



**HAL**  
open science

# Développement et validation d'un modèle couplé océan-glace de mer pour l'étude du climat des hautes latitudes

David Salas y Melia

► **To cite this version:**

David Salas y Melia. Développement et validation d'un modèle couplé océan-glace de mer pour l'étude du climat des hautes latitudes. Climatologie. Université Paul Sabatier - Toulouse III, 2000. Français. NNT: . tel-00170895

**HAL Id: tel-00170895**

**<https://theses.hal.science/tel-00170895>**

Submitted on 10 Sep 2007

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

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

ACADÉMIE DE TOULOUSE  
UNIVERSITÉ PAUL SABATIER  
– TOULOUSE III –

**THÈSE DE DOCTORAT**  
**de L'UNIVERSITÉ PAUL SABATIER**

Spécialité : PHYSIQUE DE L'OCÉAN ET DE L'ATMOSPHÈRE

présentée par

**David SALAS Y MÉLIA**

au sujet de

**DÉVELOPPEMENT ET VALIDATION D'UN MODÈLE COUPLÉ**  
**OCÉAN-GLACE DE MER POUR L'ÉTUDE DU CLIMAT**  
**DES HAUTES LATITUDES**

soutenue le 10 juillet 2000 devant le jury composé de :

M. Robert ROSSET	<i>Président</i>
M. Thierry FICHEFET	<i>Rapporteur</i>
M. Michel FILY	<i>Rapporteur</i>
M. Jean-Yves GRANDPEIX	<i>Rapporteur</i>
M. Helge DRANGE	<i>Examineur</i>
M. Jean-François ROYER	<i>Examineur</i>
M. Laurent TERRAY	<i>Examineur</i>
M. Paul PETTRÉ	<i>Directeur de Thèse</i>

Météo-France, CNRM/GMGEC/UDC  
42, avenue G. Coriolis, 31057 Toulouse Cedex, France.



# Remerciements

Le fait d'étudier la banquise à Toulouse a toujours pour effet de provoquer de l'étonnement. Préciser que le groupe d'accueil de ces études n'est autre que le groupe de recherches sur le climat de Météo-France suscite généralement une question angoissée sur l'élévation du niveau des océans, suite à la fonte présumée de tout ce qui ressemble à de la glace à la surface du globe. J'avoue ne pas m'être posé cette question lorsque l'on m'a proposé en 1994 un stage sur la modélisation de la banquise, encadré par Geir Evensen et Paul Budgell<sup>1</sup>, à qui je dois énormément. En effet, loin de m'interroger sur l'évolution de la banquise dans le cadre d'un changement climatique, je considérais que sa modélisation constituait déjà en elle-même une problématique motivante. Ce fut pour moi l'occasion de découvrir un milieu scientifique informel, passionné et international, pratiquant autant la modélisation que l'observation sur le terrain.

Je tiens à remercier chaleureusement Paul Pettré de m'avoir proposé deux ans plus tard un sujet de thèse passionnant sur les interactions océan-glace-atmosphère, et de m'avoir soutenu sans faille pendant toute la durée de mes études doctorales. Ce travail s'est conclu par l'écriture du présent manuscrit, relu minutieusement et dans un esprit constructif par Jean-Yves Grandpeix, Michel Fily et Thierry Fichet, que je remercie sincèrement ici, de même que l'ensemble du jury, et plus particulièrement Robert Rosset, qui en a accepté la présidence, et Helge Drange, qui a eu l'amabilité de venir de Norvège pour y participer.

Ma gratitude va également à Serge Planton, qui malgré son emploi du temps chargé, a régulièrement suivi l'avancement de mes travaux en me faisant bénéficier de son expérience.

Je remercie tout particulièrement Alain Braun, notre gourou local de l'Unix, pour son aide précieuse, notamment à mes débuts au CNRM, ainsi que Michel et Sophie Tytéca, Serge Blin, Claude Chéroux et Jean Salvano, qui m'ont si souvent sorti de divers périls informatiques !

Mes remerciements vont encore à Pierre Barthelet, Laurent Terray et Sophie Valcke (CERFACS), qui ont partagé avec moi leur expérience en matière de couplage de modèles et d'océanographie globale.

---

1. NERSC, Bergen, Norvège

Un grand merci à Jean-François Royer, Hervé Douville, Fabrice Chauvin, Hervé Giordani, Guy Caniaux et Michel Déqué à la fois pour leur bonne humeur et d'intéressantes discussions scientifiques, qui m'ont permis d'avancer dans mon travail.

Je tiens également à exprimer toute ma reconnaissance à Maurice Imbard, Gurvan Madec et Pascale Delecluse (LODYC) pour la mise à disposition d'un modèle océanique de très grande qualité et pour les conseils qu'ils m'ont prodigués, ainsi qu'à Hugues Goosse (UCL) pour avoir partagé avec moi son expérience des modèles d'océan-glace.

Je tiens également à remercier Jean-Philippe Piedelievre, Pascal Marquet et Dominique Bielli, as du debugging et des supercalculateurs; Youssef Amar qui m'a permis d'approcher pour la première fois le logiciel PV-Wave.

Merci beaucoup aux stagiaires que j'ai encadrés de 1997 à 2000 : Pascal Limnaïos, Renaud Tzanos, Gaëlle Collin et Anne-Laure Gibelin, pour m'avoir ouvert les yeux sur des questions physiques parfois essentielles; par ailleurs, je suis persuadé que mener à bien ce travail n'aurait pas été possible sans le climat amical régnant à GMGEC, et sans les « thésard(e)s du coin », en particulier Florence Habets (mention spéciale pour avoir lu mon manuscrit de thèse<sup>2</sup>), Isabel Andreu-Burillo, Aïda Diongue, Marcelo Dourado, Patrick Josse, François Bouyssel, Pierre Etchevers, Christophe Cassou, Thierry Lagarde et... Virginie Lorant !

Je tiens aussi à rendre hommage à la compétence et la gentillesse des personnels administratifs du CNRM et de l'Université Paul Sabatier auxquels j'ai eu le plus souvent affaire : Françoise Helloco, Dominique Saby, Daniel Olcèse, Marie-Andrée Sorel et Marie-Claude Cathala.

Et quand cela ne suffisait plus, il restait encore l'appui de ma famille, installée dans cette région magnifique de la Bretagne, qui s'étend de Brest à Ouessant, et dont les rivages ne verront sûrement pas de sitôt se former la banquise... Merci encore à tous !

---

2. sauf le chapitre 5, qui n'était pas prêt...

# Table des matières

<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>1 Climat et glace de mer dans les régions polaires</b>	<b>5</b>
1.1 Les climats des régions polaires . . . . .	5
1.1.1 Le climat arctique . . . . .	5
1.1.2 Le climat antarctique . . . . .	11
1.2 Caractéristiques générales des banquises boréale et australe . . . . .	14
1.2.1 La banquise arctique . . . . .	14
1.2.2 La banquise antarctique . . . . .	24
1.2.3 En résumé . . . . .	28
<b>2 Physique et modélisation de la glace de mer</b>	<b>31</b>
2.1 Formation et physique de la glace de mer . . . . .	31
2.1.1 Exemple préliminaire: la glace de lac . . . . .	31
2.1.2 Cas de l'eau salée . . . . .	32
2.1.3 Structure verticale des mers et océans polaires . . . . .	33
2.1.4 La formation de banquise . . . . .	35
2.2 Le modèle Gelato . . . . .	39
2.2.1 Au sujet des notations . . . . .	39
2.2.2 Les données d'entrée du modèle de glace . . . . .	40
2.2.3 La physique de Gelato: un aperçu global . . . . .	42
2.2.4 Traitement de la thermodynamique de la banquise . . . . .	47
2.2.5 Traitement de la thermodynamique des chenaux . . . . .	54
2.2.6 Dynamique et redistribution de la banquise . . . . .	59
2.2.7 Les données de sortie du modèle de glace . . . . .	63
<b>3 Le système couplé océan-glace</b>	<b>71</b>
3.1 Introduction . . . . .	71
3.2 Le modèle OPA . . . . .	72
3.2.1 Caractéristiques générales . . . . .	72
3.2.2 Modifications apportées à OPA . . . . .	82
3.3 Le modèle Bulky . . . . .	87
3.3.1 Introduction . . . . .	87
3.3.2 Les données atmosphériques . . . . .	88
3.3.3 Les quantités à déterminer . . . . .	88

3.3.4	Le traitement des précipitations . . . . .	90
3.3.5	Calcul du flux solaire absorbé . . . . .	90
3.3.6	Calcul du flux non-solaire sur eau . . . . .	92
3.3.7	Calcul du flux non-solaire sur la banquise . . . . .	98
3.3.8	Conclusion . . . . .	100
3.4	Réalisation informatique du couplage . . . . .	100
3.4.1	La stratégie de couplage . . . . .	101
3.4.2	Aspects techniques du couplage . . . . .	102
3.5	Conclusion . . . . .	103
<b>4</b>	<b>L'expérience de contrôle</b>	<b>105</b>
4.1	Conditions de l'expérience de contrôle . . . . .	105
4.1.1	Conditions initiales . . . . .	105
4.1.2	Rappel en surface . . . . .	107
4.2	Caractéristiques simulées de la banquise . . . . .	108
4.2.1	Surface et volume de la banquise . . . . .	108
4.2.2	La banquise de l'hémisphère nord . . . . .	114
4.2.3	La banquise de l'hémisphère sud . . . . .	127
4.2.4	Résumé des caractéristiques simulées de la banquise . . . . .	135
4.3	Simulation de la circulation océanique . . . . .	137
4.3.1	Champs de surface . . . . .	137
4.3.2	Circulation méridienne . . . . .	144
4.3.3	Densité, température et salinité . . . . .	147
4.4	Conclusion . . . . .	149
<b>5</b>	<b>Les expériences de sensibilité</b>	<b>151</b>
5.1	Introduction . . . . .	151
5.2	Sensibilité aux forçages . . . . .	152
5.2.1	Conditions des expériences . . . . .	152
5.2.2	Analyse des expériences de sensibilité . . . . .	153
5.3	Sensibilité aux paramétrisations de la banquise . . . . .	166
5.4	Conclusion . . . . .	178
	<b>Conclusion</b>	<b>179</b>
<b>A</b>	<b>Glossaire : la glace de A à Z</b>	<b>183</b>
<b>B</b>	<b>La théorie de la redistribution</b>	<b>189</b>
B.1	Introduction . . . . .	189
B.2	La cinématique de la glace . . . . .	190
B.3	La fonction de redistribution des épaisseurs . . . . .	191
<b>C</b>	<b>Constantes et paramètres utilisés dans le modèle</b>	<b>195</b>
	<b>Références Bibliographiques</b>	<b>197</b>

# Introduction

*Avertissement : ce travail comporte un glossaire contenant quelques mots et expressions spécialisés touchant en particulier au domaine de la glace de mer. La liste ainsi préparée ne prétend pas à l'exhaustivité mais plutôt à éventuellement rappeler certaines définitions utiles au lecteur. Les mots inclus dans le glossaire comportent en général un astérisque lorsqu'ils sont utilisés pour la première fois dans l'ouvrage.*

En première approche, la glace de mer\* peut être vue comme une couche isolant thermiquement l'océan de l'atmosphère : en effet, les échanges turbulents de chaleur peuvent être jusqu'à cent fois moins intenses au-dessus d'un couvert de glace par rapport à une parcelle d'eau libre avoisinante soumise aux mêmes conditions atmosphériques. Par ailleurs, l'absorption de rayonnement solaire par la glace de mer ou la couche de neige la recouvrant se réduit tout au plus à un tiers de ce qu'absorbe une surface d'eau. Ainsi, le bilan de chaleur de la surface marine dépend en général fortement de la fraction océanique recouverte de glace (appelée concentration\* de la banquise) : c'est l'une des raisons pour lesquelles il est nécessaire de prendre en compte la banquise en modélisation océan-atmosphère globale ou plus spécifiquement dans les régions polaires. Pour ce qui concerne les flux d'eau, en présence de glace de mer, une partie des précipitations s'accumule sur le couvert glacé au lieu de rejoindre directement l'océan. Cette quantité d'eau douce sera ainsi retenue sur la banquise jusqu'à la période de fonte. D'autre part, la glace de mer est nettement moins salée que l'eau de mer (salinité d'environ  $1 \text{ g.kg}^{-1}$  pour la glace pluriannuelle à  $4\text{-}10 \text{ g.kg}^{-1}$  dans le cas de la glace récemment formée, contre environ  $29$  à  $34 \text{ g.kg}^{-1}$  pour l'eau de mer dans les régions polaires). Cette différence de salinité entre la glace et la mer implique que toute création ou disparition de banquise se traduit par une modification du flux d'eau douce à la surface de l'océan. Par exemple, la présence massive de glace en phase de fonte dans la mer du Groenland, particulièrement en été, équivaut à un apport d'eau douce important en surface. L'océan adopte alors une stratification en salinité suffisamment stable pour empêcher la convection profonde dans cette région. En

Arctique central, le déversement des grands fleuves sibériens, conjugué avec les entrées d'eaux atlantiques et pacifiques, contribue également à stabiliser les colonnes d'eau. Cela a pour effet d'inhiber les échanges de chaleur entre l'océan profond et l'océan superficiel, empêchant ainsi la plus grande partie de l'Océan Glacial Arctique de se libérer des glaces au cours de l'été. Ces exemples montrent que l'évolution de la banquise ne dépend pas seulement des conditions atmosphériques et de l'état de l'océan en surface, mais qu'elle est aussi couplée à la structure verticale de celui-ci.

Une illustration intéressante du cycle annuel de la banquise en Arctique (son épaisseur moyenne y est de 3 à 4 m) a été donnée par Wadhams (1983) : en moyenne, la production de glace annuelle sur l'ensemble du bassin s'élève à 1,10 m, compensée par 0,70 m de fonte et l'équivalent de 0,40 m quittant la région par les détroits (pour l'essentiel par le détroit de Fram, entre le Groenland et le Spitzberg : voir carte 1.1).

Comme Maykut et Perovich (1987) l'ont fait remarquer, la fonte estivale, qui est relativement modeste en Arctique, provient surtout de l'absorption d'énergie solaire\* : non seulement ce rayonnement absorbé à la surface de la banquise contribue directement à la fonte verticale des blocs, mais encore il réchauffe les chenaux\*, provoquant ainsi la fonte latérale de la glace. Autour de l'Antarctique, au contraire, ce sont surtout les apports de chaleur océaniques qui pilotent le cycle saisonnier de la banquise. Par exemple, le retrait de la glace s'explique pour une grande partie par des remontées convectives d'eau de mer dont la température est supérieure à celle du point de congélation.

Une autre différence majeure entre les régions de l'Arctique et de l'Antarctique réside dans la circulation de la banquise, dont la nature s'explique en partie par la géographie : l'Arctique est un bassin entouré de continents, avec peu de détroits, ce qui limite naturellement les échanges avec les mers environnantes, et cette caractéristique contraint fortement le transport de banquise ; au contraire, dans l'hémisphère sud, la glace de mer peut dériver assez librement autour du continent antarctique. La circulation très contrainte de la banquise en Arctique engendre des contraintes mécaniques importantes, qui se traduisent par des réarrangements de banquise. Ceux-ci prennent deux formes différentes, le feuilletage\* et le crêtage\*, et se produisent lorsque la glace est soumise à des mouvements convergents ; le feuilletage concerne la glace fine : si la force associée au mouvement convergent est suffisamment intense, une pellicule de glace peut glisser sous une autre, créant de la glace d'épaisseur double. Si la glace est plus épaisse, des crêtes linéaires se forment, et par agglomération, des empilements très épais peuvent se former (15 m et plus). À titre de comparaison, la banquise des mers antarctiques, dont la plus

grande partie est annuelle<sup>1</sup> a environ 0,70 m d'épaisseur, tandis qu'en Arctique, où l'on estime que 50% du pack a subi des effets de redistribution, la glace est bien plus épaisse (jusqu'à 7 m d'épaisseur moyenne près de la côte nord du Groenland)

La dernière différence importante à noter entre les banquises des deux hémisphères concerne la formation de glace blanche en Antarctique, phénomène négligeable en Arctique; la glace blanche se forme lorsqu'une partie de la couche de neige surmontant le bloc de glace passe sous la ligne de flottaison de l'ensemble glace-neige par suite d'une charge importante de neige. Cette fraction de neige se trouve ainsi imbibée d'eau de mer et de la glace blanche se forme alors (voir fig. 2.11, page 55).

Le travail présenté ici comporte deux volets principaux: un volet de modélisation numérique, qui a pour objet la mise en place d'un modèle de banquise capable de prendre en compte convenablement ces phénomènes<sup>2</sup>, et son couplage à un modèle de circulation océanique. Ayant obtenu un modèle couplé océan-glace représentant correctement le système réel, un deuxième volet de l'étude est consacré à l'analyse d'une simulation de contrôle et de diverses expériences de sensibilité. De manière plus détaillée, la thèse s'articule en cinq chapitres :

- Le premier chapitre décrit le climat des régions polaires, et les caractéristiques des couvertures de banquise des deux hémisphères.
- Le deuxième chapitre de ce travail concerne la modélisation de la thermodynamique de la banquise; les aspects dynamiques et les phénomènes d'empilement associés ont été également traités.
- Le troisième chapitre présente le modèle d'océan retenu pour la simulation couplée (OPA 8.0), le module de calcul de flux servant à forcer le modèle d'océan-glace, ainsi que les méthodes de couplage utilisées.
- Le modèle couplé a été utilisé pour une simulation de contrôle de 20 ans, dont les principaux résultats sont détaillés au cours du quatrième chapitre. Cette simulation sert de référence dans le cadre de l'étude présentée au cinquième chapitre.
- Le cinquième et dernier chapitre rassemble les résultats de plusieurs expériences de sensibilité aux forçages atmosphériques et à la physique du modèle de banquise. Ces expériences permettent d'une part de déterminer dans quelle mesure une erreur sur

---

1. On dit que de la glace de mer est annuelle si sa durée d'existence est inférieure à un an.

2. et éventuellement d'en intégrer d'autres dans le cadre d'une structure aussi flexible que possible.

un paramètre atmosphérique altère les performances du modèle, et d'autre part elles constituent une nouvelle base de discussions sur la physique du système océan-glace.

# Chapitre 1

## Climat et glace de mer dans les régions polaires

### 1.1 Les climats des régions polaires

#### 1.1.1 Le climat arctique

##### *Définition*

Sur Terre, la zone climatique arctique se caractérise couramment par la présence de calottes glaciaires ou de végétation rase capable de supporter les conditions rigoureuses de cette région (toundra\*). Les limites de cet espace climatique coïncident avec l'isotherme 10°C pour le mois le plus chaud de l'année (voir par exemple Martyn, 1992, et la carte des températures de l'air à 2 m, page 9).

##### *Les facteurs astronomiques*

Le climat de la région arctique est principalement piloté par des facteurs d'ordre astronomique; ils déterminent la durée du jour, celle-ci variant entre 0 h au solstice d'hiver et 24 h à celui d'été en tout point situé au-delà du cercle polaire arctique (on notera cependant que les durées des périodes de jour ou de nuit polaire augmentent avec la latitude, comme le montre la table 1.1).

Outre le fait que le cycle saisonnier de la durée du jour y est très marqué, les régions polaires peuvent encore se caractériser par la durée importante de l'enneigement au sol, la présence en certains endroits de calottes glaciaires (glace continentale, non salée,

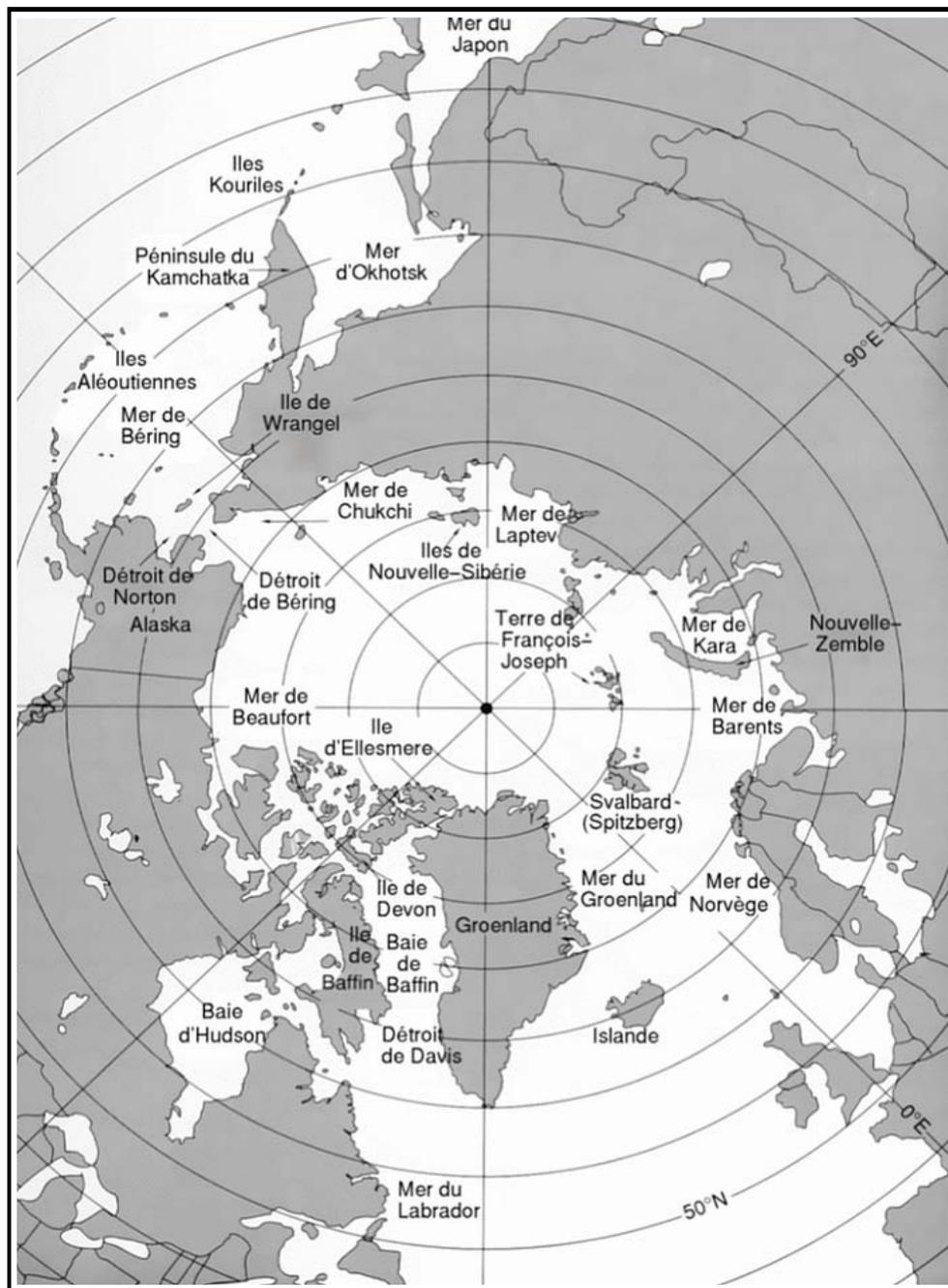


FIG. 1.1 - Carte de l'Arctique (d'après Gloersen *et al.*, 1992).

atteignant 3000 m d'épaisseur<sup>1</sup>), et enfin l'existence de la glace de mer. Tandis que l'albédo de l'eau vaut environ 7 %, que celui de la toundra est de 15-25 %, celui de la glace ou de la neige varie entre 55 % et 85 %. Ainsi, en été, l'énergie solaire absorbée par une surface (océanique ou terrestre) enneigée ou englacée reste faible. D'une manière générale, dans

1. à ne pas confondre avec la banquise ou glace de mer.

(durées en jours)	Hémisphère nord		Hémisphère sud	
Latitude	Jour	Nuit	Jour	Nuit
70 °	70	55	65	59
75 °	107	93	101	99
80 °	137	123	130	110
85 °	163	150	156	158
90 °	189	176	182	183

TAB. 1.1 - Durée en jours solaires du jour et de la nuit polaire en fonction de l'hémisphère et de la latitude.

ce cas, pratiquement toute l'énergie absorbée, solaire ou non-solaire, contribue à la fonte ou à la sublimation de glace ou de neige.

### *La circulation océanique*

En examinant la carte des températures de juillet dans l'Arctique (voir fig. 1.3), toujours en prenant comme limite du domaine arctique l'isotherme 10 °C, on remarque que la région ainsi définie présente une forte asymétrie par rapport au pôle (contrairement à son homologue antarctique) : elle débute à partir de 70 °N dans le nord de l'Europe mais s'étend jusque vers 50 °N au Canada. Ainsi la durée du jour et la quantité d'énergie solaire atteignant le sol ne suffisent pas à expliquer certaines particularités régionales du climat arctique. Il faut également prendre en compte la géographie particulière de la région, qui s'organise autour d'un bassin océanique. La circulation océanique en Arctique contribue en effet à adoucir nettement le climat régional, de 10 à 14 degrés moins froid que celui que connaît l'Antarctique, où un continent d'altitude élevée occupe les plus hautes latitudes.

L'apport de chaleur dont bénéficie l'Océan Arctique est essentiellement dû aux courants chauds que sont la dérive Nord Atlantique, le courant de la mer de Norvège et celui du Spitzberg de l'Ouest. L'influence de deux autres courants chauds apparaît également sur la carte des températures hivernales (voir fig. 1.2) : l'un s'étend du nord de l'Alaska jusque vers les îles de Nouvelle-Sibérie, et l'autre intéresse l'est de la mer de Baffin. On estime qu'environ 88 % de l'énergie transportée par les courants océaniques cités sert à réchauffer les masses d'air situées au-dessus, tandis que le reste est effectivement transmis au bassin océanique arctique; la valeur moyenne annuelle de l'apport d'énergie pour l'Océan Arctique a été évalué à  $4 \text{ W.m}^{-2}$  (Martyn, 1992), dont la moitié provient d'advections d'eaux chaudes et le reste correspond à l'exportation de banquise (c'est-à-dire de chaleur latente de fusion). Une grande partie de cette glace quitte l'Océan Arctique

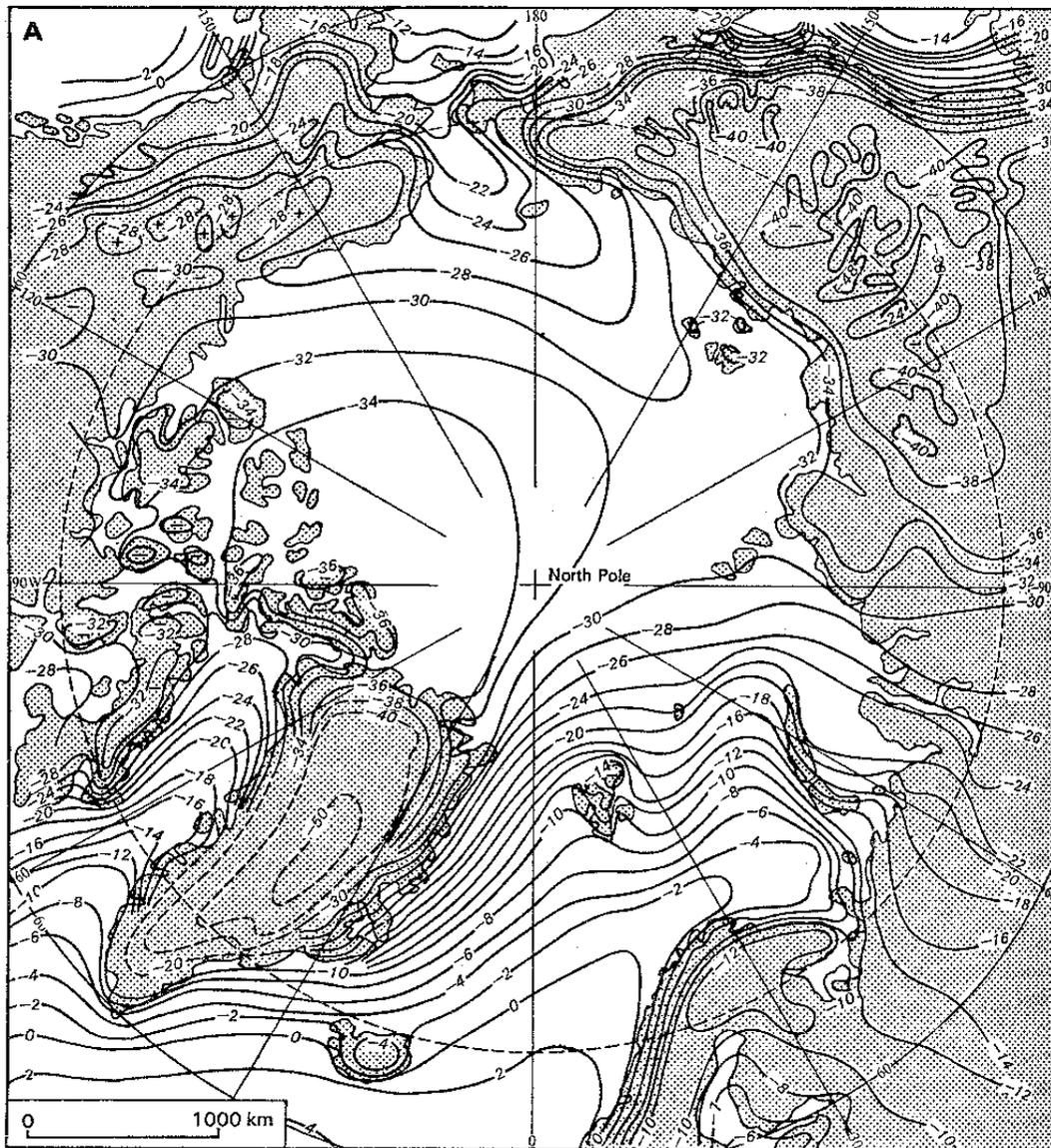


FIG. 1.2 - Température de l'air en Arctique ( $^{\circ}\text{C}$ ), mois de janvier (d'après Martyn, 1992).

par le détroit de Fram (voir fig. 1.4), et les masses d'eaux chaudes qui pénètrent en Arctique sont compensées par un départ d'eaux froides : ce sont notamment les courants du Labrador, du Groenland de l'Est et du Spitzberg de l'Est.

#### *Influences respectives des centres d'action sur le climat arctique*

Les parties nord des continents asiatique et nord-américain connaissent un climat continental, froid l'hiver et plutôt doux l'été, qui influence le climat arctique. En hiver, de

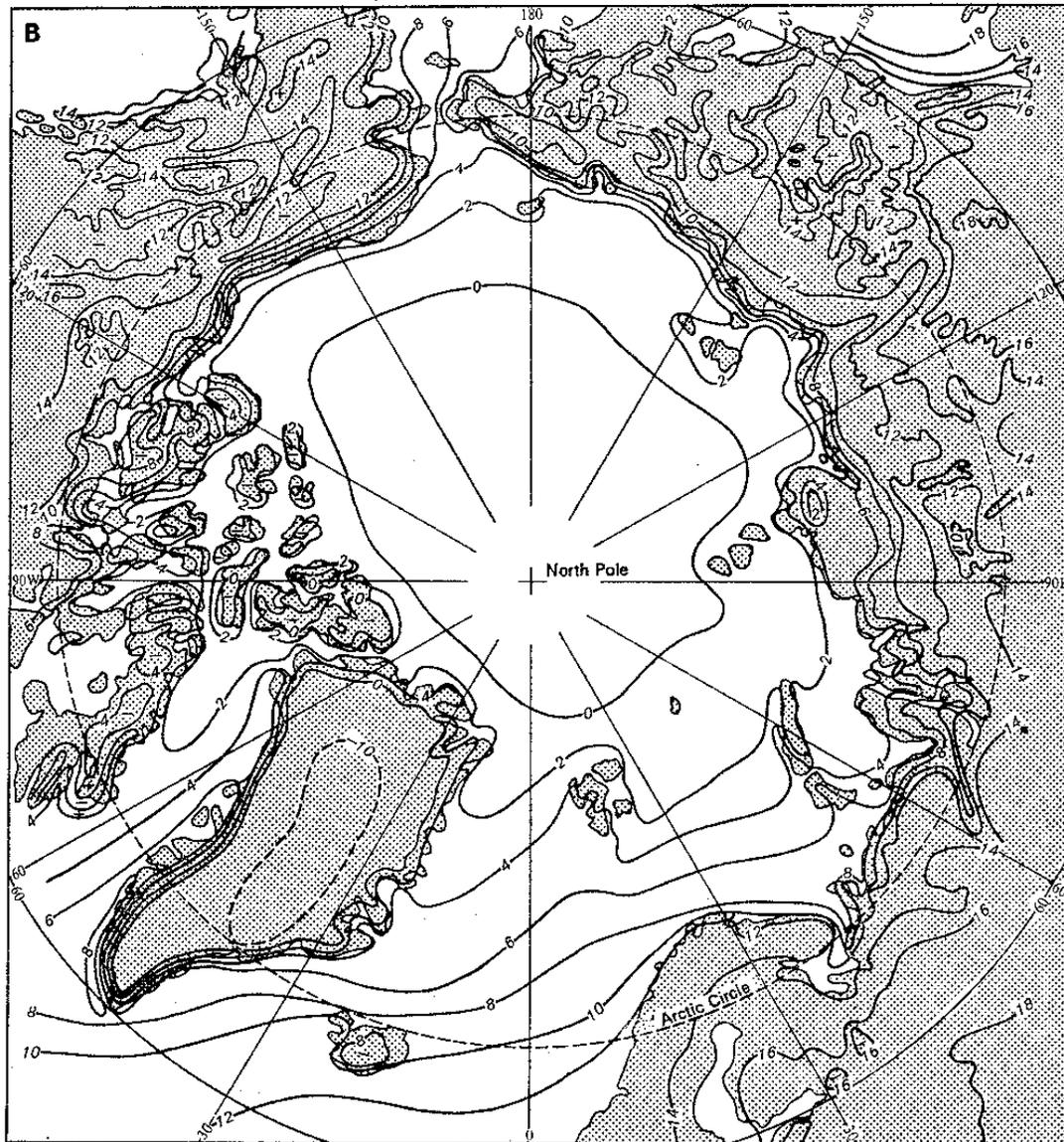


FIG. 1.3 - Température de l'air en Arctique ( $^{\circ}\text{C}$ ), mois de juillet (d'après Martyn, 1992).

puissants anticyclones stationnent généralement sur les masses continentales; ceux-ci se rejoignent souvent en formant un « col » au-dessus de l'Océan Arctique. C'est aussi à cette période que la dépression d'Islande, plus marquée qu'au cours du reste de l'année étend le plus son influence; les perturbations associées contribuent en effet à adoucir le climat de la baie de Baffin (voir la carte 1.1) jusqu'au Spitzberg et au-delà. Du côté du Pacifique Nord, la dépression des Îles Aléoutiennes, associée au courant du Kuroshio, a un impact analogue, mais moins marqué. Il est vrai que l'activité des perturbations provenant de ce centre se fait moins sentir sur le bassin arctique, du fait des barrières naturelles que

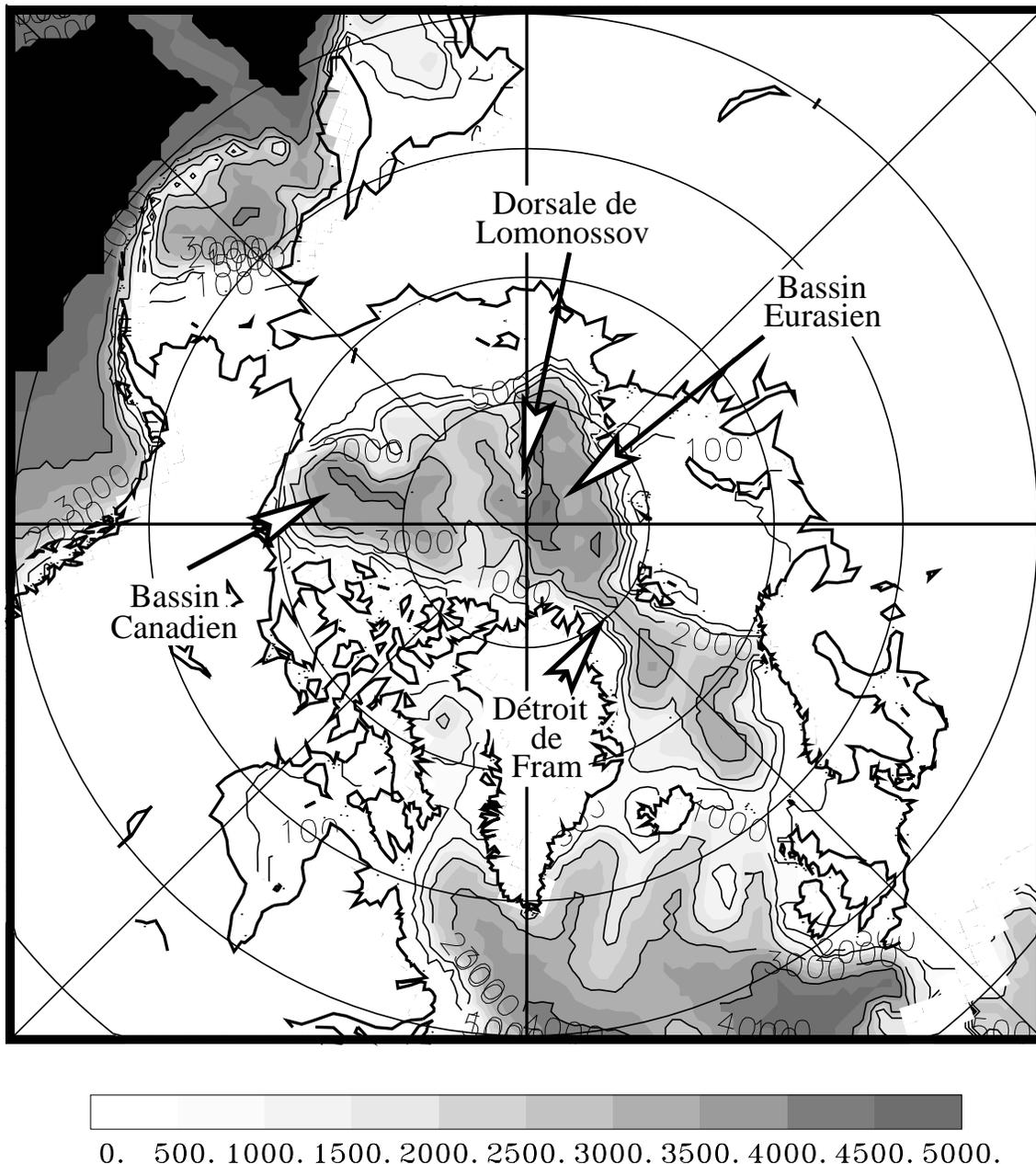


FIG. 1.4 - Bathymétrie de l'Arctique en mètres (pour le modèle global de circulation océanique OPA 8.0).

forment la chaîne de Brooks en Alaska, le plateau d'Anadyr au nord-est de la Sibérie, et la chaîne des îles Aléoutiennes.

Le Groenland, de par son altitude élevée (maximum 3733 m, Gunbjørns Fjeld), presque entièrement recouvert d'une couche de glace atteignant 3000 m d'épaisseur, a un climat d'altitude continental, sec et froid toute l'année. En moyenne climatologique, c'est dans

l'intérieur du Groenland que l'on relève les températures les plus basses de l'Arctique. Un anticyclone, effet du refroidissement intense à la surface, y est installé en permanence.

Le climat de l'Océan Arctique en lui-même est souvent caractérisé par des inversions thermiques dans la basse atmosphère, que ce soit en été ou en hiver. En effet, la présence de banquise a tendance à refroidir les basses couches, favorisant la présence de brouillards et de nuages bas (par exemple, on observe de 130 à 140 jours de brouillard au Pôle Nord); ceux-ci apparaissent plus fréquemment encore près du bord de glace, zone où règnent de forts gradients thermiques entre les parties englacées et l'océan libre. L'humidité de l'air y est ainsi presque toujours élevée, et cette caractéristique du climat de l'Océan Arctique est en fait largement partagée par l'ensemble de l'Arctique, à l'exception de certaines régions situées bien à l'intérieur des terres.

Les précipitations, rares en Arctique, décroissent lorsque l'on se rapproche du pôle. Les valeurs annuelles correspondantes varient en moyenne de 50 à 150 mm/an dans cette région, sauf en Scandinavie (souvent plus de 1000 mm/an sur la côte ouest de la Norvège).

