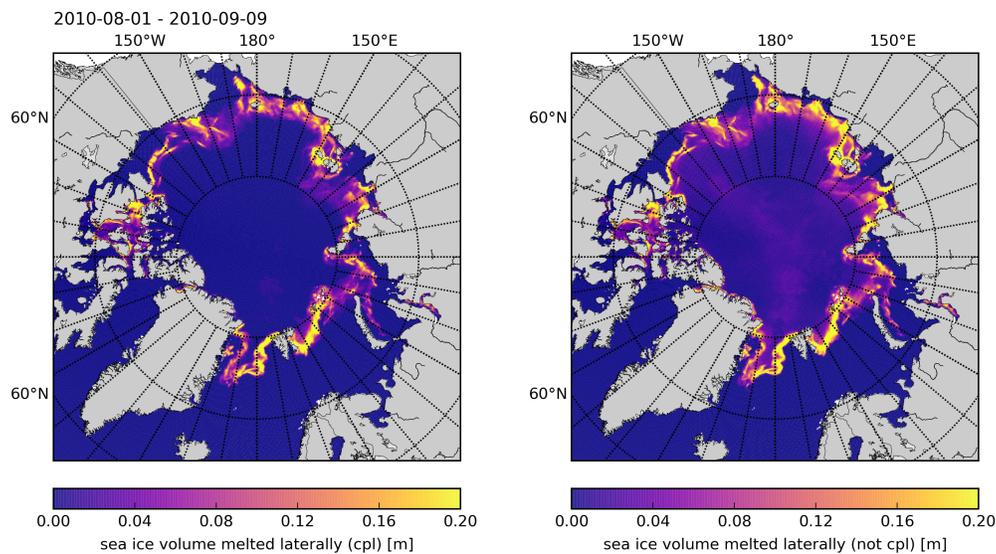


FIGURE 4.27 – Volume de glace fondu latéralement dans la simulation couplée (panneau de gauche) et dans la simulation non couplée (panneau de droite).

Aux alentours du 30ème jour de simulation, la figure 4.26 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. Ce phénomène est renforcé par le fait que la glace étant proche de son minimum d'extension, la fonte latérale tend à augmenter dans la simulation non couplée. Dans la simulation couplée, les vagues "profitent" des concentrations peu élevées pour casser la glace sur d'importantes zones, et la dynamique est similaire.

La troisième ligne de la figure 4.26 illustre le cas de la fonte basale. Cette dernière est le type de fonte dominant la fonte totale (Figure 4.25). Elle est marquée par d'importantes variations spatiales et temporelles, même si globalement elle est plus élevée dans la simulation couplée. Ce comportement global est en partie dû à la compensation de la fonte latérale au milieu de l'océan Arctique (Figure 4.26 panneau de droite), effet qui est limité par le fait que nous ne considérons que les points dont la latitude est inférieure à 80°N. La fonte à la surface de la glace quant à elle, dont la contribution

totale à la fonte approche les 30%, est peu affectée par le couplage (différence relative inférieure à 2%) jusqu'au 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 4.25b). 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 4.23), il y a donc plus de surface exposée à l'atmosphère.

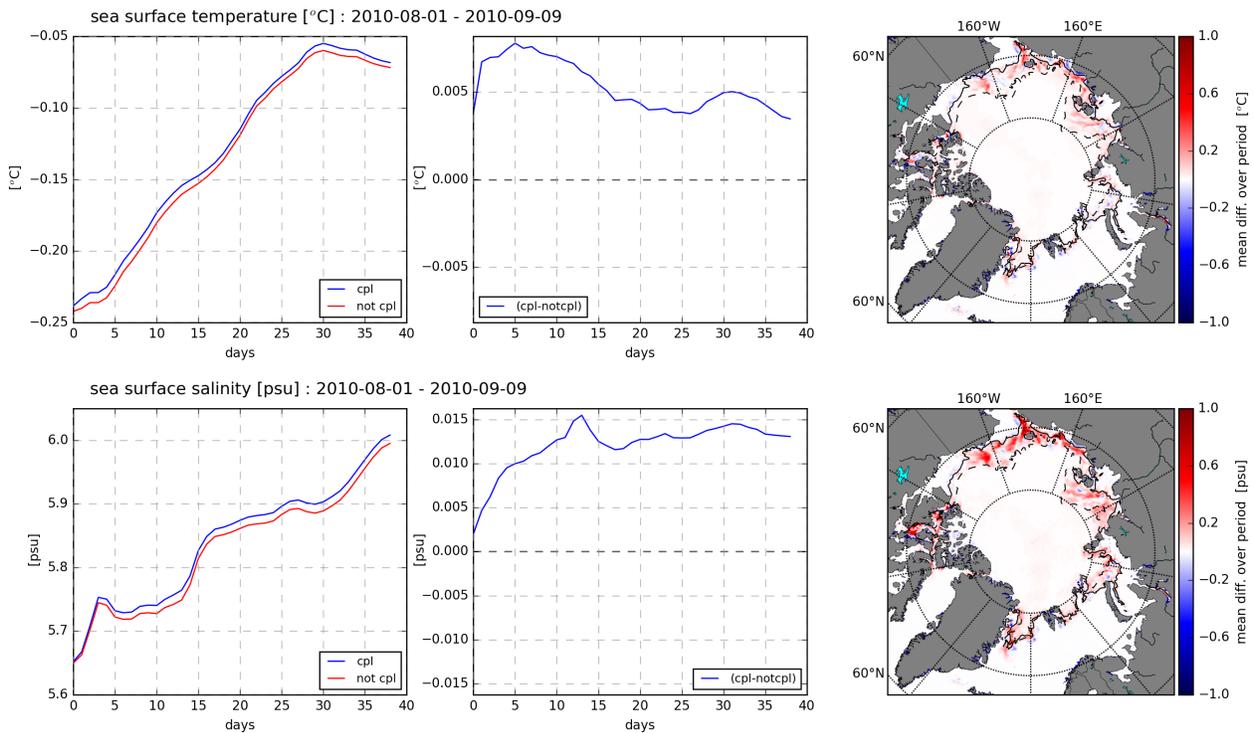


FIGURE 4.28 – Figure similaire à la figure 4.23 pour les panneaux de droite et de gauche, mais pour les variables suivantes (de haut en bas) : la température de surface de l’océan, et la salinité de surface. Le panneau du milieu représente pour chaque variable la différence à chaque pas de temps de la 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.

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. Par ailleurs, même 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.

Les différences moyennes de taux de fontes mises en jeu ici sont suffisantes pour entraîner des différences significatives de température et de salinités 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 4.28, à comparer avec la figure 4.26). 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.