### 1.1.2 Le climat antarctique

L'Antarctique (14 millions de km<sup>2</sup>) est presque totalement recouvert de glace: seule une surface de 500 à 1000 km<sup>2</sup> y échappe. Une caractéristique attendue du climat antarctique, compte-tenu de l'altitude du continent (de 2000 à 4000 m), et bien entendu de la latitude élevée, est le froid en toutes saisons, surtout dans l'intérieur. En effet, l'influence des perturbations circumpolaires se limite bien souvent aux bandes côtières, car l'altitude de l'inlandsis\* limite considérablement les possibilités d'advections d'air chaud vers le plateau antarctique. Il arrive cependant qu'exceptionnellement certaines de ces perturbations, atteignant les mers de Ross ou de Weddell (voir la carte 1.5), pénètrent jusqu'au Pôle Sud; venant d'autres directions elles ne peuvent guère dépasser les 70 °S.

Ainsi, les températures moyennes en Antarctique pour le mois le plus chaud (janvier) vont de 1 °C au nord de Graham Land (péninsule antarctique) à -33 °C à Vostok, endroit climatologiquement le plus froid de la planète (qui détient également le record de la plus basse température enregistrée: -88,3 °C le 24/08/1960). La température la plus élevée que l'on ait mesurée en Antarctique atteignait 11,6 °C à Oasis (66,18 ° S, 100,43 ° E, près de Scott Glacier, Antarctique de l'Est). Aucune station située dans l'intérieur du continent n'a jamais relevé de température supérieure à 0 °C. L'accumulation d'air froid sur le plateau déclenche fréquemment des vents de surface extrêmement violents soufflant de l'intérieur vers les côtes, les vents catabatiques, qui atteignent 90 m.s<sup>-1</sup> en rafales

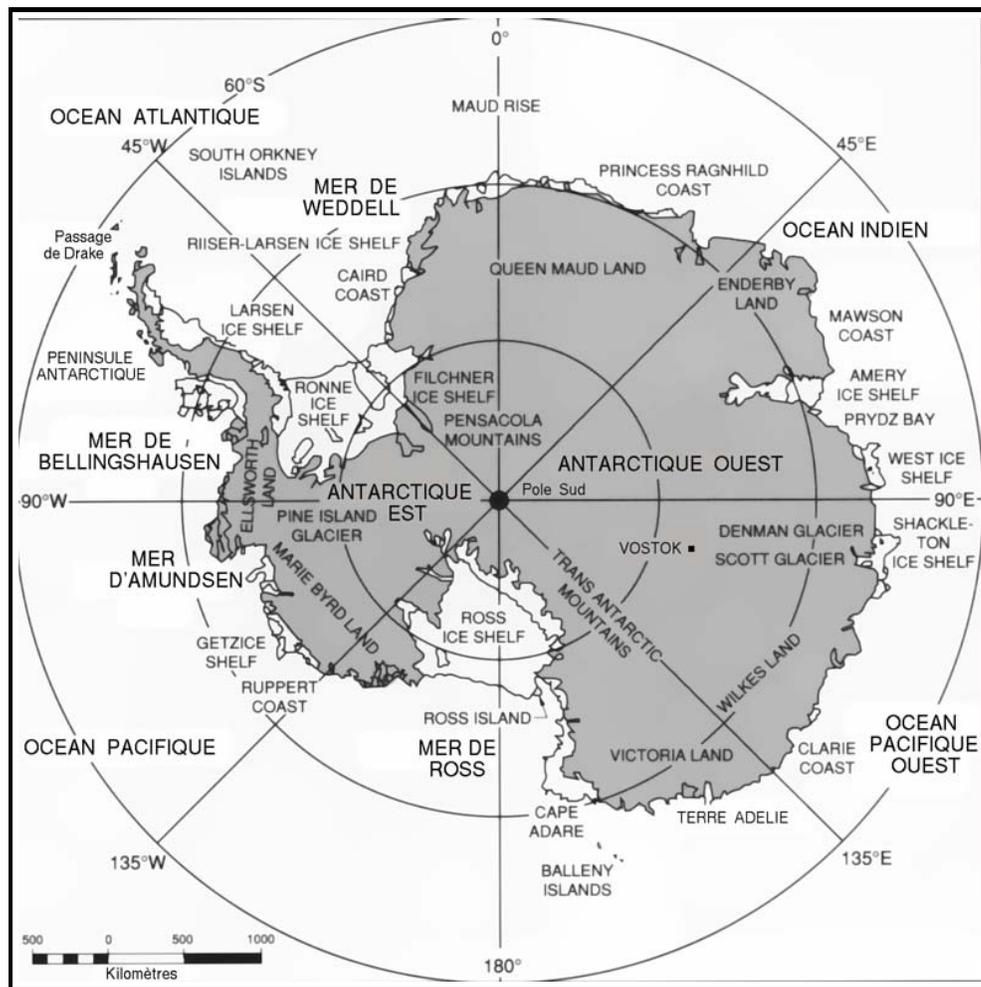


FIG. 1.5 - Carte de l'Antarctique (d'après Gloersen *et al.*, 1992).

(par exemple à la station Dumont d'Urville, en Terre Adélie). Pour avoir un aperçu de la direction climatologique des vents en Antarctique, on pourra se reporter à la figure 1.6. L'inversion de température quasi-permanente (de 9 à 10 mois par an) sur l'inlandsis antarctique et la circulation catabatique conjuguées entraînent de fortes subsidences sur le plateau central, amenant d'importantes quantités de chaleur et de vapeur d'eau dans les basses couches; cette dernière se condense en cristaux de glace, formant des nuages bas de cristaux de glace ou se déposant sur le sol, ce dépôt pouvant atteindre jusqu'à 20 mm en un jour (Martyn, 1992).

L'Antarctique est dans l'ensemble un continent caractérisé par une humidité de l'air extrêmement faible (Martyn, 1992). Elle évolue de 55 à 70 % en général en moyenne annuelle, avec des pointes à 85 % vers l'extrême nord de la Péninsule Antarctique. De même la nébulosité et les précipitations ne sont pas très importantes. Au cours de l'année,

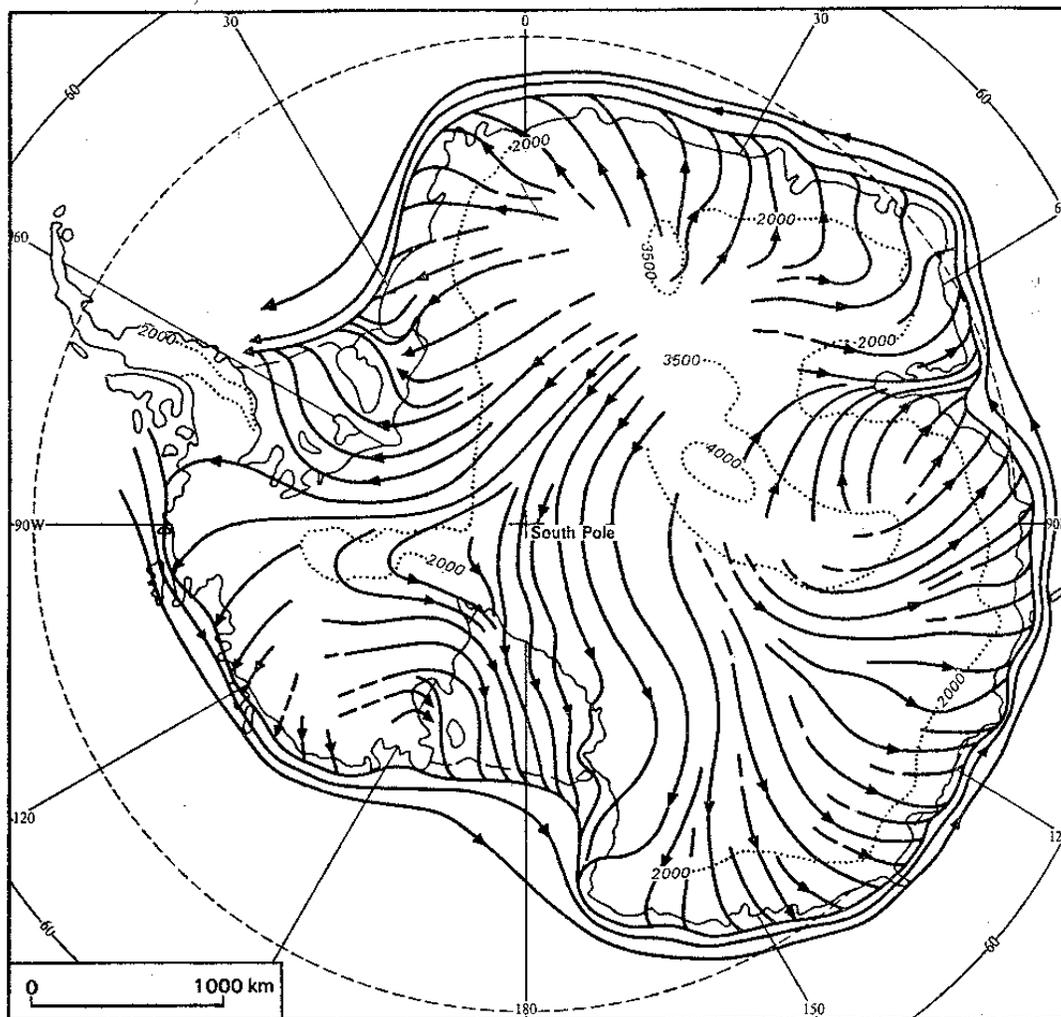


FIG. 1.6 - Direction des vents dominants en Antarctique (d'après Martyn, 1992).

de 45 à 65 % des journées voient un ciel dégagé dans l'intérieur, mais ce pourcentage diminue en se rapprochant des côtes. Quant aux précipitations, elles varient de 500 mm/an au maximum près de la côte à moins de 50 mm/an dans certaines régions de l'intérieur, où elles ne proviennent généralement pas de nuages mais plutôt du phénomène de dépôt de cristaux de glace issus de la condensation solide de vapeur d'eau, comme décrit dans le précédent paragraphe.

## 1.2 Caractéristiques générales des banquises boréale et australe

Cette section se veut essentiellement descriptive, et présente un résumé des caractéristiques globales des couvertures de banquise arctique et antarctique. Le développement des observations par satellite a permis d'améliorer considérablement le suivi jour après jour de la couverture de glace de mer des deux hémisphères. Les séries temporelles ainsi obtenues, de plus en plus longues, ouvrent de nouvelles perspectives d'étude de variabilité des couvertures de banquise. Cette section s'appuie en grande partie sur les analyses de données satellitales effectuées par Gloersen *et al.* (1992).

### 1.2.1 La banquise arctique

#### *Le cycle annuel de la couverture de banquise arctique*

Comme le montre la table 1.2, la surface totale des mers et océans arctiques à observer pour s'assurer de capturer la totalité de la banquise existant dans l'hémisphère nord s'élève à  $22.10^6 \text{ km}^2$  (on rappelle que les mers et océans cités dans la table sont indiqués sur la carte 1.1 en page 6). En réalité, la surface\* réellement recouverte de glace en

Région océanique	Surface
Océan Arctique	7,084
Mers d'Okhotsk et du Japon	2,021
Mer de Béring	2,230
Baie d'Hudson	1,162
Baie de Baffin + détroit de Davis + mer du Labrador	2,751
Golfe du Saint-Laurent	0,642
Mer du Groenland	2,914
Mers de Kara et de Barents	2,500
Archipel nord-canadien	0,714
Surface totale	22,016

TAB. 1.2 - Surface en  $10^6 \text{ km}^2$  des neuf régions océaniques arctiques. D'après Gloersen *et al.* (1992).

Arctique évolue entre 6 et  $15.10^6 \text{ km}^2$  au cours de l'année; l'extension\* (toujours définie en fonction d'un seuil sur la concentration de banquise à 15% dans la présente étude)

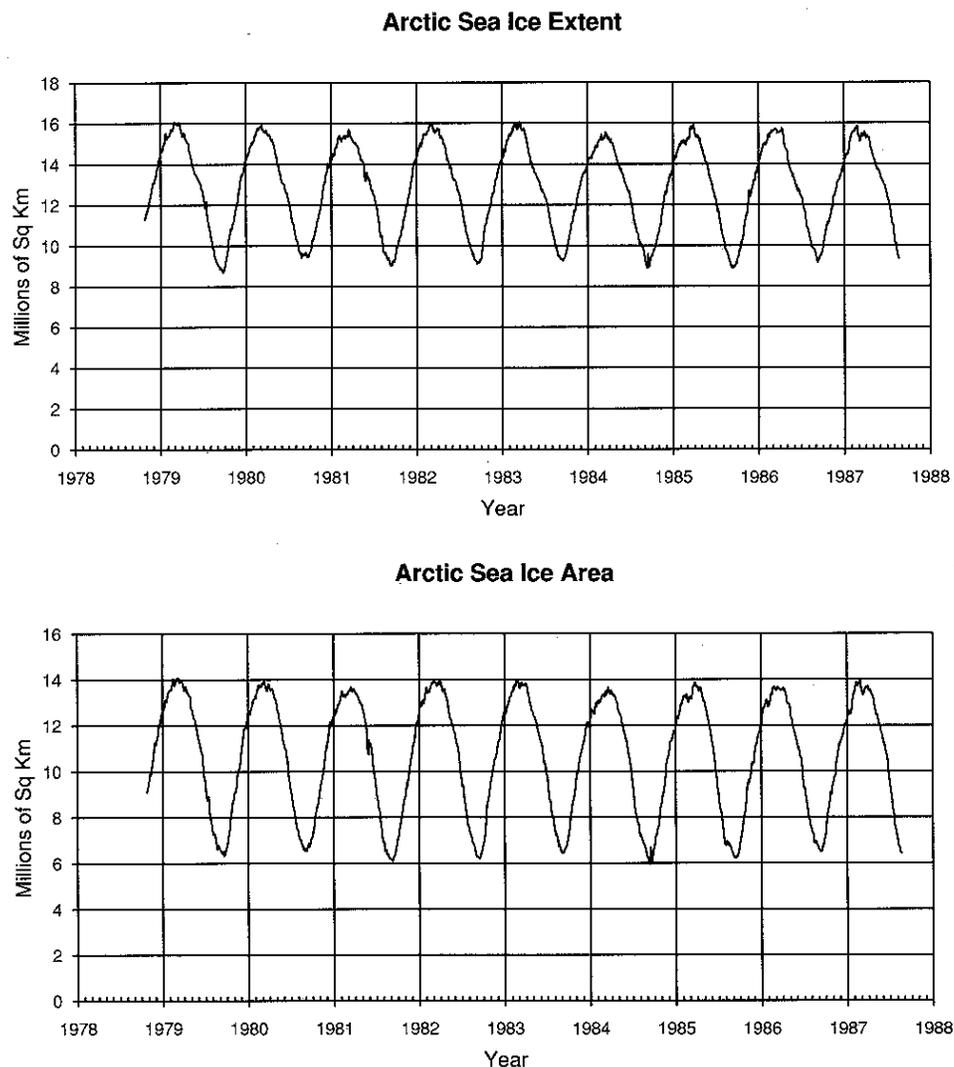


FIG. 1.7 - Extension (haut) et surface de banquise (bas) en Arctique de 1978 à 1987 (d'après Gloersen *et al.*, 1992).

varie quant à elle de  $9$  à  $16 \cdot 10^6$  km<sup>2</sup> environ, avec une légère variabilité interannuelle (voir fig. 1.7). Le cycle annuel ainsi décrit présente un décalage d'environ trois mois avec le cycle du rayonnement solaire, ce qui reste d'ailleurs également vrai en Antarctique. La surface du pack glaciaire arctique atteint ainsi son minimum en moyenne vers le milieu du mois de septembre, et correspond alors à environ 60 % du maximum de surface, observé généralement au cours de la dernière décade de mars (Gloersen *et al.*, 1992). La plus grande partie de la glace subsistant jusqu'à la fin de l'été se confie à l'océan arctique, comme le montrent la planche 1.10. Cette climatologie a été élaborée à partir de données mensuelles EOSDIS de concentrations de glace de mer dans les deux hémisphères pour 1988-1998 (successivement DMSP-F8, F11 et F13), fournies par le NSIDC\* DAAC (Distributed

Active Archive Center).

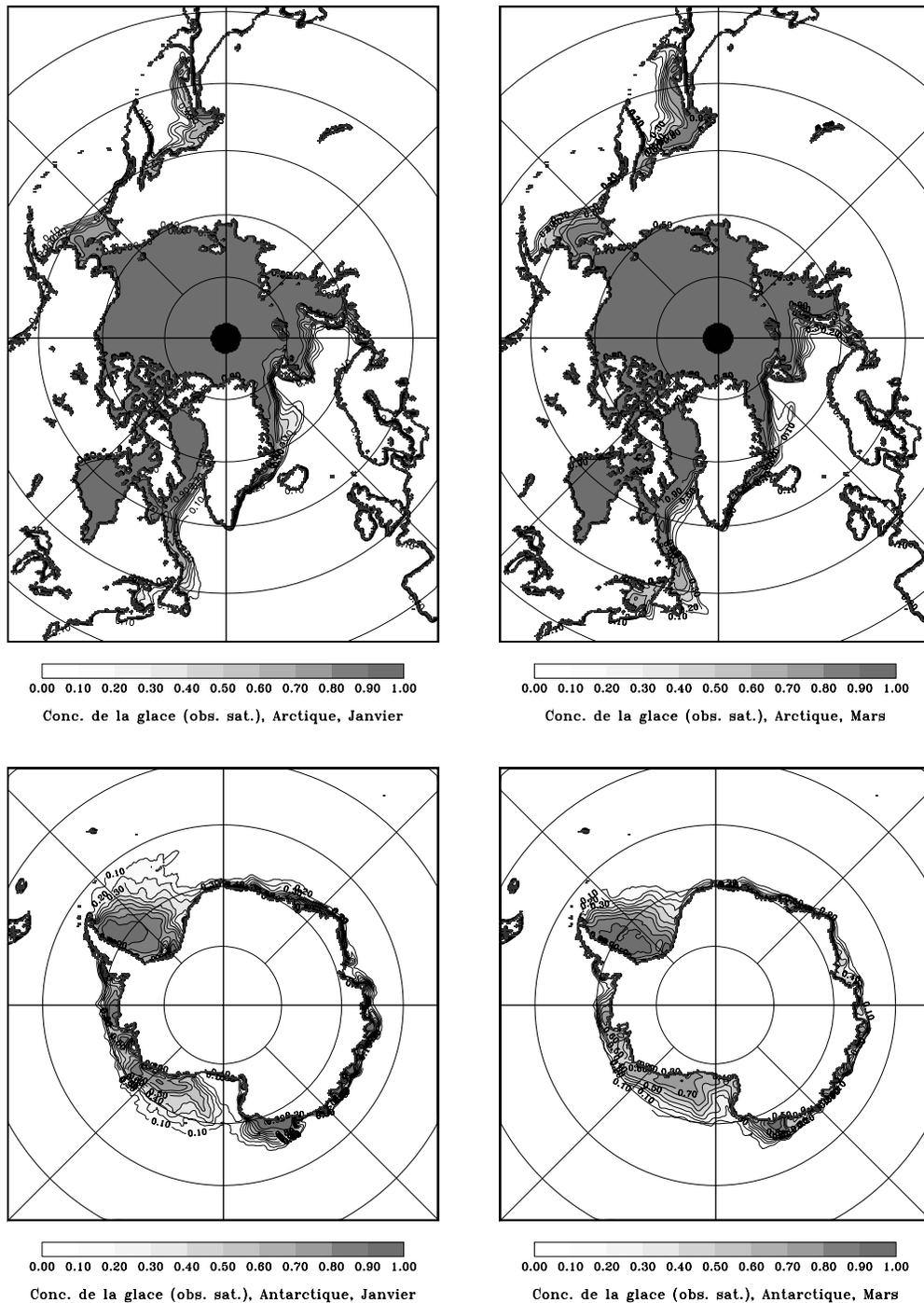


FIG. 1.8 - Étendue climatologique de glace de mer pour les années 1988-1998 pour le mois de janvier (figures de gauche) et le mois de mars (figures de droite) pour l'Arctique et l'Antarctique.

### *La position du bord de glace en Arctique*

Comme le domaine climatique arctique, la couverture de glace présente une dissymétrie

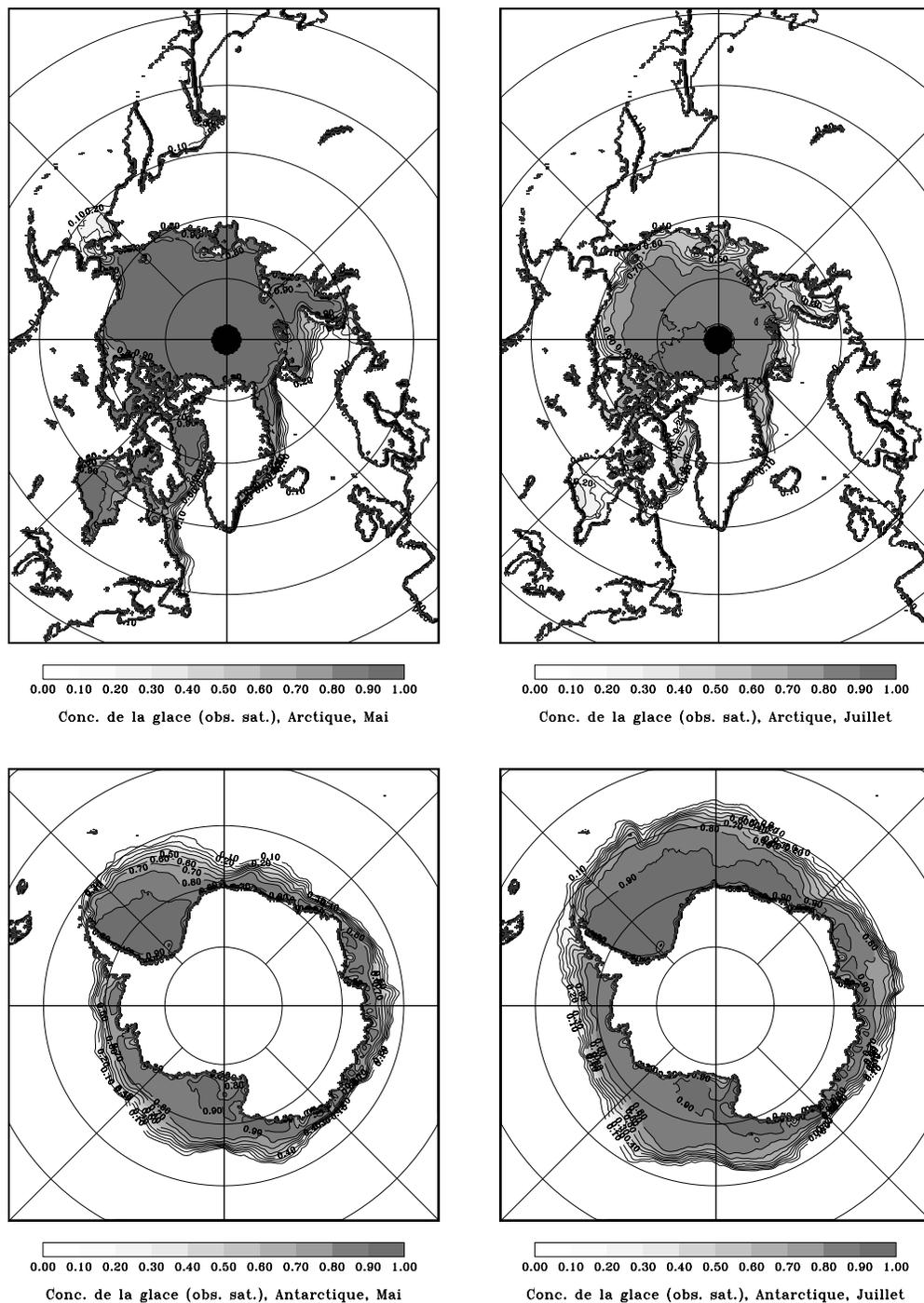


FIG. 1.9 - Étendue climatologique de glace de mer pour les années 1988-1998 pour le mois de mai (figures de gauche) et le mois de juillet (figures de droite) pour l'Arctique et l'Antarctique.

très nette par rapport au Pôle Nord, ce que l'on peut voir sur les cartes de concentration de banquise 1.8, 1.9 et 1.10; même en plein hiver boréal, il existe des régions non-englacées pratiquement jusqu'à 80°N (ouest du Spitzberg) : c'est encore l'effet d'un des bras du Gulf Stream, dont on avait déjà noté l'influence sur le climat de cette région (voir page 7). A

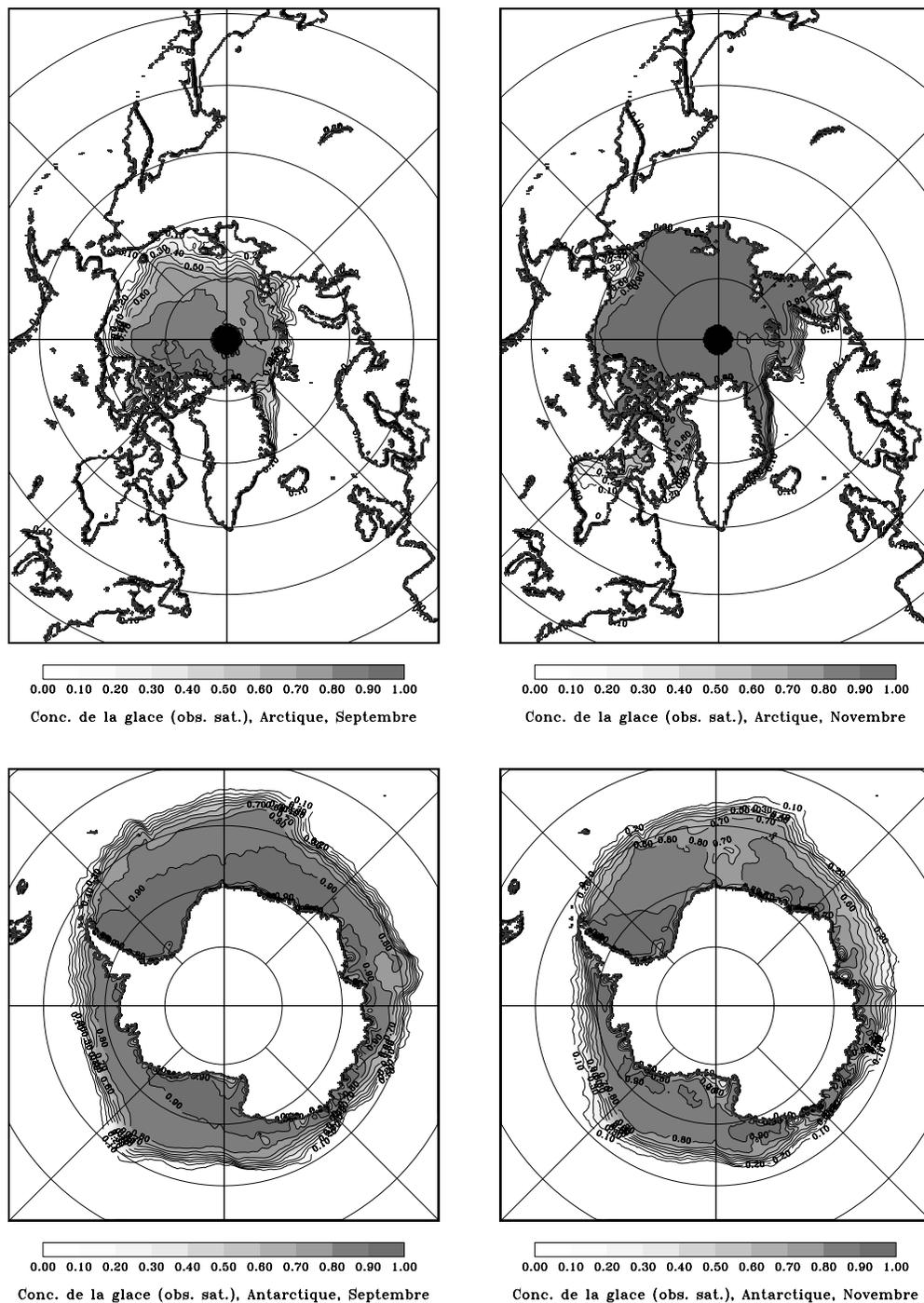


FIG. 1.10 - Étendue climatologique de glace de mer pour les années 1988-1998 pour le mois de septembre (figures de gauche) et le mois de novembre (figures de droite) pour l'Arctique et l'Antarctique.

l'inverse, la glace de mer peut atteindre des latitudes très basses à la même période (nord du Japon,  $45^{\circ}\text{N}$ ). Cela peut s'expliquer par la présence à cet endroit de masses d'air froid continentales. Par ailleurs, toujours au niveau du bord de glace arctique, on notera le rôle des courants de bord est au niveau du détroit de Davis et de la péninsule du Kamchatka,

ceux-ci repoussant respectivement la position du front de glace vers le nord-ouest de la Baie de Baffin et l'ouest de la mer d'Okhotsk; de la même façon, la gyre de la mer de Béring confine la glace dans la partie est de la mer du même nom.

### *L'impact de la géographie sur les caractéristiques de la banquise arctique*

Le bassin arctique ne comporte que peu d'ouvertures sur l'extérieur : cette particularité géographique contraint fortement la circulation de la banquise dans la région en réduisant notablement la divergence de son champ de vitesse (en valeur algébrique). Cela se traduit par des concentrations de glace relativement élevées tout au long de l'année : sur la période 1978-1987, Gloersen *et al.* (1992) y relèvent en hiver moins de 3 % d'eau libre, et pas plus de 30 % à la fin de la période estivale de fonte. La plus grande partie de la banquise du bassin arctique ne fond donc pas au cours de l'été; des blocs épais pourront ainsi « survivre » plusieurs étés de suite avant de se trouver advectés vers des régions où règnent des conditions atmosphériques et océaniques plus chaudes : Colony et Thorndike (1985) ont estimé la durée de vie de tels éléments de banquise pluriannuelle à 5-7 ans. La glace peut ainsi atteindre des épaisseurs importantes dans le bassin arctique, jusqu'à 7 à 8 m en moyenne au nord du Groenland et de l'archipel nord-canadien. Les autres mers du domaine arctique (que nous appellerons « mers périphériques » par commodité), largement ouvertes sur l'extérieur, connaissent des conditions d'englacement bien différentes. La circulation de la banquise, plus libre, plus divergente, y laisse davantage de place aux chenaux. En hiver, dans ces régions, la proportion d'eau libre au sein du pack glaciaire varie de 15 à 40 %, tandis qu'en été, la banquise ne subsiste pas, sauf autour des îles de l'archipel nord-canadien. Ainsi, dans la plus grande partie des mers périphériques, la glace présente un caractère annuel, et son épaisseur reste donc faible, n'excédant guère un mètre.

En première approximation, la circulation de la banquise suit grossièrement la direction du vent qui souffle à sa surface. On observe ainsi que l'anticyclone qui existe généralement sur la mer de Beaufort pendant la plus grande partie de l'année (sauf au cours de la période estivale, voir fig. 1.12) imprime à la glace un mouvement anticyclonique\* : il s'agit de la gyre de la mer de Beaufort, prolongée par une dérive transpolaire, se prolongeant jusqu'au détroit de Fram. Pendant l'été, cette circulation se trouve perturbée par l'effondrement de l'anticyclone, la glace déviant en effet de la direction transpolaire observée au cours des autres saisons (voir les moyennes saisonnières des dérives des glaces du bassin arctique, fig. 1.11). Il faut cependant souligner que la position de cette gyre varie selon les années,

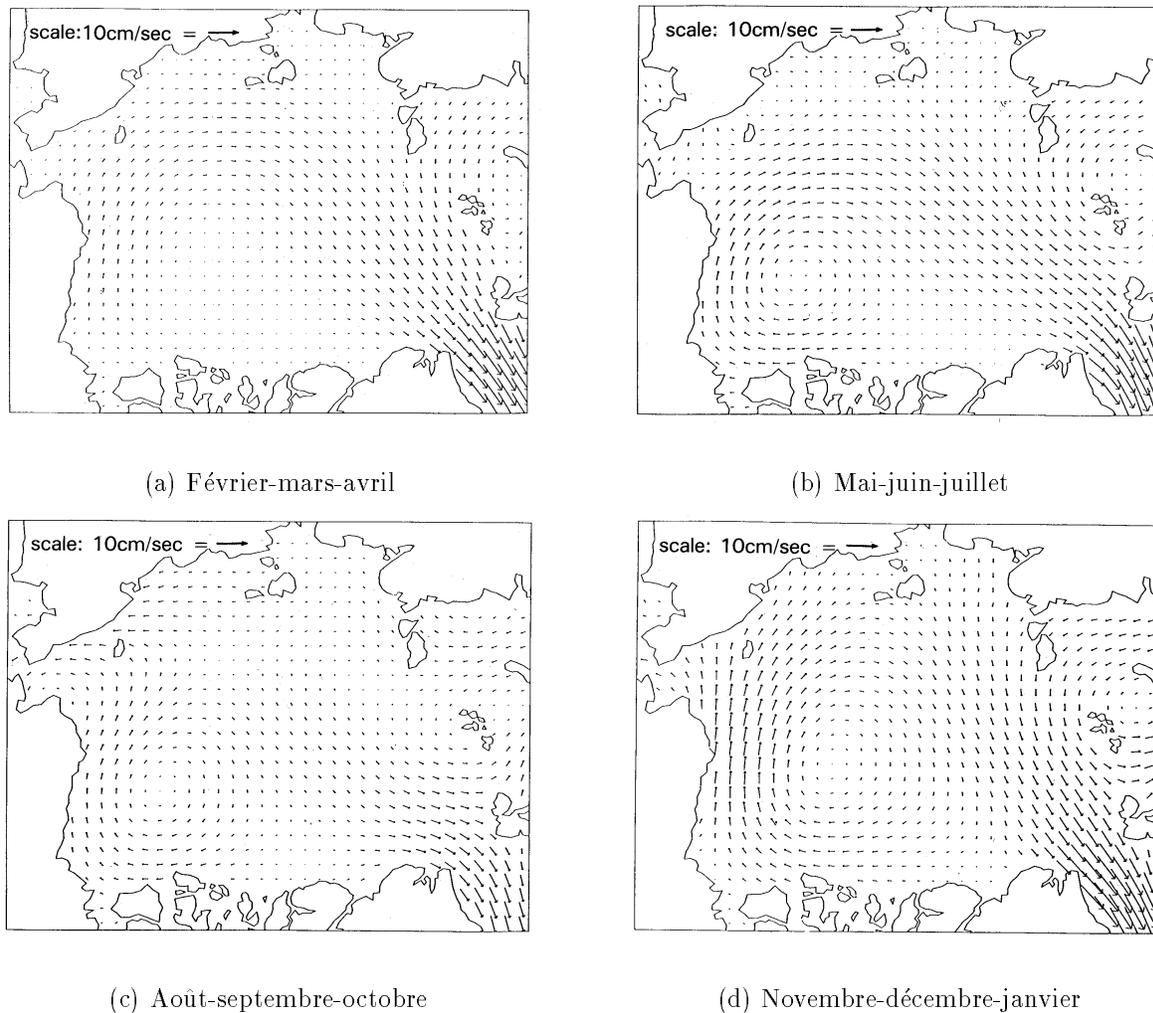


FIG. 1.11 - Champ de vitesse moyenne de la glace dans le bassin arctique, en fonction de la saison. D'après Gloersen *et al.* (1992).

et que pendant certaines périodes, elle peut même adopter un caractère cyclonique<sup>\*2</sup> (Proshutinsky et Johnson, 1997). Par ailleurs, la géographie laisse à la banquise arctique deux exutoires : le détroit de Béring ( $30 \text{ km}^3 \cdot \text{an}^{-1}$  de glace, soit environ  $24 \text{ km}^3 \cdot \text{an}^{-1}$  d'eau douce<sup>3</sup>), et surtout le détroit de Fram, par lequel sort près de 90 % de la glace exportée (?). Ce flux de glace équivaut à  $2790 \text{ km}^3 \cdot \text{an}^{-1}$  d'eau douce, et joue un rôle essentiel dans

2. L'apparition du régime anticyclonique ou cyclonique semble conditionnée par les positions respectives de l'Anticyclone Sibérien et de la Dépression d'Islande.

3. En notant respectivement les masses volumiques de l'eau de mer et de la glace  $\rho_i$  et  $\rho_w$ , et les salinités de ceux deux milieux  $S_i$  et  $S_w$  (valeurs de référence moyennes pour l'Arctique), un flux de glace  $\phi_i$  peut se convertir en un flux d'eau douce  $\phi_w$  dirigé vers l'océan par la formule :  $\phi_w = (1 - S_i/S_w) \rho_i/\rho_w \phi_i$ , ce qui explique le facteur 0,8 entre ces deux flux.

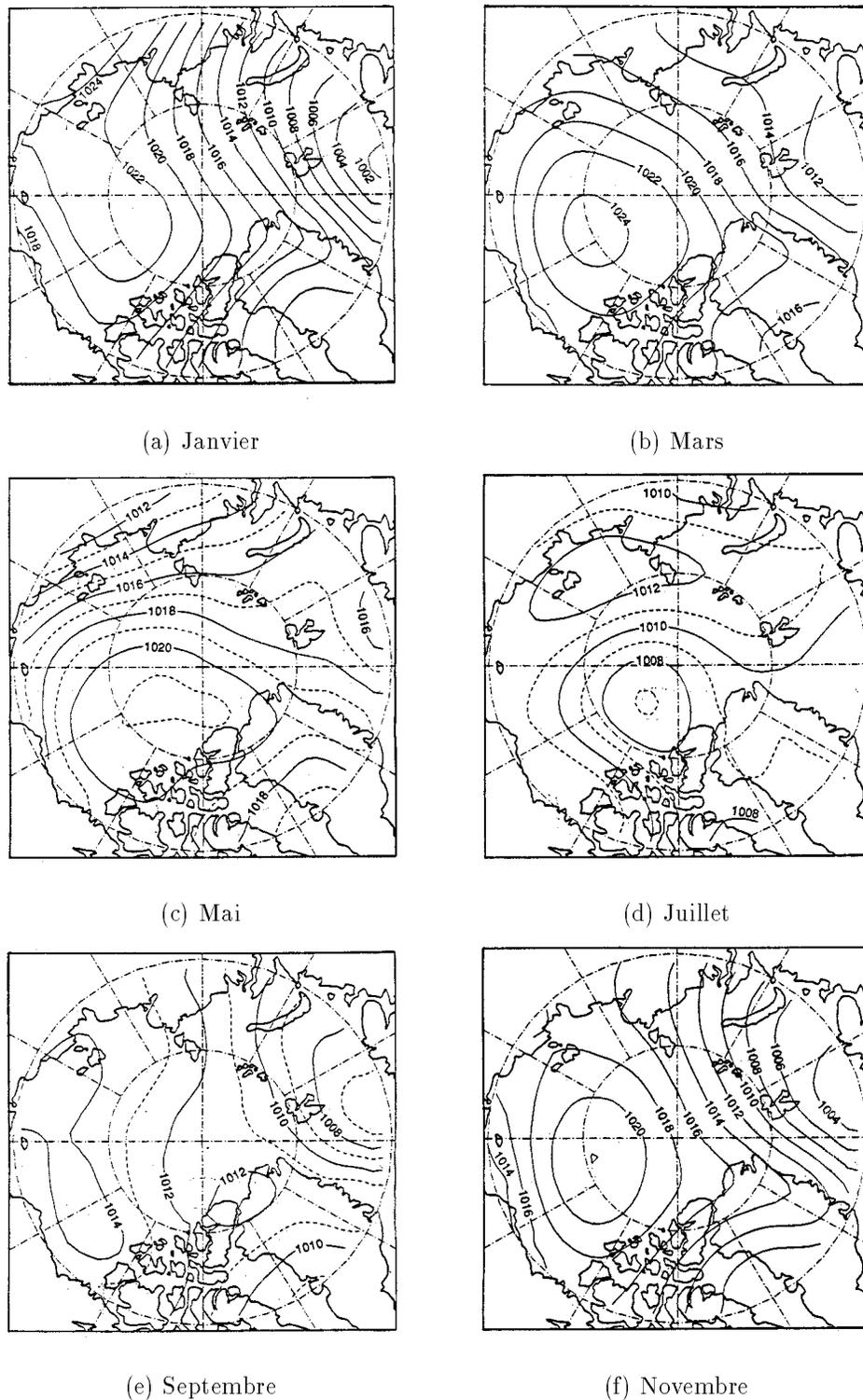


FIG. 1.12 - Climatologie du champ de pression atmosphérique de surface (hPa) pour les années 1979-1985 dans l'Arctique (d'après Gloersen *et al.*, 1992).

le bilan en eau du bassin arctique (comparable en valeur absolue à l'apport d'eau douce que représente le déversement des fleuves dans l'Arctique, comme le montre la table 1.3). La glace ayant passé le détroit de Fram longe ensuite la côte est du Groenland en fondant

Puits et sources	Transp. ( $\text{km}^3.\text{an}^{-1}$ )	Équiv. ( $\text{mm}.\text{an}^{-1}$ )
<b>Puits</b>		
Sortie de glace par le détroit de Fram	-2790	-290
Sortie d'eau douce par l'archipel nord-canadien	-920	-100
Sortie d'eau douce par le détroit de Fram	-820	-90
Afflux d'eaux salées (mer de Barents)	-540	-60
Afflux d'eaux salées (Spitzberg de l'Ouest)	-160	-20
<i>Total des puits d'eau douce</i>	-5230	-560
<b>Sources</b>		
Ruissellement (fleuves)	3300	350
Entrée d'eau douce par le détroit de Béring	1670	180
Précipitations moins évaporation	900	90
Courant côtier norvégien	250	30
<i>Total des sources d'eau douce</i>	6120	650
<i>Bilan</i>	890	9

TAB. 1.3 - Puits et sources d'eau douce dans l'Arctique, estimés par ?. Compte-tenu des incertitudes sur certaines quantités, le bilan est supposé équilibré. L'équivalent du transport en  $\text{km}^3.\text{an}^{-1}$  est également donné en apport d'eau douce par  $\text{m}^2$  sur tout le bassin arctique.

progressivement. Au cours de ce trajet de la banquise dans la mer du Groenland, les blocs de glace sont animés d'une vitesse relativement importante, de l'ordre de  $10 \text{ cm}.\text{s}^{-1}$ , soit nettement plus qu'en Arctique central où les vitesses valent en moyenne  $2 \text{ cm}.\text{s}^{-1}$ , mais avec une variabilité importante d'environ  $7 \text{ cm}.\text{s}^{-1}$  (Colony et Thorndike, 1984).