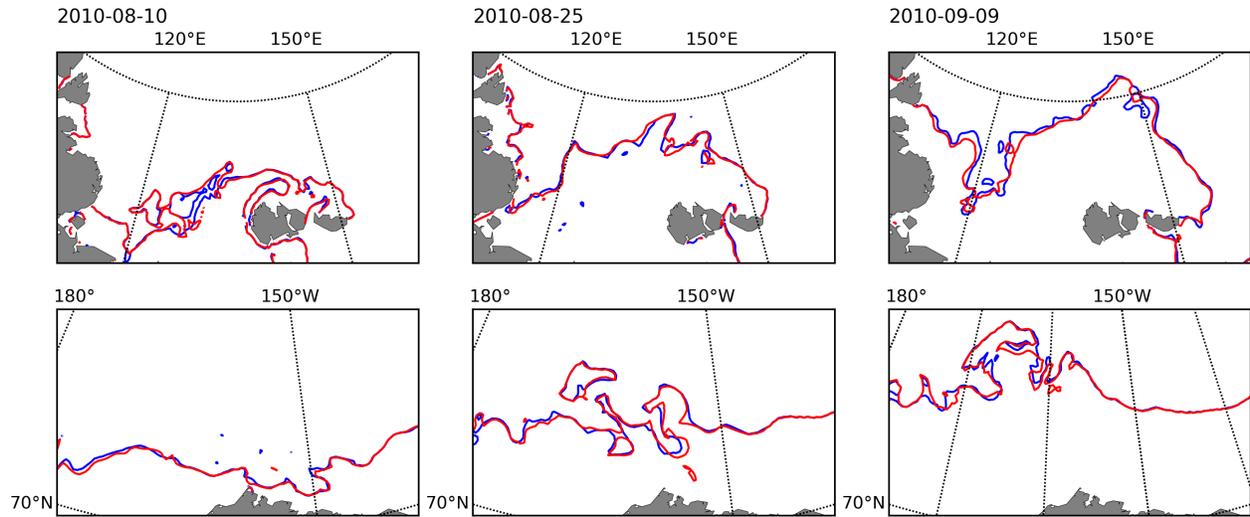


FIGURE 4.29 – Comparaison du bord de glace obtenu à 3 dates différentes dans le cas d'une simulation couplée (en bleu) et d'une simulation non couplée (en rouge) pour deux régions différentes : la mer de Laptev (en haut) et la mer de Beaufort et une partie de la mer des Tchouktsches (en bas).

Nous nous intéressons également à l'impact des vagues sur le bord de glace. Celui-ci est toujours défini par le seuil de concentration en glace $c = 0.15$, et nous comparons le bord de glace pour deux régions et 3 dates différentes sur la figure 4.29. Le choix de comparer le bord de glace à l'échelle régionale est dicté par le faible effet des vagues à l'échelle de l'Arctique : 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. De plus, comme on peut le constater sur la figure 4.29, malgré le fait que le bord de glace soit effectivement décalé localement en présence de vagues (voir notamment le panneau du milieu, 25ème jour de simulation), la différence créée n'est pas suffisante pour influencer sur l'évolution de l'aspect du bord de glace en fin de simulation qui demeure très similaire à celui de la simulation non couplée (voir panneau de gauche, au 40ème jour de simulation). Cet impact relativement limité peut s'expliquer par la résolution trop faible pour représenter précisément l'évolution du bord de glace, mais aussi par l'absence de rétroaction sur l'atmosphère dans notre simulation. Les forçages atmosphériques sont en effet exactement les mêmes dans les deux modèles, et 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, suggèrent qu'au 1er ordre, ces grandeurs demeurent forcées par l'atmosphère. (POUR DISCUSSION : ACCROITRE LA RESOLUTION)

Enfin, nous nous intéressons à l'effet du couplage sur la vitesse de la glace, illustré par la figure 4.30. 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 simulation 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).

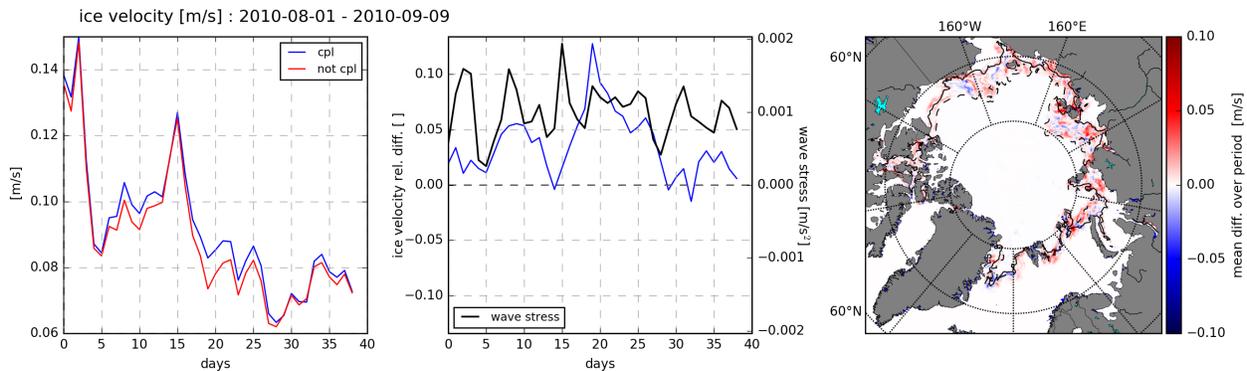


FIGURE 4.30 – Figure similaire à la figure 4.23, mais pour la vitesse de la glace. Sur le panneau du milieu a été ajouté la représentation de l'évolution stress radiatif moyen pour tous les points où $c > 0$.

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 température 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 simulation (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.

Étude de quelques cas particuliers

Mettre carte avec les différentes régions et les différents cas, et leurs spécificités.

1er cas Laptev : juste après le début de la simulation : importance du transport, dynamique de la fonte.

2eme cas Beaufort : 10 jours après le début : importance du type de glace. Illustration du cas d'une MIZ avec fort gradient de concentration.

3eme cas Groenland / Barents : Date à choisir. Cas bord de glace limité par SST.

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 4.31). 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 4.31a&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. C'est également la direction de propagation des vagues en eau libre. Une fois dans la glace, la direction de propagation des vagues dominantes 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 4.31a) demeure limité aux zones où la concentration est inférieure à 50%.