#### *L'épaisseur de la banquise arctique*

De nombreuses campagnes de mesure ont permis de se donner une idée de la carte des épaisseurs de glace *moyennes* et des densités de probabilité d'épaisseur de glace en Arctique. Cette densité de probabilité notée  $g$  se définit de la manière suivante (voir par exemple Wadhams, 1994) : soit (D) un domaine d'aire finie  $A$ . On note  $dA(h, h + dh)$  l'aire du sous-domaine qui est inclus dans (D) et recouvert de glace d'épaisseur comprise entre  $h$  et  $h + dh$ . La densité de probabilité se définit alors par :

$$g(h) dh = dA(h, h + dh)/A. \quad (1.1)$$

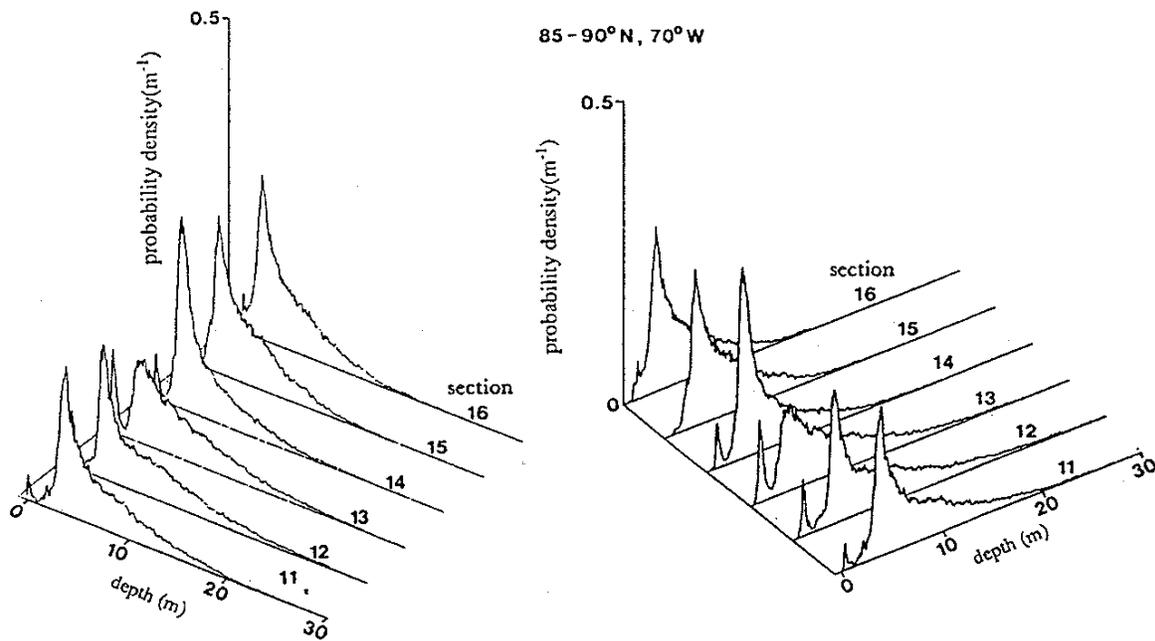


FIG. 1.13 - Quelques profils de densité de probabilité d'épaisseur de banquise  $g$ , relevés dans le bassin arctique (d'après Wadhams, 1994).

Plusieurs moyens existent actuellement pour collecter les données d'épaisseur de glace (Wadhams, 1994), par ordre d'importance, on peut citer :

- le sonar sous-marin (obtention de densités de probabilité d'épaisseur de glace  $g$  le long d'une trajectoire sous-marine). C'est la source la plus importante de mesures depuis 1958 (premières données obtenues par cette méthode au cours d'un trajet du sous-marin *Nautilus* de plusieurs milliers de km sous la banquise arctique). Ce moyen de télédétection présente cependant l'inconvénient de ne pas permettre des mesures en eau peu profonde (moins de 100 m), pour des raisons de sécurité. D'autre part, les sous-marins ne vont pas jusqu'en Antarctique, d'une part à cause de l'éloignement de ces régions, mais aussi parce que le Traité Antarctique stipule que tout vaisseau militaire doit permettre les inspections internationales à son bord.
- le sonar fixe (obtention des séries temporelles de  $g$  en un point);
- la profilométrie par laser aéroporté;
- les techniques électromagnétiques aéroportées;
- les forages.

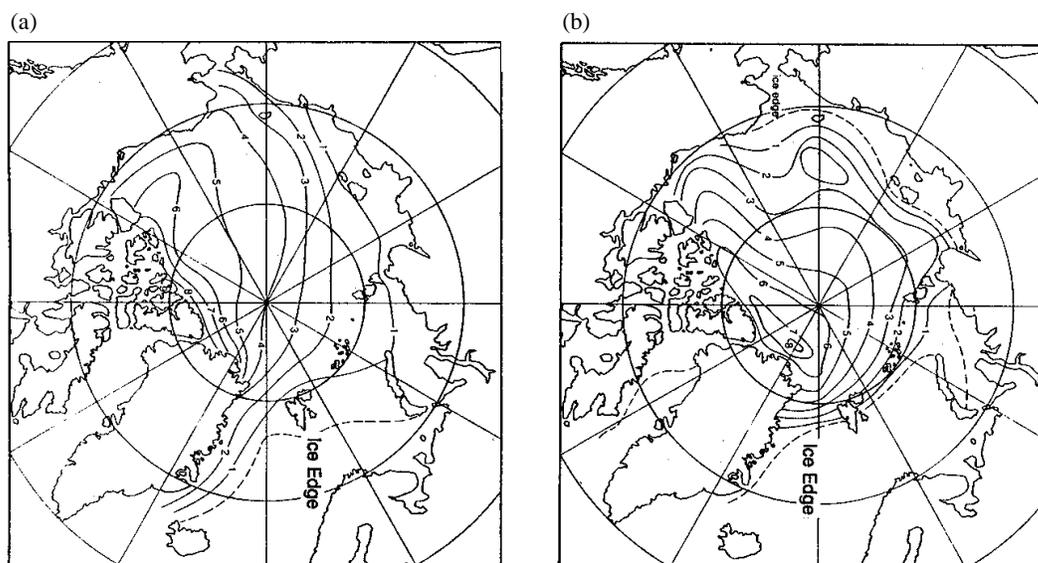


FIG. 1.14 - Cartes d'épaisseur de banquise pour le bassin arctique pour l'été (a) et l'hiver (b), d'après Bourke et Garret (1987).

La figure 1.13 présente des densités de probabilité d'épaisseur de banquise  $g$  typiques pour l'Arctique central. On peut remarquer en général un pic de  $g$  vers les faibles épaisseurs, qui représente la signature de la glace de première année, nouvellement formée. Ces profils comportent également une décroissance exponentielle caractéristique de  $g$  pour les épaisseurs les plus importantes (pour plus d'explications sur la forme de  $g$  et son obtention par la modélisation en considérant les phénomènes de feuilletage\* et de crêtage\*, on pourra se reporter à Salas y Mélia, 1996). Une compilation de plusieurs campagnes de mesures a permis à Bourke et Garret (1987) de donner des cartes d'épaisseur de banquise en Arctique selon la saison (fig. 1.14).

## 1.2.2 La banquise antarctique

### *Le cycle annuel de la couverture de banquise antarctique*

La banquise antarctique a un cycle saisonnier plus marqué que celui de son homologue arctique, sa surface passant d'environ  $2.10^6 \text{ km}^2$  en février à environ  $15.10^6 \text{ km}^2$  en septembre, à comparer aux  $46,7.10^6 \text{ km}^2$  que représentent les surfaces ajoutées des cinq secteurs océaniques traditionnellement considérés autour de l'Antarctique (voir la table 1.4).

Ainsi, le minimum de surface ne représente que 13 % du maximum observé (Gloersen *et al.*, 1992). En été austral, la banquise ne subsiste qu'en mers de Weddell, de Bel-

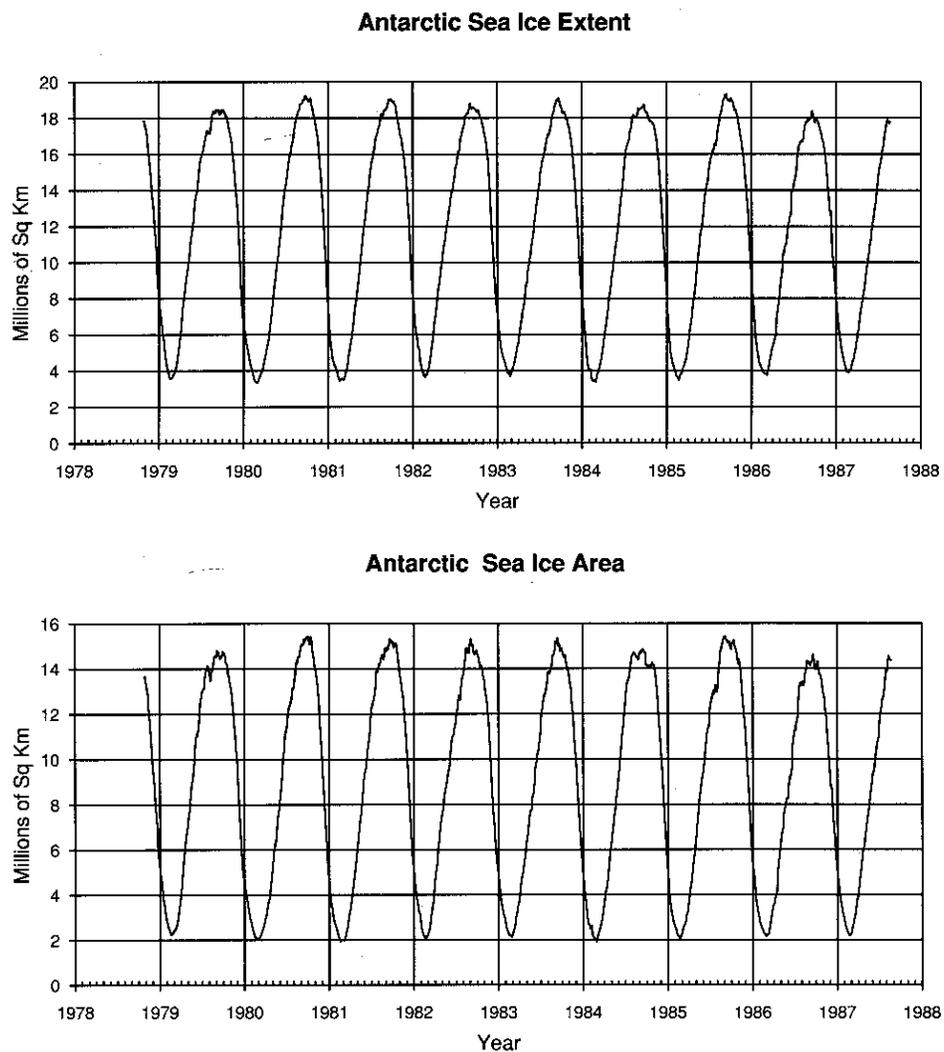


FIG. 1.15 - Extension (haut) et surface de banquise (bas) en Antarctique de 1978 à 1987 (d'après Gloersen *et al.*, 1992).

lingshausen, d'Amundsen (voir carte 1.5 page 12), et ailleurs plus sporadiquement, près du continent (voir la carte de banquise 1.8). La période d'expansion de la glace de mer s'étale sur environ les deux tiers de l'année; au contraire la débâcle, naturelle à l'approche de l'été austral, mais accélérée par la convection océanique, se produit en quelques mois seulement : en moyenne sur les années 1978-1987 (Gloersen *et al.*, 1992), au 1<sup>er</sup> novembre, la glace s'étend encore sur  $18.10^6 \text{ km}^2$ , pour n'occuper plus que  $15.10^6 \text{ km}^2$  au 1<sup>er</sup> décembre,  $8.10^6 \text{ km}^2$  au 1<sup>er</sup> janvier et un peu plus de  $4.10^6 \text{ km}^2$  au 1<sup>er</sup> février.

Le maximum d'étendue connaît par ailleurs une variabilité relativement importante, atteignant un million de  $\text{km}^2$  (voir fig. 1.15); il semblerait qu'il existe une corrélation entre

Région océanique	Surface
Mer de Weddell	12,36
Mer de Ross	9,64
Mers de Bellingshausen et d'Amundsen	7,94
Secteur Océan Indien	9,00
Secteur Pacifique Ouest	7,76
Surface totale	46,70

TAB. 1.4 - Surface en  $10^6$  km<sup>2</sup> des cinq régions océaniques antarctiques D'après Gloersen *et al.* (1992).

les conditions d'englacement hivernales et estivales successives autour de l'Antarctique, en ce sens qu'en général, une étendue maximale de banquise plus importante que la normale est souvent suivie d'une étendue minimale plus faible que la normale, cela depuis le début des observations satellitales de couverture de banquise (Gloersen *et al.*, 1992).

#### *La position du bord de glace autour de l'Antarctique*

Cette position présente en toutes saisons une variabilité significative, mais quelques grandes caractéristiques apparaissent clairement, notamment, au moment du maximum d'extension de la banquise :

- un bord de glace relativement zonal, à environ 60 °S; la couverture de glace ne présente pas comme en Arctique une forte asymétrie par rapport au pôle;
- entre les méridiens 45 °W et 135 °W (voir la carte de l'Antarctique page 12 et la planche 1.10), on observe que le bord de glace est rejeté vers des latitudes plus élevées; il s'agit en fait d'un effet océanique. On sait en effet que dans cette région le courant circumpolaire est dévié lors de son passage au-dessus de crêtes sous-marines (Gloersen *et al.*, 1992);
- l'atmosphère joue également un rôle clé dans le positionnement du bord de la banquise, en ce sens que l'on a constaté que durant la période d'extension maximale de la banquise (septembre-octobre) et au moment de la débâcle, l'isotherme 0 °C pour la température moyenne de l'air à la surface coïncide bien avec la position de la limite des glaces (Gloersen *et al.*, 1992). Il existe ainsi des corrélations entre l'écoulement atmosphérique de grande échelle et l'étendue de la banquise en Antarctique (Cavalieri et Parkinson, 1981).

*Une couverture de glace peu contrainte*

Les mers et océans bordant l'Antarctique (table 1.4), largement ouvertes sur l'extérieur, n'imposent pas de frontières vers le nord, et permettent ainsi à la banquise de s'étendre librement. La glace de mer, entraînée par les forts vents circumpolaires (de direction globalement ouest-est vers 60-65°S), se déplace autour du continent en suivant grossièrement la même direction (voir fig. 1.16). Cependant, la glace peut circuler au contraire

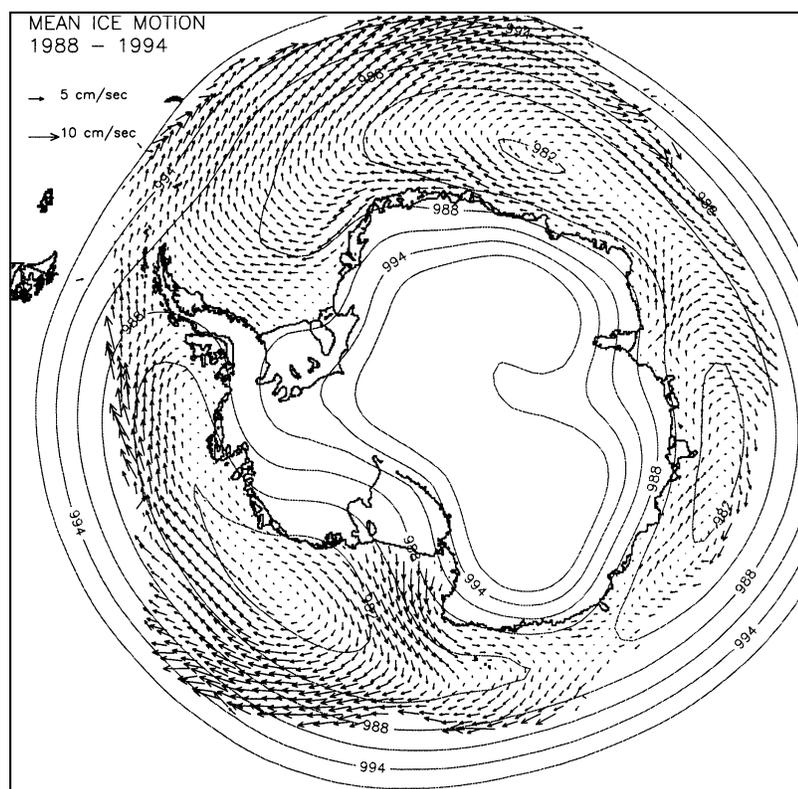


FIG. 1.16 - Vitesse de dérive moyenne de la banquise en Antarctique sur la période 1988-1994, calculée à partir d'observations satellitales (d'après Emery *et al.*, 1997).

d'est en ouest tout près des côtes, notamment dans les secteurs de l'Océan Indien et du Pacifique Ouest, ou adopter une circulation de type cyclonique comme en mer de Weddell ou en mer de Ross (lorsqu'elle est englacée). La circulation de la banquise prise dans sa globalité a, en résumé, un caractère notablement plus divergent qu'en Arctique central, ce qui se traduit par des concentrations de banquise moins importantes, quelle que soit la saison considérée: même au moment où la couverture de glace atteint son

maximum d'extension, il existe 21 % d'eau libre au sein du pack. Globalement ce chiffre peut paraître relativement important. Il prend en compte non seulement les parties les plus périphériques du couvert de banquise, où la concentration de la glace de mer reste peu élevée, mais aussi les nombreuses polynies côtières, qui se forment par exemple au cours d'épisodes de vent catabatique, comme le montre la figure 1.17. La circulation océanique, en l'occurrence une remontée d'eaux de mer de température supérieure au point de congélation, peut également contribuer à la formation d'une polynie, comme ce fut le cas dans la mer de Weddell de 1974 à 1976 (Zwally *et al.*, 1983). Cette polynie, d'une surface maximale de  $0,25 \cdot 10^6 \text{ km}^2$ , n'a jamais été observée de nouveau à ce jour.

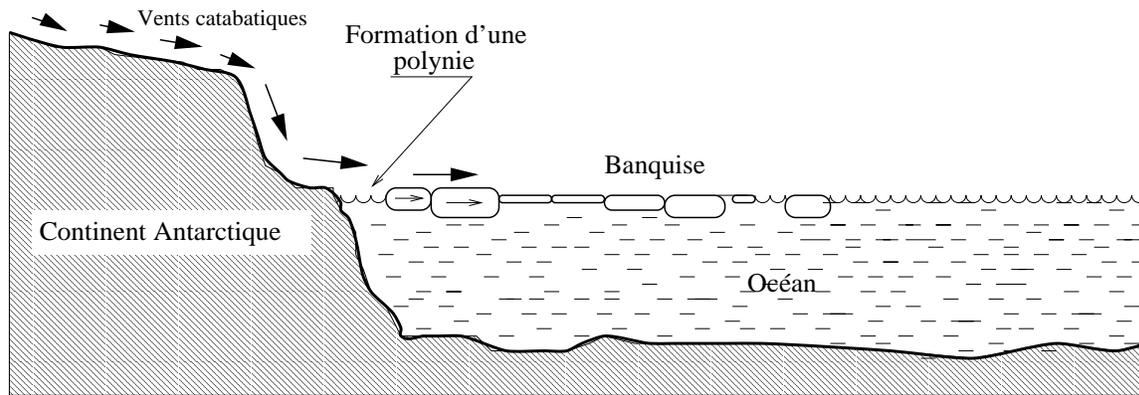


FIG. 1.17 - Formation d'une polynie côtière par suite d'un épisode catabatique. Le vent éloigne la banquise de la côte : la zone d'eau libre ainsi formée devient le siège d'une formation intense de glace de mer, chassée à son tour vers le large.

### *L'épaisseur de la banquise antarctique*

Les mesures d'épaisseurs de la banquise entourant l'Antarctique restent malheureusement rares et sporadiques. Seules ont été menées de façon systématique quelques campagnes de forages, comme celle décrite par Wadhams (1987). Au cours de ces mesures sur le terrain, menées au cours de l'hiver 1986, 4400 forages ont été effectués dans une zone de banquise annuelle (près de la mer de Weddell) où l'on a mesuré une épaisseur de glace non-déformée de seulement 50 à 60 cm; une autre campagne de mesures, pratiquée toujours en hiver, mais cette fois-ci dans l'ouest de la mer de Weddell, région où la glace persiste en été austral, montre que l'épaisseur typique de la banquise y est d'environ 1,40 m.

### 1.2.3 En résumé

Comme on l'a vu, les différences géographiques au niveau des régions polaires (continent entouré d'océans ou océan entouré de continents) et les modulations du climat polaire qui en découlent expliquent en grande partie certaines particularités des couvertures de banquise associées. Quelques grandeurs importantes résumant ces caractéristiques sont rassemblées dans le tableau ci-dessous.

Caractère observé	Arctique	Antarctique
Surface, mini/maxi ( $\cdot 10^6 \text{ km}^2$ )	6/15	2/16
Extension, mini/maxi ( $\cdot 10^6 \text{ km}^2$ )	9/16	4/18
Concentration des chenaux, hiver/été (%)	3/20	21/43
Durée de l'embâcle (mois)	6	8
Durée de la débâcle (mois)	6	4
Épaisseur moyenne	3 m environ	0,70 m environ

TAB. 1.5 - Résumé de quelques caractéristiques des couvertures de glace de mer, décrites dans les sections précédentes.



# Chapitre 2

## Physique et modélisation de la glace de mer

### 2.1 Formation et physique de la glace de mer

Les mécanismes initiant la formation de la glace de mer sont relativement simples. Mais ils doivent en réalité se concevoir en gardant bien présent à l'esprit que l'apparition de la banquise sur une surface océanique reflète un état thermodynamique particulier de l'océan superficiel, c'est-à-dire, selon la région considérée, généralement les quelques dizaines à centaines de mètres les plus proches de la surface. Mais avant d'aborder directement ce sujet, quelques rappels de physique pourront s'avérer utiles.

#### 2.1.1 Exemple préliminaire : la glace de lac

L'eau pure a la particularité de présenter un maximum de densité à la température de  $4^{\circ}\text{C}$  (voir fig. 2.1-a). Cette propriété physique est déterminante pour l'apparition de la glace sur un lac à l'approche de l'hiver, cas un peu plus simple que celui de la formation de banquise sur la mer. Soit donc un lac, supposé initialement à une température supérieure à  $4^{\circ}\text{C}$ , subissant un refroidissement superficiel. Les eaux ainsi refroidies en surface, dont la température est plus basse que celle des couches sous-jacentes, vont donc aussi avoir une densité plus grande, et plonger, mélangeant toute la colonne d'eau. Tant que le froid dure, le refroidissement du lac se poursuit, et comme il y a mélange, le lac va atteindre à toute profondeur la température de  $4^{\circ}\text{C}$ . Le refroidissement superficiel se poursuit, mais désormais, les eaux plus froides de la surface ne vont pas plonger : de température inférieure à  $4^{\circ}\text{C}$ , donc moins denses que les couches inférieures, elles restent à la surface

et continuent à se refroidir, jusqu'à atteindre 0 °C puis se solidifier en glace.

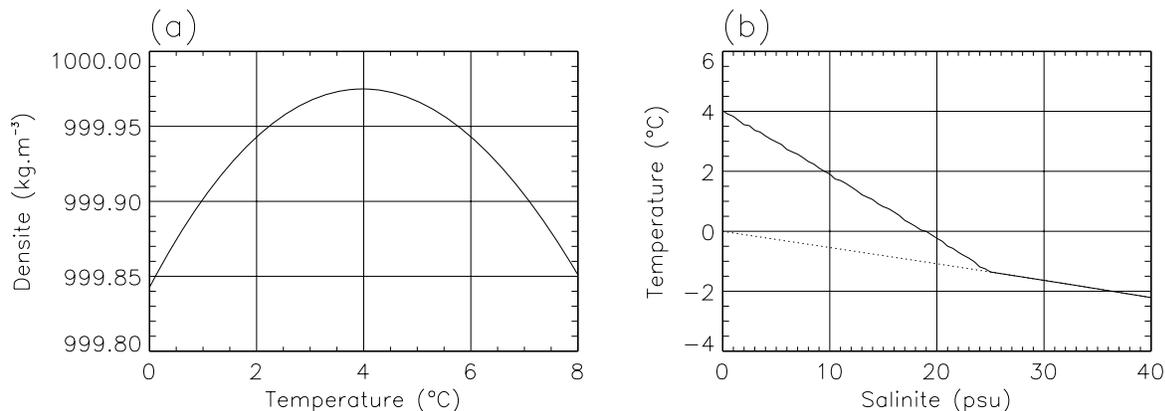


FIG. 2.1 - (a) Densité de l'eau douce (à la pression atmosphérique) en fonction de la température: la densité maximale est atteinte à 4 °C. (b) Température du point de congélation de l'eau de mer (trait plein, °C) et température du maximum de densité (°C), en fonction de la salinité (psu). Les formulations utilisées dans le modèle OPA\* ont été appliquées pour effectuer les calculs de densité et de point de congélation.

### 2.1.2 Cas de l'eau salée

À la pression atmosphérique, plus de l'eau contient du sel (on note  $S_w$  la salinité en psu\*), plus la température  $T_v(S_w)$  à laquelle elle présente un maximum de densité se rapproche de sa température de congélation  $T_w^f(S_w)$ . Cette dernière peut se déterminer par exemple en utilisant la formulation de Millero (1978) :

$$T_w^f(S_w) = 273,15 - (0,0575 S_w - 1,710523 \cdot 10^{-3} S_w^{3/2} + 2,154996 \cdot 10^{-4} S_w^2). \quad (2.1)$$

Il existe diverses expressions de la densité de l'eau de mer en fonction de la salinité, de la température et de la profondeur; dans OPA il s'agit de la formulation de Jackett et McDougall (1994), qui ne sera pas donnée ici car elle est relativement complexe; elle permet de trouver  $T_v(S_w)$  par une simple recherche de maximum.

La figure 2.1-b montre qu'il existe une salinité critique  $S_w^c$  (valant 24,7 psu) au-delà de laquelle on a  $T_v(S_w) = T_w^f(S_w)$ . Or, à l'exception de la Baltique, toutes les mers du globe ont une salinité supérieure à 24,7 psu. Les océans vont donc se comporter bien différemment du lac décrit dans le précédent paragraphe. Cela signifie-t-il pour autant que

l'apparition de glace sur la mer ne se fait que lorsque *toute* la colonne océanique a atteint le point de congélation en ce point? La réponse est non, car cela supposerait que la densité de la colonne en question soit uniforme sur la verticale, comme nous l'avions supposé dans le cas du lac : en réalité, les mers polaires présentent une stratification suffisamment stable pour limiter la profondeur jusqu'à laquelle l'eau de mer doit se refroidir à  $T_w^f$  à 30-50 m dans l'Arctique et jusqu'à 200 m par endroits en Antarctique. Le profil vertical de densité de l'eau de mer détermine cette stratification; or dans les régions polaires, la température de l'océan, souvent proche du point de congélation, varie généralement peu avec la profondeur, et dans ce cas c'est la salinité qui pilote la densité, donc la stabilité de la colonne océanique.

### 2.1.3 Structure verticale des mers et océans polaires

Dans l'Arctique, la couche superficielle dont on vient de souligner l'importance a une salinité assez faible (29 psu à la surface) mais croissant rapidement avec la profondeur (sur les premières dizaines de mètres); en-dessous, après la halocline\*, la salinité augmente encore mais plus lentement jusque vers 400 m, avant de devenir relativement uniforme (34,5-35 psu). Le courant nord-atlantique représente pour le bassin arctique un apport de chaleur et de sel, et se manifeste par la présence d'une couche d'eau relativement saline et chaude (plus de 0°C), située entre 200 et 900 m sous la couche de surface. Cette couche d'eau atlantique échange très peu de chaleur avec la couche de surface car le fort gradient de densité au niveau de la halocline ne permet pas aux eaux plus chaudes de remonter à la surface. Par ailleurs, il existe un courant transportant des eaux peu salines venant du Pacifique Nord et qui pénètre dans l'Océan Arctique par le détroit de Béring.

En se formant, la glace de mer rejette du sel. En effet, sa salinité est nettement plus faible que celle de l'eau de mer : de 4 à 10 psu pour de la glace nouvellement formée<sup>1</sup>. Ce sel contribue à densifier les couches superficielles de l'océan, particulièrement près du bord du domaine recouvert par les glaces. Mais en général, dans les régions polaires de l'hémisphère nord, la densification de l'eau de mer superficielle est surtout due à un refroidissement de cette eau, provoqué par des épisodes de vents froids. Cela peut créer une instabilité de la colonne océanique suffisante pour initier de la convection profonde, phénomène localisé mais fréquemment observé en hiver en mer du Labrador et en mer

---

1. La glace plus âgée a une salinité plus basse : de 1 à 3 psu pour de la glace de deux ans, et moins de 1 psu pour de la glace pluriannuelle. La glace libère en effet progressivement le sel qu'elle contient notamment par effet de drainage gravitationnel.

du Groenland. En Arctique central en revanche, on n'observe pas de tels phénomènes convectifs. En effet, comme on l'a vu au chapitre précédent, dans cette région, la glace pluriannuelle et de concentration élevée domine. Cela laisse peu de place à l'apparition de nouvelle glace (dont la croissance est rapide, voir la table 2.1), et les rejets de saumure associés s'en trouvent ainsi limités : ils s'avèrent en tout cas insuffisants pour déstabiliser la colonne océanique, dont la stratification est encore renforcée par la contribution en eau douce des grands fleuves et des précipitations.

Au cours de l'été, la fonte de banquise équivaut à un apport d'eau douce à la surface de l'océan, ce qui renforce la stratification de la colonne d'eau de mer et défavorise encore plus les échanges de chaleur avec la couche océanique atlantique; ainsi en Arctique central, ce sont les conditions atmosphériques qui pilotent l'essentiel de la fonte estivale.

Autour de l'Antarctique, la couche de surface est plus profonde qu'en Arctique (généralement entre 50 et 300 m); cette caractéristique s'explique par un cycle annuel de couverture de banquise plus marqué<sup>2</sup>, un apport d'eau douce plus faible à la surface qu'en Arctique, ainsi que par des vents forts qui favorisent le mélange vertical.

Par ailleurs, dans les mers baignant l'Antarctique, en particulier les mers de Ross et de Weddell, se forment les eaux de fond antarctiques, qui sont, avec les eaux de fond atlantiques, les masses d'eaux les plus répandues dans les océans. Les plus denses de ces eaux de fond se forment à partir des plateformes continentales antarctiques (environ  $-2^{\circ}\text{C}$ , 34,4-34,8 psu), y circulent puis descendent vers le fond de l'océan tout en se mélangeant quelque peu avec les eaux circumpolaires antarctiques. Un autre mécanisme de formation des eaux antarctiques de fond est lié à la faible stratification existant vers  $60^{\circ}\text{S}$  entre d'une part la couche de surface, froide et peu salée, et la masse d'eau antarctique circumpolaire, plus chaude et plus salée : des vents forts peuvent détruire assez facilement la stabilité de la colonne océanique dans cette zone et mélanger les deux couches. Dans le cas où une polynie se trouve à cet endroit (d'ailleurs favorisée par l'épisode de vents forts, voir fig. 1.17 page 28), il y a production massive de glace, donc rejet de sel, ce qui favorise la plongée d'eaux denses, celles-ci se mélangeant ensuite à des couches plus profondes. Les eaux de fond antarctiques se forment également par suite de la remontée des eaux antarctiques circumpolaires près du continent; celles-ci divergent à la surface, dont une partie d'entre elles vers le sud. Ces eaux butent alors contre la côte puis plongent vers le fond de l'océan, après avoir été densifiées par les rejets de sel liés à la formation de

---

2. La plus grande partie de la banquise disparaissant pendant l'été, lorsque la glace recouvre progressivement de grandes étendues marines à l'automne, des rejets de sel importants ont lieu.

banquise. Pour plus de détails sur ces processus, on pourra se référer à l'ouvrage de Brown *et al.* (1993).

#### 2.1.4 La formation de banquise

Une fois que la température de la couche de surface de l'océan a atteint le point de congélation, de la glace peut se former (sauf cas de surfusion) si l'atmosphère prélève un supplément d'énergie à l'interface. Le processus s'effectue en plusieurs étapes :

- Dans un premier temps, la surface océanique refroidie à la température du point de congélation se couvre de cristaux, de bâtonnets ou de plaquettes de glace. Cela donne à la surface un aspect huileux : on désigne cette pellicule très fine sous le nom de glace de mer « *frazil*<sup>3</sup> ». Agitées par le vent, les vagues et les courants océaniques, les particules de glace composant le *frazil* peuvent former une couverture toujours visqueuse, mais plus épaisse : c'est la glace de mer dite « *grease* » (*litt.* « huileuse » en Anglais). En revanche, dans des conditions plus calmes, les particules de *frazil* peuvent se coaguler pour former une surface de glace rigide et continue. Par ailleurs, dans le cas où des chutes de neige affectent une surface océanique au point de congélation, la neige forme un amalgame visqueux avec l'eau de mer, que l'on qualifie de « *slush* ».
- Le *frazil* ou le *slush* peut ensuite éventuellement se convertir en une couche continue et élastique de 1 à 10 cm d'épaisseur, la glace « *nilas* »; dans le cas où les contraintes mécaniques s'exerçant sur cette glace sont convergentes, il peut se produire un phénomène de feuilletage\* (voir illustration 2.2). Les clichés 2.2, 2.3 et 2.4 proviennent de l'Université de Tasmanie, Hobart, Australie<sup>4</sup>.
- Sous l'effet des vagues, la glace *grease*, *slush* ou *nilas* peut se fragmenter puis reformer des structures en forme de disque de 30 cm à 3 m de diamètre, que l'on appelle la glace « *pancake* ». Ces plaques de glace atteignent 10 cm d'épaisseur et leurs bords sont souvent relevés car elles s'entrechoquent fréquemment (voir cliché 2.3).
- Ensuite, la banquise adopte une forme plus ou moins continue au cours de sa croissance en épaisseur. À ce stade, on distingue simplement la glace jeune (de 10 à 30 cm), la glace annuelle (n'ayant pas déjà « survécu » à une saison de

---

3. En Anglais, *litt.* « cendres de charbon » (la glace *frazil* a une couleur approchante).

4. (site Internet : <http://www.antcrc.utas.edu.au/aspect/seaice.html>).

fonte), et les autres types de banquise (glace de deux ans, pluriannuelle). Comme la glace fine, mais sous l'effet de contraintes mécaniques plus fortes<sup>5</sup>, la glace épaisse (plus de 0,80-1 m d'épaisseur) peut former des empilements : en se rompant sous l'effet de contraintes horizontales, cette glace forme des blocs, qui s'entassent aléatoirement, formant des crêtes linéaires (jusqu'à 10 fois plus épaisses que la glace non déformée initiale, voir photo 2.4). Ce phénomène est désigné par le terme de « crêtage »; réciproquement, des contraintes mécaniques divergentes peuvent conduire à la création d'un chenal par ouverture de la banquise (cf. Salas y Méliá, 1996).



FIG. 2.2 - Glace *nilas*. Elle est très fine, donc pratiquement transparente lorsqu'elle est intacte, et apparaît plus blanche lorsqu'elle s'est feuilletée. Le bateau « *Aurora Australis* », dont le sillage traverse l'image de bas en haut, est visible en haut et donne une idée de l'échelle du phénomène.

---

5. Ces contraintes sont accumulées sur des distances de quelques km à plusieurs dizaines de km.



(a)



(b)

FIG. 2.3 - Éléments de glace *pancake*. (a) Les plaques de *pancake* sont individualisées; (b) elles fusionnent pour former des structures plus importantes.

Dès le premier stade de formation de la banquise, de la saumure est piégée entre les cristaux de glace, la salinité de cette glace jeune variant entre 4 et 10 psu. Il faut remarquer que plus la formation de celle-ci se fait rapidement, plus la quantité de sel



(a)



(b)

FIG. 2.4 - (a) Ouverture d'une étendue de banquise consolidée; (b) banquise parsemée de crêtes. Les deux phénomènes sont dus à des accumulations de contraintes mécaniques.

piégée est importante. Mais, dans tous les cas, la salinité de cette banquise est nettement plus faible que celle de l'eau de mer à partir de laquelle elle s'est formée, ce qui signifie que la glace en formation rejette du sel. Des bulles d'air sont également emprisonnées à

l'occasion de la formation de la banquise. Trois milieux coexistent donc dans un bloc de glace de mer : de la glace proprement dite, et des bulles de saumure et d'air de diamètre inférieur au millimètre.

Comme on le verra dans la suite de cette étude, les poches de saumure peuvent stocker de l'énergie, ce qui influe sur la thermodynamique de la banquise. Or, la quantité de sel contenue dans un bloc de glace de mer varie dans le temps : en effet, les poches de saumure, plus denses que la glace, glissent progressivement vers la base du bloc, le plus souvent par effet de drainage gravitationnel. Cependant, il faut remarquer que ce processus est dominé en Arctique par la percolation à travers le bloc des flaques d'eau formées à la surface de la glace pendant la période de fonte. Ainsi, la salinité de la glace de deux ans tombe à 1-3 psu, tandis que la glace plus âgée a une salinité inférieure à 1 psu.

## 2.2 Le modèle Gelato

### 2.2.1 Au sujet des notations

Le modèle de banquise Gelato considère au minimum trois types différents de surfaces marines, que l'on distingue par l'indice  $j$  (voir fig. 2.5). Cet indice s'appliquera soit à une surface d'eaux libres ( $j = w$ ), un type de glace recouvert d'une couche de neige ( $j = s$ ), de la glace nue ( $j = i$ ), ou l'ensemble de la surface marine ( $j = t$ ); comme nous supposons que les chenaux sont inclus dans le premier niveau du modèle océanique, nous utiliserons également l'indice  $j = w$  pour décrire des quantités relatives à l'eau de mer située immédiatement sous les blocs de glace. Quant à l'indice  $j = s$ , il ne sera réellement utilisé que pour souligner que l'on traite différemment une banquise recouverte d'une couche de neige et un bloc de glace nue (notamment pour ce qui concerne l'interface avec l'atmosphère). Enfin, il convient de toujours garder à l'esprit le fait qu'en général plusieurs types de banquise coexistent au sein de la même maille, ce dont on ne rendra pas compte par les notations mathématiques, pour plus de clarté.

Dans certains cas, l'indice ( $j = a$ ) apparaîtra pour désigner une quantité relative à l'atmosphère; par commodité, on utilisera parfois un double indice, par exemple dans le cas des tensions entre deux milieux. Par exemple,  $\tau_{iw}$  désigne la tension que la glace exerce sur l'eau, tandis que  $\tau_{wi} = -\tau_{iw}$  représente à l'inverse la tension de l'eau sur la glace.

Sauf mention contraire, toutes les quantités sont comptées algébriquement selon les

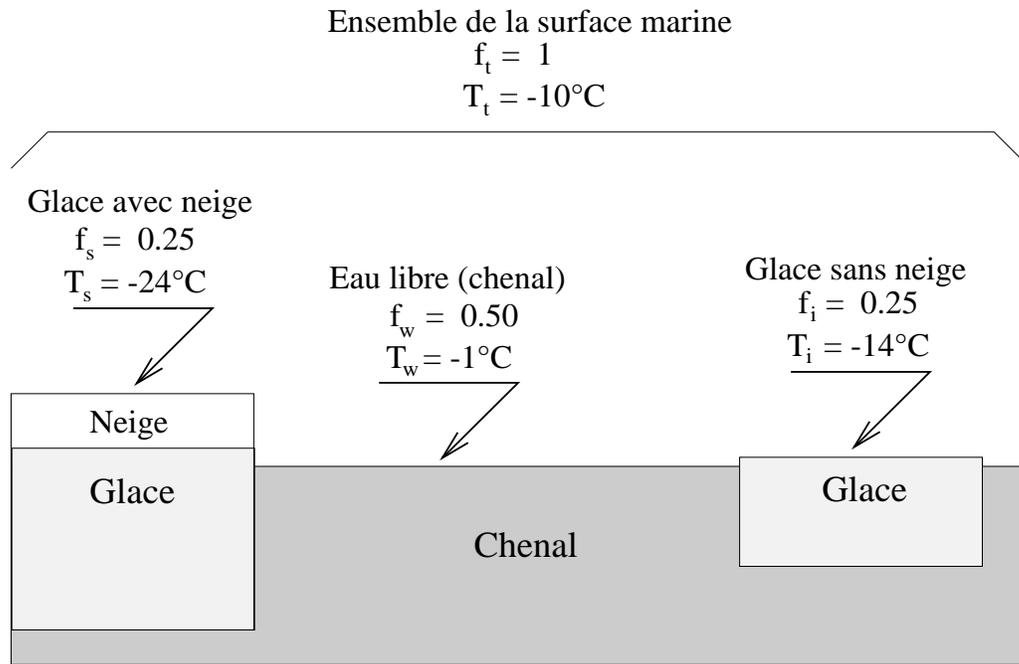


FIG. 2.5 - Exemple de notations concernant les températures de surface dans le modèle Gelato. Les fractions occupées par la glace nue, la glace recouverte de neige et l'eau libre se notent respectivement  $f_i$ ,  $f_s$  et  $f_w$  (la somme des trois valant toujours 1, car la grille du modèle ne comporte pas de mailles mixtes terre-mer).

conventions suivantes :

- un flux de chaleur positif s'appliquant sur un milieu représente un gain d'énergie pour ce milieu;
- un flux d'eau positif s'appliquant sur un milieu représente un gain d'eau douce pour ce milieu. Les précipitations seront donc comptées *positivement* dans le bilan d'eau douce d'une surface d'eaux libres. Au contraire, un rejet de sel par suite de formation de banquise se soldera pour l'océan par une augmentation de la salinité à cet endroit, ce qui représente donc ici un flux d'eau *néгатif* pour l'océan. Cette opération conserve la quantité de sel contenue globalement dans la banquise et l'océan. Par ailleurs, ce dernier garde un volume constant en eau car sa surface est considérée comme un *toit rigide* sur lequel s'appliquent des gradients horizontaux de pression (voir chapitre 3).

## 2.2.2 Les données d'entrée du modèle de glace

### Les données d'entrée atmosphériques

Le modèle de banquise utilise en entrée les quantités atmosphériques suivantes : les flux de chaleur solaire\* et non-solaire\* *nets* intéressant chaque type de surface (composée de neige, de glace ou d'eau liquide), respectivement notés  $Q_j^{sw}$  et  $Q_j^{ns}$  (en  $\text{W.m}^{-2}$ ), ainsi que la sensibilité  $\partial Q_j^{ns}/\partial T_j$  du flux non-solaire à la température de surface  $T_j$ ; les flux d'eau que représentent d'une part les évaporations  $e_j$  ( $\text{m.s}^{-1}$ ), et les précipitations neigeuses  $P^s$  et pluvieuses  $P^l$  en équivalent d'eau liquide ( $\text{m.s}^{-1}$ ) d'autre part; enfin, Gelato a besoin de la tension du vent sur l'ensemble de la surface océanique  $\tau_{at}$ . Ces grandeurs sont calculées par le module Bulky, ce que l'on verra en détail dans le chapitre 3. La figure 2.6 reprend la liste de ces quantités atmosphériques intervenant dans le couplage atmosphère  $\rightarrow$  glace. Par ailleurs, la figure 3.8 page 104 permet de resituer les différents modèles dans le cadre du système couplé.

### Les données d'entrée océaniques

Gelato utilise six informations provenant de la surface océanique; nous reviendrons plus précisément sur ce point dans la section 2.2.4. Ces variables sont d'une part le courant de surface  $(u_w, v_w)$  ainsi que la température de surface et la salinité, que l'on note respectivement  $T_w$  et  $S_w$ . D'autre part, dans le cas où Gelato est couplé à un modèle d'océan (ce qui a effectivement lieu pour la présente étude), deux flux de chaleur devront être également fournis :

(i) si la température de surface de l'océan  $T_w$  est égale à la température du point de congélation  $T_w^f$ , l'océan renvoie alors un flux de chaleur (négatif) au modèle de glace (suite à l'application du schéma de diffusion verticale dans toute la colonne d'eau). Ce flux, noté  $Q_{wi}^{t,f}$  représente une partie des échanges océan-glace<sup>6</sup>;

(ii) si la température de surface de l'océan  $T_w$  est supérieure à la température du point de congélation  $T_w^f$ , l'océan fournit à Gelato un flux de chaleur (positif) que l'on note  $Q_{wi}^{t,w}$ .

Ce dernier point sera abordé plus en détail dans le chapitre 3, où l'on donnera une description du modèle océanique OPA, qui fournit à Gelato les données nécessaires. Pour simplifier, on ne distinguera plus les deux flux océaniques  $Q_{wi}^{t,w}$  et  $Q_{wi}^{t,f}$  jusqu'à la fin de ce

---

6. Ce point sera abordé en détail dans le chapitre 3, page 86

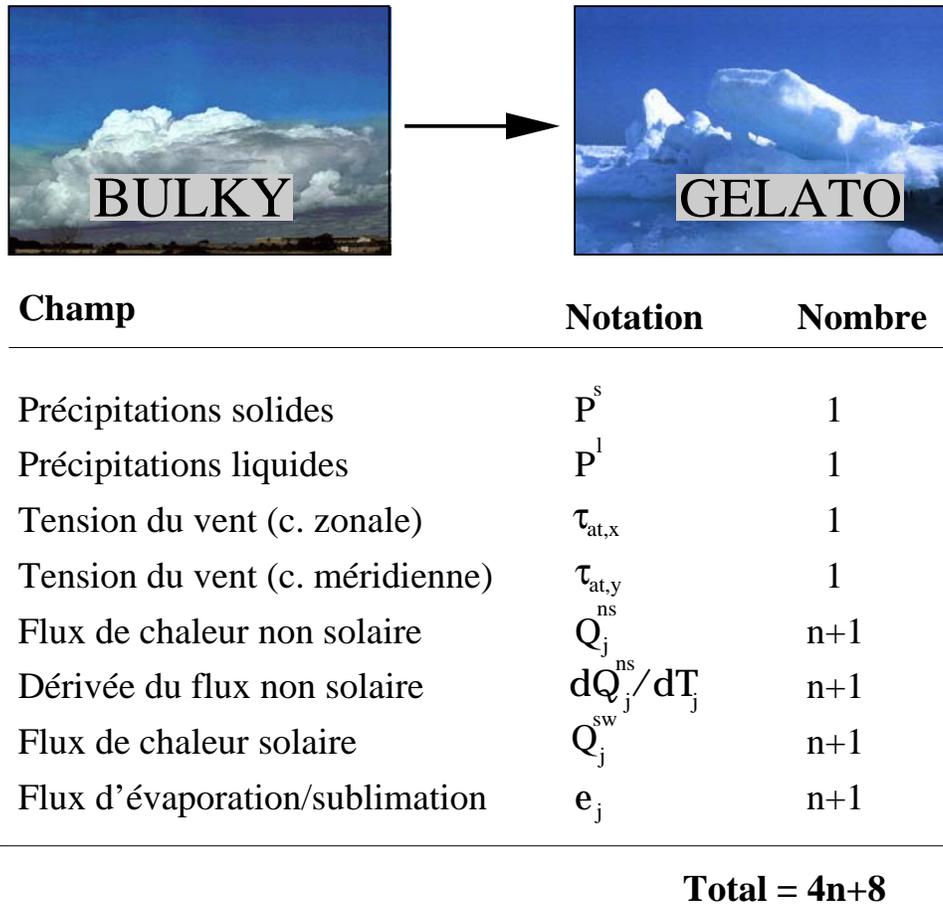


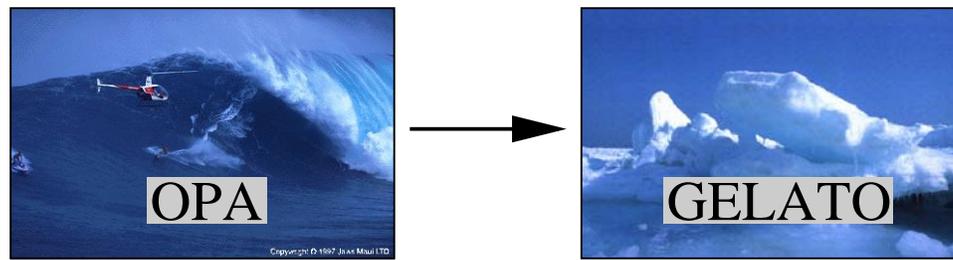
FIG. 2.6 - Quantités produites par le module atmosphérique et destinées au modèle de glace. Noter que les quatre derniers champs cités doivent être calculés pour chacune des surfaces considérées par Gelato. Par exemple, le flux solaire absorbé sera calculé pour chacune des  $n$  catégories d'épaisseurs de glace prises en compte, mais aussi pour les chenaux, ce qui fait au total  $n + 1$  calculs différents.

chapitre. Seule leur somme sera utilisée par Gelato :

$$Q_{wi}^t = Q_{wi}^{t,w} + Q_{wi}^{t,f} \quad (2.2)$$

### 2.2.3 La physique de Gelato : un aperçu global

Comme cela a déjà été mentionné, Gelato est un modèle de banquise multi-niveaux, ainsi que l'illustre la figure 2.8. Cela signifie que l'on considère plusieurs types de glace d'épaisseurs différentes dans la même maille (on suit la théorie de distribution des épaisseurs



Champ	Notation	Nombre
Flux de chaleur océanique	$Q_{wi}^t$	1
Flux de chaleur "résiduel"	$Q_{wi}^{t,f}$	1
Température de la couche mélangée	$T_w$	1
Salinité de la couche mélangée	$S_w$	1
Courant de surface (comp. zonale)	$u_w^g$	1
Courant de surface (comp. mérid.)	$v_w^g$	1

**Total = 6**

FIG. 2.7 - Quantités fournies par le modèle d'océan, destinées au modèle de glace.

développée par Thorndike *et al.*, 1975). Un problème thermodynamique distinct doit être résolu pour chacun de ces types de banquise, ce qui peut mettre en évidence en particulier des taux de croissance de la glace très différents selon le type considéré, comme le justifient par exemple Maykut (1982) ou Thorndike *et al.* (1975) en se référant à des campagnes d'observations. En effet, de la glace venant de se former dans les chenaux, soumise à des conditions atmosphériques typiques de l'Arctique central en hiver, connaît des taux de croissance verticale de l'ordre de la dizaine de cm par jour; sous les mêmes conditions, de la glace d'environ 1 m d'épaisseur ne croît que de quelques mm par jour, tandis que de la glace nettement plus épaisse (environ 8 m et plus) fond d'environ 1/2 mm par jour, comme le montre le tableau 2.1. C'est par suite de la forte non-linéarité des taux de croissance de la banquise en fonction de l'épaisseur qu'il est souhaitable de distinguer au moins deux sortes de glace dans chaque maille traitée par le modèle. Maykut (1982) considérait neuf types de banquise distincts, et appliquait même des traitements différents de la thermodynamique pour la glace dite « fine » (glace récente, moins de 80 cm d'épaisseur) et pour la glace « épaisse » (plus de 80 cm d'épaisseur). Ces traitements

différents se justifiaient surtout en réalité par le besoin d'économiser du temps de calcul, certains aspects thermodynamiques supportant effectivement un traitement simplifié selon l'épaisseur. Par exemple, la faible inertie thermique de la glace fine permet de supposer que le profil vertical de température dans la banquise est pratiquement linéaire, ce qui simplifie grandement la résolution de l'équation de conduction verticale (voir sous-section 2.2.4). Dans ce cas comme dans d'autres, Gelato applique le schéma le plus général à tous les types de glace, sans distinction d'épaisseur. Cela permet une meilleure vectorisation du code, de gagner en efficacité, sans augmentation significative du temps de calcul et en offrant une meilleure lisibilité.

Date	0 cm	50 cm	100 cm	200 cm	400 cm	600 cm	800 cm	1000 cm
1 <sup>er</sup> jan.	12,09	1,95	0,46	0,31	0,09	-0,03	-0,06	-0,06
1 <sup>er</sup> avr.	11,71	1,86	0,41	0,32	0,20	0,01	-0,06	-0,06
1 <sup>er</sup> jul.	-1,60	-1,40	-1,32	-1,25	0,07	0,02	-0,06	-0,06
1 <sup>er</sup> oct.	8,05	1,01	0,25	-0,09	-0,03	-0,03	-0,06	-0,06

TAB. 2.1 - Taux de croissance de la glace de mer arctique en cm/jour en fonction de l'épaisseur et de l'époque de l'année (d'après Thorndike *et al.*, 1975)

Gelato a été conçu initialement pour comporter un grand nombre de types de glace (plusieurs dizaines), mais sur un domaine spatial typiquement de méso-échelle et pour une utilisation dans le cadre de simulations durant de quelques jours à une année (Salas y Mélia, 1996). Pour la présente étude, dont le domaine géographique est global et l'échelle de temps de plusieurs années, seulement deux types de glace différents ont été pris en compte, à savoir la glace fine (moins de 50 cm d'épaisseur), et la glace épaisse (plus de 50 cm). En effet, le nombre de champs de couplage devant transiter entre Gelato et les deux autres modèles serait sinon très important. Dans tout le reste de ce document, toutes les équations concernant les variables d'état de la banquise doivent être considérées comme s'appliquant potentiellement à deux types de banquise, mais elles restent en fait vraies quel que soit le nombre de types de banquise utilisé.

L'accrétion de glace à la base d'un bloc de banquise se calcule en connaissant l'intensité du flux de conduction de la chaleur à la base de ce bloc ainsi que le flux de chaleur océan-glace. Le flux de conduction s'obtient en résolvant une équation de propagation de la chaleur dans le couvert glacé selon la verticale, les transferts de chaleur horizontaux étant négligés (Maykut et Untersteiner, 1971); pour résoudre cette équation de conduction de la chaleur, il est important de connaître l'épaisseur de la glace considérée, mais aussi la

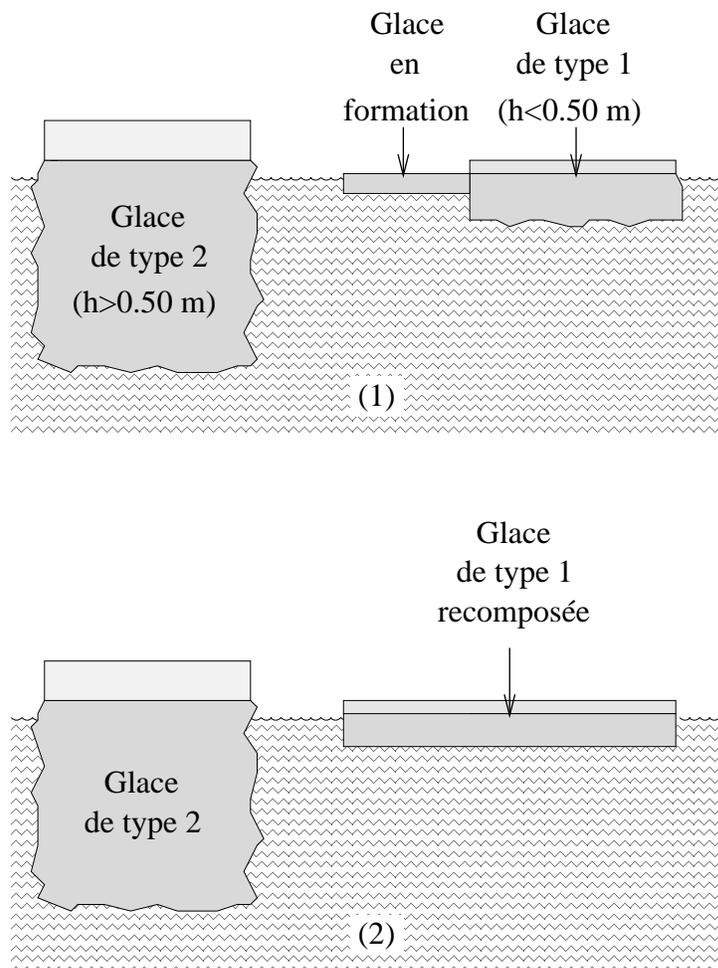


FIG. 2.8 - Illustration des « types » de glace (ou « classes ») tels qu'ils sont vus par Gelato dans la configuration à deux classes retenue pour l'étude; (1) en plus des deux classes déjà existantes, de la glace se forme dans le chenal; (2) la glace nouvellement formée n'atteignant pas 50 cm, elle est fusionnée avec la classe 1.

quantité de neige qui la recouvre éventuellement, ainsi que le profil vertical de température sur toute la hauteur du couvert glacé. En effet, même une fine couche de neige peut affecter la conductivité thermique du bloc de banquise, à cause des propriétés de conduction de la chaleur très différentes entre les deux milieux. Or, le coefficient de conduction thermique de la neige dépend fortement de sa masse volumique et son albédo varie dans le temps. Le schéma d'évolution de la neige dans Gelato reprend la formulation de Douville *et al.* (1995), de manière à améliorer la représentation de la conduction de la chaleur dans le système neige-glace et de son absorption d'énergie solaire. Par ailleurs, la transformation de la couche de neige en glace blanche (voir fig. 2.11 page 55) par imbibation d'eau

de mer a été également prise en compte dans Gelato, en suivant Fichet et Morales-Maqueda (1997). L'effet des poches de saumure (emprisonnées dans la glace lorsque la congélation a eu lieu) a été également considéré, car ces parcelles très salines ont pour effet de retarder à la fois la fonte printanière de la banquise et son épaissement à l'automne. En effet, ces poches absorbent une partie du rayonnement solaire pénétrant dans la glace au printemps (une partie du flux solaire ne contribue donc pas à faire fondre la banquise), et cette énergie est restituée au début de l'automne. Ainsi, une partie des déperditions de chaleur qui devrait permettre à la banquise de s'épaissir se trouve donc compensée par l'abaissement de la température des petites poches d'eau très salée puis leur congélation (à très basse température). En termes de modélisation, les éléments de saumure se conduisent comme des réservoirs d'énergie qui se remplissent lorsque les rayons solaires pénètrent la glace dès la fin de l'hiver, et qui se vident pour compenser les premières déperditions de chaleur que la glace subit à l'automne (voir par exemple Maykut et Perovich, 1987). Les chenaux ont également un effet, plus important encore sur le cycle saisonnier de la glace, comme Maykut et Perovich (1987) l'ont décrit : le réchauffement des parcelles d'eaux libres au cours de l'été provoque une fonte latérale de la banquise, qu'il est crucial de prendre en compte, surtout en Arctique. Le phénomène est en fait représenté dans Gelato en s'inspirant du schéma de Häkkinen et Mellor (1992).

Comme on l'a noté précédemment, la dynamique de la banquise et la redistribution cinématique jouent également un rôle essentiel pour forger les caractéristiques de la banquise dans les deux hémisphères. Il existe plusieurs manières de paramétriser la dynamique de la banquise; dans Gelato c'est la paramétrisation élastique-visco-plastique qui a été retenue (Hunke et Dukowicz, 1997), associée au schéma d'advection de Prather (1986). Quant au schéma de redistribution associé, il se rapproche de celui de Thorndike *et al.* (1975), modifié par Salas y Méliá (1996) d'après les recommandations d'Erlingsson (communication personnelle). Ce schéma de redistribution a en effet l'originalité de considérer à la fois les deux phénomènes d'empilement que sont le feuilletage et le crêtage (illustrés par le schéma 2.9).

L'équation suivante résume les contributions respectives de la thermodynamique, de la dynamique (advection) et de la redistribution dans l'évolution de la banquise :

$$\frac{\partial \alpha}{\partial t} = -\nabla \cdot (\alpha \mathbf{u}) + \Theta(\alpha) + \Psi(\alpha), \quad (2.3)$$

où  $\alpha$  peut désigner diverses quantités, *i.e.* pour chaque type (épaisseur) de banquise : concentration, énergie emmagasinée par les poches de saumure, profil vertical de tem-

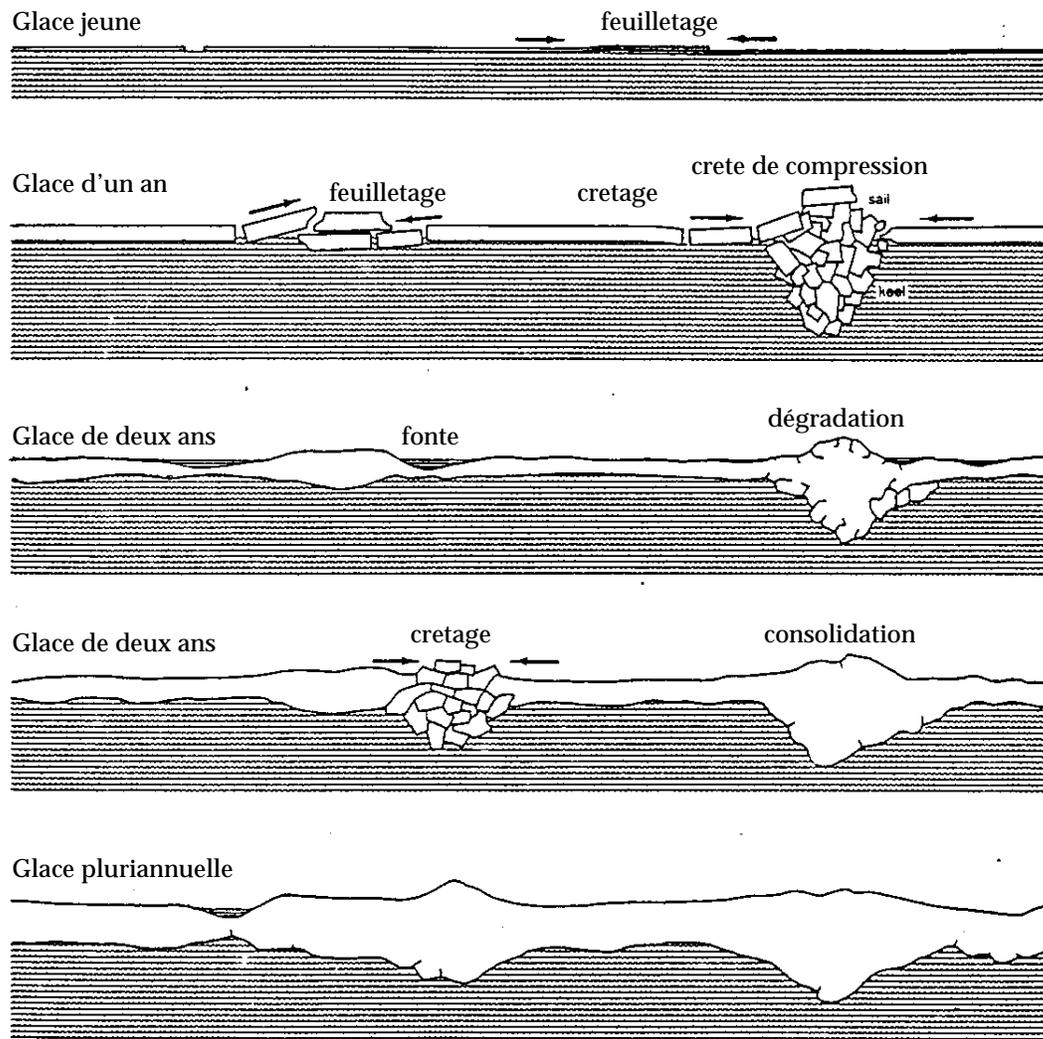


FIG. 2.9 - Le rôle des effets d'empilement dans le développement de la banquise. (a) Glace nouvellement formée, moins de 30 cm environ, subissant un feuilletage. (b) De la glace un peu plus épaisse peut également former des crêtes; (c) au cours de l'été, des flaques d'eau peuvent apparaître à la surface des blocs de banquise, plus particulièrement en Arctique, tandis que l'ensemble de la banquise a tendance à se « lisser » sous l'effet de la fonte. (d) La glace dégradée au cours de l'été se consolide de nouveau dès l'automne, et peut former de nouvelles crêtes; (e) les effets conjugués de la redistribution et de la thermodynamique donnent à la glace pluriannuelle un aspect irrégulier.

pérature, épaisseur de glace de mer, épaisseur de neige et masse de neige par unité de surface, que l'on note respectivement  $f_i$ ,  $E_i$ ,  $T$ ,  $h_i$ ,  $h_s$  et  $m_s = \rho_s h_s$ ,  $\rho_s$  représentant la masse volumique de la neige;  $-\nabla \cdot (\alpha \mathbf{u})$  désigne la contribution de l'advection,  $\Theta(\alpha)$  représente l'effet de la thermodynamique sur  $\alpha$ , et enfin  $\Psi(\alpha)$  est la contribution de la redistribution. Ces différents termes seront détaillés dans les prochaines sections.

## 2.2.4 Traitement de la thermodynamique de la banquise

### Le schéma de neige

En l'absence de précipitations de neige fraîche, selon Douville *et al.* (1995), l'albédo de la neige  $\alpha_s$  décroît dans le temps par suite d'un processus de « vieillissement ». La décroissance est en fait supposée exponentielle vers une valeur minimale d'albédo  $\alpha_s^{min}$  dans le cas où la neige fond ou s'il pleut, ce qui donne :

$$\alpha_s(t + \Delta t_i) = [\alpha_s(t) - \alpha_s^{min}] \exp^{-\tau^f \frac{\Delta t_i}{\tau^1}} + \alpha_s^{min}, \quad (2.4)$$

tandis que lorsque  $T_s < T_s^m$  ( $T_s^m$  est la température de fonte de la neige), sans nouvelles chutes de neige, la décroissance devient linéaire :

$$\alpha_s(t + \Delta t_i) = \max \left[ \alpha_s(t) - \tau^a \frac{\Delta t_i}{\tau^1}, \alpha_s^{min} \right], \quad (2.5)$$

où  $\tau^a = 0,008$ ,  $\tau^1 = 86400$  s et  $\tau^f = 0,24$ ;  $\Delta t_i = 86400$  s est le pas de temps de la thermodynamique de glace. Les valeurs minimales et maximales de l'albédo de la neige valent respectivement  $\alpha_s^{min} = 0,50$  et  $\alpha_s^{max} = 0,85$ . Si des chutes de neige se produisent, l'équivalent *liquide* de ces précipitations durant  $\Delta t_i$  étant de  $P^s \cdot \Delta t_i$  (en m), l'albédo de la neige se trouvera augmenté de la façon suivante :

$$\alpha_s(t + \Delta t_i) = \min \left\{ \alpha_s(t) + [\alpha_s^{max} - \alpha_s(t)] \frac{P^s \cdot \Delta t_i}{p^{s,new}}, \alpha_s^{max} \right\}, \quad (2.6)$$

où  $p^{s,new} = 2.10^{-3}$  m représente la quantité de neige en équivalent de précipitations liquides nécessaire pour ramener l'albédo à sa valeur maximale. On suppose par ailleurs l'albédo de la glace « nue » constant, égal à 0,71, sauf si sa surface fond, auquel cas il est fixé à  $\alpha_i = 0,50$ , pour prendre en compte la présence de flaques d'eau à la surface (voir par exemple Maykut, 1986, pour plus de détails).

De la même manière que l'albédo, la masse volumique de la neige,  $\rho_s$ , varie dans le temps, par effet de tassement, mais sur un type de glace donné on la suppose spatialement constante. Elle augmente ainsi exponentiellement vers une valeur limite  $\rho_s^{max} = 300$  kg.m<sup>-3</sup>, comme précisé par Douville *et al.* (1995) :

$$\rho_s^*(t + \Delta t_i) = [\rho_s(t) - \rho_s^{max}] \exp^{-\tau^f \frac{\Delta t_i}{\tau^1}} + \rho_s^{max}. \quad (2.7)$$

On suppose par ailleurs que la neige fraîchement tombée a une masse volumique  $\rho_s^{min}$

valant  $50 \text{ kg.m}^{-3}$ ; après d'éventuelles nouvelles chutes de neige (taux de précipitation  $P^s$ ), l'épaisseur  $h_s$  et la masse volumique  $\rho_s$  de la couche de neige considérée auront de nouveau varié au cours du pas de temps :

$$h_s(t + \Delta t_i) = h_s(t) + P^s \cdot \Delta t_i \frac{\rho_{fw}^0}{\rho_s^{min}} \quad (2.8)$$

$$\rho_s(t + \Delta t_i) = \frac{\rho_s^*(t + \Delta t_i) h_s(t) + \rho_{fw}^0 P^s \Delta t_i}{h_s(t + \Delta t_i)}, \quad (2.9)$$

où il faut bien noter que la nouvelle variation de masse volumique de la neige complète l'effet de tassement décrit par l'équation (2.7). La constante  $\rho_{fw}^0$  désigne la masse volumique standard de l'eau pure, prise ici égale à  $1000 \text{ kg.m}^{-3}$ . Par ailleurs, s'il pleut sur la couche de neige (taux de précipitation  $P^l$ ), celle-ci s'humidifie, donc sa masse volumique augmente en conséquence jusqu'à atteindre  $\rho_s^{max}$ . Par ailleurs, lorsque cette pluie vient au contact avec la surface neigeuse, elle se congèle et il se produit donc un dégagement de chaleur latente  $Q_j^p$ , que l'on applique à la couche de neige ou de glace si toute la neige a fondu (on y reviendra dans la section sur le traitement de l'équation de conduction de la chaleur dans la banquise). Ce flux s'écrit simplement :

$$Q_j^p = L_i^{f,0} P^l, \quad (2.10)$$

où  $L_i^{f,0}$  est la chaleur latente de fusion *standard* par unité de volume pour la glace pure. Dès que  $\rho_s = \rho_s^{max}$ , on suppose que l'eau en excès se solidifie au niveau de l'interface glace-neige; on notera  $\Delta h_i^r = -\Delta h_s^r$  l'augmentation d'épaisseur de glace associée. Pour mémoire, ces phénomènes physiques se résument comme suit :

$$\begin{aligned} \star \text{ si } P^l \Delta t_i \leq h_s(t) \frac{\rho_s^{max} - \rho_s(t)}{\rho_{fw}^0} & \quad \rho_s(t + \Delta t_i) = \frac{\rho_{fw}^0}{h_s(t)} P^l \Delta t_i + \rho_s(t) \\ & \quad \Delta h_i^r = 0 \\ \star \text{ si } h_s(t) \frac{\rho_s^{max} - \rho_s(t)}{\rho_{fw}^0} < P^l \Delta t_i \leq h_s(t) \frac{\rho_i - \rho_s(t)}{\rho_{fw}^0} & \quad \rho_s(t + \Delta t_i) = \rho_s^{max} \\ & \quad \Delta h_i^r = \frac{\rho_{fw}^0}{\rho_s(t)} \left[ P^l \Delta t_i - \frac{\rho_s^{max} - \rho_s(t)}{\rho_{fw}^0} h_s(t) \right] \\ \star \text{ si } P^l \Delta t_i > h_s(t) \frac{\rho_i - \rho_s(t)}{\rho_{fw}^0} & \quad \rho_s(t + \Delta t_i) = \rho_s^{max} \\ & \quad \Delta h_i^r = h_s(t), \end{aligned}$$

### Accrétion et ablation de glace par la base

L'accrétion ou l'ablation de glace se calcule en fonction de la somme de trois flux : le flux de conduction  $Q_i^{c,b}$  dû à la diffusion verticale de chaleur dans le bloc de glace considéré, le flux de chaleur cédée par l'océan,  $Q_{wi}^t$ , défini par l'équation (2.2), et le flux correspondant à la restitution de chaleur emmagasinée  $Q_i^t$ ; cette variation d'épaisseur à partir de la base s'écrit :

$$\left[ \frac{\partial h_i}{\partial t} \right]^b = - \frac{Q_i^{c,b} + Q_{wi}^t + Q_i^t}{L_i^f}; \quad (2.11)$$

le flux de conduction de la chaleur à la base du bloc de glace  $Q_i^{c,b}$  se calcule en résolvant l'équation de conduction de la chaleur unidimensionnelle dans l'ensemble glace/neige; ce terme sera précisé au cours de la section suivante, de même que le flux  $Q_i^t$ . La paramétrisation du flux de chaleur océanique  $Q_{wi}^t$  s'appuie sur la formulation de Maykut et McPhee (1995) et sera explicitée au cours du chapitre suivant, où l'on donne une description du modèle d'océan utilisé et des modifications apportées à celui-ci.

### Conduction et stockage de la chaleur

Le flux de conduction de chaleur  $Q_i^{c,b}$ , la plupart du temps négatif, engendre généralement des augmentations d'épaisseur de la glace par la base. On peut définir ce flux (représenté sur la figure 2.10 page 54) comme suit :

$$Q_i^{c,b} = k_i \left. \frac{\partial T}{\partial z} \right|_{z=0}, \quad (2.12)$$

où  $k_i$  représente le coefficient de conduction de la chaleur pour la glace de mer;  $z$  désigne l'élévation (en m) au-dessus du niveau que définit l'interface horizontale glace-eau, et l'on rappelle que  $T = T(z)$  (K) est le profil vertical de température dans le bloc glace-neige, que l'on suppose régi par l'équation de diffusion de la chaleur suivante :

$$\rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} = k \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} + \max \left[ - \frac{\partial E_i}{\partial t}, 0 \right], \quad (2.13)$$

où la masse volumique  $\rho$ , la chaleur spécifique  $C_p$  et le coefficient de conduction de la chaleur  $k$  sont tous des fonctions de la coordonnée verticale  $z$ . Le terme  $\max \left[ - \frac{\partial E_i}{\partial t}, 0 \right]$  représente le dégagement automnal de la chaleur stockée dans les poches de saumure,  $E_i$ , processus sur lequel on reviendra en détail au cours du prochain paragraphe. En supposant que le bloc glace-neige se compose d'une couche de glace d'épaisseur  $h_i$ , surmontée d'une

épaisseur de neige  $h_s$ , on pourra écrire :

$$\begin{aligned} \text{pour } 0 \leq z \leq h_i & \quad \rho = \rho_i \quad C_p = C_{p,i} \quad k = k_i \\ \text{pour } h_i < z \leq h_i + h_s & \quad \rho = \rho_s \quad C_p = C_{p,s} = C_{p,i} \quad k = k_s = k_i \left( \frac{\rho_s}{\rho_i} \right)^{1,885}, \end{aligned}$$

où le coefficient de conduction de la chaleur dans la neige a été noté  $k_s$ , expression fournie par Douville *et al.* (1995). Pour la résolution de (2.13), on a utilisé un schéma de discrétisation verticale implicite dans le bloc de banquise; il comporte respectivement 4 et 2 niveaux dans la partie glace de ce bloc et la couche de neige. Des expériences de sensibilité ont en effet montré qu'une discrétisation plus fine n'apporte pas de modifications significatives dans l'évolution de l'épaisseur de la banquise, du moins aux échelles spatiales considérées. En revanche, ne prendre en compte qu'un niveau dans la partie glace et la couche de neige reviendrait à négliger l'inertie thermique du bloc de banquise. Or, cette inertie produit des effets visibles, en décalant de quelques semaines le cycle croissance/fonte de la glace de mer par rapport au cycle annuel de la température de l'air. Les conditions aux limites suivantes ont été utilisées :

$$T(0) = T_w^f \quad (2.14)$$

$$\left. \frac{\partial T}{\partial z} \right|_{h_i+h_s} = \frac{Q_j^{ns} + Q_j^{sw,s} + Q_j^p}{k_j}; \quad (2.15)$$

où  $T_w^f$  désigne la température de congélation de l'eau de mer, que l'on peut écrire en fonction de la salinité  $S_w$  (voir éq. 2.1 page 32); dans (2.15) on rappelle que le flux non-solaire  $Q_j^{ns}$  est une donnée d'entrée du modèle de glace;  $Q_j^{sw,s}$  est la partie du flux radiatif solaire  $Q_j^{sw}$  absorbé par la surface de glace ou de neige qui l'est directement à l'interface glace-air ou neige-air, et le flux  $Q_j^p$  représente un apport de chaleur lié à d'éventuelles précipitations pluvieuses (voir éq. 2.10). On notera que la discrétisation temporelle du membre de droite dans (2.15) a été effectuée comme suit :

$$\begin{aligned} & \frac{1}{k_j} [Q_j^{ns}(T_j)^{(t+\Delta t_i)} + Q_j^{sw,s}(t) + Q_i^r(t)] \\ & = \frac{1}{k_j} \left\{ Q_j^{ns}(T_j)^{(t)} + \underbrace{\frac{\partial Q_j^{ns}(t)}{\partial T_j} [T_j^{(t+\Delta t_i)} - T_j^{(t)}]}_{\text{terme de sensibilité}} + Q_j^{sw,s}(t) + Q_i^r(t) \right\}; \end{aligned}$$

cette formulation évite des instabilités numériques qui apparaissent si l'on conserve un pas de temps aussi important que  $\Delta t_i = 86400$  s en remplaçant ce schéma par la formulation explicite simple  $\frac{1}{k_j} [Q_j^{ns}(T_j)^{(t)} + Q_j^{sw,s}(t) + Q_i^{r(t)}]$ . Le terme linéaire de sensibilité se justifie physiquement par le fait que, si au cours du pas de temps  $\Delta t_i$  la température de surface  $T_j^{(t)}$  évolue, le flux de surface non-solaire que l'on applique à cette surface change lui aussi car il est fonction de  $T_j^{(t)}$ .