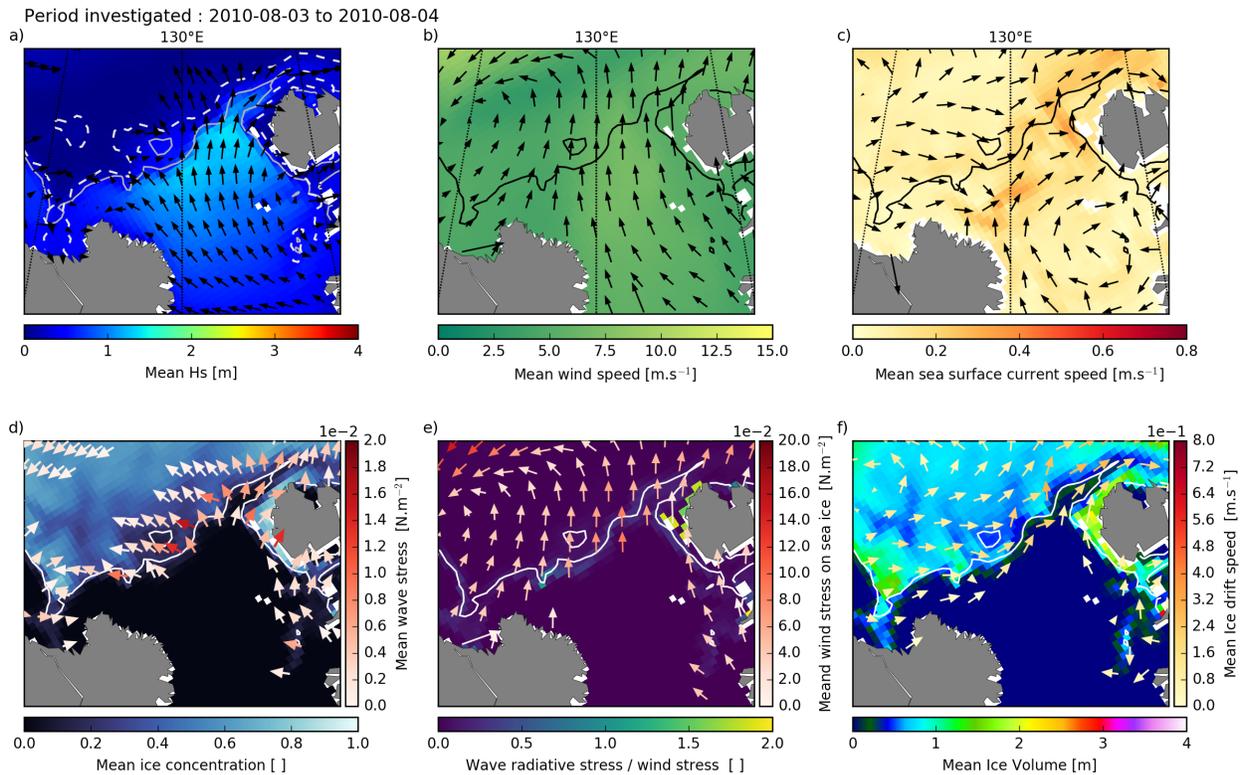


FIGURE 4.31 – ?

Dans l'ensemble, la glace est assez peu concentrée sur l'ensemble du domaine, à l'exception du bord est, le long d'une île. Cela n'empêche pas la hauteur des vagues de décroître très rapidement dans la glace. Du fait de l'état de mer peu important, 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 4.31d-e). D'une manière générale, la dérive de la glace est largement imposée par le courant de surface (Figure 4.31c&e).

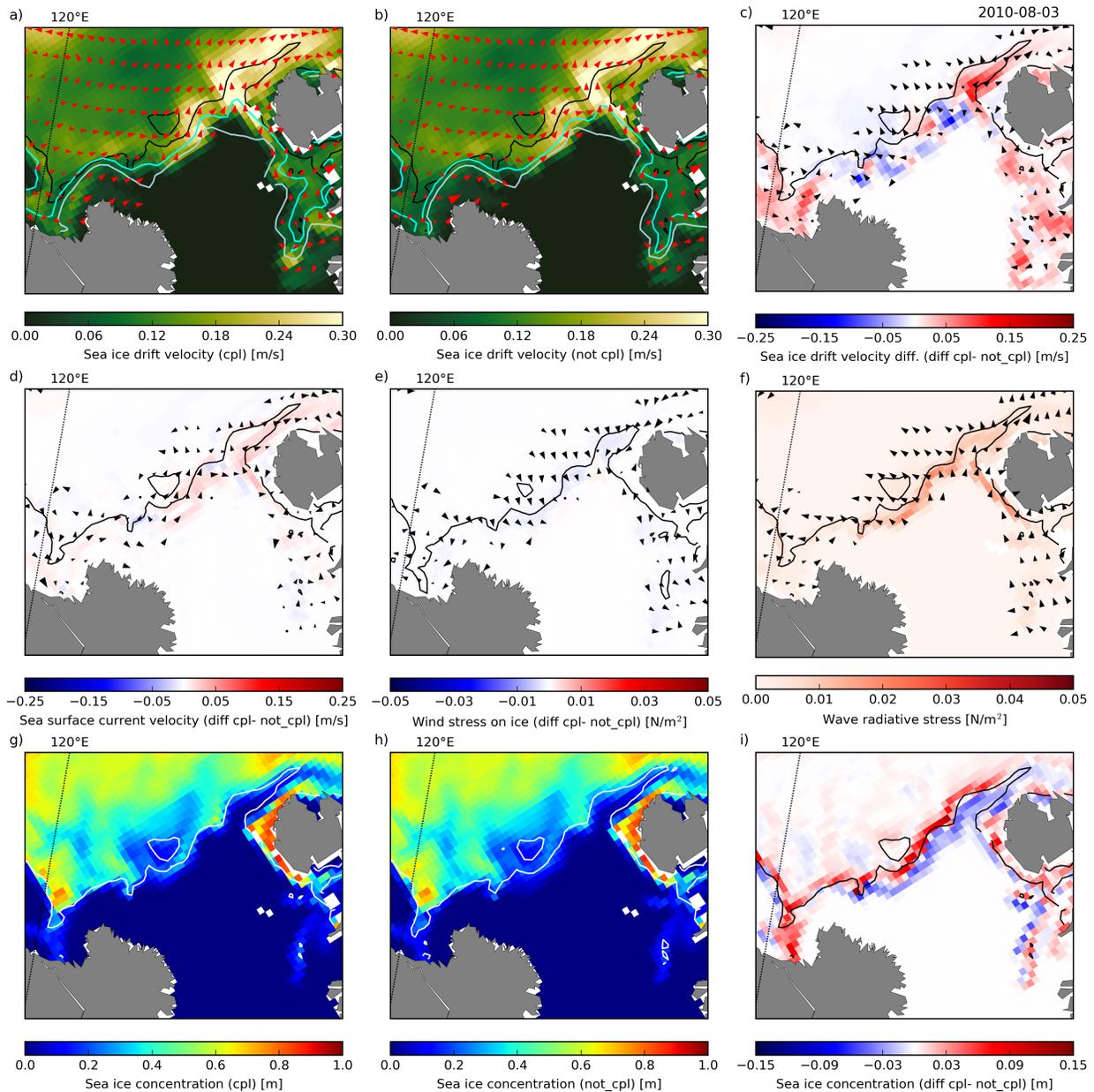


FIGURE 4.32 – ?

La figure 4.32 s'intéresse de plus près à 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 simulation est du même ordre que la vitesse elle-même, mais est restreinte aux régions pour lesquelles la concentration en glace c est environ inférieure à 0.15. Cette différence est suffisante pour que l'orientation du vecteur vitesse soit visiblement modifiée, parfois de 90°.

La comparaison entre la figure 4.32c et la figure 4.32f révèle que le changement dans la direction

du vecteur vitesse correspond à la direction 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 qu'à l'extérieur). L'amplitude du changement de la vitesse de dérive est également importante là où le stress dû aux vagues est élevé, mais pas seulement : les régions où la concentration est très faible, la glace n'oppose peu ou pas de résistance aux stress extérieurs (le tenseur des forces internes σ est quasi-nul), ce qui peut expliquer que l'on y observe également une différence importante de la vitesse de la glace. La différence du stress dû au vent sur la glace entre les deux simulations (Fig. 4.32e) 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 vent étant inchangés entre les deux simulations). La différence de courant de surface observée entre les deux simulations (Fig. 4.32d) ne peut également expliquer la différence de vitesse de dérive de la glace du fait sa faible amplitude. Cette différence peut en revanche s'expliquer par une modification du stress transmis par la glace à la surface de l'océan, du fait du changement de vitesse de la glace, mais aussi par le fait que la concentration en glace tend à diminuer sur le bord, ce qui modifie les échanges de quantité de mouvement à l'interface océan-atmosphère dans ces régions.