Dans le cas où le bloc de banquise se compose effectivement de glace *et* de neige, on considère que toute l'énergie solaire qui n'est pas réfléchiée par la surface est absorbée par les dix premiers centimètres de l'élément de banquise, donc dans ce cas  $Q_j^{sw,s} = Q_j^{sw}$ . Au contraire, si la banquise n'est pas recouverte de neige, *i.e.*  $h_s = 0$ , seule la fraction  $Q_j^{sw,s} = (1 - I_i) Q_j^{sw}$  est absorbée dans les dix premiers centimètres ( $h_i^0 = 0,1$  m). On suppose alors que

$$I_i = \begin{cases} 0,17 & \text{si } h_i \geq h_i^0 \\ 1 - 0,83 h_i/h_i^0 & \text{si } h_i < h_i^0. \end{cases}$$

Une partie de  $Q_j^{sw}$ , que l'on note  $Q_j^{sw,o}$ , traverse toute l'épaisseur de la banquise, en suivant une loi d'atténuation de Beer :

$$Q_j^{sw,o} = (Q_j^{sw} - Q_j^{sw,s}) e^{-\kappa[h_i - h_i^0]}, \quad (2.16)$$

avec un coefficient d'extinction  $\kappa = 1,5 \text{ m}^{-1}$ . Comme le montre la figure 2.10 page 54, le reste de  $Q_j^{sw}$ , noté  $Q_j^{sw,r} = Q_j^{sw} - Q_j^{sw,s} - Q_j^{sw,o}$ , est emmagasiné dans les poches de saumure, en d'autres termes, le réservoir d'énergie de la glace de mer  $E_i$  ( $\text{J.m}^{-3}$ ) évolue selon :

$$\frac{\partial E_i}{\partial t} = \frac{Q_j^{sw,r}}{h_i}. \quad (2.17)$$

L'énergie ainsi stockée a été arbitrairement limitée par un maximum  $E_i^{max}$ ; en suivant Maykut et Perovich (1987) on le fixe à la valeur suivante :

$$E_i^{max} = 0,5 L_i^{f,0} [h_i - h_i^0], \quad (2.18)$$

où l'on rappelle que  $L_i^{f,0}$  est la chaleur latente de fusion *standard* par unité de volume pour la glace; si  $E_i \geq E_i^{max}$ , la glace ne peut plus emmagasiner de chaleur, dans ce cas  $I_i$  devient égal à zéro; par ailleurs, toujours d'après Maykut et Perovich (1987), on suppose que  $E_i$  est réparti uniformément au sein du bloc de glace considéré, et qu'il contribue à réduire la chaleur latente de fusion effective de la glace,  $L_i^f$ , par un phénomène de fonte

interne :

$$L_i^f = L_i^{f,0} - E_i. \quad (2.19)$$

Ainsi le stockage d'énergie solaire au printemps retarde légèrement le début de la fonte de printemps pour la glace, car une partie du flux solaire absorbé  $Q_j^{sw}$ , au lieu de contribuer immédiatement à la fonte, est stockée puis utilisée à la fin de l'été, moment où les réservoirs de chaleur se vident progressivement, ce dont on rendait compte par le terme  $Q_i^t$  dans (2.11). Ce flux peut s'écrire :

$$Q_i^t = \min \left[ \frac{E_i h_i}{\Delta t_i}, H(-Q_i^{c,b} - Q_{wi}^t) (Q_i^{c,b} + Q_{wi}^t) \right], \quad (2.20)$$

où  $H(x)$  est la fonction de Heaviside, valant 0 si  $x < 0$  et 1 si  $x \geq 0$ . L'effet de la libération de chaleur au début de la saison froide est de retarder la reprise de la production de glace, car le phénomène d'accrétion de la glace se trouve provisoirement contrebalancé par l'utilisation de l'énergie  $E_i$  contenue dans le réservoir, jusqu'à son épuisement. L'utilisation de cette énergie peut être décrite par l'équation :

$$\frac{\partial E_i}{\partial t} = -\frac{Q_i^t}{h_i}. \quad (2.21)$$

On peut noter qu'après résolution de (2.13), certaines températures du profil vertical calculé peuvent excéder la température de fusion de la glace. Il suffit alors de calculer la valeur du flux de chaleur  $Q_j^{m,t}$  ayant permis aux couches de glace ou de neige concernées de dépasser le point de fusion, ce qui se traduit par :

$$Q_j^{m,t} = \frac{1}{\Delta t_i} \int_0^{h_i+h_s} \rho(z) C_p(z) \max[T(z) - T_i^m, 0] dz; \quad (2.22)$$

ce flux va être responsable de la fonte de neige ou de glace à la surface du bloc concerné :

$$\frac{\partial h_j^t}{\partial t} = -\frac{Q_j^{m,t}}{L_j}, \quad (2.23)$$

où  $L_j = L_i^f$  dans le cas de la glace de mer non recouverte de neige et  $L_s^f = L_i^{f,0} \frac{\rho_s}{\rho_i}$  sinon. Une fois cet effet pris en compte, toute température  $T(z)$  supérieure à  $T_i^m$  peut-être ramenée à  $T_i^m$ .

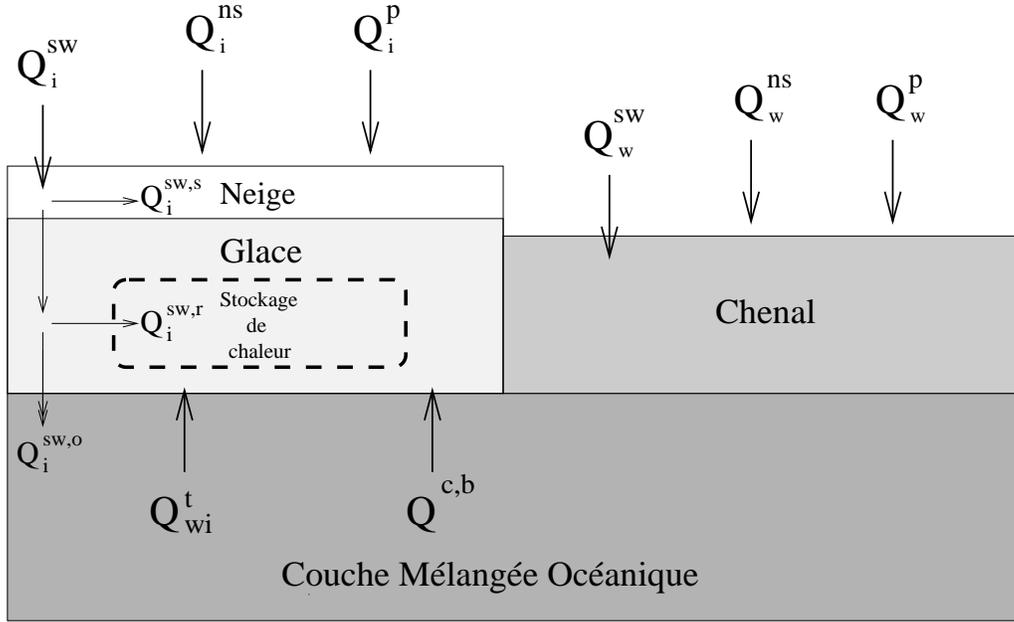


FIG. 2.10 - Les principaux flux atmosphériques et océaniques considérés par Gelato. Noter que les flux atmosphériques (flux de chaleur solaire, non-solaire, et flux liés aux changements de phase des précipitations atteignant la surface) doivent être fournis pour chaque milieu traité par le modèle. Si l'on considère par exemple deux types de glace et des chenaux, trois jeux de flux correspondant à ces surfaces différentes seront nécessaires.

### La formation de glace blanche

La formation de glace blanche peut avoir lieu si la composante neige de l'élément de banquise concerné devient suffisamment épaisse (donc pesante) pour faire descendre le niveau de l'interface glace-neige sous la ligne de flottaison du bloc en question : dans ce cas, d'après Fichet et Morales-Maqueda (1997), on suppose que toute la neige située sous cette ligne de flottaison est infiltrée d'eau de mer qui gèle à son contact (fig. 2.11). Ce phénomène cause un dégagement de chaleur latente et de saumure vers l'océan (les expressions des flux de chaleur et d'eau douce correspondantes sont données dans la section 2.2.7); les variations d'épaisseur de glace et de neige au cours du pas de temps  $\Delta t_i$ , notées respectivement  $\Delta h_i^{si}$  et  $\Delta h_s^{si}$ , s'écrivent donc :

$$\Delta h_i^{si} = -\Delta h_s^{si} = \max \left[ \frac{\rho_s h_s - (\rho_w^0 - \rho_i) h_i}{\rho_s + \rho_w^0 - \rho_i}, 0 \right], \quad (2.24)$$

$\rho_w^0$  représente une valeur de référence pour la masse volumique de l'eau de mer, prise ici égale à  $1020 \text{ kg.m}^{-3}$ ; la prise en compte de ce processus physique, comme l'ont noté

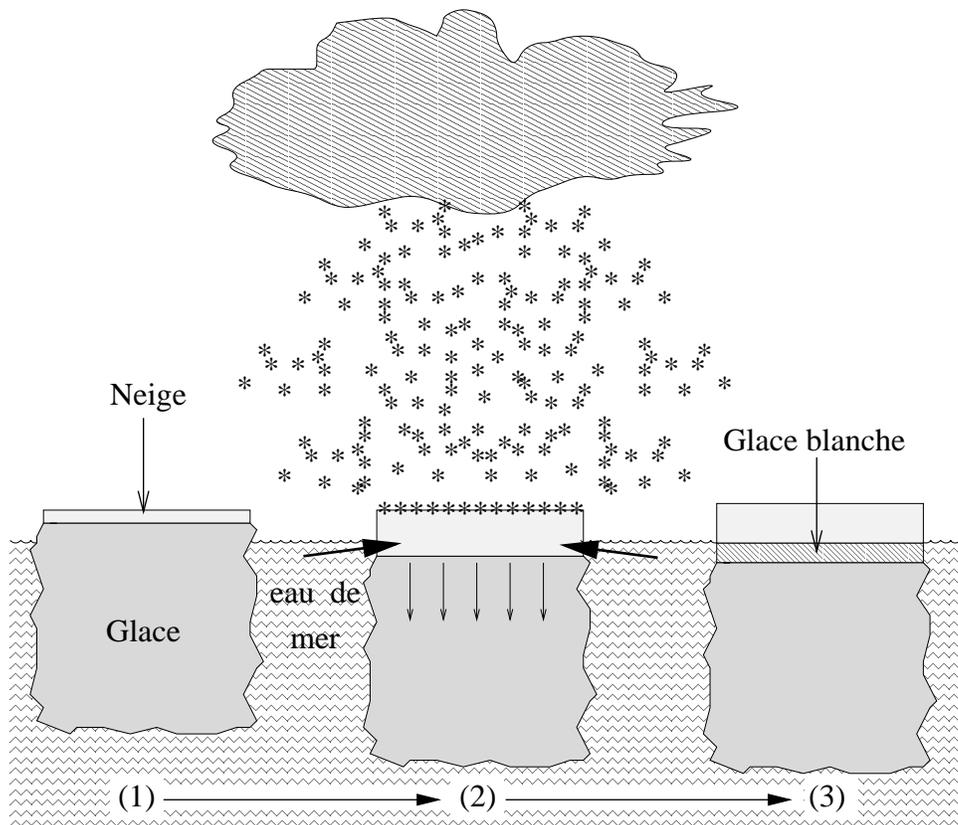


FIG. 2.11 - La formation de glace blanche. (1) Bloc de glace de mer surmonté d'une fine couche de neige; (2) accumulation de neige sur le bloc de glace par suite de nouvelles chutes de neige; une partie de la couche de neige passe sous la ligne de flottaison à cause de l'augmentation du poids de l'ensemble glace-neige; (3) de l'eau de mer s'est infiltrée dans la partie de la couche neigeuse située sous la ligne de flottaison, entraînant la création de glace blanche.

Fichet et Morales-Maqueda, évite l'accumulation irréaliste de neige sur la banquise (particulièrement autour de l'Antarctique, où le phénomène est significatif), et rend compte d'un phénomène pouvant contribuer significativement à l'augmentation de l'épaisseur de la glace.

### 2.2.5 Traitement de la thermodynamique des chenaux

Les chenaux ont un comportement thermodynamique tout à fait différent de celui de la neige ou de la glace, à toute époque de l'année. En hiver, ces surfaces d'eaux libres, exposées à l'air froid, sont soumises à des flux de chaleur particulièrement intenses, et cela provoque donc la création de glace à croissance rapide. Il faut remarquer ici que dans le modèle couplé ayant servi à la présente étude, le chenal est toujours considéré comme

étant inclus dans le premier niveau du modèle océanique (allant de la surface à 10 m de profondeur). Cela signifie que les flux de surface ( $Q_w^{ns}$ ,  $Q_w^{sw}$ ,  $P^l$ ,  $P^s$ ,  $\tau_{at}$ ) sont directement transmis à l'océan, à moins que la température du chenal  $T_w$  soit égale à  $T_w^f$ . Dans ce cas, on utilise  $Q_w^{ns}$  pour créer de la nouvelle glace dans le chenal.

En été, la glace de mer subit une fonte verticale, mais aussi latérale; ce dernier phénomène de fonte est particulièrement délicat à modéliser mais il est crucial de le traiter correctement, car en Arctique il joue un rôle très important dans l'évolution de la concentration des glaces. Pour cela, la première idée venant à l'esprit serait d'évaluer le taux de fonte correspondant de façon suffisamment réaliste; par exemple, Maykut et Perovich (1987), en s'appuyant sur des expériences en laboratoire (Josberger, 1979), ont paramétrisé ce taux ( $\text{m.s}^{-1}$ ) dans le cas d'un « mur » de glace vertical limitant un chenal de température moyenne  $T_w$  et de point de congélation  $T_w^f$  par :

$$M^r = m_1 \Delta T_w^{m_2}, \quad (2.25)$$

où  $\Delta T_w = T_w - T_w^f$ ,  $m_1 = 2,85 \cdot 10^{-7} \text{ m.s}^{-1} \cdot \text{K}^{-1,36}$  et  $m_2 = 1,36$ . Des mesures sur le terrain (Maykut et Perovich, 1987) ont montré que l'introduction de la vitesse de friction eau-glace dans (2.25) permet en général d'améliorer la représentation de la fonte latérale (par exemple  $M^r = m'_1 u_{wi}^* \Delta T_w^{m_2}$ ,  $u_{wi}^*$  désignant la vitesse de friction océan-glace), mais sans que l'accord avec les observations soit systématiquement meilleur. En supposant que des paramétrisations de ce type permettent de rendre raisonnablement compte de l'intensité de la fonte latérale, il n'en subsiste pas moins un autre problème plus épineux encore : *quelle relation existe-t-il entre le taux de fonte latérale de la glace et sa variation de surface?* Pour la connaître, il faudrait avoir des informations sur la géométrie des blocs de glace et sur leur dimension, car la variation de surface  $dA_i$  ( $\text{m}^2$ ) d'un élément de banquise de périmètre  $P_i$  ( $\text{m}$ ) connaissant un taux de fonte de  $M^r$  ( $\text{m.s}^{-1}$ ) vaut (voir fig. 2.12) :

$$\frac{dA_i}{dt} = -\frac{\rho_i}{\rho_w^0} M^r P_i. \quad (2.26)$$

Pour mieux comprendre la nature du problème, on va s'appuyer sur un exemple illustré par la figure 2.13. Cette figure présente deux situations d'englacement (a) et (b) très voisines à l'instant  $t$  (même concentration initiale de glace  $f_i(t)$ , même taux de fonte latérale  $M^r(t) = 0,4 \text{ m.jour}^{-1}$ , même nombre d'éléments de banquise de surface  $4L^2$  ( $L > 1$ ) mais de formes différentes). On cherche à calculer la nouvelle concentration de la banquise sous ces hypothèses à l'instant  $t + \Delta t_i$  ( $\Delta t_i = 1 \text{ jour}$ ), cela pour les deux

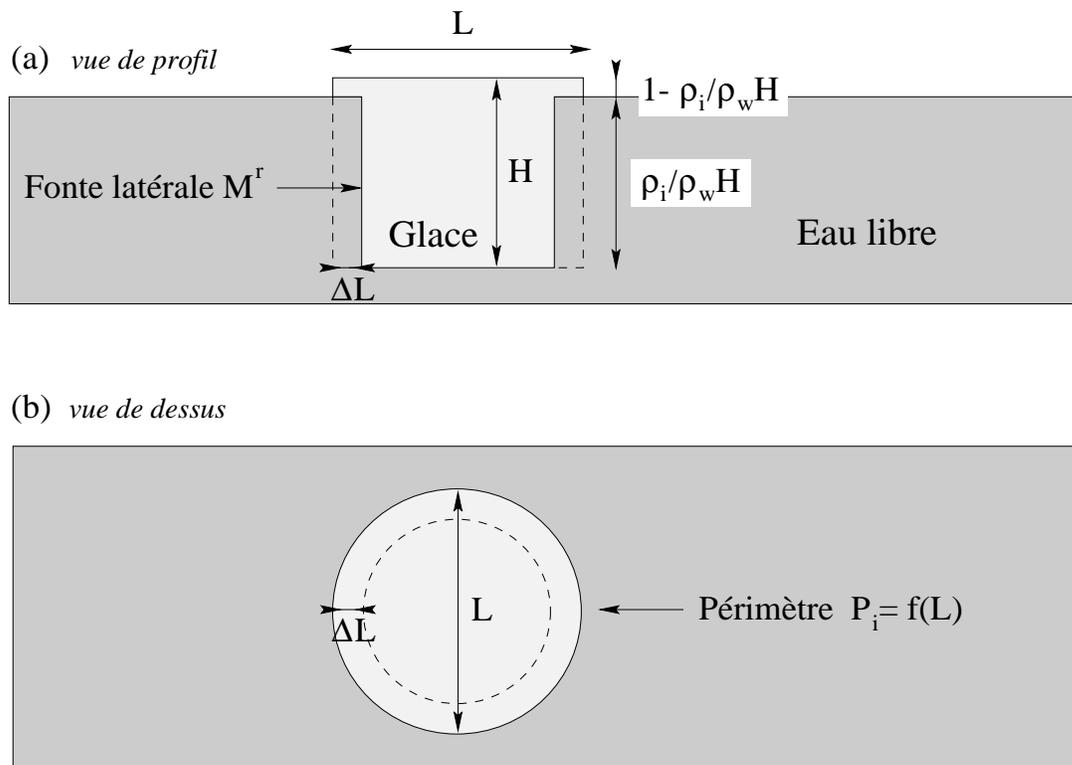


FIG. 2.12 - En toute rigueur, la fonte latérale n'affecte la banquise qu'en dessous de la ligne de flottaison (a). Si le taux de fonte latérale correspondant vaut  $M^r$ , on pourra écrire que pendant le temps  $\Delta t_i$ , la glace fond latéralement d'une épaisseur  $\Delta L = M^r \Delta t_i$ , ce qui équivaut en moyenne sur la verticale (de la base au sommet du bloc de glace) à une érosion  $\overline{\Delta L} = -\frac{\rho_i}{\rho_w} M^r \Delta t_i$ . Si l'on connaît le périmètre  $P_i$  du bloc de glace considéré (b), c'est-à-dire sa forme et ses dimensions), il est possible d'évaluer la variation d'aire associée, qui est égale à  $dA_i = -\frac{\rho_i}{\rho_w} M^r P_i \Delta t_i$ .

configurations. Dans le cas (a), pendant le temps  $\Delta t_i$ , chaque élément de banquise perd une surface valant :

$$\Delta s = 10 L M^r(t) \Delta t_i,$$

d'où une concentration finale égale à :

$$f_i(t + \Delta t_i) = \frac{2}{9} \left( 1 - \frac{5}{2L} M^r \Delta t_i \right) = f_i(t) \left( 1 - \frac{1}{L} \right).$$

De façon similaire, pendant  $\Delta t_i$ , dans le cas (b), chaque élément de banquise voit sa surface diminuer de :

$$\Delta s = 8 L M^r(t) \Delta t_i,$$

ce qui conduira à une concentration différente par rapport au cas (b) :

$$f_i(t + \Delta t_i) = \frac{2}{9} \left( 1 - \frac{2}{L} M^r \Delta t_i \right) = f_i(t) \left( 1 - \frac{0,8}{L} \right).$$

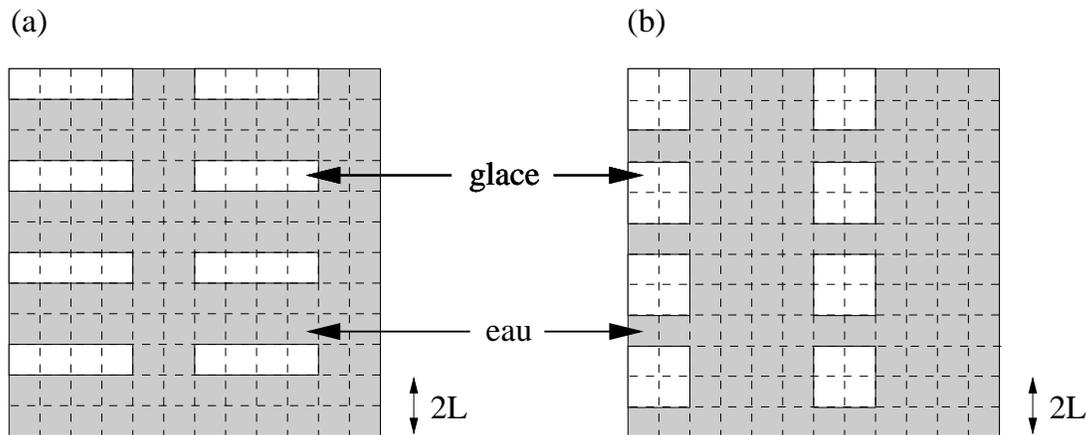


FIG. 2.13 - (a) et (b) représentent deux situations d'englacement similaires à l'instant  $t$  : domaines identiques, mêmes concentrations de glace ( $f_i(t) = \frac{2}{9} \simeq 22,2\%$ ), même nombre d'éléments de banquise (tous de surface  $4L^2$ , avec  $L > 1$ , la seule différence entre (a) et (b) tient à la forme de ces éléments). Dans les deux cas, on suppose le taux de fonte latérale constant,  $M^r(t) = 0,4 \text{ m.jour}^{-1}$  (de tels taux de fonte ont été observés en été dans l'Arctique, selon Maykut et Perovich, 1987). On peut montrer par cet exemple que la variation de la concentration de banquise par fonte latérale dépend non seulement de la **taille caractéristique des blocs**, mais encore de leur **forme**.

Steele (1992) a montré d'après des observations, qu'il est pertinent d'idéaliser les éléments de banquise par des disques de diamètre  $L$ , tout en soulignant que l'on peut en fait négliger la fonte latérale dans les cas où  $L \geq 30 \text{ m}$ . Au contraire, dans les régions où le pack glaciaire a été brisé en petits éléments (par exemple sous l'effet des vagues, en particulier à la limite du domaine englacé), la fonte latérale joue un rôle primordial dans le processus de retrait estival; mais si l'on suit l'approche de Maykut et Perovich (1987) complétée par Steele (1992), il faudrait encore paramétriser  $L$ . Il est alors probable que, par suite d'accumulation d'erreurs, l'ensemble ne donnerait pas *in fine* de résultats significativement meilleurs que ceux que l'on obtiendrait en utilisant des paramétrisations plus simples. Dans le cadre de la présente étude, une approche utilisant à la fois le taux de fonte paramétrisé par (2.25) et une largeur de chenal évolutive a d'ailleurs été mise en œuvre puis abandonnée, les résultats obtenus n'étant pas améliorés pour un surcoût en temps de calcul non-négligeable. Pour conclure sur ce point, même si ces méthodes

s'appuient sur une approche physique des mécanismes de fonte latérale, trop d'incertitudes subsistent encore pour parvenir à des résultats significativement meilleurs que par le biais de paramétrisations plus simples.

La paramétrisation de Häkkinen et Mellor (1990) présente l'avantage de se formuler simplement et de conduire à des estimations raisonnables de la fonte latérale estivale de la banquise. Soit  $f_i^t = \sum f_i$  la fraction totale de la glace et  $\bar{h}_i = \sum f_i h_i$  son épaisseur moyenne sur la maille; on rend alors compte de l'ablation latérale de glace en faisant varier directement la fraction d'eau libre  $f_w$ , et en supposant par ailleurs que la fonte latérale est une fonction de l'intensité de la fonte basale concomittante  $\frac{\partial \bar{h}_i}{\partial t}$ . Pour chaque type de banquise, occupant une fraction  $f_i$ , cette formulation de Häkkinen et Mellor (1990), adaptée à plusieurs types de glace, peut s'écrire (tant qu'il reste de la glace) :

$$\frac{\partial f_i}{\partial t} = -\frac{f_i}{f_i^t} \frac{\partial f_w}{\partial t}, \quad (2.27)$$

avec :

$$\frac{\partial f_w}{\partial t} = 0,7 \frac{f_w}{\bar{h}_i} \max \left[ -\frac{\partial \bar{h}_i}{\partial t}, 0 \right]; \quad (2.28)$$

en sommant (2.27) sur tous les types de glace, on retrouve bien que la surface globale glace + chenaux est conservée :

$$\frac{\partial f_i^t}{\partial t} + \frac{\partial f_w}{\partial t} = 0.$$

La traduction de cette fonte en termes de flux de chaleur et d'eau sera étudiée à la fin de ce chapitre.

### 2.2.6 Dynamique et redistribution de la banquise

En vue de simplifier l'équation de quantité de mouvement de la banquise, il est courant de négliger les termes correspondant aux forces d'inertie. En effet, ceux-ci sont au moins d'un ordre de grandeur inférieurs aux autres quantités (voir par exemple Hunke et Dukowicz, 1997). En intégrant cette équation sur la verticale (c'est-à-dire de la base au sommet de la banquise), ce qui permet de toujours traiter la banquise comme un milieu continu bidimensionnel du point de vue de la dynamique, on obtient la forme suivante :

$$\bar{m}_t \frac{\partial \mathbf{u}_i}{\partial t} = \nabla \cdot \boldsymbol{\sigma} + \boldsymbol{\tau}_{aj} + \boldsymbol{\tau}_{wi} - \bar{m}_t f \mathbf{k} \times \mathbf{u}_i - \bar{m}_t g \nabla H^d, \quad (2.29)$$

où  $\mathbf{u}_i$  désigne la vitesse du pack glaciaire (tous les types de glace se trouvant dans une même maille sont supposés avoir la même vitesse),  $\overline{m}_t$  représente la masse totale de toute la glace contenue dans la surface de la maille traitée (en incluant la neige recouvrant les blocs de glace), divisée par la surface de la maille;  $\mathbf{k}$  est le vecteur normal à la maille et pointant vers le haut,  $f = 2\Omega \sin \Phi$  et  $g$  sont respectivement le paramètre de Coriolis et l'accélération de la gravité ( $\Omega$  est la vitesse de rotation de la Terre,  $\Phi$  la latitude du point de grille considéré);  $H^d$  désigne la hauteur dynamique de la surface de l'océan. Connaissant le courant géostrophique  $\mathbf{u}_w^g$  fourni par le modèle d'océan<sup>7</sup>, on peut écrire que  $g \nabla H^d = f \mathbf{k} \times \mathbf{u}_w^g$ , ce qui élimine  $H^d$  de (2.29). Enfin,  $\boldsymbol{\tau}_{wi}$  et  $\boldsymbol{\tau}_{aj}$  désignent respectivement les flux de quantité de mouvement (action de « traction ») des courants océaniques et du vent sur la banquise.

Il faut préciser que le schéma numérique actuellement appliqué dans Gelato n'utilise pas directement  $\boldsymbol{\tau}_{wi}$  en tant que quantité fournie directement par le modèle d'océan, mais considère plutôt ce terme comme une fonction de l'inconnue  $\mathbf{u}_i$  de (2.29) et du courant géostrophique  $\mathbf{u}_w^g$ . En suivant par exemple Hibler et Bryan (1987), on écrira ainsi :

$$\boldsymbol{\tau}_{wi} = \rho_w^0 C_{wi}^d |\mathbf{u}_w^g - \mathbf{u}_i| [\cos \theta_w \cdot (\mathbf{u}_w^g - \mathbf{u}_i) + \sin \theta_w \cdot \mathbf{k} \times (\mathbf{u}_w^g - \mathbf{u}_i)] , \quad (2.30)$$

où le coefficient de traînée  $C_{wi}^d$  vaut 0,0055;  $\theta_w$  désigne l'angle de rotation subi par le courant océanique entre la surface et la base de la couche limite océanique, et vaut respectivement  $+25^\circ$  et  $-25^\circ$  dans les hémisphères nord et sud. Pour plus de clarté par la suite, nous rappelons maintenant ici la formulation visco-plastique qu'Hibler (1979) a proposée pour le tenseur des contraintes bidimensionnel :

$$\boldsymbol{\sigma} = 2\eta \dot{\boldsymbol{\epsilon}} + \left[ (\zeta - \eta) T(\dot{\boldsymbol{\epsilon}}) - \frac{P}{2} \right] \mathbf{I}, \quad (2.31)$$

où  $\dot{\boldsymbol{\epsilon}}$  désigne le tenseur des déformations, défini par  $\dot{\boldsymbol{\epsilon}} = \frac{1}{2} (\nabla \mathbf{u}_i + \nabla^t \mathbf{u}_i)$ , et  $T(\dot{\boldsymbol{\epsilon}})$  représente la trace de  $\dot{\boldsymbol{\epsilon}}$ ;  $P = P^* f_i^t \overline{h}_i e^{-C^*(1-f_i^t)}$  est un terme de pression qui représente la résistance de la glace ( $f_i^t$  et  $\overline{h}_i$  sont respectivement la concentration totale et l'épaisseur moyenne de la glace sur la maille;  $P^*$  et  $C^*$  désignent des constantes du modèle). Les coefficients non-linéaires de viscosité de cisaillement et de viscosité « bulk », notés respectivement  $\eta$

---

7. Dans la pratique, le courant géostrophique  $\mathbf{u}_w^g$  est défini dans OPA comme le courant horizontal au 8<sup>ème</sup> niveau vertical de vitesse (c'est-à-dire à environ 70 m de profondeur); aux points de profondeur inférieure à 70 m, on le remplace par le courant de surface.

et  $\zeta$ , se définissent de la façon suivante :

$$\eta = \frac{P}{2\Delta} \quad (2.32)$$

$$\zeta = \frac{P}{2\Delta e^2}, \quad (2.33)$$

avec :

$$\Delta = \left[ (\dot{\epsilon}_{11}^2 + \dot{\epsilon}_{22}^2)(1 + e^{-2}) + 4e^{-2}\dot{\epsilon}_{12}^2 + 2\dot{\epsilon}_{11}\dot{\epsilon}_{22}(1 - e^{-2}) \right]^{1/2}. \quad (2.34)$$

Comme Hunke et Dukowicz (1997) l'ont suggéré, on peut écrire (2.31) d'une façon un peu différente :

$$\frac{\boldsymbol{\sigma}}{2\eta} + \left[ \frac{P}{4\zeta} + \frac{\eta - \zeta}{4\eta\zeta} T(\boldsymbol{\sigma}) \right] \mathbf{I} = \dot{\boldsymbol{\epsilon}}, \quad (2.35)$$

où le membre de gauche représente le terme plastique de la loi visco-plastique. Une loi similaire mais ne comportant qu'un terme de type élastique (Hunke et Dukowicz, 1997) pourra s'écrire sous la forme :

$$\frac{1}{E} \frac{\partial \boldsymbol{\sigma}}{\partial t} = \dot{\boldsymbol{\epsilon}}; \quad (2.36)$$

où  $E$  est un paramètre du modèle analogue au module de Young, et qui contrôlera la valeur du taux de déformation à laquelle la transition entre les schémas plastique et élastique aura lieu. Si  $\Delta x$  représente la dimension minimale pour toutes les mailles de la grille du modèle,  $E$  doit remplir la condition suivante à tout instant :

$$\Delta t_i \leq \sqrt{\frac{m_t}{E}} \Delta x. \quad (2.37)$$

En suivant Hunke et Dukowicz (1997), la formulation élastique-visco-plastique complète du tenseur des contraintes s'écrit :

$$\frac{1}{E} \frac{\partial \boldsymbol{\sigma}}{\partial t} + \frac{\boldsymbol{\sigma}}{2\eta} + \left[ \frac{P}{4\zeta} + \frac{\eta - \zeta}{4\eta\zeta} T(\boldsymbol{\sigma}) \right] \mathbf{I} = \dot{\boldsymbol{\epsilon}}. \quad (2.38)$$

La discrétisation de la formulation élastique-visco-plastique conduit à un schéma de type explicite (voir Hunke et Dukowicz, 1997, pour plus de détails), qui est informatiquement très efficace. Suivant les recommandations de Hunke et Dukowicz (1997), puisque le modèle de banquise reçoit de nouvelles données atmosphériques et océaniques tous les  $\Delta t_i = 86400$  s, on adopte un pas de temps  $\Delta t_d$  de 21600 s pour le calcul de la vitesse; la grille de calcul du modèle Gelato est une grille de type Arakawa B. Le nombre maximal d'itérations pour ce calcul a été fixé 100. Après résolution de (2.29) et (2.38), *i.e.* une

fois que l'on connaît  $\mathbf{u}_i$ , les termes de transport sont calculés pour les différents types de banquise, en utilisant un schéma d'advection de Prather (1986); construit à partir de la conservation des moments de premier et second ordre, il présente l'avantage d'être très peu diffusif.

L'application d'un schéma d'advection peut conduire dans certaines régions à des concentrations de banquise supérieures à 1 (cas de certaines mailles où la concentration de banquise est importante et où le pack converge). C'est pourquoi le phénomène de redistribution de la glace a été pris en compte (description complète dans Salas y Méria, 1996, et en annexe B). La théorie de la redistribution utilisée dans Gelato se fonde sur Erlingsson (1993). En s'appuyant sur des observations, Erlingsson considère que la glace fine (épaisseur  $h$  inférieure à  $h_0 = 0,25$  m) peut seulement se réarranger sous forme de feuillets, et que la glace plus épaisse ( $h > h_0$ ) est redistribuée par formation de crêtes linéaires, dont l'épaisseur est  $k.h$ ,  $k$  étant un paramètre aléatoire variant entre 3 et 5 (dans le cas de Gelato).

Il est possible de paramétriser ces phénomènes typiques de l'échelle fine en fonction de la valeur de la divergence du pack glaciaire à grande échelle. En réécrivant l'équation 2.3 dans le cas de la densité de probabilité en épaisseur de la banquise  $g$  (définie au chapitre 1 par l'équation 1.1 page 22), pour toute épaisseur de glace  $h$ , il vient :

$$\frac{dg(h)}{dt} = -\nabla \cdot [g(h)\mathbf{u}] + \Theta(h) \frac{\partial g(h)}{\partial t} + \psi(h), \quad (2.39)$$

où le terme de redistribution  $\psi(h)$  ne doit pas être confondu avec celui de l'équation 2.3, qui était noté  $\Psi(h)$ . En intégrant (2.39) sur tout le spectre des épaisseurs de glace (l'intégrale de  $g$  sur ce domaine vaut 1), on obtient :

$$\int \psi(h) dh = \nabla \cdot \mathbf{u}. \quad (2.40)$$

Par ailleurs, la redistribution n'étant qu'un réarrangement de blocs de glace, elle ne modifie pas le volume de banquise par unité de surface, ce que l'on traduit par :

$$\int h\psi(h) dh = 0. \quad (2.41)$$

On choisit d'écrire la fonction de redistribution  $\psi$  sous la forme suivante :

$$\psi(h) = |\nabla \cdot \mathbf{u}| w(h), \quad (2.42)$$

où  $w$  se décompose en trois fonctions représentant respectivement les composantes ouverture, crêtage et feuilletage des phénomènes redistributifs :

$$w(h) = w_o(h) + w_{ri}(h) + w_{ra}(h). \quad (2.43)$$

En rappelant que  $H$  désigne la fonction de Heaviside (voir page 53), on définit maintenant les coefficients d'ouverture et de fermeture (relatives) du pack de banquise, respectivement notés  $\mathcal{O}'$  et  $\mathcal{C}'$  :

$$\mathcal{O}' = H(\nabla \cdot \mathbf{u}) + r' \quad (2.44)$$

$$\mathcal{C}' = H(\nabla \cdot \mathbf{u}) - 1 - r'. \quad (2.45)$$

En se fondant sur des observations effectuées en Arctique central, Erlingsson (1993) a obtenu une valeur de 1,2 pour le coefficient  $r'$ . Sous certaines hypothèses, il est possible de démontrer que (cf. annexe B) :

$$w_o(h) = \mathcal{O}' \delta_0(h) \quad (2.46)$$

$$w_{ra}(h) = -\mathcal{C}' \left[ \frac{g(h/2)}{2} H(h_0 - h/2) - 2g(h) H(h_0 - h) \right] \quad (2.47)$$

$$w_{ri}(h) = -\mathcal{C}' \left[ \frac{g(h/k)}{k(k-1)} H(h/k - h_0) - \frac{k}{k-1} g(h) H(h - h_0) \right]. \quad (2.48)$$

Dans le cadre de la modélisation de la banquise, la fonction  $g$  est en réalité discrète. Plus particulièrement, pour ce qui concerne la présente étude, on rappelle qu'il existe dans le modèle deux épaisseurs de glace  $h_1$  et  $h_2$  telles que  $h_1 \leq 50$  cm et  $h_2 > 50$  cm, et  $g$  n'est définie que pour ces deux valeurs :  $g(h_1) = f_1$  et  $g(h_2) = f_2$ , où  $f_1$  et  $f_2$  représentent les concentrations respectives des deux types de glace.

### 2.2.7 Les données de sortie du modèle de glace

La partie de ce chapitre consacrée à la modélisation de la banquise débutait par une présentation des données d'entrée du modèle de banquise, elle va se terminer ici sur une liste des quantités fournies aux autres modèles par Gelato.

## Les données fournies au modèle océanique

Comme on le verra au cours du chapitre 3, le modèle d'océan a besoin en entrée de flux de chaleur, d'eau et de quantité de mouvement. Gelato doit donc fournir en entrée du modèle d'océan le flux solaire transmis par le système glace-chenaux  $Q_t^{sw}$ , le flux non-solaire transmis  $Q_t^{ns}$ , le flux d'eau  $\Phi_t^w$ , et la tension du vent corrigée par la présence de glace  $\tau_t$ . Chacune de ces quantités se calcule comme la pondération de  $Q_w^{sw}$ ,  $Q_w^{ns}$ ,  $\Phi_w^w$  et  $\tau_t$ <sup>8</sup> par  $f_w$ , et de termes homologues calculés sous la glace par Gelato.

Au cours des sections précédentes, on a décrit la physique du modèle de banquise en gardant à l'esprit qu'elle se reproduit à l'identique pour chaque type considéré. Cependant, même si la glace présente dans une maille est en réalité représentée par un ensemble de classes différentes, il apparaît nécessaire d'agréger certaines variables d'état concernant la banquise afin de calculer les valeurs pondérées correspondantes, cela pour évaluer la contribution globale de tous ces types de glace aux flux de chaleur et d'eau que le modèle d'océan exige en entrée. Soit  $\alpha_i$  une variable attachée à la banquise (par exemple la masse de glace par unité de surface,  $\rho_i h_i$ ); si  $f_i(h_i) dh_i$  désigne la fraction occupée par la glace d'épaisseur comprise entre  $h_i$  et  $h_i + dh_i$ , la variable pondérée associée à  $\alpha_i$  sera définie comme :

$$\bar{\alpha}_i = \int_0^{+\infty} \alpha_i(h_i) f_i(h_i) dh_i. \quad (2.49)$$

### ▷ Flux de chaleur solaire et non-solaire

Le flux solaire est donné par :

$$Q_t^{sw} = f_w Q_w^{sw} + \bar{Q}_i^{sw,o}, \quad (2.50)$$

et le flux non-solaire peut s'écrire de la façon suivante :

$$Q_t^{ns} = f_w (Q_w^{ns} + Q_w^p) + \bar{Q}_i^{mi} + \bar{Q}_i^{si}, \quad (2.51)$$

où  $Q_w^p = -P^s \frac{\rho_i^0}{\rho_i} L_i^0$  est l'effet thermique des précipitations neigeuses tombant puis fondant dans les chenaux;  $\bar{Q}_i^{mi}$  et  $\bar{Q}_i^{si}$  désignent respectivement l'apport de chaleur à l'océan dû à la fonte de neige ou de glace<sup>9</sup>, et l'apport de chaleur latente qu'entraîne la formation de

---

8. Grandeurs fournies par Bulky à OPA en l'absence de glace.

9. En effet, de la glace ou de la neige venant de fondre se traduit par une parcelle d'eau à la température du point de fusion de la glace, que l'on transmet à l'océan; le flux  $\bar{Q}_i^{mi}$  correspond au flux de chaleur équivalent « vu » par l'océan, de température différente, qui reçoit cette masse d'eau.

glace blanche. Ces deux flux ont l'expression suivante :

$$\overline{Q}_i^{mi} = C_{p,w} \Delta T_w \left. \frac{\partial \overline{m}_t}{\partial t} \right|_{abl} \quad (2.52)$$

$$\overline{Q}_i^{si} = L_i^{f,0} \frac{\rho_i - \rho_s}{\rho_i^2} \left. \frac{\partial \overline{m}_i}{\partial t} \right|_{si}, \quad (2.53)$$

où l'on rappelle que  $\Delta T_w = T_w - T_w^f$ .

▷ *Le flux d'eau douce*

Le flux d'eau devant parvenir à l'océan,  $\Phi_t^w$ , résulte de plusieurs effets, représentés chacun par un terme dans l'équation suivante, *i.e.* respectivement : précipitations solides et liquides tombant dans les chenaux, évaporation des chenaux, ruissellement<sup>10</sup> des fleuves  $R^0$ , fonte de neige, formation de glace blanche, et le dernier terme traduit toute variation d'épaisseur de glace en un flux d'eau douce (sauf formation de glace blanche). On rappelle que, par convention, le rejet de sel au cours de la formation de glace se traduit par un flux d'eau douce négatif, dont l'effet est d'augmenter la salinité de la couche mélangée, contrairement à celui des précipitations. Le flux d'eau  $\Phi_t^w$  s'écrit alors :

$$\Phi_t^w = f_w \underbrace{(P^s + P^l + e_w + R^0)}_{\Phi_w^w} + \overline{\Phi}_s^{w,ms} + \overline{\Phi}_i^{w,si} + \overline{\Phi}_i^{w,\Delta h}. \quad (2.54)$$

Les trois derniers termes peuvent s'exprimer comme suit :

$$\overline{\Phi}_s^{w,ms} = -\frac{1}{\rho_{fw}^0} \left. \frac{\partial \overline{m}_s}{\partial t} \right|_{ms} \quad (2.55)$$

$$\overline{\Phi}_i^{w,si} = -\frac{1}{\rho_w^0} \left. \frac{\partial \overline{m}_i}{\partial t} \right|_{si} \left( 1 - \frac{\rho_s}{\rho_i} - \frac{S_i}{S_w} \right) \quad (2.56)$$

$$\overline{\Phi}_s^{w,\Delta h} = -\frac{1}{\rho_w^0} \left. \frac{\partial \overline{m}_i}{\partial t} \right|_{si} \left( 1 - \frac{S_i}{S_w} \right), \quad (2.57)$$

où l'on a supposé que  $S_i$  ( $\text{g kg}^{-1}$ ) est une constante du modèle, prise ici égale à 6 psu (communication personnelle K. Simonsen). Dans (2.57), il faut remarquer que  $\left. \frac{\partial \overline{m}_i}{\partial t} \right|_{si}$  ne rend compte que de l'augmentation d'épaisseur de banquise due à la formation de glace

<sup>10</sup>. Ces données climatiques, fournies par le NCEP, sont en  $\text{m.s}^{-1}$ , et obtenues à partir du site internet <http://www.cdc.nasa.gov>; initialement définies sur une grille de troncature T62, elles ont été interpolées sur la grille du modèle OPA (Tzanos, 1999).

blanche; et l'on a au contraire :

$$\frac{\partial \bar{m}_i}{\partial t} \Big|_{s_i} = \frac{\partial \bar{m}_i}{\partial t} - \frac{\partial \bar{m}_i}{\partial t} \Big|_{s_i} ; \quad (2.58)$$

De plus,  $\frac{\partial \bar{m}_s}{\partial t} \Big|_{m_s}$  représente seulement la contribution de la fonte de neige en surface à la variation de la masse de neige par unité de surface.



Champ	Notation	Nombre
Flux de chaleur non solaire	$Q_w^{ns}$	1
Flux de chaleur solaire	$Q_w^{sw}$	1
Evaporation - précipitations	$\phi_w$	1
Tension du vent (comp. zonale)	$\tau_{at,x}$	1
Tension du vent (comp. mérid.)	$\tau_{at,y}$	1
Ruissellement	$R_o$	1

**Total = 6**

FIG. 2.14 - Quantités calculées par le module atmosphérique et destinées au modèle d'océan.

▷ *Flux de quantité de mouvement à la surface*

Cette quantité se calcule simplement par l'expression pondérée :

$$\tau_t = f_w \tau_{at} - \bar{\tau}_{wi} , \quad (2.59)$$

où l'on rappelle que  $\tau_{wi}$ , donné par (2.30), représente la tension que l'eau applique à la glace. Les expressions (2.50), (2.51), (2.54) et (2.59) traduisent bien que les flux de chaleur, d'eau et de quantité de mouvement ( $\Phi_t^w$ ,  $Q_t^{sw}$ ,  $Q_t^{ns}$  et  $\tau_t$ ) résultent en fait d'une contribution atmosphérique « directe » pondérée par la fraction d'eau libre de glace

$f_w$  et d'un terme provenant du modèle de banquise. Les figures 2.14 et 2.15 illustrent respectivement l'envoi des données de flux correspondant à ces deux contributions; les flux globaux résultants seront utilisés par le modèle d'océan, comme on le verra au cours du chapitre 3.

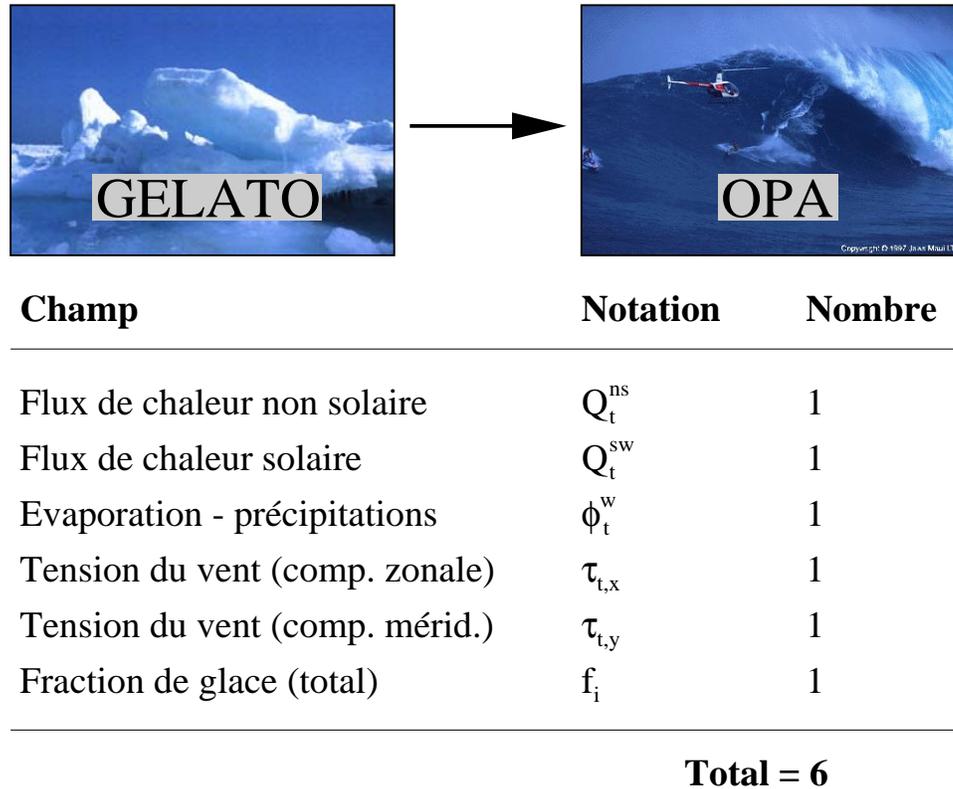
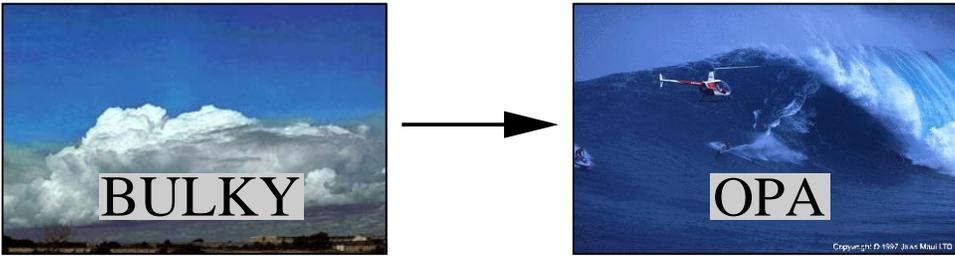


FIG. 2.15 - Le modèle de glace fournit au modèle d'océan les champs de forçage nécessaires. On ajoute aux cinq champs habituellement nécessaires la concentration de la glace afin d'effectuer certaines opérations dans OPA (voir chapitre 3).

### Les données fournies au module d'atmosphère

Pour calculer les flux de chaleur et d'évaporation dont Gelato a besoin en entrée, le module Bulky (calculant des flux par des méthodes bulk) doit disposer en entrée de données d'albédo, de température de surface et plus accessoirement des fractions respectives des différents types de surface.



Champ	Notation	Nombre
Flux de chaleur non solaire	$Q_w^{ns}$	1
Flux de chaleur solaire	$Q_w^{sw}$	1
Évaporation - précipitations	$\phi_w$	1
Tension du vent (comp. zonale)	$\tau_{at,x}$	1
Tension du vent (comp. mérid.)	$\tau_{at,y}$	1
Ruissellement	$R_o$	1
<b>Total = 6</b>		

FIG. 2.16 - Champs fournis par le modèle de banquise et destinés au modèle d'atmosphère; on considère  $n$  types de glace différents plus de l'eau libre dans chaque maille du modèle, ce qui fait  $n + 1$  champs pour chaque type de donnée.

▷ *Données d'albédo*

Il existe des paramétrisations de l'albédo de l'eau libre prenant en compte la hauteur du soleil sur l'horizon  $\mu$ , comme par exemple celle de Payne (1972) :

$$\alpha_w = \frac{0,05}{1,1(\cos \mu)^{1,4} + 0,15} \quad \text{par ciel clair}$$

$$\alpha_w = 0,06 \quad \text{par ciel couvert ;}$$

d'autres travaux utilisent cependant des valeurs constantes pour  $\alpha_w$ , comme Simonsen et Haugan (1996); pour la présente étude,  $\alpha_w$  vaut 0,065. Pour ce qui concerne les blocs de banquise, les albédos correspondants ont été calculés par Gelato (voir page 48).

▷ *Données de température*

Le modèle de banquise calcule la température de surface de chaque type de glace nue  $T_i$  ou enneigée  $T_s$  (voir page 50); la détermination de la température de surface des chenaux

$T_w$  revient en réalité au modèle océanique<sup>11</sup>.

▷ *Données de fraction de glace et d'eaux libres*

En réalité, le module Bulky utilise les données de couverture de glace uniquement dans le but de réduire le coût en temps de calcul de la détermination des flux et pour établir des diagnostics. En effet, les calculs de flux sur glace ne seront effectués que dans le cas où la fraction de banquise est non-nulle; quant aux calculs de flux moyens échangés entre la surface marine (éventuellement composée de glace *et* d'une fraction d'eau libre) et l'atmosphère, ils se fondent naturellement sur une pondération des flux sur chaque type de surface par les fractions. Les champs transitant du modèle de glace vers le module de calcul de flux atmosphériques apparaissent de manière condensée dans la figure 2.16.

---

11. On suppose en fait que les chenaux existant au sein des régions marines englacées correspondent au niveau de surface de ce modèle.



# Chapitre 3

## Le système couplé océan-glace

### 3.1 Introduction

Le modèle de banquise Gelato, présenté au chapitre précédent, utilise des données océaniques de surface et des données atmosphériques. Pour des simulations courtes de quelques mois à quelques années, les données océaniques requises pourraient provenir simplement d'un modèle d'océan superficiel intégral unidimensionnel, mais les expériences menées pour la présente étude s'étalent sur des périodes de quelques dizaines d'années : il est donc préférable dans ce cas d'utiliser un modèle de circulation océanique tridimensionnel, qui permettra de prendre en compte le rôle important de la dynamique océanique dans le système couplé. Réciproquement, il devient alors possible d'évaluer l'impact de l'introduction d'un modèle de banquise interactive sur la circulation océanique.

Ce chapitre décrit donc le système couplé global océan-glace dans son ensemble. On ne donnera du modèle océanique OPA qu'une description rapide permettant d'une part d'encerner les principales caractéristiques et d'autre part d'expliquer les modifications qui lui ont été apportées suite au couplage avec la banquise. Les deux composantes du système océan-glace sont couplées au logiciel Bulky, qui calcule les flux de surface atmosphériques dirigés vers l'océan et la glace. Bulky peut déterminer ces flux en connaissant d'une part l'état de la surface marine traitée (température, albédo) et d'autre part les caractéristiques de l'atmosphère en surface (les champs atmosphériques nécessaires proviennent d'une climatologie précisée par le tableau 3.2).

L'ensemble océan-glace est couplé à un logiciel calculant des flux à partir de données atmosphériques et de l'état de la surface marine; la méthode de calcul de ces flux, inspirée de Yelland et Taylor (1996), fera l'objet d'une section de ce chapitre. Le coupleur OASIS,

que l'on décrira également rapidement, assure le transfert des données nécessaires entre les trois éléments du modèle couplé.

## 3.2 Le modèle OPA

Le modèle de circulation générale océanique OPA (pour « Océan PARallélisé »), dont on utilise la version 8.0 dans la présente étude a été développé au LODYC (Laboratoire d'Océanographie DYnamique et de Climatologie, Paris). Il s'agit d'un modèle aux équations primitives, qui prend en compte une dynamique non linéaire et la thermodynamique associée à la température et à la salinité. Le modèle OPA est décrit de manière détaillée dans le document de référence de Madec *et al.* (1997) et on se limitera ici à une présentation rapide de ses principales caractéristiques.

### 3.2.1 Caractéristiques générales

#### Les équations primitives

Le système d'équations primitives régissant la circulation océanique provient des équations de base de la mécanique des fluides (ou équations de Navier-Stokes), que l'on a simplifiées en faisant des hypothèses liées aux échelles considérées :

- On considère que les surfaces géopotentielles sont des sphères; la verticale locale, définie par la direction de la gravité  $\mathbf{g}$  se confond donc avec le rayon de la Terre;
- On néglige la profondeur de l'océan devant le rayon terrestre (hypothèse de la *couche mince*);
- Fermeture turbulente: les effets des processus sous-maille sont paramétrisés en fonction des variables de grande échelle du modèle;
- Hypothèse de Boussinesq : les variations de densité ne sont prises en compte que par leur contribution à la force de flottabilité;
- Hypothèse hydrostatique : sur la verticale, l'équation de quantité de mouvement se réduit à un équilibre entre le gradient vertical de pression et la force de flottabilité (ce qui exclut les processus convectifs des équations primitives : il faut les paramétrer par ailleurs);
- Incompressibilité: la divergence tridimensionnelle du courant est prise nulle.

On choisit un repère orthonormé direct  $\mathcal{R}(\mathbf{i}, \mathbf{j}, \mathbf{k})$ , dont l'axe  $\mathbf{k}$  coïncide avec la direction de la verticale définie par le champ de gravité et pointe vers le haut. Cette définition des directions présente en effet l'avantage de permettre une décomposition simple des champs tridimensionnels du modèle (notamment du courant  $\mathbf{U}$ ) selon la verticale et l'horizontale. En effet, dans les équations régissant la circulation océanique, c'est la gravité, dirigée selon la verticale qui représente la contribution la plus importante, d'où l'intérêt d'une telle décomposition. Le vecteur  $\mathbf{U}$  s'écrira dans ce repère :

$$\mathbf{U} = u \mathbf{i} + v \mathbf{j} + w \mathbf{k}, \quad (3.1)$$

ou encore  $\mathbf{U} = \mathbf{U}_h + w \mathbf{k}$ , l'indice  $h$  désignant la projection d'un vecteur tridimensionnel sur le plan horizontal  $(\mathbf{i}, \mathbf{j})$ . En notant  $T$  la température potentielle<sup>1</sup>,  $S$  la salinité,  $\rho$  la densité *in-situ*, on obtient les six équations suivantes :

*Équation de quantité de mouvement sur l'horizontale*

$$\frac{\partial \mathbf{U}_h}{\partial t} = - \left[ (\nabla \times \mathbf{U}) \times \mathbf{U} + \frac{1}{2} \nabla (\mathbf{U}^2) \right]_h - f \mathbf{k} \times \mathbf{U} - \frac{1}{\rho_w^0} \nabla_h p + \mathbf{D} \mathbf{U} \quad (3.2)$$

*Équation de quantité de mouvement sur la verticale*

$$\frac{\partial p}{\partial z} = -\rho g \quad (3.3)$$

*Équation de continuité (incompressibilité)*

$$\nabla_h \cdot \mathbf{U}_h + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (3.4)$$

*Équation d'évolution de  $T$*

$$\frac{\partial T}{\partial t} = -\nabla \cdot (T \mathbf{U}) + D^T \quad (3.5)$$

*Équation d'évolution de  $S$*

$$\frac{\partial S}{\partial t} = -\nabla \cdot (S \mathbf{U}) + D^S \quad (3.6)$$

*Équation d'état*

$$\rho = \rho(T, S, p), \quad (3.7)$$

---

1. La température potentielle  $T$  se définit comme la température qu'atteindrait une particule d'eau si elle était transportée adiabatiquement vers un niveau de pression de référence, qui est en général la pression atmosphérique.

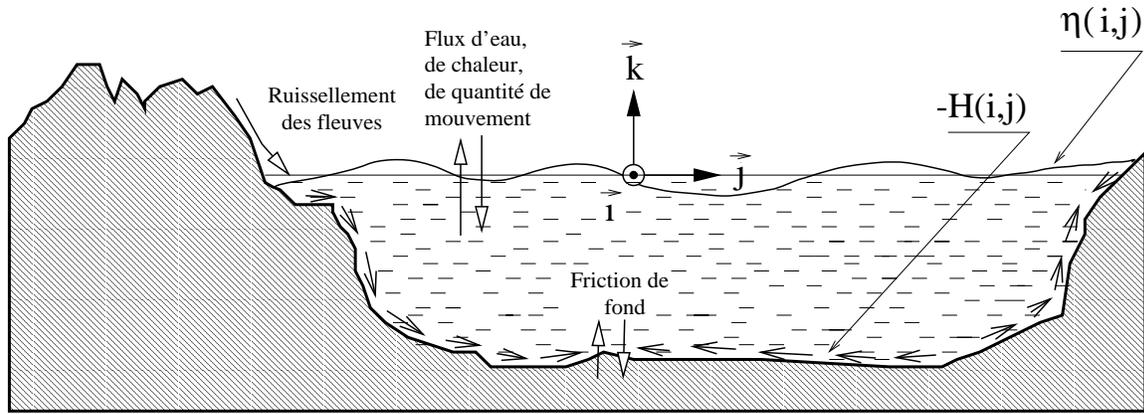


FIG. 3.1 - Représentation des deux surfaces limitant le domaine océanique,  $z = -H(i, j)$  et  $z = \eta(i, j)$ ;  $H$  représente la profondeur de l'océan et  $\eta$  l'élévation de la surface (les deux grandeurs étant prises en référence au niveau moyen de l'océan,  $z = 0$ ).

où  $p$  représente la pression,  $\rho_w^0$  une densité de référence pour l'eau de mer, et  $f$  le paramètre de Coriolis (voir définition dans le chapitre précédent, page 59). Les quantités  $\mathbf{D}^U$ ,  $D^T$  et  $D^S$  désignent les paramétrisations des processus physiques aux échelles non représentées par le modèle (y compris le forçage en surface).

L'équation (3.4) permet de diagnostiquer la vitesse verticale  $w$  après détermination pronostique du courant horizontal  $\mathbf{U}_h$  par le modèle et en se donnant des conditions aux limites appropriées sur la vitesse à la surface et au fond de l'océan (voir plus loin pour la nature de ces conditions aux limites). L'équation d'état (3.7) est donnée par la formulation de Jackett et McDougall (1994).

### Les conditions aux limites

L'océan est délimité au fond par la topographie, représentée par une surface fixe d'équation  $z = -H(i, j)$ ; en revanche, l'interface air-atmosphère, que l'on caractérise par  $z = \eta(i, j)$ , évolue dans le temps. Dans les deux cas, on suppose que la référence des profondeurs  $z = 0$  correspond au niveau moyen de la surface de l'océan (voir fig. 3.1). Au fond de l'océan, on impose comme condition sur le courant que celui-ci est orthogonal à la normale à la topographie (voir également fig. 3.1), ce qui s'exprime simplement par :

$$w = - \mathbf{U}_h|_{z=-H} \cdot \nabla_h H ; \quad (3.8)$$

à la surface de l'océan on peut écrire pour la vitesse une équation du même type, mais il faut cette fois tenir compte du fait que la surface  $z = \eta(i, j)$  varie dans le temps et que le flux d'eau<sup>2</sup>  $\Phi_t^w$  n'est pas nul :

$$w = \frac{\partial \eta}{\partial t} + \mathbf{U}_h|_{z=\eta} \cdot \nabla_h \eta + \Phi_t^w \quad (3.9)$$

### L'hypothèse du toit rigide

L'équation d'évolution du courant (3.2) fait intervenir le gradient horizontal de pression, il faut donc être en mesure d'évaluer ce terme. En intégrant la relation de l'hydrostatisme (3.3) de la profondeur  $z$  jusqu'à la surface, on obtient :

$$p(z) = p_s + \int_{\zeta=z}^{\zeta=0} g\rho(T, S, \zeta) d\zeta, \quad (3.10)$$

où  $p_s$  (à déterminer) désigne une pression de surface au niveau géopotential de référence  $z = 0$ . Pour calculer  $p_s$ , le modèle OPA fait l'hypothèse du *toit rigide* : la surface de l'océan est considérée comme un toit d'élévation constante ( $\eta = 0$ ) sur lequel s'applique une pression  $p_s$ . Cette hypothèse implique que  $w|_{z=0} = 0$ . On définit maintenant l'intégrale de l'écoulement océanique sur la verticale :

$$\bar{\mathbf{U}}_h = \frac{1}{H} \int_{\zeta=-H}^{\zeta=0} \mathbf{U}_h d\zeta; \quad (3.11)$$

on peut montrer que la quantité  $H\bar{\mathbf{U}}_h$  est **non-divergente** en utilisant les équations (3.4), (3.8) et l'hypothèse de toit rigide (vitesse  $w$  nulle à la surface). Cela permet d'introduire la **fonction de courant barotrope**  $\psi$ , variable importante pour évaluer l'intensité de la circulation océanique<sup>3</sup> :

$$\bar{\mathbf{U}}_h = \frac{1}{H} (\mathbf{K} \times \nabla \psi). \quad (3.12)$$

On réécrit alors la projection sur l'horizontale de l'équation de quantité de mouvement (3.2), en notant  $\mathbf{M}$  l'ensemble des termes du second membre de cette équation (à l'except-

---

2. Ce bilan en eau de la surface est calculé avec la convention de signe : apports d'eau douce pour l'océan comptés positivement, pertes comptées négativement (voir l'expression la plus générale du bilan en eau de la surface, éq. 2.54 page 65).

3. Des cartes de transport barotrope seront présentées dans la partie de ce travail consacrée aux résultats des simulations.

tion du terme de gradient de la pression de surface) :

$$\frac{1}{\rho_w^0} \nabla_h p_s = \overline{\mathbf{M}} - \frac{\partial \overline{\mathbf{U}}_h}{\partial t} = \overline{\mathbf{M}} - \frac{1}{H} \left[ \mathbf{k} \times \nabla \left( \frac{\partial \psi}{\partial t} \right) \right]. \quad (3.13)$$

En prenant la composante verticale du rotationnel de (3.13), on obtient une équation elliptique sur la tendance du transport barotrope  $\psi$  :

$$\left[ \nabla \times \left[ \frac{1}{H} \mathbf{k} \times \nabla \left( \frac{\partial \psi}{\partial t} \right) \right] \right]_z = \left[ \nabla \times \overline{\mathbf{M}} \right]_z. \quad (3.14)$$

Il est possible de résoudre cette équation en utilisant des conditions aux limites appropriées, notamment en remarquant que pour chaque île incluse dans le domaine océanique, la côte délimitant cette île est une ligne de courant, donc que  $\frac{\partial \psi}{\partial t}$  est une constante le long de ce contour (les constantes étant cependant en général différentes pour chaque île). Pour cette étude, la méthode du gradient conjugué préconditionné a été utilisée pour résoudre (3.14); on pourra se référer à Madec *et al.* (1997) pour plus de précisions à ce sujet. Une fois que l'on connaît  $\frac{\partial \psi}{\partial t}$  partout, il suffit de reprendre (3.13) pour obtenir le gradient horizontal de la pression de surface. Le terme de gradient de pression apparaissant dans (3.2) peut alors être déterminé en prenant le gradient horizontal de (3.10).

### La paramétrisation de la physique sous-maille

Avant d'aborder la question de la paramétrisation des phénomènes sous-maille, il peut être utile de procéder à quelques rappels sur la manière dont ces phénomènes peuvent influencer la grande échelle traitée explicitement par OPA. Soit une variable  $x$ , qui représente une grandeur réelle (exemple : la température  $T$ ); on peut la décomposer en deux parties : une partie correspondant à ce que peut résoudre la grande échelle du modèle,  $\overline{x}$ , à laquelle on ajoute les fluctuations a priori inconnues de cette variable,  $x'$  (turbulence, diffusion moléculaire) autour de  $\overline{x}$  ( $\overline{x'} = 0$ ) :

$$x = \overline{x} + x'. \quad (3.15)$$

L'advection de cette variable fait intervenir un terme dont la moyenne prend en compte les fluctuations de  $x$  et  $\mathbf{U}$  :

$$\overline{x \mathbf{U}} = \overline{(\overline{x} + x')(\overline{\mathbf{U}} + \mathbf{U}')} = \overline{x} \overline{\mathbf{U}} + \overline{x' \mathbf{U}'} \quad (3.16)$$

Dans le modèle OPA, on considère que le terme rendant compte du transport par des phénomènes sous-maille non-résolus,  $\overline{x'\mathbf{U}'}$  peut s'écrire en fonction du gradient de grande échelle<sup>4</sup> de la variable  $x$  :

$$\overline{x'\mathbf{U}'} = -\mathbf{P}^x \nabla \bar{x}, \quad (3.17)$$

où  $\mathbf{P}^x$  est une matrice  $3 \times 3$  que l'on explicitera plus loin; la tendance de la variable  $x$  liée aux phénomènes sous-maille se déduira en prenant l'opposé de la divergence du flux turbulent de  $x$  :

$$D^x = -\nabla \cdot (\overline{x'\mathbf{U}'}) = \nabla \cdot (\mathbf{P}^x \nabla \bar{x}) \quad (3.18)$$

Comme on l'a déjà souligné, la prépondérance de la gravité dans l'écoulement océanique induit une forte anisotropie du mouvement entre la direction verticale et les plans « horizontaux ». C'est pourquoi dans le modèle OPA on distingue deux types de diffusion, l'une ayant lieu selon la verticale<sup>5</sup>, l'autre se faisant en suivant des plans généralement proches de l'horizontale. En distinguant les parties verticale (indice  $v$ ) et latérale (indice  $l$ ), cette séparation peut se traduire de la façon suivante :

$$\mathbf{P}^x = A_l^x \mathbf{I}_l^x + A_v^x \mathbf{I}_v^x; \quad (3.19)$$

les différents termes de cette décomposition seront explicités par la suite. Pour les termes de physique sous maille de type  $D^x$  apparaissant dans les équations primitives (3.2), (3.5) et (3.6), cela se traduit par :

$$D^x = D_l^x + D_v^x, \quad (3.20)$$

où :

$$D_l^x = \nabla \cdot (A_l^x \mathbf{I}_l^x \nabla \bar{x}) \quad (3.21)$$

$$D_v^x = \nabla \cdot (A_v^x \mathbf{I}_v^x \nabla \bar{x})$$

Pour la paramétrisation de la partie latérale, il existe plusieurs formulations disponibles dans OPA, mais dans tous les cas on considère que les coefficients  $A_l^x$  ( $x = \mathbf{U}, T, S$ ) sont

---

4. Dans certaines formulations, pour simplifier les calculs, on prend d'abord le gradient dans un autre repère que celui du modèle. Exemple : la diffusion latérale isopycnale (en suivant les surfaces d'iso-densité). Il faut donc appliquer ensuite un opérateur  $\mathbf{P}^x$  au gradient ainsi calculé pour d'une part introduire le coefficient de diffusion liant le flux turbulent au gradient de la variable à grande échelle, et d'autre part se ramener dans le repère du modèle dont les iso- $z$  sont ici des sphères géopotentiellelles.

5. C'est en fait un cas particulier traité par OPA : on pourrait par exemple supposer que cette diffusion 1D se produise selon une direction orthogonale aux isopycnes (diffusion diapycnale).

constants; il reste à définir la forme de la matrice  $\mathbf{I}_l^x$  pour obtenir la valeur du terme  $D_l^x$ .

Dans le cas des traceurs que sont la température  $T$  et la salinité  $S$ , et dans le cadre de cette étude, on utilise la diffusion isopycnale (voir Madec *et al.*, 1997), c'est-à-dire que la diffusion latérale se fait le long des surfaces d'iso-densité (isopycnes). Les observations tendent en effet à montrer que le mélange latéral turbulent s'effectue préférentiellement en suivant ces surfaces. Cette formulation n'est cependant pas systématiquement la mieux adaptée, mais elle semble raisonnable dans le cadre de la simulation globale qui nous concerne (communication personnelle G. Madec). Le coefficient de diffusion latérale associé  $A_l^T$  vaut  $2.10^3 \text{ m}^2.\text{s}^{-1}$ , et la matrice  $\mathbf{I}_l^T$  s'écrit :

$$\mathbf{I}_l^T = \begin{pmatrix} 1 & 0 & -\alpha_i \\ 0 & 1 & -\alpha_j \\ -\alpha_i & -\alpha_j & \alpha_i^2 + \alpha_j^2 \end{pmatrix},$$

où  $\alpha_i$  et  $\alpha_j$  désignent respectivement les pentes des isopycnes selon  $\mathbf{i}$  et  $\mathbf{j}$ . La diffusion latérale de la quantité de mouvement s'effectue en revanche simplement en suivant les surfaces géopotentielles, la rotation de cet opérateur par rapport aux isopycnes n'étant pas disponible au moment de la mise en œuvre du couplage avec OPA. On a donc :

$$\mathbf{I}_l^U = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix},$$

et la viscosité utilisée  $A_l^U$  est fixée à  $4.10^4 \text{ m}^2.\text{s}^{-1}$ . Le terme de diffusion associé prend alors une forme harmonique :

$$\mathbf{D}_l^U = A_l^U \nabla^2 \mathbf{U}_h.$$

En revanche, il n'est pas réaliste de choisir des coefficients  $A_v^x$  constants pour traiter les processus diffusifs verticaux; or ceux-ci jouent un rôle important car ils déterminent la façon dont les flux atmosphériques de chaleur, de quantité de mouvement et d'eau sont transmis aux différentes couches de l'océan. Dans la configuration d'OPA choisie pour cette étude, ces coefficients sont calculés via un schéma d'énergie cinétique turbulente (en anglais TKE: Turbulent Kinetic Energy) avec fermeture à l'ordre 1.5. Il a été développé pour la couche limite atmosphérique par Bougeault et Lacarrère (1989) puis appliqué à un modèle d'océan uni-dimensionnel (Gaspar *et al.*, 1990), avant d'être implanté dans le modèle 3D OPA par Blanke (1992).

Dans le cadre de ce schéma une équation pronostique de l'énergie cinétique turbulente  $\bar{\epsilon}$  est introduite. Des hypothèses supplémentaires (voir par exemple Madec *et al.*, 1997) permettent alors d'estimer  $\bar{\epsilon}$ , puis de calculer les coefficients  $A_v^T$  (pour les traceurs  $T$  et  $S$ ) et  $A_v^U$  (pour la quantité de mouvement), qui sont des fonctions de  $\bar{\epsilon}$ . La diffusion se faisant ici selon la verticale, on pourra par ailleurs écrire :

$$\mathbf{I}_v^T = \mathbf{I}_v^U = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix},$$

et en reprenant l'équation (3.18), on obtient donc finalement :

$$\begin{aligned} \mathbf{D}_v^U &= \frac{\partial}{\partial z} \left( A_v^U \frac{\partial \mathbf{U}_h}{\partial z} \right) \\ \mathbf{D}_v^T &= \frac{\partial}{\partial z} \left( A_v^T \frac{\partial T}{\partial z} \right) \\ \mathbf{D}_v^S &= \frac{\partial}{\partial z} \left( A_v^T \frac{\partial S}{\partial z} \right), \end{aligned} \quad (3.22)$$

où l'on remarque que les coefficients de diffusion sont supposés identiques pour les deux traceurs  $T$  et  $S$ . On réécrit alors les équations (3.2), (3.5) et (3.6) en regroupant les seconds membres (sauf le terme de diffusion verticale) respectivement sous les notations  $M^U$ ,  $M^T$  et  $M^S$  :

$$\frac{\partial \mathbf{U}_h}{\partial t} = M^U + \frac{\partial}{\partial z} \left( A_v^U \frac{\partial \mathbf{U}_h}{\partial z} \right) \quad (3.23)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} = M^T + \frac{\partial}{\partial z} \left( A_v^T \frac{\partial T}{\partial z} \right) \quad (3.24)$$

$$\frac{\partial S}{\partial t} = M^S + \frac{\partial}{\partial z} \left( A_v^T \frac{\partial S}{\partial z} \right); \quad (3.25)$$

dans (3.24), il convient de remarquer que le terme  $M^T$  prend notamment en compte la pénétration selon la verticale du flux de chaleur solaire  $Q_t^{sw}$  fourni par Gelato, donné par l'expression 2.50 page 64;  $M^T$  contient donc cette contribution, que l'on écrit (Paulson et Simpson, 1977) :

$$\frac{1}{\rho_w^0 C_{p,w}} \frac{\partial I}{\partial z}, \quad \text{avec : } I(z) = Q_t^{sw} \left[ r_0 e^{-z/z_1} + (1 - r_0) e^{-z/z_2} \right].$$

Les deux longueurs d'extinction  $z_1$  et  $z_2$  sont prises respectivement égales à 0,35 et 23 m, tandis que le coefficient  $r_0$  vaut 0,58; une fois les termes de tendance  $M^U$ ,  $M^T$  et  $M^S$  calculés au cours de l'avance temporelle du modèle (ces quantités incluent notamment les termes de diffusion latérale), le problème se ramène simplement à des équations de diffusion unidimensionnelles, auxquelles il faut ajouter des conditions aux limites à l'interface océan-atmosphère :

$$\left[ A_v^U \frac{\partial \mathbf{U}_h}{\partial z} \right]_{z=0} = \frac{\boldsymbol{\tau}_t}{\rho_w^0} \quad (3.26)$$

$$\left[ A_v^T \frac{\partial T}{\partial z} \right]_{z=0} = \frac{Q_t^{ns}}{\rho_w^0 C_{p,w}} \quad (3.27)$$

$$\left[ A_v^S \frac{\partial S}{\partial z} \right]_{z=0} = -\Phi_t^w S|_{z=0}, \quad (3.28)$$

où l'on rappelle que les flux de quantité de mouvement, non-solaire et d'eau douce, respectivement notés  $\boldsymbol{\tau}_t$ ,  $Q_t^{ns}$  et  $\Phi_t^w$  proviennent à la fois du modèle de banquise Gelato et du module Bulky : ces quantités étaient fournies par les relations (2.59), (2.51) et (2.54-2.57) dans le chapitre 2, dans le cas général d'un océan pouvant être partiellement recouvert de glace. Ces relations supposent cependant que les flux provenant de Bulky soient connus; la section 3.3 présentera en détail les méthodes de calcul utilisées pour déterminer ces flux atmosphériques. Comme on le verra par la suite, l'équation (3.27) devra être adaptée dans le cadre du couplage océan-glace.

### Prise en compte de la convection

L'importance de la convection dans les régions polaires a été soulignée au cours du chapitre 2; pourtant l'approximation hydrostatique (éq 3.3) supprime *de facto* sa contribution des équations de base d'OPA. Il faut donc paramétriser ces effets convectifs; pour les simulations menées au cours de cette étude, c'est la méthode de l'ajustement convectif que l'on a retenue (voir Madec *et al.*, 1997, pp. 77-79). La stabilité de l'océan en un point particulier peut se définir par la fréquence de Brünt-Väisälä  $N$  :

$$N^2 = -\frac{g}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial z} = g \left( \alpha \frac{\partial T}{\partial z} - \beta \frac{\partial S}{\partial z} \right), \quad (3.29)$$

où  $\alpha = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial T}$  et  $\beta = \frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial S}$  désignent respectivement la compressibilité isotherme et isohaline de l'eau de mer. Une valeur *négative* de  $N^2$  dénote une instabilité. Le principe de

l'ajustement convectif utilisé consiste à détecter de telles instabilités dans chaque colonne d'eau en partant de la surface; lorsqu'une stratification instable apparaît, on procède à un ou plusieurs mélanges de couches océaniques permettant de retrouver un profil vertical stable (voir Madec *et al.*, 1997, page 77).

### La discrétisation des équations

Selon la classification d'Arakawa (1972), la grille du modèle OPA est de type **C**. La figure 3.2 montre l'agencement des différents types de points dans la grille tridimensionnelle. Les points de type **T** représentent les points où l'on définit la température  $T$ , la salinité  $S$ , la pression  $p$  et la divergence horizontale  $\nabla \cdot \mathbf{U}_h$ ; les trois composantes ( $i, j, k$ ) de tout vecteur sont respectivement définies aux points  $\mathbf{u}$ ,  $\mathbf{v}$  et  $\mathbf{w}$ , et enfin les points  $\mathbf{f}$  indiquent l'emplacement de la vorticité et du paramètre de Coriolis. On sait par exemple

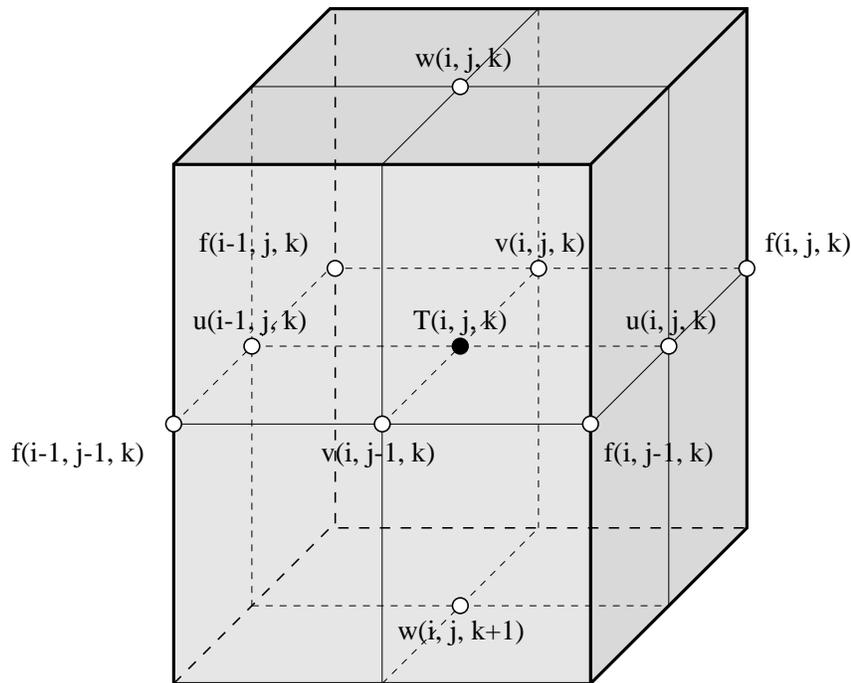


FIG. 3.2 - Positionnement des variables dans le maillage d'OPA.

que les relations suivantes (rotationnel d'un gradient, divergence d'un rotationnel) sont vérifiées en continu :

$$\nabla \times \nabla \alpha = \mathbf{0}$$

$$\nabla \cdot (\nabla \times \mathbf{v}) = 0 ;$$

il est facile de démontrer qu'elles le sont encore après discrétisation sur la grille  $\mathbf{C}$ , dans la mesure où l'on a effectivement localisé le scalaire  $\alpha$  au point  $\mathbf{T}$  et les trois composantes du vecteur  $\mathbf{v}$  aux points  $\mathbf{u}$ ,  $\mathbf{v}$  et  $\mathbf{w}$ . D'autres propriétés remarquables liées aux opérateurs discrets en grille  $\mathbf{C}$  (différenciation, moyenne d'une grandeur entre deux points voisins) permettent de respecter certaines propriétés de conservation souhaitables dans le domaine de l'océanographie.

### La grille de calcul d'OPA

La grille d'OPA comporte  $182 \times 152$  points sur l'horizontale (voir fig. 3.3). Dans l'hémisphère sud, la grille a une résolution en latitude variant d'environ  $1,5^\circ$  dans les mers circumpolaires à  $0,5^\circ$  au niveau de l'équateur, tandis qu'en longitude la résolution vaut  $2^\circ$ . Dans l'hémisphère nord, la grille est irrégulière et comporte un pôle d'étirement sur la Sibérie pour éviter notamment les inconvénients liés à la présence d'un point singulier au pôle nord (un tel point apparaît en effet dans le cas d'une grille régulière en longitude-latitude).

Sur la verticale, la bathymétrie prend en compte 31 niveaux verticaux (voir la table 3.1), avec une résolution accrue près de la surface (10 niveaux dans les 100 premiers mètres) de façon à traiter correctement la couche mélangée.