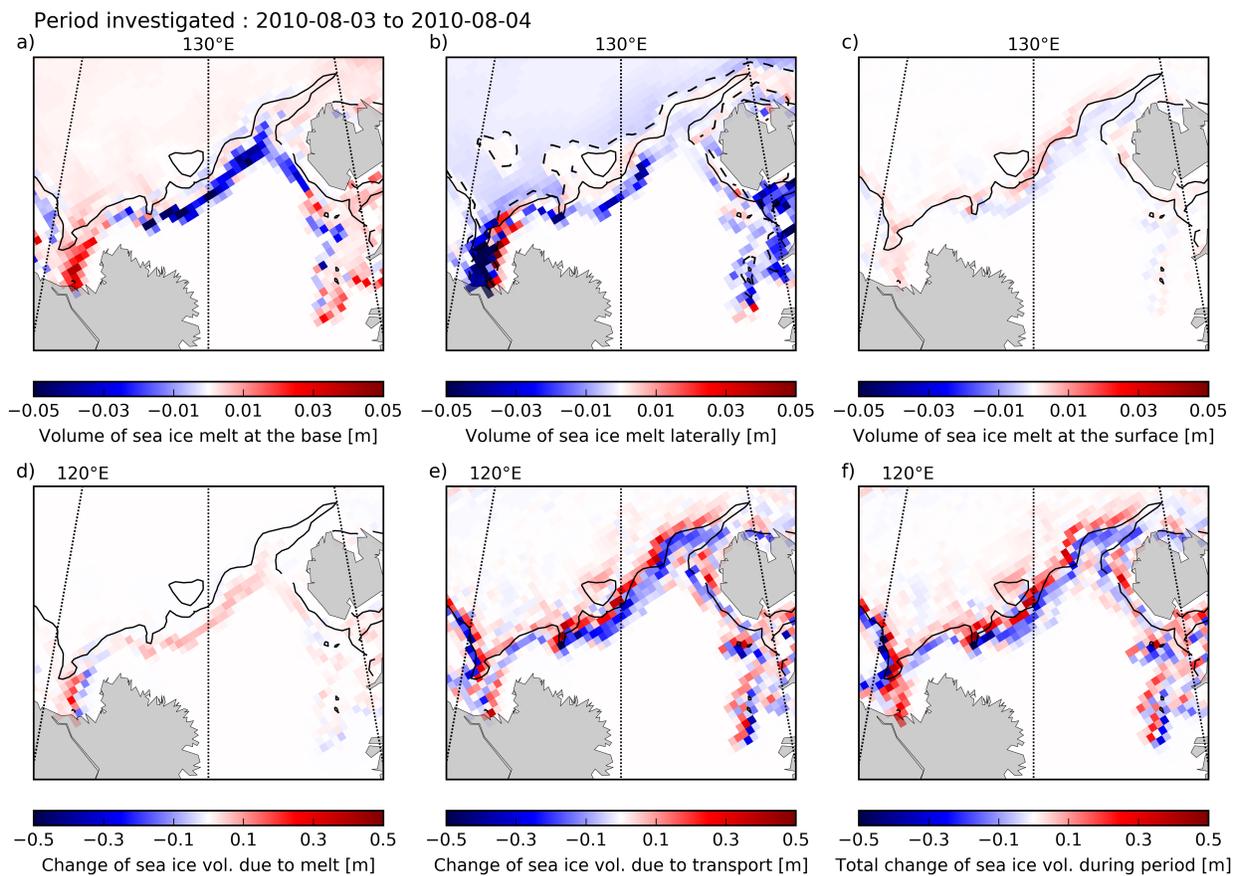


FIGURE 4.33 – Différences de volumes de glace sous l'effet de différents processus (différentes fontes pour la première ligne ; processus thermodynamiques, dynamiques et différence totale pour la seconde) entre la simulation couplée et la simulation non couplée pour la période du 3 au 4 août 2010 en mer de Laptev. le contour représenté correspond à une concentration en glace $c = 0.15$ pour la simulation non couplée.

La concentration en glace enfin est visiblement affectée par ce changement dans la dérive de la glace (Fig. 4.32g-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 et augmente dans la bordure intérieure. L'effet sur le bord de glace est ici bien visible localement : dans la simulation couplée, le gradient de concentration au bord est plus fort que dans la simulation non couplée. La différence de concentration observée dans le coin sud-ouest du domaine ne peut cependant s'expliquer simplement par un déplacement de glace, la glace étant sur l'ensemble de cette zone bien supérieure dans le cas de la simulation couplée. Par ailleurs, les isothermes 0°C et 1°C (Fig. 4.32a&b) présentent dans cette même zone des profils bien différents entre les deux simulations. Dans la simulation couplée, le gradient de température en bord de glace y diminue, résultat d'une eau plus chaude dans la région. Cette différence de concentration peut ainsi s'expliquer par des processus thermodynamiques et non dynamiques.