### 3.2.2 Modifications apportées à OPA

#### Le flux de chaleur océan-glace

Au cours du chapitre précédent, les échanges de flux de la glace vers l'océan (qui peuvent se schématiser comme les flux atmosphériques « filtrés » par la banquise) ont été explicités; un transfert d'énergie existe également entre l'océan et la banquise, car la température de l'océan en surface est toujours supérieure ou égale à celle de la base de la banquise. En s'appuyant sur la formulation de Maykut et McPhee (1995), on représente ce flux de chaleur comme suit :

$$Q_{wi}^t = \rho_w^0 C_{p,w} C_{wi}^t u_{wi}^* \frac{1}{h_{ml}} \int_{-h_{ml}}^0 [T_w(z) - T_w^f(z)] dz , \quad (3.30)$$

$$\text{avec : } 5 \cdot 10^{-3} \leq u_{wi}^* \leq \frac{\Delta z(1)}{C_{wi}^t \Delta t_o} ; \quad (3.31)$$

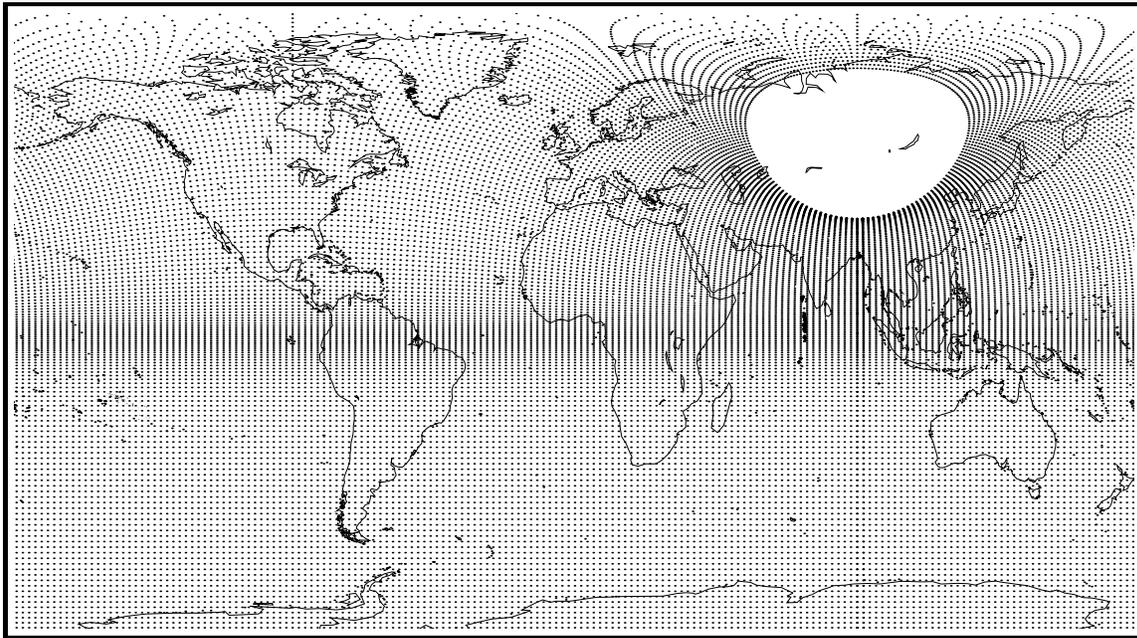
niveau	Prof. du point T	Prof. du point w	Ép. de couche	niveau	Prof. du point T	Prof. du point w	Ép. de couche
1	5,00	0,00	10,00	17	216,65	197,37	43,26
2	15,00	10,00	10,00	18	272,48	241,13	70,88
3	25,00	20,00	10,00	19	364,30	312,74	116,11
4	35,01	30,00	10,01	20	511,53	429,72	181,55
5	45,01	40,01	10,01	21	732,20	611,89	261,03
6	55,03	50,02	10,02	22	1033,22	872,87	339,39
7	65,06	60,04	10,04	23	1405,70	1211,59	402,26
8	75,13	70,09	10,09	24	1830,89	1612,98	444,87
9	85,25	80,18	10,17	25	2289,77	2057,13	470,55
10	95,49	90,35	10,33	26	2768,24	2527,22	484,95
11	105,97	100,69	10,65	27	3257,48	3011,90	492,70
12	116,90	111,36	11,27	28	3752,44	3504,46	496,78
13	128,70	122,65	12,47	29	4250,40	4001,16	498,90
14	142,20	135,16	14,78	30	4749,91	4500,02	500,00
15	158,96	150,03	19,23	31	5250,23	5000,00	500,56
16	181,96	169,42	27,66				

TAB. 3.1 - *La répartition standard des 31 niveaux d'OPA sur la verticale.*

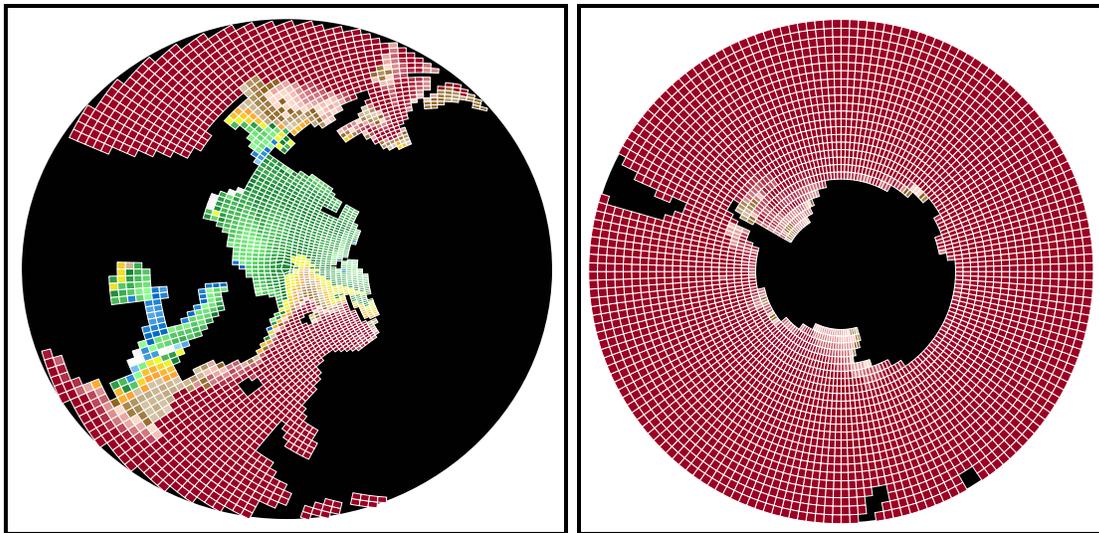
dans (3.30),  $C_{p,w}$  et  $T_w$  désignent la chaleur spécifique de l'eau de mer et sa température,  $\rho_w^0$  est une valeur de référence pour la masse volumique de l'eau de mer, prise égale à  $1020 \text{ kg.m}^{-3}$ ; l'intégrale se calcule sur toute la couche de mélange, dont la profondeur<sup>6</sup> est notée  $h_{ml}$ . Les quantités  $u_{wi}^*$  et  $C_{wi}^t$  représentent respectivement la vitesse de friction de la glace sur la surface océanique et le coefficient d'échange entre la glace et l'eau de mer. L'expression 3.31, dans laquelle  $\Delta z(1) = 10\text{m}$  désigne l'épaisseur du premier niveau océanique et  $\Delta t_o = 5760 \text{ s}$  le pas de temps utilisé ici<sup>7</sup>, précise les bornes entre lesquelles  $u_{wi}^*$  doit se situer. La borne inférieure traduit le fait que de l'eau de mer relativement chaude transmet de la chaleur à la banquise même dans le cas où la vitesse de friction  $u_{wi}^*$  prend des valeurs faibles. La borne supérieure représente une limitation physique du transfert de chaleur océan-glace et évite de prélever à l'océan plus de chaleur qu'il n'en

6. La profondeur de la couche de mélange se détermine ici de la façon suivante : en partant de la surface de l'océan (indice  $k = 1$ ), on recherche le premier point tel que  $\rho_w(k_0) > \rho_w(1) + \Delta\rho$  ( $\Delta\rho = 0,01$ ); la profondeur à laquelle se situe le point  $\mathbf{w}$  d'indice  $k_0 - 1$  fournit une bonne approximation de la profondeur de la couche de mélange, y compris dans les régions polaires en raison de la valeur suffisamment petite choisie pour  $\Delta\rho$ . De plus grandes valeurs pour  $\Delta\rho$  peuvent conduire à des valeurs aberrantes de  $h_{ml}$  dans les régions polaires, les gradients verticaux de densité pouvant y être très faibles.

7. Ce pas de temps correspond en fait au plus grand pas de temps divisant le pas de temps de couplage ( $\Delta t_c = 86400 \text{ s}$ ) et assurant la stabilité numérique d'OPA.



(a)



(b)

(c)

FIG. 3.3 - (a) Les points de grille **T** du modèle global OPA 8.0. Le maillage comporte  $182 \times 152$  points, soit une résolution moyenne de  $2^\circ$  en longitude et en latitude. On remarquera que la résolution est plus fine en latitude près de l'équateur; (b) le maillage dans le domaine arctique; (c) le maillage dans le domaine antarctique.

contient réellement; elle vaut ici  $0,29 \text{ m.s}^{-1}$ , une valeur qui n'est en réalité pas atteinte dans les conditions des expériences de la présente étude.

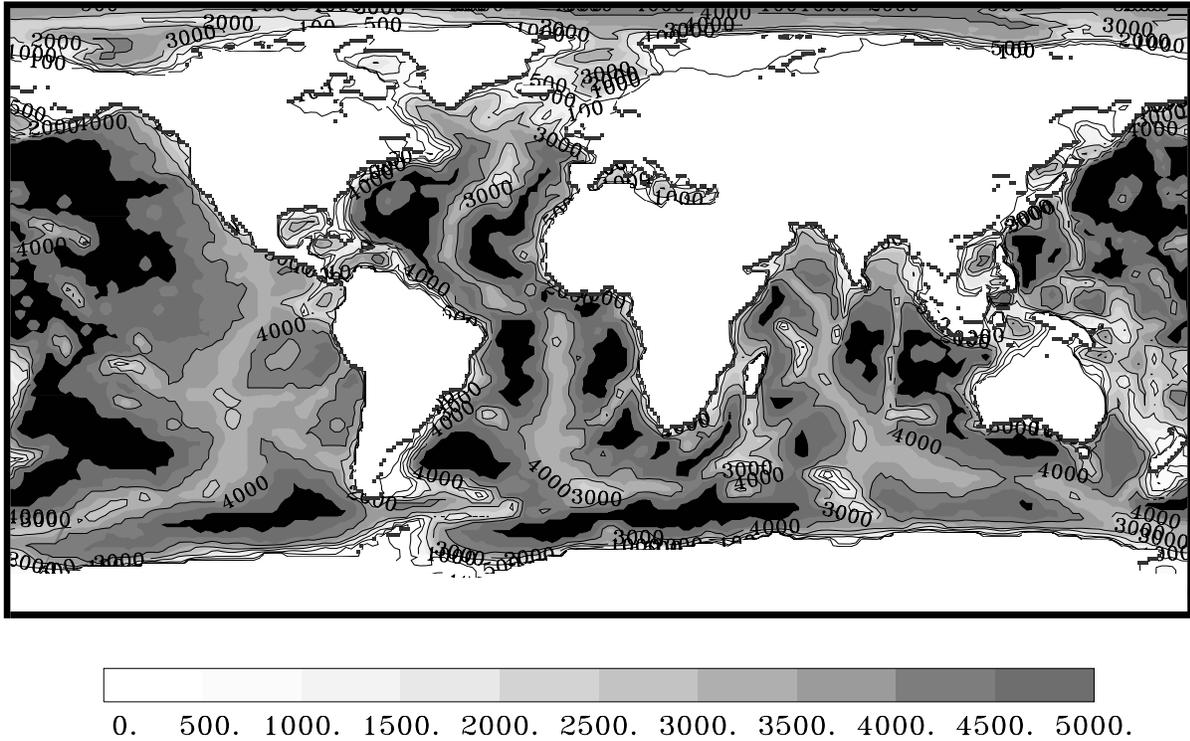


FIG. 3.4 - La bathymétrie globale d'OPA 8.0.

La vitesse de friction  $u_{wi}^*$  se calcule à partir de la tension océan-glace  $\tau_{wi}$  :

$$u_{wi}^* = \left[ \frac{|\tau_{wi}|}{\rho_w^0} \right]^{\frac{1}{2}} ; \quad (3.32)$$

on rappelle que  $\tau_{wi}$  se paramétrise en fonction du courant géostrophique océanique près de la surface  $\mathbf{u}_w^g = (u_w^g, v_w^g)$ , de la vitesse de la glace  $\mathbf{u}_i = (u_i, v_i)$ , d'un coefficient de traînée  $C_{wi}^d$  et d'un angle de dérive  $\theta_w$  prenant en compte la rotation du courant océanique dans la couche limite (voir éq. 2.30 page 60).

### Modification du schéma de diffusion verticale

La présence de glace a pour effet de modifier la nature des conditions aux limites en surface pour les modèles d'océan et d'atmosphère. En effet, comme on l'a souligné au chapitre précédent, une région océanique englacée ne « verra » pas le même flux de quantité de mouvement, ni les mêmes flux de chaleur et d'eau que si elle était dépourvue de banquise. Ainsi, on pourra dire en résumé que le modèle de banquise filtre les forçages atmosphériques; malgré tout, dans certaines situations, relativement fréquentes dans les

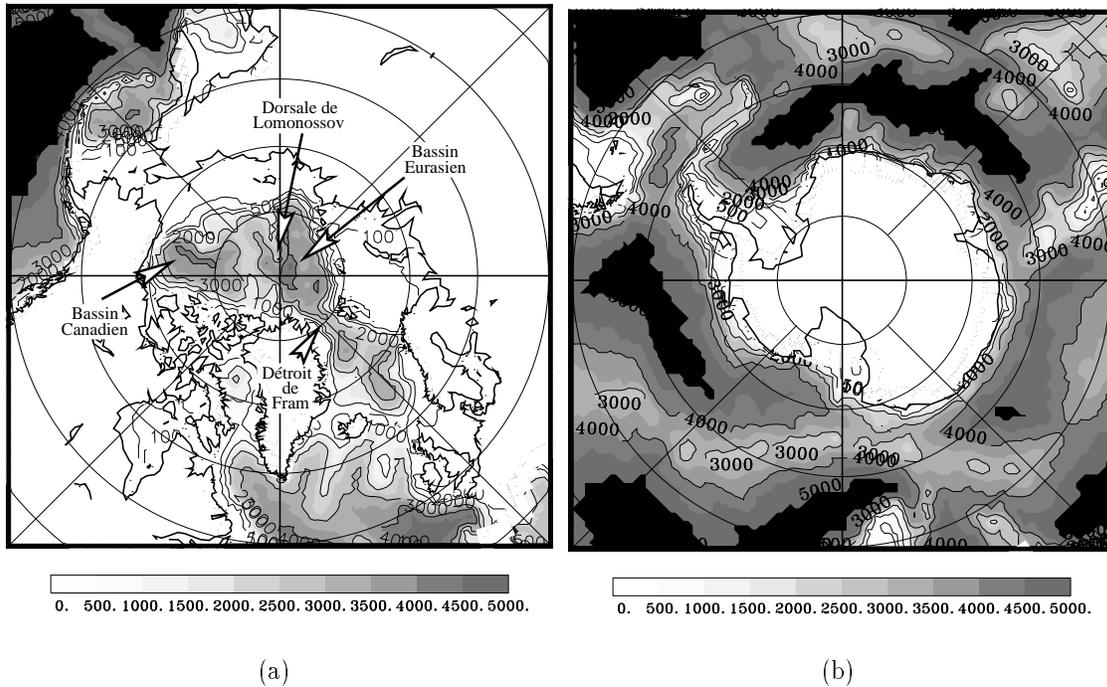


FIG. 3.5 - Bathymétrie d'OPA dans l'Arctique (a) et l'Antarctique (b).

régions polaires, notamment près du bord de banquise, il peut arriver que l'application du schéma de diffusion verticale de la chaleur tel qu'il existe dans la version standard d'OPA 8.0 pose des problèmes physiques. En effet, prenons l'exemple d'une colonne océanique dont la température est égale au point de congélation dans la couche mélangée, situation fréquente en Arctique pendant l'hiver. Un flux de chaleur non-solaire négatif  $Q_t^{ns}$  appliqué à la surface pourra conduire à des températures d'océan inférieures au point de congélation à certains niveaux, ce qui est irréaliste. En réalité, dans ce cas, une partie  $Q_{wi}^{t,f}$  du flux de chaleur non-solaire servira à créer de la banquise en surface.

OPA a donc été modifié de façon à éviter tout refroidissement océanique en dessous du point de congélation. L'algorithme suivant a été utilisé :

- application du schéma de diffusion verticale de la chaleur (3.24) à la colonne océanique avec l'imposition du flux  $Q_t^{ns}$  comme condition à la limite de Neuman en surface (équation 3.27);
- si aucune température dans la colonne océanique n'est devenue inférieure au point de congélation  $T_w^f$ ,  $Q_{wi}^{t,f} = 0$ ;
- sinon on repart de l'état initial de la colonne océanique (avant application du schéma

de diffusion), et l'on applique de nouveau le schéma de diffusion verticale, avec cette fois-ci une condition à la limite en surface de type Dirichlet, c'est-à-dire en supposant  $[T]_{z=0} = T_w^f$ . Le profil vertical des températures ainsi modifié ne comportera pas de températures inférieures à  $T_w^f$ . Le schéma fournira également un flux de chaleur négatif à la surface,  $Q_{wi}^{t,a}$ , qui représente la fraction de  $Q_t^{ns}$  absorbée par le modèle d'océan. La partie restante de  $Q_t^{ns}$ , qui vaut  $Q_{wi}^{t,f} = Q_t^{ns} - Q_{wi}^{t,a}$ , est renvoyée au modèle de glace.

### L'échange des champs de couplage

Le logiciel OASIS (version 2.2), désormais largement utilisé par la communauté scientifique (Terray *et al.*, 1998) a été choisi pour coupler les trois modèles que sont Bulky, Gelato et OPA. Les expériences ont été menées avec l'ensemble couplé sur le super-calculateur Cray j90 du centre de calcul de Météo-France, et sur cette machine, OASIS propose la méthode des messages *pipes* pour permettre aux modèles (*processus* différents au sens d'UNIX) d'échanger des informations.

La version 8.0 d'OPA comportait déjà des interfaces de couplage lui permettant de fonctionner en mode couplé avec un modèle d'atmosphère; on a vu que dans le cadre du présent travail, OPA échange des informations avec non plus un seul mais deux modèles, et il a donc fallu modifier les routines de couplage en conséquence. Nous reviendrons rapidement sur le principe informatique du fonctionnement du couplage par OASIS.

## 3.3 Le modèle Bulky

### 3.3.1 Introduction

Le modèle Bulky a été fourni par le CERFACS; il s'agit d'un modèle informatique permettant de calculer les flux de surface turbulents sur banquise ou sur océan par des formules *bulks* et à partir de données atmosphériques. Initialement le logiciel comportait simplement une formulation *bulk* inspirée de celle qui était utilisée dans la version 2 d'Arpège, le modèle de circulation générale atmosphérique du CNRM (Centre National de Recherches Météorologiques, Toulouse).

Une nouvelle formulation *bulk* plus récente, issue en particulier des campagnes de mesure SOFIA et SEMAPHORE (voir notamment Dupuis *et al.*, 1997) a été introduite dans Bulky, mais la formulation initiale a été conservée et peut toujours être utilisée. Le

code a été totalement réécrit en Fortran 90, de façon à lui conférer plus de souplesse, notamment pour ce qui concerne le dimensionnement de certains tableaux de données. Cela permet de faire varier plus facilement les conditions d'une expérience (par exemple le nombre de types de banquise que l'on traite), sans recompiler le code et avec moins de risques d'erreur.

### 3.3.2 Les données atmosphériques

La formulation *bulk* décrite par Dupuis *et al.* (1997) ayant été retenue, pour calculer les flux atmosphériques nécessaires aux modèles de glace et d'océan, il faut disposer du jeu de données atmosphériques suivant :

- humidité spécifique  $q_a^0$  et température potentielle de l'air  $\theta_a^0$  à une altitude  $z^T$
- composantes  $u_a^0$  et  $v_a^0$  du vent horizontal  $U_a^0$  à une altitude  $z^U$
- pression atmosphérique  $p_a^0$  à  $z^T$

Ce jeu de données, auquel il faudra adjoindre la température et la nature (eau ou glace) de la surface marine, permettra de calculer les flux de chaleur latente et sensible, ainsi que la tension exercée par l'atmosphère sur la surface.

Dans la présente étude, Bulky calcule également les flux solaire et infrarouge nets absorbés par chaque type de surface marine, ainsi que l'effet thermique des précipitations solides tombant dans les régions non-englacées, cela par des méthodes qui seront présentées dans les sections suivantes. Pour ce faire, le jeu de données atmosphériques doit être complété par :

- la couverture nuageuse  $C^0$
- l'intensité des précipitations  $P^0$

Le jeu de données dont on dispose a été fourni par H. Goosse et T. Fichefet (UCL, Louvain-la-Neuve, Belgique) et se compose d'un ensemble de climatologies dont la validité a été éprouvée par suite de nombreuses utilisations (voir par exemple Goosse, 1998; Fichefet et Morales-Maqueda, 1997). En réalité cet ensemble de données (voir table 3.2) n'offre pas directement toutes les variables exigées par la formulation choisie pour le calcul des flux, mais on verra qu'il est en réalité aisé de s'y ramener.

Variable	Unité	Source
Température de l'air $T_a^0$	K	Crutcher et Meserve, 1970; Taljaard <i>et al.</i> , 1969
Pression atmosphérique $p_a^0$	hPa	Crutcher et Meserve, 1970; Taljaard <i>et al.</i> , 1969
Humidité relative de l'air $r_a^0$	%	Trenberth <i>et al.</i> , 1989 (d'après la base de données COADS)
Couverture nuageuse $C^0$	-	?
Vitesse du vent $u_a^0$	m.s <sup>-1</sup>	Trenberth <i>et al.</i> , 1989; Hellerman et Rosenstein, 1983
Tension ( $\tau_{at,x}^0, \tau_{at,y}^0$ )	N.m <sup>-2</sup>	Trenberth <i>et al.</i> , 1989; Hellerman et Rosenstein, 1983
Précipitations $P^0$	m.s <sup>-1</sup>	Xie et Arkin, 1996

TAB. 3.2 - Données atmosphériques utilisées pour le calcul des flux sur eau et glace.

### 3.3.3 Les quantités à déterminer

Comme on l'a vu au cours de la section 2.2.2, Gelato fonctionne en utilisant six types de données atmosphériques, éventuellement adaptées au type de surface ( $j = i$  sur glace,  $j = s$  sur neige et  $j = w$  sur eau) :

- flux de chaleur non-solaire  $Q_j^{ns}$
- flux de chaleur solaire  $Q_j^{sw}$
- flux d'évaporation  $e_j$
- précipitations solides  $P_s$
- précipitations liquides  $P_l$
- tension  $\tau_{aj}$

En revanche, OPA utilise un jeu de données plus réduit :

- flux de chaleur non-solaire  $Q_w^{ns}$
- flux de chaleur solaire  $Q_w^{sw}$
- flux d'eau  $\Phi_w^w$  faisant intervenir notamment les précipitations totales  $P^0 = P_l + P_s$ , le ruissellement  $R^0$  et l'évaporation  $e_w$ , ainsi que d'autres termes liés à la présence de banquise et fournis par Gelato (voir éq. 2.54 page 65)
- tension  $\tau_{aw}$

On rappelle que le flux non-solaire  $Q_j^{ns}$  se compose du flux de chaleur sensible  $Q_j^H$ , du flux de chaleur latente  $Q_j^L$ , du flux infrarouge *net*<sup>8</sup>  $Q_j^{lw}$  et, dans le cas de l'eau libre, il

---

8. Il s'agit de la différence entre le flux infrarouge émis par l'atmosphère atteignant la surface et le flux infrarouge émis par la surface.

faut y ajouter un flux  $Q_w^p$  représentant l'énergie que cède la surface liquide recevant des précipitations solides (voir son expression page 64).

### 3.3.4 Le traitement des précipitations

Nous disposons simplement du taux de précipitations  $P^0$  (tous types confondus), mais certaines paramétrisations du modèle de banquise (voir notamment le traitement de l'albédo de la surface de neige recouvrant la banquise, section 2.2.4 page 48) exigent de connaître quelle est la proportion de ces précipitations qui atteignent la glace de mer sous forme solide. Pour ce faire, la méthode de Ledley (1985) a été reprise : on suppose alors que les précipitations ne tombent que sous forme solide (fraction de neige égale à 1) si  $T_a^0 \leq -20^\circ\text{C}$ , et que celles-ci se produisent seulement sous forme de pluie si  $T_a^0 \geq +8^\circ\text{C}$  (fraction de neige égale à 0); la fraction de neige décroît linéairement de 1 à 0 lorsque la température passe de  $-20^\circ\text{C}$  à  $+8^\circ\text{C}$ . Cela permet d'évaluer  $P_l$  et  $P_s$  (en  $\text{m.s}^{-1}$ ).

### 3.3.5 Calcul du flux solaire absorbé

Avant de déterminer le flux solaire absorbé par chaque type de surface, Bulky calcule en premier lieu le flux solaire *incident* noté  $Q^{sw}$  (voir le schéma 2.10 page 54), en s'appuyant sur la méthode présentée par Simonsen et Haugan (1996). Le calcul de ce flux fait intervenir notamment des facteurs astronomiques que l'on obtient en fonction de la date (définie uniquement par le jour julien<sup>9</sup>  $d_j$ ) et de l'heure solaire<sup>10</sup>  $t_s$ ; les valeurs correspondantes en radians sont définies par les angles  $\gamma_d$  et  $\gamma_t$  :

$$\gamma_d = 2\pi \frac{d_j - 1}{365} \quad (3.33)$$

$$\gamma_t = 2\pi \frac{t_s - 12}{24}. \quad (3.34)$$

L'angle de déclinaison  $\delta$  se calcule par la formule suivante :

$$\begin{aligned} \delta = & 0,007 - 0,400 \cos(\gamma_d) + 0,070 \sin(\gamma_d) \\ & - 0,007 \cos(2\gamma_d) + 0,001 \sin(2\gamma_d) \\ & - 0,003 \cos(3\gamma_d) + 0,001 \sin(3\gamma_d). \end{aligned} \quad (3.35)$$

9. Le jour julien vaut ici 1 le 1<sup>er</sup> janvier et 365 le 31 décembre (le modèle ne prend pas en compte les années bissextiles).

10. L'heure solaire (en heures) en un lieu de longitude  $\lambda$  (de 0 à  $360^\circ$ ) vaut :  $t_s = t_{GMT} + \lambda/15$  ( $t_{GMT}$  étant l'heure du méridien de Greenwich).

En notant  $\phi$  la latitude du lieu considéré, on peut alors exprimer l'angle zénithal solaire :

$$\cos \eta = \max(\sin \phi \sin \delta + \cos \phi \cos \delta \cos \gamma_t, 0), \quad (3.36)$$

cet angle intervenant à plusieurs reprises dans le calcul du flux solaire. Au sommet de l'atmosphère, celui-ci vaut :

$$Q_0^{sw} = S_0 \cos \eta, \quad (3.37)$$

où  $S_0$  représente la constante solaire. Le flux solaire incident à la surface  $Q^{sw}$  peut se décomposer en deux termes :

$$Q^{sw} = C_c (Q_1^{sw} + Q_2^{sw}), \quad (3.38)$$

où  $Q_1^{sw}$  et  $Q_2^{sw}$  représentent respectivement les composantes solaires directe et diffuse du flux à déterminer, les deux composantes étant affectées d'un coefficient correcteur  $C_c$  prenant en compte la présence des nuages (expression donnée plus bas); on a d'une part :

$$Q_1^{sw} = Q_0^{sw} \tau^{(\cos \eta + \varepsilon)^{-1}}, \quad (3.39)$$

$\tau = 0,7$  désignant ici le coefficient de transmission de l'atmosphère en ciel clair (Gill, 1982, section 2.6; Hsiung, 1986; et Rosati et Miyakoda, 1988),  $\varepsilon$  est un petit nombre (ici  $10^{-8}$ ) évitant d'effectuer une division par zéro lorsque  $\cos \eta \rightarrow 0$ . D'autre part, la composante diffuse du flux solaire peut se mettre sous la forme suivante :

$$Q_2^{sw} = \frac{1}{2} [(1 - \xi)Q_0^{sw} - Q_1^{sw}], \quad (3.40)$$

où  $\xi$  rend compte de l'absorption de l'atmosphère due à la présence d'ozone et de vapeur d'eau; cette expression tient également compte du fait que par suite du phénomène de diffusion, la moitié de la composante solaire diffuse atteint la surface marine, tandis que l'autre moitié est renvoyée vers l'espace. Le coefficient  $C_c$  apparaissant dans (3.38) a été calculé selon Reed (1977) :

$$C_c = 1 - 0,62 C^0 - 0,0019 \eta_n; \quad (3.41)$$

dans cette dernière expression,  $\eta_n$  désigne l'angle zénithal du soleil à midi (heure solaire), que l'on obtient par (3.36) avec  $\gamma_t = 0$ ; on rappelle que  $C^0$  désigne la nébulosité (fraction de l'unité). Le flux solaire incident  $Q^{sw}$  peut désormais être utilisé pour évaluer la quantité

d'énergie absorbée par chaque type de surface marine d'indice  $j$ . On suppose ici que ce flux absorbé vaut simplement  $Q_j^{sw} = (1 - \alpha_j) Q^{sw}$ . Dans le cas de l'eau, les versions antérieures du modèle de banquise (qui effectuait alors lui-même le calcul du flux solaire) prenaient en compte un albédo diffus  $\alpha_w^{dif}$  valant 0,065 et un albédo direct  $\alpha_w^{dir}$  différent (Salas y Mélia, 1996), déterminé par la formule de Roeckner *et al.* (1992) :

$$\alpha_w^{dir} = \max \left( 0, 15, \frac{0, 05}{\cos \eta + 0, 15} \right), \quad (3.42)$$

et l'albédo effectif valait :

$$\alpha_w = (1 - \alpha_w^{dir})(1 - C^0) + (1 - \alpha_w^{dif})C^0; \quad (3.43)$$

désormais, le flux solaire net est calculé dans Bulky avec des données d'albédo fournies par le modèle de glace via le coupleur OASIS. Dans cette configuration de couplage, les calculs d'albédo de surface et de flux solaire incident s'effectuent donc dans deux modèles différents, Bulky étant ici techniquement strictement équivalent à un modèle d'atmosphère du point de vue des champs de couplage en entrée et en sortie. En revanche, si l'on voulait utiliser (3.43) pour calculer l'albédo de la surface de l'eau, le modèle de banquise ou d'océan devrait disposer de la nébulosité  $C^0$  et calculer la moyenne de l'albédo direct (3.42) sur une journée, ce qui compliquerait encore la méthode de couplage.

### 3.3.6 Calcul du flux non-solaire sur eau

#### La méthode bulk

La méthode *bulk* utilisée permet de déterminer la tension exercée par le vent sur la surface d'eau, ainsi que les flux de chaleur sensible et latente. Les flux calculés dépendent non seulement des données atmosphériques présentées en section 3.3.2, mais aussi de l'état de la surface océanique, c'est-à-dire uniquement de sa température  $T_w$ . Cela implique naturellement que ce champ de surface océanique transite depuis OPA vers Bulky via le coupleur OASIS (figure 3.6).

Cependant, bien que la tension soit fournie par l'algorithme de calcul de Dupuis *et al.* (1997), on reprendra plutôt directement les données  $(\tau_{at,x}^0, \tau_{at,y}^0)$  fournies par Trenberth *et al.* (1989) et Hellerman et Rosenstein (1983). Le fait de travailler avec des données atmosphériques climatologiques observées mais surtout dans un cadre où la surface marine est *forcée* par l'atmosphère permet de traiter les flux de chaleur turbulents et la tension

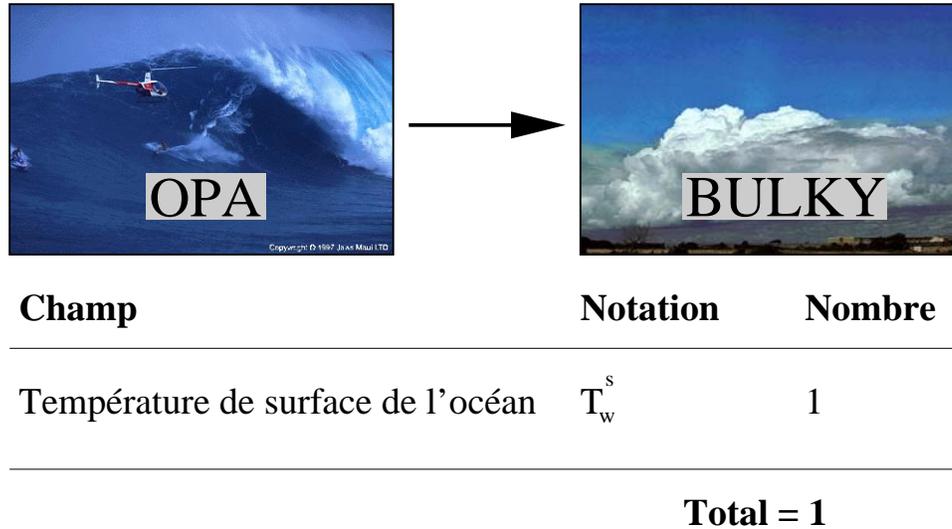


FIG. 3.6 - Le seul champ transitant du modèle d'océan vers le module atmosphérique est le champ de SST.

du vent différemment. En effet l'objectif se résume ici à estimer chaque flux de surface aussi correctement que possible de façon à valider le système glace-océan.

Cette approche ne pourrait en revanche s'appliquer si le système OPA-Gelato était couplé avec un modèle de circulation atmosphérique générale. En effet, en mode couplé, l'intensité des flux turbulents fournis à la surface océanique influence le comportement thermodynamique et dynamique des basses couches de l'atmosphère; or ces trois flux (flux de quantité de mouvement, chaleur sensible et latente) sont liés en vertu de lois physiques régissant les profils verticaux de vent, de température et d'humidité dans la couche limite atmosphérique, comme on le verra plus loin.

Les paramétrisations suivantes ne tiennent pas compte des composantes  $u_w$  et  $v_w$  du courant océanique de surface, car celui-ci est négligeable devant la vitesse du vent dans une très grande majorité de cas. Les profils verticaux de module du vent, température potentielle et d'humidité spécifique de l'air sont respectivement représentés par les fonctions de l'altitude  $z$  ( $z = 0$  à l'interface eau-atmosphère) que sont  $u_a(z)$ ,  $\theta_a(z)$  et  $q_a(z)$ . Les données atmosphériques que l'on utilise permettent de connaître une valeur de chacune de ces fonctions en un point :

$$u_a(z^U) = u_a^0 \quad (3.44)$$

$$\theta_a(z^T) = T_a^0 \left( \frac{1000}{p_a^0} \right)^{R/C_{p,a}} \quad (3.45)$$

$$q_a(z^T) = r_a^0 \times q \left[ p_a^0, e(T_a^0, p_a^0) \right], \quad (3.46)$$

où  $R = 287 \text{ Pa.K}^{-1}.\text{kg}^{-1}.\text{m}^3$  et  $C_{p,a}$  désignent respectivement la constante des gaz et la chaleur spécifique de l'air sec;  $q$  représente ici une fonction de la pression de vapeur saturante  $e$  :

$$q \left[ p_a, e(T_a, p_a) \right] = \frac{\varepsilon e(T_a, p_a)}{p_a - (1 - \varepsilon) e(T_a, p_a)}; \quad (3.47)$$

le paramètre adimensionnel  $\varepsilon$  vaut 0,622, et la pression de vapeur saturante  $e$  (hPa) au-dessus d'une surface d'eau est donné par la formule empirique suivante, dite de Tetten (Buck, 1981) :

$$e(T_a, p_a) = 6,1121 \times (1,0007 + 3,46.10^{-6} p_a) \times \exp \left[ \frac{17,502(T_a - 273,15)}{T_a - 32,18} \right] \quad (3.48)$$

Connaissant les valeurs des profils verticaux de vent, température potentielle et humidité spécifique en un point dans la couche limite atmosphérique, on peut écrire les flux turbulents comme suit :

$$|\tau_{aw}| = \rho_a C_{aw}^d \left[ u_a(z^U) \right]^2 \quad (3.49)$$

$$Q_w^H = -\rho_a C_{p,a} C_{aw}^t u_a(z^U) \left[ T_w - \theta_a(z^T) \right] \quad (3.50)$$

$$Q_w^L = -\rho_a L_w^v C_{aw}^q u_a(z^U) \left[ q_w - q_a(z^T) \right], \quad (3.51)$$

où le coefficient de traînée, le nombre de Stanton et le nombre de Dalton (tous adimensionnels) ont été notés respectivement  $C_{aw}^d$ ,  $C_{aw}^t$  et  $C_{aw}^q$ . Ces nombres sont pour l'instant des inconnues, qui dépendent de  $z^T$ ,  $z^U$  et de la stabilité de l'atmosphère près de la surface marine. La densité de l'air humide  $\rho_a$  peut se calculer en fonction de sa température, de sa pression et de son humidité spécifique :

$$\rho_a = \frac{\varepsilon p_a^0}{R T_a^0 \left[ \varepsilon + (1 - \varepsilon) q_a(z^T) \right]}, \quad (3.52)$$

où  $R$  désigne la constante de l'air sec; dans (3.51),  $L_w^v$  représente la chaleur latente de vaporisation de l'eau pure. En notant  $L_w^{v,0} = 2,5.10^6 \text{ J.kg}^{-1}$  la même grandeur à une température de 273,16 K, on a :

$$L_w^v = L_w^{v,0} - 2372 (T_w - 273,16) \quad (3.53)$$

L'humidité spécifique  $q_w$  de la surface d'eau se calcule en tenant compte du fait que cette surface a une température  $T_w$  et en supposant qu'elle est à saturation (humidité relative  $r_w = 1$ ); en utilisant (3.46), il vient alors :

$$q_w = q \left[ p_a^0, e(T_w, p_a^0) \right] \quad (3.54)$$

Le problème du calcul des flux se ramène ainsi à la détermination des trois nombres  $C_{aw}^d$ ,  $C_{aw}^t$  et  $C_{aw}^q$ . Pour plus de commodité par la suite, on réécrit les flux classiquement de la façon suivante :

$$|\tau_{aw}| = \rho_a (u^*)^2 \quad (3.55)$$

$$Q_w^H = -\rho_a C_{p,a} u^* \theta^* \quad (3.56)$$

$$Q_w^L = -\rho_a L_w^v u^* q^* ; \quad (3.57)$$

Les deux jeux d'inconnues  $(C_{aw}^d, C_{aw}^t, C_{aw}^q)$  et  $(u^*, \theta^*, q^*)$  sont donc liés par les trois relations :

$$u^* = \sqrt{C_{aw}^d} u_a(z^U) \quad (3.58)$$

$$\theta^* = \frac{C_{aw}^t}{\sqrt{C_{aw}^d}} \left[ T_w - \theta_a(z^T) \right] \quad (3.59)$$

$$q^* = \frac{C_{aw}^q}{\sqrt{C_{aw}^d}} \left[ q_w - q_a(z^T) \right] \quad (3.60)$$

La détermination de  $(C_{aw}^d, C_{aw}^t, C_{aw}^q)$  se ramène ainsi à celle de  $(u^*, \theta^*, q^*)$  qui, d'après la théorie de similitude de Monin-Obukhov interviennent avec la stabilité de la couche limite dans l'écriture des gradients verticaux de vent, de température et d'humidité (pris entre la surface marine et l'altitude  $z$ ) :

$$u_a(z) = \frac{u^*}{\kappa} \left[ \ln \frac{z}{Z_u} - \psi_u \left( \frac{z}{L} \right) \right] \quad (3.61)$$

$$\theta_a(z) - T_w = \frac{u^*}{\kappa} \left[ \ln \frac{z}{Z_t} - \psi_t \left( \frac{z}{L} \right) \right] \quad (3.62)$$

$$q_a(z) - q_w = \frac{q^*}{\kappa} \left[ \ln \frac{z}{Z_q} - \psi_q \left( \frac{z}{L} \right) \right], \quad (3.63)$$

où  $Z_u$ ,  $Z_t$  et  $Z_q$  désignent des longueurs de rugosité, trois nouvelles inconnues; la constante

de Karman, notée  $\kappa$  vaut 0,4, et  $\psi_u$ ,  $\psi_t$ ,  $\psi_q$  sont des fonctions universelles analytiquement connues. La longueur de stabilité  $L$  de Monin-Obukhov dépend de la température et de l'humidité de l'air, ainsi que des paramètres  $u^*$ ,  $\theta^*$  et  $q^*$  :

$$L = \frac{-\theta_{v,a}(u^*)^2}{\kappa g \theta_{v,a}^*} \quad \text{avec} \quad \begin{cases} \theta_{v,a} = \theta_a(z^T) [1 + 0,608 q_a(z^T)] \\ \theta_{v,a}^* = \theta^* [1 + 0,608 q_a(z^T)] + 0,608 q^* \theta_a(z^T) \end{cases} \quad (3.64)$$

Dans des conditions neutres<sup>11</sup> et à 10 m d'altitude, les équations (3.61) à (3.63) se réduisent à :

$$u_a^{10,n} = \frac{u^*}{\kappa} \left( \ln \frac{10}{Z_u} \right) \quad (3.65)$$

$$\theta_a^{10,n} - T_w = \frac{\theta^*}{\kappa} \left( \ln \frac{10}{Z_t} \right) \quad (3.66)$$

$$q_a^{10,n} - q_w = \frac{q^*}{\kappa} \left( \ln \frac{10}{Z_t} \right), \quad (3.67)$$

ce qui permet de reformuler le vent, la température et l'humidité de l'air en fonction des caractéristiques atmosphériques à 10 m et en conditions neutres. En identifiant  $z$  aux altitudes de mesure  $z^T$  et  $z^U$ , il vient :

$$u_a(z^U) = u_a^{10,n} + \frac{u^*}{\kappa} \left[ \ln \frac{z^U}{10} - \psi_u \left( \frac{z^U}{L} \right) \right] \quad (3.68)$$

$$\theta_a(z^T) = \theta_a^{10,n} + \frac{\theta^*}{\kappa} \left[ \ln \frac{z^T}{10} - \psi_t \left( \frac{z^T}{L} \right) \right] \quad (3.69)$$

$$q_a(z^T) = q_a^{10,n} + \frac{q^*}{\kappa} \left[ \ln \frac{z^T}{10} - \psi_q \left( \frac{z^T}{L} \right) \right], \quad (3.70)$$

Ces trois équations comportent six inconnues ( $u_a^{10,n}$ ,  $\theta_a^{10,n}$ ,  $q_a^{10,n}$ ,  $u^*$ ,  $\theta^*$  et  $q^*$ ), qui ne pourront être déterminées qu'en posant trois nouvelles équations sur les mêmes inconnues. Celles-ci peuvent être obtenues par l'expression des coefficients de transfert à 10 m en conditions neutres ( $C_{aw}^{d,n}$ ,  $C_{aw}^{t,n}$  et  $C_{aw}^{q,n}$ ), car d'une part en utilisant les équations (3.58) à

---

11. Les fonctions universelles de la stabilité prennent alors des valeurs nulles.

(3.60), ceux-ci s'expriment en fonction des inconnues :

$$C_{aw}^{d,n} = \left( \frac{u^*}{u_a^{10,n}} \right)^2 \quad (3.71)$$

$$C_{aw}^{t,n} = - \frac{u^* \theta^*}{u_a^{10,n} (T_w - \theta_a^{10,n})} \quad (3.72)$$

$$C_{aw}^{q,n} = - \frac{u^* q^*}{u_a^{10,n} (q_w - q_a^{10,n})}, \quad (3.73)$$

et d'autre part on dispose de paramétrisations *bulk* de ces mêmes coefficients en fonction du vent en conditions neutres à 10 m,  $u_a^{10,n}$ . Ces formulations empiriques, dues à Dupuis *et al.* (1997), proviennent d'analyses de données issues des campagnes de mesure SOFIA et SEMAPHORE et prennent la forme suivante :

$$C_{aw}^{t,n} = \begin{cases} [2,79 (u_a^{10,n})^{-1} + 0,66] \cdot 10^{-3} & \text{pour } u_a^{10,n} < 5,2 \text{ m.s}^{-1} \\ 1,2 \cdot 10^{-3} & \text{pour } u_a^{10,n} \geq 5,2 \text{ m.s}^{-1} \end{cases} \quad (3.74)$$

$$C_{aw}^{q,n} = C_{aw}^{t,n} \quad (3.75)$$

$$C_{aw}^{d,n} = [11,7 (u_a^{10,n})^{-2} + 0,668] \cdot 10^{-3} \quad \text{pour } u_a^{10,n} < 5,5 \text{ m.s}^{-1}; \quad (3.76)$$

pour les vents supérieurs à  $5,5 \text{ m.s}^{-1}$ , Dupuis *et al.* (1997) conseillent d'utiliser l'expression fournie par Yelland et Taylor (1996) :

$$C_{aw}^{d,n} = (0,07 u_a^{10,n} + 0,6) \cdot 10^{-3} \quad \text{pour } 6 < u_a^{10,n} < 26 \text{ m.s}^{-1}; \quad (3.77)$$

cette paramétrisation se raccorde convenablement avec (3.76) vers  $u_a^{10,n} = 5,85 \text{ m.s}^{-1}$ , une valeur proche de la limite de validité des deux formulations. Par ailleurs, de manière à éviter une division par zéro dans les expressions (3.74) et (3.76), un seuil à  $0,1 \text{ m.s}^{-1}$  est imposé sur  $u_a^{10,n}$ . Le système de six équations se résoud itérativement, en partant d'évaluations initiales (*guess*) des inconnues :

$$\begin{aligned} u^* &= 0,04 u_a(z^T) & u_a^{10,n} &= u_a(z^T) \\ \theta^* &= -0,04 [T_w - \theta_a(z^T)] & \theta_a^{10,n} &= \theta_a(z^T) \\ q^* &= -0,04 [q_w - q_a(z^T)] & q_a^{10,n} &= q_a(z^T). \end{aligned} \quad (3.78)$$

Le schéma itératif est appliqué dans l'ordre suivant :

- (1) Calcul de la longueur de Monin-Obukhov  $L$

- (2) Calcul des coefficients d'échange neutres  $C_{aw}^{d,n}$  et  $C_{aw}^{t,n}$
- (3) Calcul de  $u^*$ ,  $\theta^*$  et  $q^*$
- (4) Calcul de  $u_a^{10,n}$ ,  $\theta_a^{10,n}$  et  $q_a^{10,n}$
- (5) Test de convergence sur  $u^*$ , retour à l'étape (1) ou sortie.