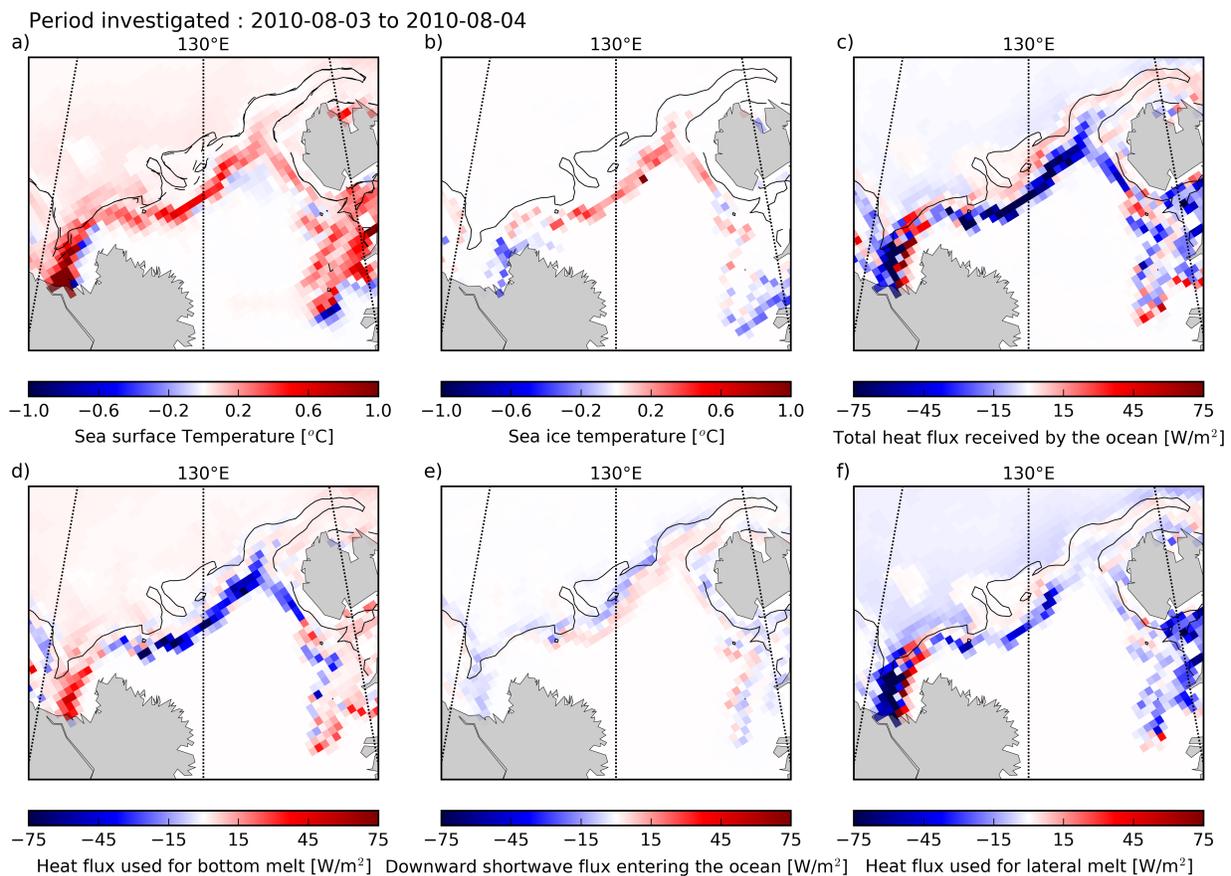


FIGURE 4.34 – ?

La figure 4.33 présente l'effet de différents processus sur les différences de volume de glace observées entre les 2 simulations. La première ligne décrit respectivement les effets de la fonte basale (a), de la fonte latérale (b), et de la fonte à la surface (c), et la seconde compare les différences de volumes dûs aux processus thermodynamiques (d), dynamiques (e), et la différence de volume totale sur la période considérée (f). La figure 4.34 quant à elle s'intéresse aux échanges de chaleurs entre la glace et l'océan et présente en première ligne les différences moyennes obtenues pour la température de surface de l'océan (a), celle de la glace (b), et le flux de chaleur reçu par l'océan sous la glace (c). La seconde ligne compare les différences des flux de chaleurs utilisés pour la fonte de la glace à

chacune de ses interfaces (respectivement à la base(d), sur les côtés (e), et à la surface(f)).

Deux constats sont aisés à faire à la vue de la figure 4.33 : la fonte à la surface est relativement peu affectée par le couplage, relativement à la fonte latérale et à la fonte basale du moins. De plus, son évolution est corrélée à celle de la concentration de la glace (voir Fig. 4.32i). 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 la dérive de la glace (Fig. 4.33e), la fonte ne jouant qu'un rôle mineur à l'exception du coin sud-ouest du domaine mentionné 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 figurée par la ligne pointillée en figure 4.33b), malgré des concentrations qui sont loin d'atteindre les 100%. La génération de vagues dans 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 en dehors des "trous" de concentrations (lorsque celle-ci devient inférieure à environ 20%). Ce déficit de fonte dans la banquise intérieure se traduit par une hausse de la température là où la glace n'est pas cassée (Fig. 4.34a), hausse de la température qui peut expliquer le léger excès de fonte basale dans la simulation couplée (Fig. 4.33a).

En bordure extérieure de la glace ($c < 0.15$), ce sont plutôt les déplacements du volume de glace qui peuvent expliquer les différences observées dans la fonte. On observe en effet sur le bord de glace au centre de la zone d'étude une diminution de toutes les formes de fonte, qui se traduit par un excès de volume dans la simulation couplée. Cet excès de volume de glace est certes inférieur au volume de glace déplacé, mais néanmoins du même ordre de grandeur et suffisant pour que son effet soit visible sur la différence totale de volume (voir seconde ligne de la figure 4.33). Cette diminution de la fonte s'explique 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. Il en résulte une augmentation de la température de surface au bord : en l'absence de fonte, la chaleur de la surface de l'océan n'est pas consommée et il n'y a pas d'apport de glace fondue froide. Dans les zones où la concentration est très faible ($c < 0.1$), la fonte latérale de la paramétrisation de Lüpkes et al. (2012) peut être très importante par rapport à notre paramétrisation. Cela se traduit par une diminution de la fonte totale dans le coin sud-ouest de notre domaine ...

Beaufort 10-11 août 2010

Illustration de la tempête. Direction du stress, différence de vitesse de la glace. Effet sur les différentes fontes et les flux. Explication de l'intensité, relation avec la température de la glace. Gradient de la température de la glace ? Illustrer importance du cas par la persistance de la signature (moyenne et snapshot fin de fonte)

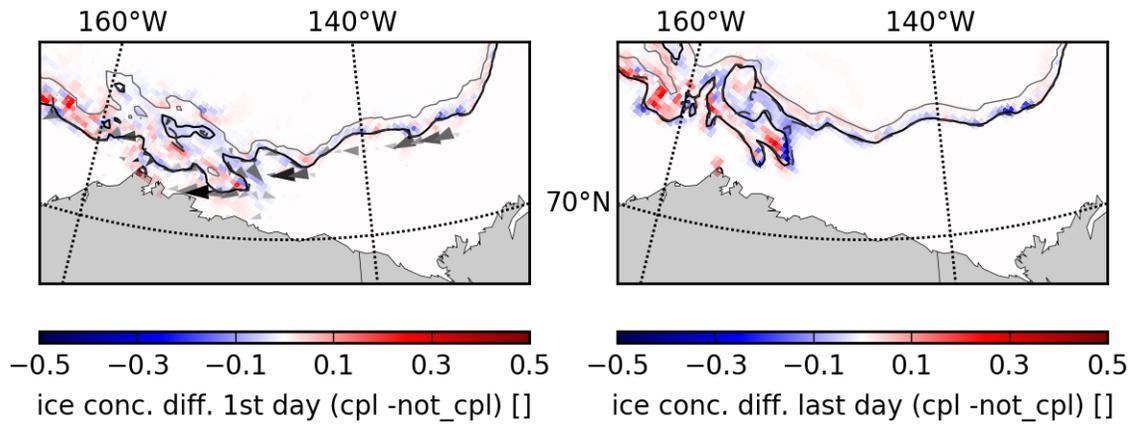


FIGURE 4.35 – ?

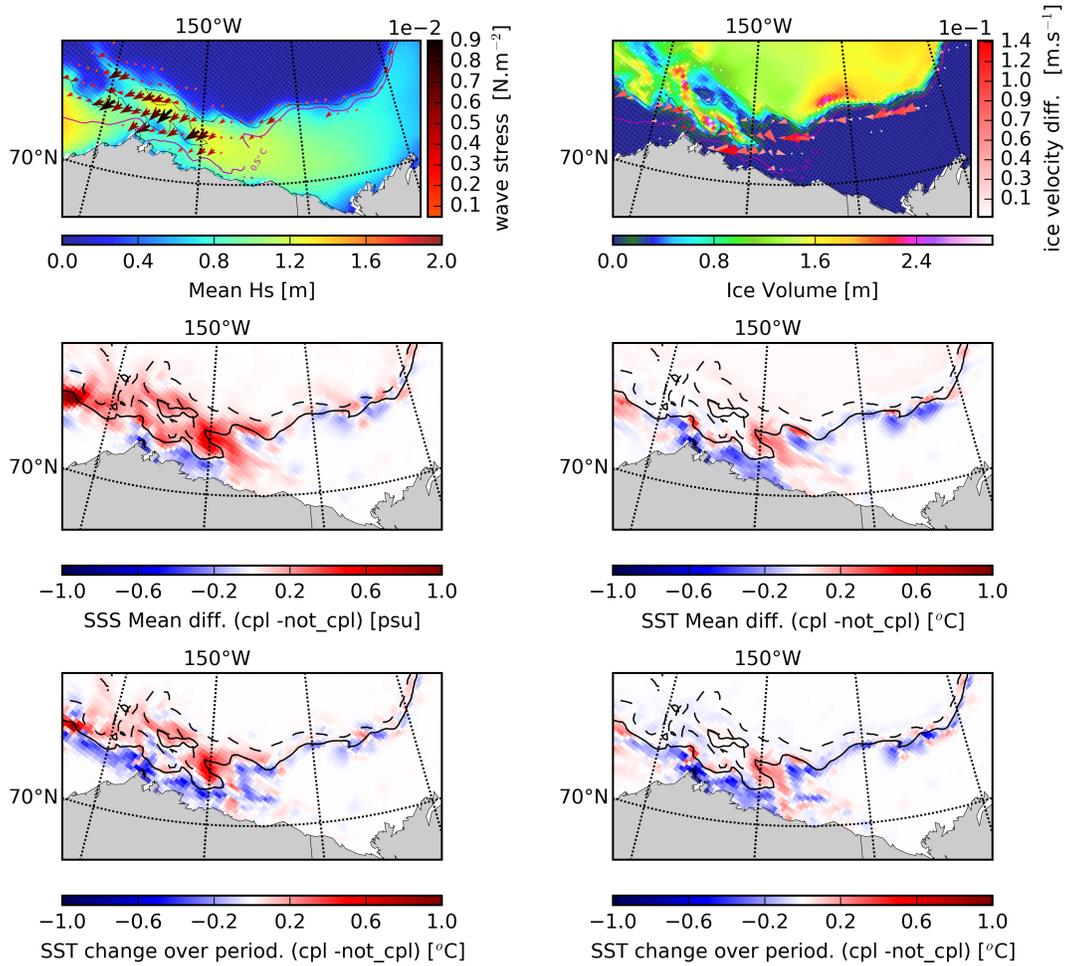


FIGURE 4.36 – ?

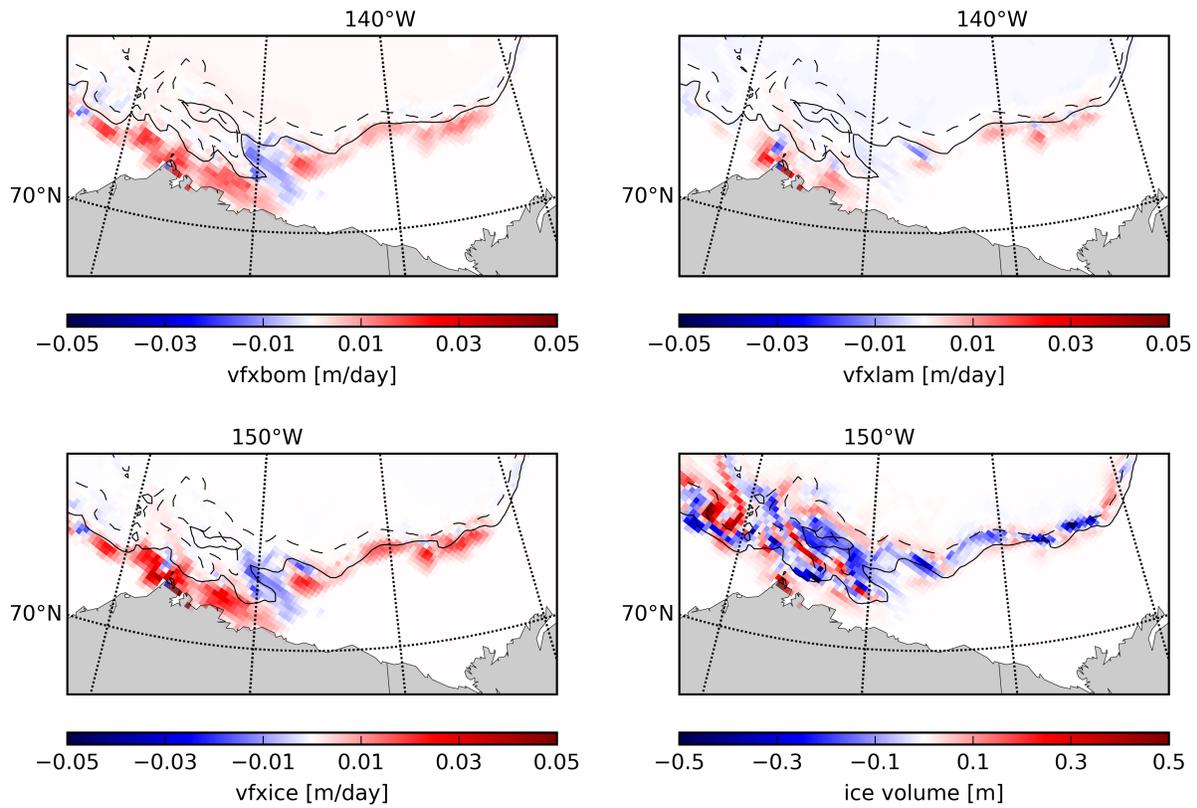


FIGURE 4.37 – Flux volumiques de glace associés à l'évènement de fonte

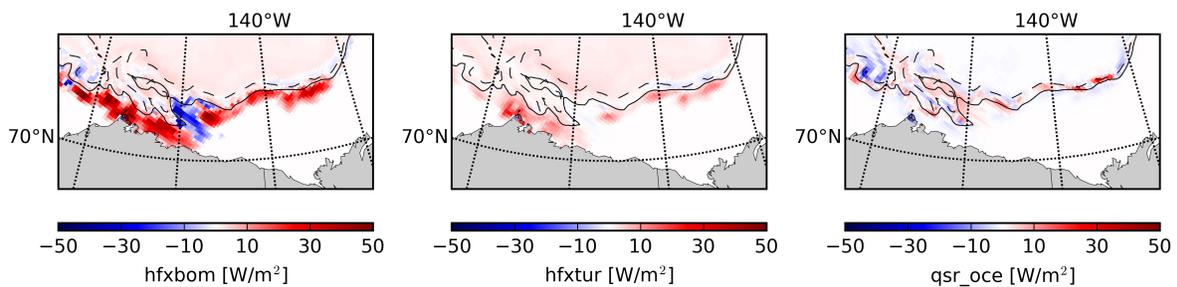


FIGURE 4.38 – Flux de chaleurs associés à l'évènement de fonte

Barents 15 août 2010

Un peu pareil que Beaufort, mais insister sur les différences de conditions de glace et les conséquences différentes (moins intéressantes, mais ré-équilibrage entre les deux simulations).

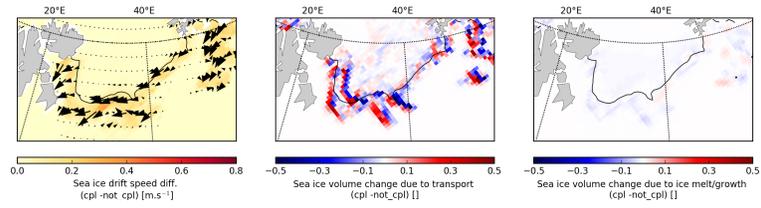


FIGURE 4.39 – ?

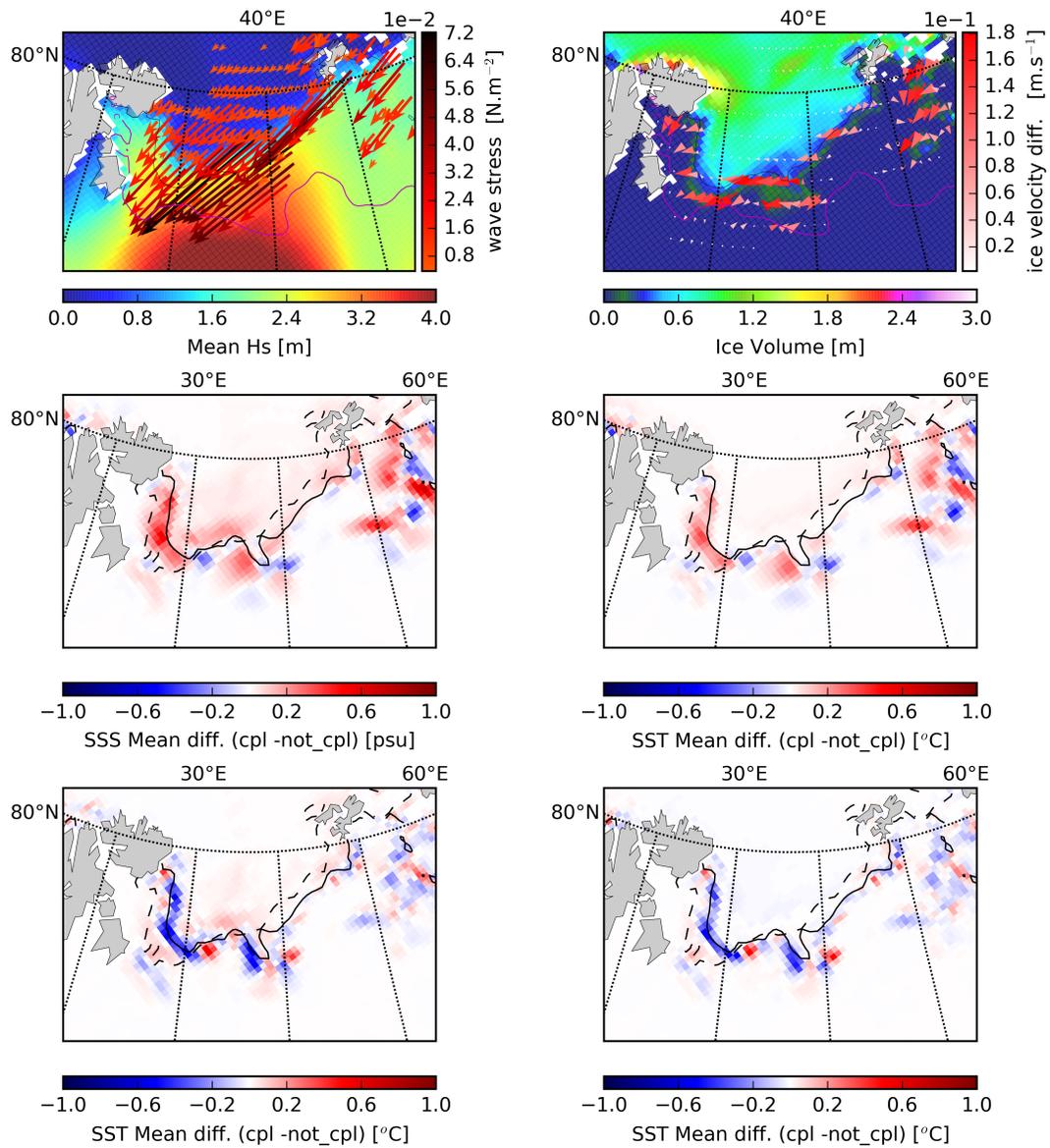


FIGURE 4.40 – ?

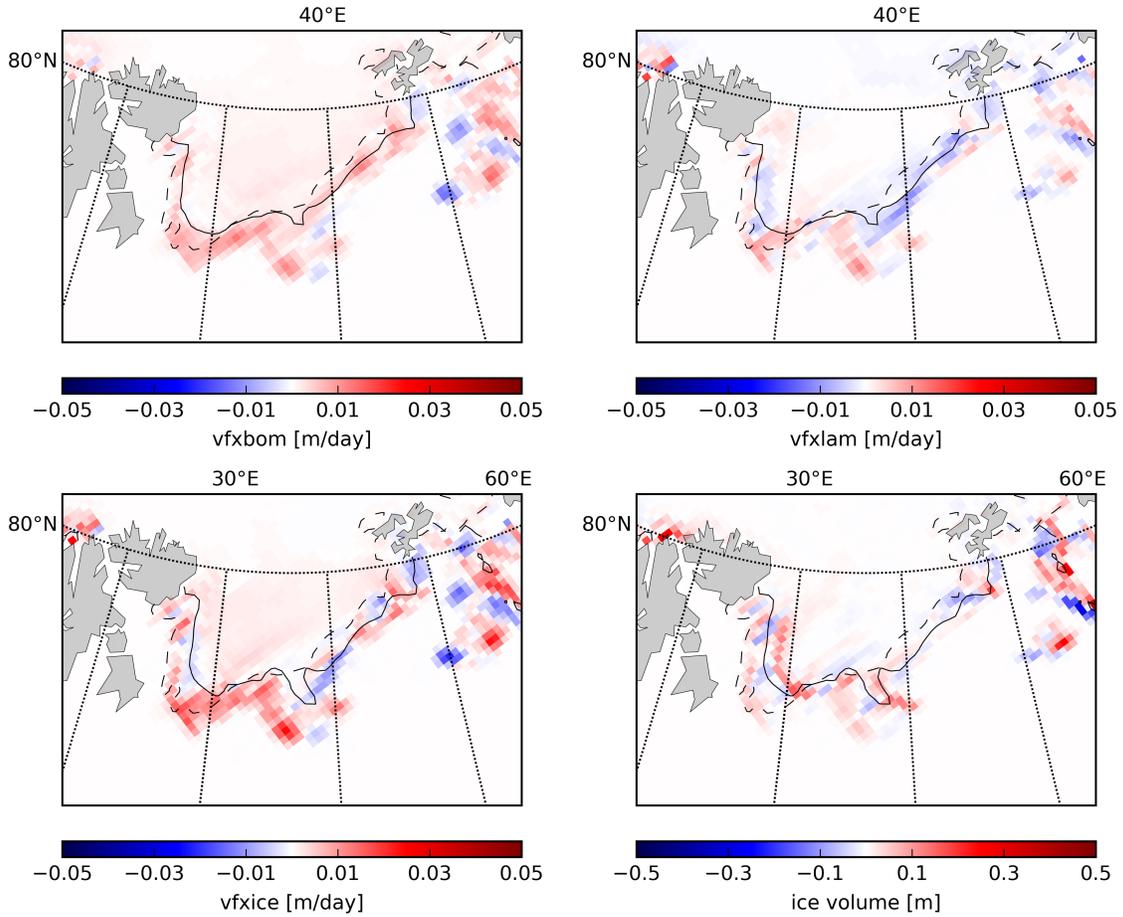


FIGURE 4.41 – ?

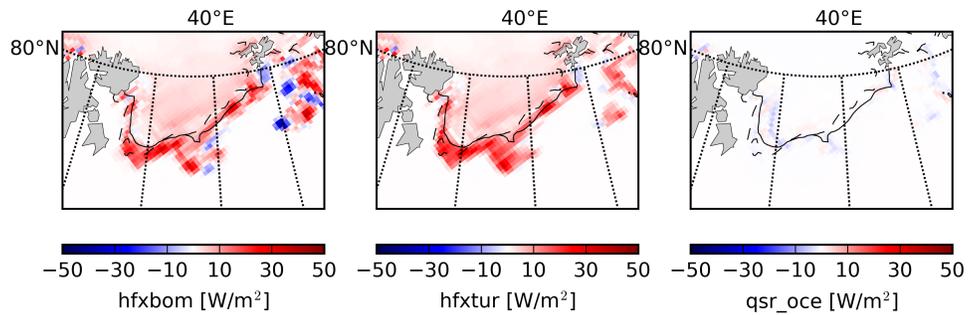


FIGURE 4.42 – ?

Sibérie orientale septembre 2010 ?

Un peu pareil que Beaufort, mais insister sur les différences de conditions de glace et les conséquences différentes.

4.2.4 Et si on modifie un peu la rhéologie ?

Bilan

Schéma : si vent et vagues alignées etc.

4.3 Bilan

Chapitre 5

Conclusion

5.1 Bilan

Rappeler rapidement ce qui a été fait, et les résultats. Remettre dans son contexte vis à vis de la problématique.

5.2 Limites

Nombreux problèmes à résoudre, le manque d'observations, incertitudes sur certaines hypothèses (la FSD notamment, mais aussi bien sûr la dispersion...). L'incertitude sur l'état de la glace est vraiment le plus problématique.

5.3 Perspectives

Quelles limites peut-on faire tomber ? Quelles suggestions pour quelqu'un qui reprendrait le projet là où il en est. La représentation des vagues est plutôt bien connue et maîtrisée, au moins par rapport à celle de la glace. Parler de modèles comme NextSim, qui semblent améliorer le comportement de la glace comme un matériau solide. Nécessité de nouvelles rhéologies à l'échelle du floe alors que les modèles de glace voient leur résolution augmenter.

On pourrait améliorer la représentation de la distribution d'épaisseur dans les mécanismes d'atténuation, tester nos DTP avec des paramétrisations comme [Tsamados et al. \(2014\)](#) pour voir si ça a un impact sur les échanges de momentum au dessus de l'arctique, améliorer la représentation du mélange en prenant en compte l'atténuation dans un couplage glace-vagues-océans (déjà fait mais pas très bien par Yevgueny), inclure le couplage avec des modèles plus propices à la prise en compte de l'effet des vagues tels que NEXT-SIM.

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.
- 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.
- 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. 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.
- A. V. Babanin, A. Ganopolski, and W. R. Phillips. Wave-induced upper-ocean mixing in a climate model of intermediate complexity. *Ocean Modelling*, 29(3) :189–197, 2009.

- 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.
- 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.
- S. Bouillon, T. Fichefet, V. Legat, and G. Madec. The elastic–viscous–plastic method revisited. *Ocean Modelling*, 71(Supplement C) :2–12, Nov. 2013. ISSN 1463-5003. doi : 10.1016/j.ocemod.2013.05.013. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S146350031300098X>.
- 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*, 0(ja), 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.
- 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.
- 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 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. 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. 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.
- G. De Carolis. Sar observations of waves in ice. 4883, 03 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.
- 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.
- D. L. Feltham. Sea ice rheology. *Annu. Rev. Fluid Mech.*, 40 :91–112, 2008.
- C. Fox and T. G. Haskell. Ocean wave speed in the antarctic marginal ice zone. *Annals of Glaciology*, 33 :350–354, 2001.
- 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.
- 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. URL [http://journals.ametsoc.org/doi/abs/10.1175/1520-0485\(1979\)009%3C0815%3AADTSIM%3E2.0.CO%3B2](http://journals.ametsoc.org/doi/abs/10.1175/1520-0485(1979)009%3C0815%3AADTSIM%3E2.0.CO%3B2).

- M. M. Holland and C. M. Bitz. Polar amplification of climate change in coupled models. *Climate Dynamics*, 21(3-4) :221–232, 2003.
- 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/>.
- 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. URL [http://journals.ametsoc.org/doi/abs/10.1175/1520-0485\(1997\)027%3C1849%3AAEVPMF%3E2.0.CO%3B2](http://journals.ametsoc.org/doi/abs/10.1175/1520-0485(1997)027%3C1849%3AAEVPMF%3E2.0.CO%3B2).
- 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. Aitoula. 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.
- 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. URL <http://www.nature.com/doifinder/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.
- 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. Hoppe, 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.
- 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>. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1463500309002418>.
- 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.
- 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.
- 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.
- 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.

- D. S. Méliá. A global coupled sea ice–ocean model. *Ocean Modelling*, 4(2) :137–172, 2002.
- 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.
- 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, 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.
- 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. URL <http://escholarship.org/uc/item/214676bx>.
- N. Rascle 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. Rascle, 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.
- 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.
- 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.
- 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.
- 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. URL <http://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1029/92JC01755/abstract>.
- 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*, 2018.
- 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. 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>.
- 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, F. Girard-Ardhuin, F. Ardhuin, 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. URL <http://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1029/JC080i033p04501/abstract>.
- 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 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>. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0165232X09001797>.
- 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 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. Tsamados, D. L. Feltham, D. Schroeder, D. Flocco, S. L. Farrell, N. Kurtz, S. W. Laxon, and S. Bacon. Impact of variable atmospheric and oceanic form drag on simulations of arctic sea ice. *Journal of Physical Oceanography*, 44(5) :1329–1353, 2014.
- 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. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1463500308001613>.

- 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). 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 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. URL <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/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. URL <http://www.the-cryosphere-discuss.net/tc-2017-24/>.
- 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. URL <http://doi.wiley.com/10.1002/2015JC010770>.

Annexe A

Carte de la région Arctique



Annexe B

Carte de la région Antarctique