Pour cette étude, le nombre maximal d'itérations a été fixé à 10; cependant, dans la majorité des cas, moins de 5 itérations sont nécessaires pour satisfaire le critère de convergence sur  $u^*$ . La méthode bulk proposée par Dupuis *et al.* (1997) permet donc de connaître tous les flux de chaleur turbulents sur eau; le flux d'évaporation sur eau<sup>12</sup>  $e_w$  (m.s<sup>-1</sup>) se déduit simplement du flux de chaleur latente  $Q_w^L$ :

$$e_w = \frac{Q_w^L}{\rho_{fw}^0 L_w^v} \quad (3.79)$$

Il reste maintenant à calculer la partie radiative du flux non-solaire, ce qui est beaucoup plus simple que la détermination des flux de chaleur turbulents.

### Le flux infrarouge net sur eau

L'expression donnant le flux infrarouge net pour une surface d'eau soumise aux conditions atmosphériques définies par les données d'entrée peut s'exprimer selon Berliand et Berliand (1952) de la façon suivante :

$$Q_w^{lw} = -\varepsilon_w \sigma (T_a^0)^4 \left( 0,39 - 0,05 \sqrt{\varepsilon(T_a^0, p_a^0)} \right) \left[ 1 - \chi (C^0)^2 \right] - 4\varepsilon_w \sigma (T_a^0)^3 (T_w - T_a^0), \quad (3.80)$$

où  $\varepsilon_w = 0,96$  (sans dimension) représente l'émissivité de l'eau et  $\sigma$  la constante de Stefan-Boltzman;  $\chi$  est un facteur correctif prenant en compte l'effet des nuages et varie linéairement de 0,5 à l'équateur à 1,0 aux pôles. Par ailleurs, il faut noter que cette formule est valable pour une pression de vapeur saturante  $\varepsilon(T_a^0, p_a^0)$  donnée en hPa.

### 3.3.7 Calcul du flux non-solaire sur la banquise

Les formulations retenues en vue de déterminer le flux non-solaire sur la banquise diffèrent relativement peu de celles que l'on a utilisées pour calculer ce même flux sur

---

12. Si le flux de chaleur latente appliqué à la surface d'eau est négatif (*i.e.* la surface perd de l'énergie), l'évaporation sera comptée négativement. Cela respecte la convention sur les flux d'eau, qui est de compter positivement un apport d'eau douce dirigé vers un milieu.

l'eau libre. Les différences répertoriées sont les suivantes :

- coefficients d'échange air-glace ou air-neige constants pour le calcul des flux de chaleur turbulents
- calcul différent des humidités spécifiques de la banquise et de l'air
- émissivités  $\varepsilon_{i,s}$  de la glace et de la neige légèrement différentes de celle de l'eau
- à chaque type de surface de banquise correspond un calcul de flux spécifique.

Comme dans le cas de l'eau, on distingue la partie radiative du flux non-solaire et la contribution des flux de chaleur turbulents à ce flux.

### Les flux de chaleur turbulents sur la banquise

L'expression des flux de chaleur sensible et latente sur glace ou neige (indice  $j$  valant respectivement  $i$  ou  $s$ ) se rapproche des formulations données par (3.50) et (3.51) :

$$Q_j^H = -\rho_a C_{p,a} C_{aj}^t U_a(z^U) [T_j - \theta_a(z^T)] \quad (3.81)$$

$$Q_j^L = -\rho_a L_j^v C_{aj}^q U_a(z^U) [q_j - q_a(z^T)] ; \quad (3.82)$$

Les coefficients de transfert  $C_{aj}^t$  et  $C_{aj}^q$  sont supposés constants, tous égaux à  $1,75 \cdot 10^{-3}$  (voir par exemple Parkinson et Washington, 1979; Maykut, 1982). Une correction de ces coefficients en fonction de la stabilité semblerait pourtant théoriquement justifiée, mais dans la pratique elle ne semble pas nécessaire. Des tests utilisant des coefficients d'échange dépendant de la stabilité (table 2 dans Isemer *et al.*, 1989) ont été effectués, et par comparaison, il apparaît que le fait de prendre des valeurs constantes pour  $C_{aj}^t$  et  $C_{aj}^q$  n'affecte pas significativement les résultats; Goosse (1998) fait d'ailleurs la même constatation, en argumentant que le choix de coefficients de transfert liés à la stabilité n'est probablement pas le plus approprié dans le cas des hautes latitudes. Dans (3.82),  $L_j^v$  désigne la chaleur latente de sublimation de la banquise ou de la neige, qui varie légèrement en fonction de la température de la surface concernée :

$$L_j^v = L_j^{v,0} - 260 (T_j - 273,16), \quad (3.83)$$

où  $L_j^{v,0} = 2,834 \cdot 10^6 \text{ J.kg}^{-1}$ . Les formules utilisées pour le calcul de l'humidité spécifique de l'air et de la banquise se rapprochent de celles utilisées dans le cas de l'eau, en ce sens

que seul le calcul de la pression de vapeur saturante au niveau de la surface  $e(T_j)$  est modifié. On reprend ainsi l'expression donnée par Murray (1967) :

$$e(T_j) = 6,11.10^{9,5 (T_j - 273,16)/(T_j - 7,66)} . \quad (3.84)$$

Cette expression doit être utilisée pour le calcul de  $q_j$ , qui s'écrit :

$$q_j = q \left[ p_a^0, e(T_j) \right] , \quad (3.85)$$

ainsi que pour le calcul de l'humidité spécifique de l'air au-dessus de la banquise,  $q_a(z^T)$ . Il faut encore mentionner qu'ici la densité de l'air  $\rho_a$  a été approximée par l'équation suivante :

$$\rho_a = \frac{p_a^0}{R T_a^0} . \quad (3.86)$$

Enfin, comme dans le cas de l'eau, le flux d'évaporation  $e_j$  ( $\text{m.s}^{-1}$ ) s'écrit :

$$e_j = \frac{Q_j^L}{\rho_{jw}^0 L_j^v} . \quad (3.87)$$

### Le flux infrarouge net sur banquise

Il suffit de reprendre l'expression (3.80) donnée dans le cas de l'eau, mais avec des coefficients d'émissivité  $\varepsilon_j$  égaux à 0,97 pour la glace ou la neige :

$$Q_j^{lw} = -\varepsilon_j \sigma (T_a^0)^4 \left( 0,39 - 0,05 \sqrt{e(T_a^0)} \right) \left[ 1 - \chi (C^0)^2 \right] - 4\varepsilon_j \sigma (T_a^0)^3 (T_j - T_a^0) , \quad (3.88)$$

où  $e(T_a^0)$  est en hPa.

### 3.3.8 Conclusion

Cette section a présenté les méthodes de calcul utilisées pour déterminer tous les champs atmosphériques nécessaires au fonctionnement des modèles de banquise et d'océan, et referme la boucle ouverte au chapitre 2 avec l'utilisation des forçages atmosphériques par le modèle de banquise Gelato.



effectuer sur les champs qu'il reçoit à chaque pas de temps de couplage.

Dans le cas particulier de cette étude, le couplage entre les trois modèles a été effectué dans les conditions suivantes :

- Les trois entités utilisent la même grille de calcul, qui est la grille du modèle OPA (voir page 84). Il a suffi pour cela d'interpoler tous les champs de données atmosphériques sur la grille OPA par une méthode de *plus proches voisins*, de manière à ce que Bulky puisse les utiliser directement.
- Les trois modèles fonctionnent de manière synchrone : on suppose que le pas de temps du couplage vaut  $\Delta t_c$  (*i.e.* les trois modèles échangent des informations via OASIS tous les  $\Delta t_c$ ) et que la simulation couplée commence à  $t = 0$ . Après avoir fonctionné sur  $n$  pas de temps puis échangé les champs nécessaires, les trois modèles vont être synchronisés en temps et tous trois effectuer l'avance temporelle entre  $n \Delta t_c$  et  $(n + 1) \Delta t_c$ . On rappelle que les pas de temps de Gelato, de Bulky et du coupleur valent tous trois 86400 s ; en revanche celui d'OPA vaut 5760 s. Par conséquent, le modèle d'océan parcourt 15 pas de temps entre deux phases d'échange de champs avec les autres modèles.

### 3.4.2 Aspects techniques du couplage

Le terme « coupleur » désigne un logiciel permettant de synchroniser temporellement l'exécution de plusieurs modèles fonctionnant en parallèle, et de proposer des « analyses » sur les différents champs transitant entre les modèles en jeu (interpolation, extrapolation, changement d'unité, composition de champs...)

La synchronisation temporelle des modèles s'effectue par l'échange de **messages** entre OASIS et OPA/Gelato/Bulky. Sur un super-calculateur tel que le CRAY J90 du centre de calcul de Météo-France, ces messages transitent sous forme de « *pipes* », fichiers particuliers dont la lecture est bloquante<sup>13</sup>. Le schéma 3.7 présente le principe de fonctionnement des *pipes* dans le cas simple de deux modèles notés « O » et « A », échangeant des champs sous les hypothèses suivantes :

- Les champs produits par A se trouvent dans le fichier `aobcfile`, qu'OASIS traite

---

13. Un programme lisant un *pipe* reste bloqué tant que ce *pipe* ne contient pas d'information (« feu rouge » : les données provenant des autres modèles ne sont pas disponibles); si au contraire les données sont prêtes, le *pipe* permet la poursuite de l'exécution du programme, donc en particulier la lecture des données (« feu vert »).

(interpolation, tri...). En sortie d'OASIS, on obtient alors le fichier `aoacfile` dont le modèle O a besoin pour fonctionner.

- Réciproquement, les champs produits par O se trouvent dans le fichier `oabcfile`; à l'issue du traitement par OASIS, on obtient le fichier `oaacfile`, que le modèle A va utiliser.

Ce cas particulier se généralise très simplement à plus de deux modèles. Le schéma 3.7 illustre la synchronisation de deux modèles au moyen des *pipes*.

## 3.5 Conclusion

Le couplage du modèle OPA avec Gelato a nécessité quelques modifications relativement légères; parmi ces changements touchant le code océanique, l'adaptation du schéma de diffusion verticale de la chaleur permet à la colonne de ne jamais se refroidir en-dessous du point de congélation, ce qui se produisait avant la modification: l'océan se refroidissait en effet non physiquement, au lieu d'accepter une formation de banquise en surface (de fait la banquise ne parvenait pas à croître au-delà de quelques centimètres d'épaisseur dans cette configuration).

Par ailleurs, le système couplé décrit dans ce chapitre et le précédent peut légitimement paraître relativement complexe; cela dit, OASIS permet de gérer une structure couplée à plus de deux modèles sans difficulté particulière (si ce n'est qu'il faut redoubler d'attention lors de la mise en place du couplage car le nombre de champs échangés est assez important). Cependant, il existe actuellement une version de Gelato directement incluse dans le modèle OPA sous forme d'une « routine », dont les entrées et sorties correspondent très exactement aux champs que la version « modèle indépendant » échange avec les autres modules.

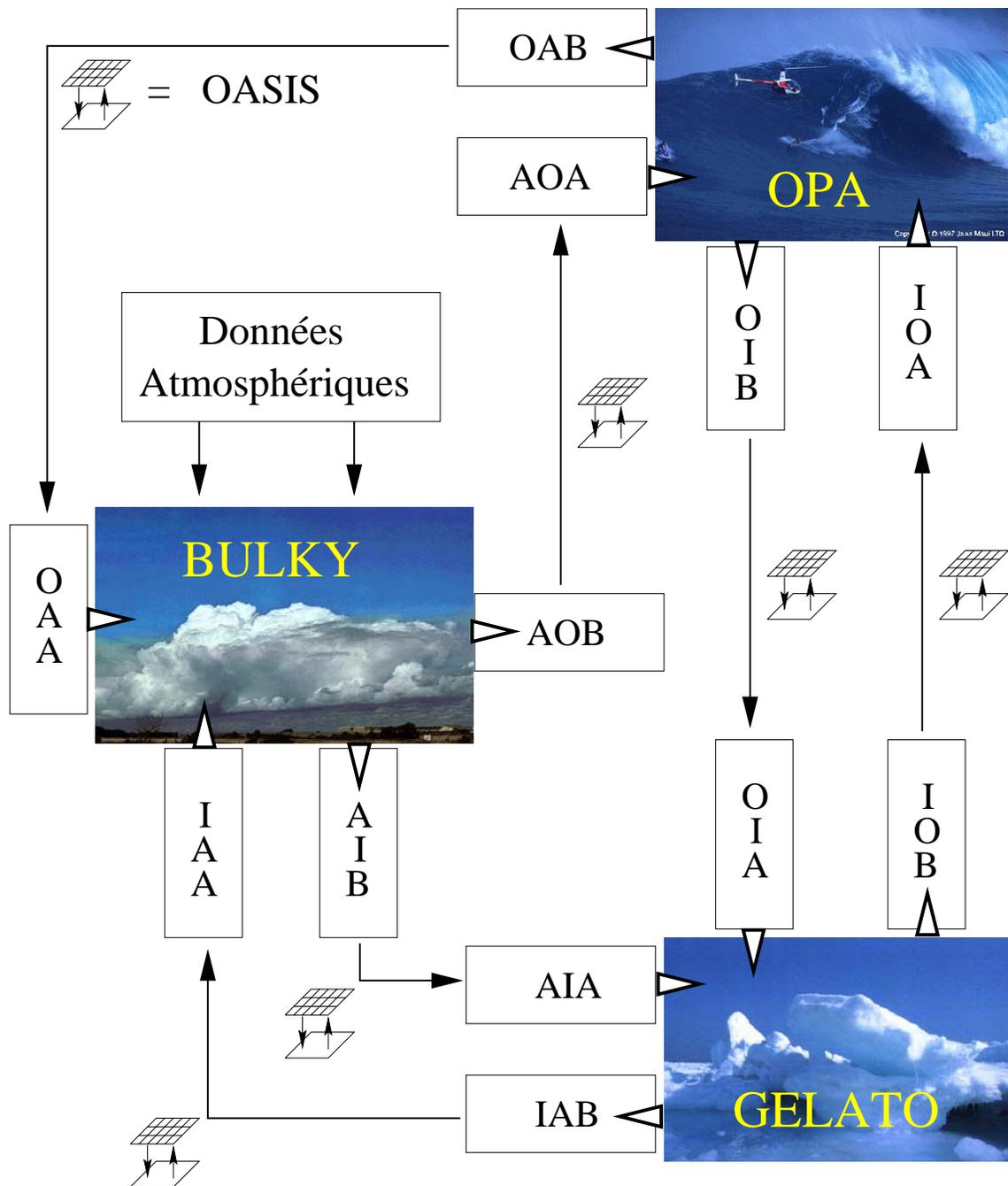


FIG. 3.8 - Schéma reprenant l'ensemble des connections existant entre les trois modèles OPA, Gelato et Bulky. Chaque type de fichier (par exemple de type « OAB », « AIB »,... contient les champs de couplage que l'on a détaillés progressivement jusqu'ici. Les noms de ces fichiers XYZ ont été déterminés de la manière suivante : X représente le modèle ayant créé les données contenues dans le fichier (X = I : glace, O : océan ou A : atmosphère); Y désigne le modèle destinataire de ces données et Z symbolise le statut des données vis-à-vis d'OASIS : avant (B) ou après traitement (A).

# Chapitre 4

## L'expérience de contrôle

### 4.1 Conditions de l'expérience de contrôle

Le modèle couplé à trois composantes, décrit en détail au cours des chapitres 2 et 3, a été utilisé pour réaliser une expérience de contrôle de 20 ans, que l'on appellera désormais « CTL ». La fin de cette simulation servira de point d'initialisation aux expériences de sensibilité présentées dans le chapitre 5; de plus, CTL sera prolongée de 10 ans, qui serviront de référence à ces différentes simulations.

Comme on l'a mentionné, le modèle Bulky, composante du système couplé, utilise des données atmosphériques pour fonctionner : il s'agit des champs mensuels climatologiques décrits par le tableau 3.2 page 89. Ces champs sont interpolés linéairement pendant la simulation pour obtenir des valeurs journalières; le cycle annuel formé par la base de données fournie à Bulky est réutilisé à l'identique par le module de calcul de flux au cours de chaque année de l'expérience. Par ailleurs, on verra qu'au cours de la simulation le modèle OPA utilise les champs de salinité de surface de Levitus (1982) pour appliquer un rappel en sel.

#### 4.1.1 Conditions initiales

On démarre la simulation avec un état océanique initialement au repos (courant uniformément nul), et initialisé en température et salinité par les données tridimensionnelles de Levitus (1982), interpolées sur la grille de calcul du modèle OPA 8.0 par le LODYC. La date du début de l'expérience a été fixée au 1<sup>er</sup> janvier d'une année climatologique perpétuelle.

Pour initialiser le modèle de glace, on dispose de données observées de concentration

de glace (Nomura et Grumbine, communication personnelle, 1995). Disponibles sur une grille régulière en longitude et latitude ( $1^\circ \times 1^\circ$ ), il a fallu les interpoler sur la grille du modèle de glace (identique à celle du modèle d'océan). L'épaisseur de la banquise a été prise uniformément égale à 3 m en Arctique et 1 m en Antarctique, des bases de données détaillées en épaisseur de banquise n'étant pas disponibles à ce jour; initialement la glace n'est pas recouverte de neige, et l'albédo de sa surface vaut  $\alpha_i = 0,71$ , c'est-à-dire une valeur d'albédo caractéristique d'une surface de glace non-fondante.

Cependant, en Arctique par exemple, la banquise se trouvant près de la limite des glaces n'a pas réellement une épaisseur de 3 m. De plus, les sources de données océaniques et de concentration de glace étant différentes, il devrait probablement exister un désaccord entre ces deux types de données quant au positionnement du bord de glace. Ainsi, lorsque l'on démarre une simulation couplée avec ces conditions initiales pour la glace et l'océan, on observe le phénomène suivant : au niveau de certains points de grille initialement englacés, situés au-dessus d'une colonne océanique dont la structure ne permet pas la présence de glace, on assiste en quelques jours à une fonte massive de banquise, qui implique des flux d'eau douce et de chaleur très importants à la surface de l'océan (dans certains cas, les flux d'eau peuvent représenter l'équivalent d'un an de précipitations). Pour éviter cela, il suffit de faire fonctionner le modèle couplé pendant un mois, c'est-à-dire une durée suffisante pour que la banquise s'ajuste grossièrement avec l'océan superficiel (ce qui prend en fait quelques jours). Après quoi, on reprend l'état de glace simulé comme état initial de banquise<sup>1</sup> pour démarrer la simulation de contrôle.

Cette méthode d'initialisation permet d'éviter un choc initial trop important suite à des flux d'eau et de chaleur dirigés vers l'océan trop intenses. Cela dit, on verra que l'on applique un rappel en salinité à la surface de l'océan, ce qui a tendance à limiter les effets néfastes d'un tel choc. D'autre part, les modèles d'océan et de glace finissent par « oublier » les conditions dans lesquelles ils ont été initialisés; mais dans le cadre de cette étude, les simulations les plus longues ne se déroulent que sur quelques dizaines d'années, d'où l'intérêt de réduire les chocs initiaux au maximum.

Concernant le modèle Bulky, la seule condition initiale à lui fournir est la date de démarrage de la simulation. En effet, la date intervient dans le calcul du flux solaire (voir page 90).

---

1. Cet état représente une meilleure approximation de l'état de la banquise qu'une glace uniformément épaisse de 3 m en Arctique et 1 m en Antarctique.

### 4.1.2 Rappel en surface

Pour cette simulation, on a choisi de ne pas appliquer de rappel de température en surface (SST). En effet, le calcul des flux de chaleur atmosphère-océan prend en compte notamment la différence entre la SST et la température de l'air à 2 m, ce qui introduit déjà une forme de rappel sur la température : les SST doivent ainsi nécessairement s'ajuster aux températures de l'air<sup>2</sup>. Il est cependant évident que le cycle saisonnier adopté par la surface océanique en fin de simulation sera légèrement différent du cycle climatologique; mais l'interactivité de l'état de cette surface avec le calcul des flux de chaleur atmosphère-océan permet une stabilisation de ce cycle, les durées des simulations effectuées dans le cadre de ce travail n'excédant pas quelques dizaines d'années.

En revanche, si le forçage des précipitations influence la salinité de surface de l'océan, la réciproque n'est pas vraie, puisque les précipitations sont prescrites. Or, la connaissance de celles-ci au-dessus des régions océaniques souffre encore aujourd'hui d'un manque de données fiables : d'une part, la collecte de pluie ou de neige au-dessus des océans au moyen de pluviomètres fixes pose déjà d'importants problèmes techniques (et plus encore dans les régions polaires où les conditions de vent violent compliquent fortement la mesure), mais d'autre part la variabilité spatiale et temporelle des précipitations est importante dans certaines régions (Xie et Arkin, 1996). Or, des incertitudes sur les flux d'eau, même faibles, peuvent conduire à des dérives importantes de la salinité de surface au bout de seulement quelques années de simulation. Il a donc été jugé souhaitable d'introduire une rétroaction artificielle entre la salinité et les forçages de surface en eau sous la forme d'un terme de rappel en sel à la surface. Il peut s'écrire sous la forme d'un flux d'eau supplémentaire appliqué à l'océan :

$$\Phi_r^w = \frac{\Delta z(1)}{\tau_r} \frac{[S_w - S_{w,0}]_{z=0}}{[S_w]_{z=0}}, \quad (4.1)$$

où  $\tau_r = 1$  mois et l'on rappelle que  $\Delta z(1) = 10$  m désigne l'épaisseur de la première couche de la discrétisation verticale de l'océan, en partant de la surface;  $S_{w,0}$  représente les données de salinité saisonnières de Levitus (1982). La constante de temps choisie est suffisamment longue pour ne pas masquer totalement l'effet des autres composantes du bilan d'eau de la surface océanique; le terme de rappel est directement calculé dans le modèle OPA et ajouté aux flux d'eau qu'il reçoit de Bulky et Gelato. Il est important de

---

2. En effet, si les flux de chaleur atmosphère-océan augmentent, la température de la surface océanique augmente, ce qui a tendance à réduire les flux de chaleur.

préciser que ce rappel s'applique ici exclusivement aux mailles océaniques ne comportant pas de glace, méthode également utilisée par Stössel *et al.* (1998). Cette technique vise à conserver une salinité de surface globalement correcte, sans pour autant perturber les interactions océan-banquise auxquelles on s'intéresse ici.

Goosse (1998) applique une méthode légèrement différente, qui consiste à rappeler la salinité en utilisant des constantes variant en fonction de la région considérée :

$$\Phi_r^w = \omega \frac{\Delta z(1)}{\tau_r} \frac{[S_w - S_{w,0}]_{z=0}}{[S_w]_{z=0}}; \quad (4.2)$$

le facteur  $\omega$  vaut 0 dans les régions susceptibles d'être englacées (ce qui se détermine par une simulation préalable), et augmente linéairement jusqu'à 1 dans une zone tampon de quelques points de grille en partant des zones où  $\omega = 0$ ; il vaut 1 ailleurs (rappel normal). Cette méthode permet de pratiquer une relaxation dont la formulation ne dépend pas de la saison considérée<sup>3</sup>. Cela dit, la méthode de Stössel *et al.* (1998) se justifie également par le fait qu'un rappel sert à compenser des défauts notamment sur les données de précipitations, donc doit concerner à tout instant les parties non-englacées (zones où les précipitations tombent directement dans l'océan de surface), même si celles-ci varient en étendue de manière saisonnière; une formulation un peu différente du coefficient  $\omega$  dans l'équation 4.2 pourrait être tout simplement du type  $\omega = f_w$  (fraction d'eau libre).

## 4.2 Caractéristiques simulées de la banquise

*Sauf avis contraire, tous les résultats présentés dans le reste de ce chapitre sont des moyennes mensuelles ou annuelles calculées sur les trois dernières années de la simulation; les observations d'étendue et de surface globale de banquise auxquelles il sera fait référence ont été calculées par Gloersen et al. (1992) à partir des observations satellitales SMMR pour la période 1978-1987.*

### 4.2.1 Surface et volume de la banquise

Les graphiques de la figure 4.1 permettent de visualiser la mise à l'équilibre du modèle couplé d'océan-glace dans ses grandes lignes. On introduit ici trois quantités globales qui

---

3. En effet, la méthode de Stössel *et al.* (1998) implique que l'on impose un rappel de salinité dans certaines régions en été, mais pas en hiver : celui-ci dépend en effet de la présence de glace ou non.

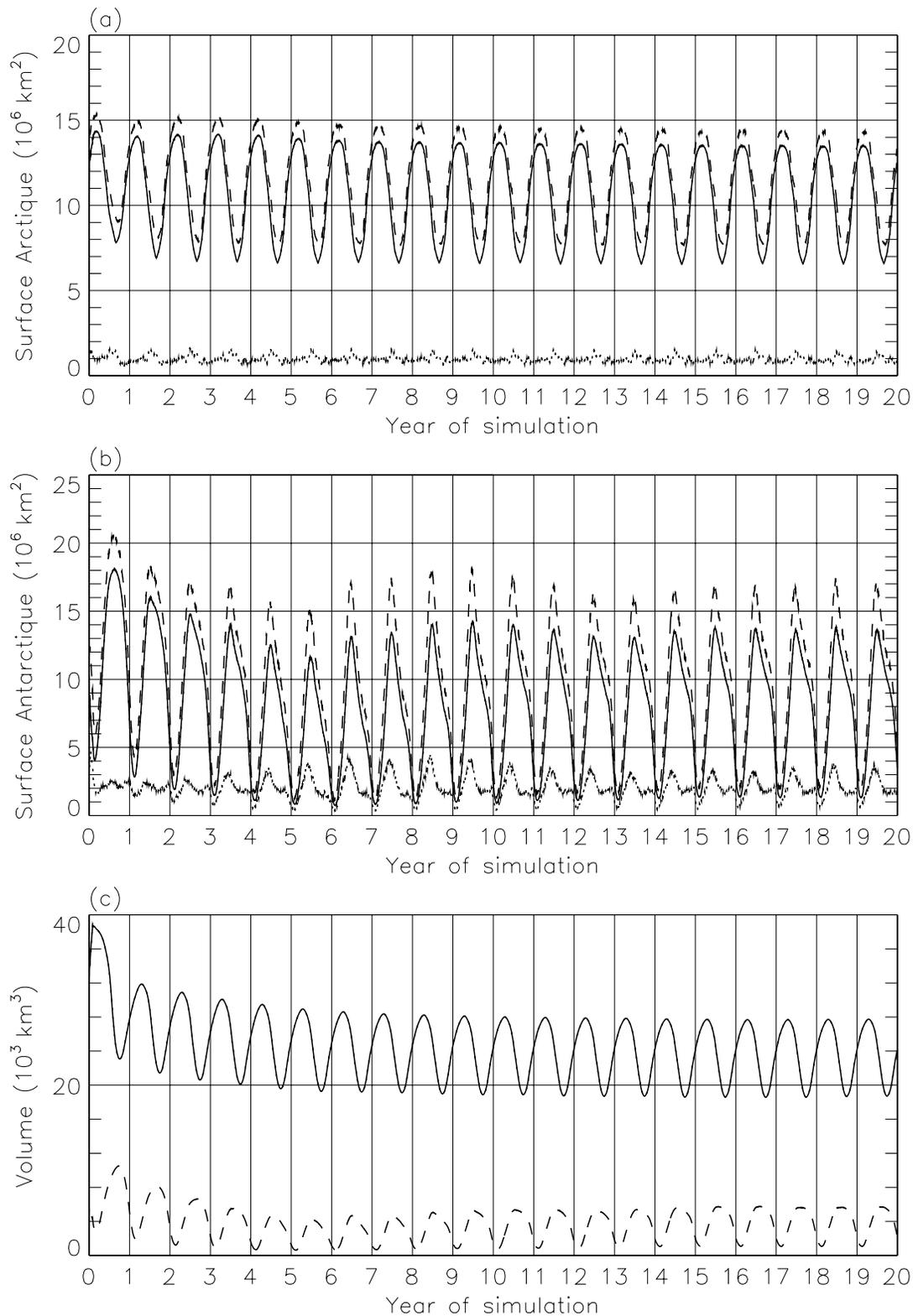


FIG. 4.1 - Série temporelle des 20 années de la simulation de contrôle CTL. (a) Arctique : surface de glace (trait plein), extension de glace (trait pointillé) et surface des chenaux (points). Ces trois quantités sont exprimées en  $10^6 \text{ km}^2$ ; la surface des chenaux se calcule comme la différence de l'extension et de la surface. (b) Idem, pour l'Antarctique. (c) Volumes de glace pour l'Arctique (trait plein) et l'Antarctique (trait pointillé), en  $10^3 \text{ km}^3$ .

caractérisent une couverture de glace sur un domaine discrétisé<sup>4</sup>  $\mathcal{D}$ , composé de mailles  $M_i$  [l'aire d'une maille étant notée  $A(M_i)$ ]. La concentration totale de glace et son épaisseur moyenne dans la maille<sup>5</sup>  $M_i$  valent respectivement  $f_i^t$  et  $\bar{h}_i$  :

- la *surface* de banquise, que l'on définit comme la somme des surfaces des mailles englacées, pondérées par les concentrations de glace associées :

$$\hat{S} = \sum_{M_i \in \mathcal{D}} f_i^t A(M_i)$$

- l'*étendue* de banquise, qui représente la somme des surfaces des mailles englacées pour lesquelles la concentration de la glace dépasse un seuil fixé (15 % dans cette étude) :

$$\hat{E} = \sum_{\substack{M_i \in \mathcal{D} \\ f_i^t \geq 0,15}} A(M_i)$$

- le volume de banquise :

$$\hat{V} = \sum_{M_i \in \mathcal{D}} \bar{h}_i A(M_i)$$

Au cours des 20 ans de simulation, on peut observer des comportements de la banquise assez différents selon l'hémisphère considéré. En Arctique, il faut attendre environ 3 ans avant de voir la surface et l'étendue de la banquise adopter un cycle annuel stable. La raison principale à cela tient aux conditions initiales, où l'on démarrerait en hiver avec une banquise d'épaisseur uniforme égale à 3 m. En Baie d'Hudson, les conditions estivales ne permettent pas à une telle quantité de glace de fondre totalement dès la première année de simulation. Ainsi, bien que d'après la climatologie la banquise soit absente de cette région dès le mois d'août, le modèle conserve encore une couverture de glace d'un mètre d'épaisseur environ à la fin du mois de septembre de cette première année d'expérience (fin de la période de fonte). En revanche, à la fin du troisième été, la glace disparaît effectivement de la Baie d'Hudson : le minimum de surface et d'extension de la banquise arctique est alors proche des observations. Pour ce qui concerne le volume de glace en Arctique, la stabilisation suite au choc initial est plus lente (de 8 à 10 ans), ce qui correspond à peu près au temps caractéristique de formation des glaces les plus épaisses au nord du Groenland et de l'archipel nord-canadien (Colony et Thorndike, 1985).

---

4. Hémisphère nord ou sud dans cette étude.

5. Cette épaisseur moyenne est définie au sens de (2.49) page 64.

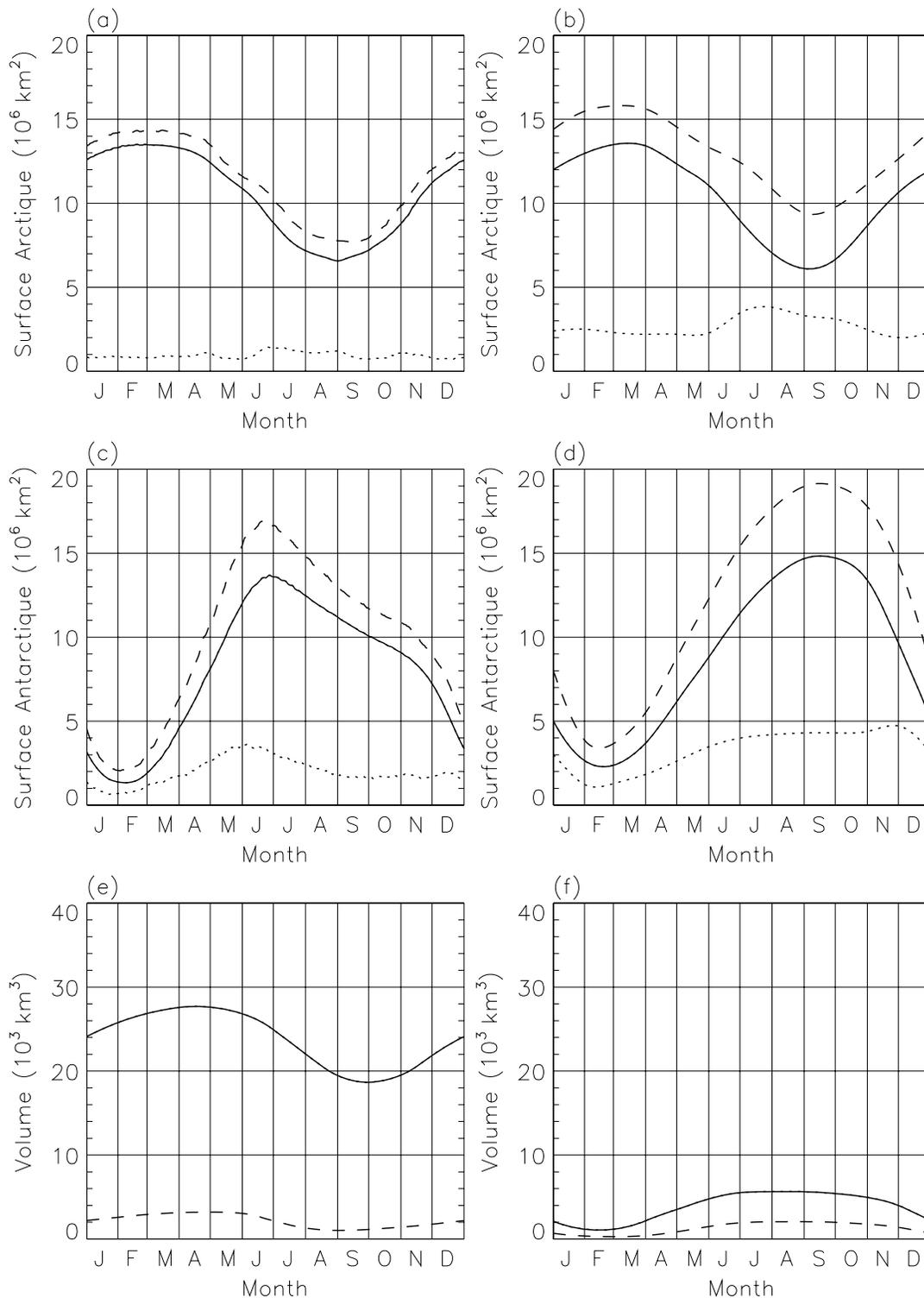


FIG. 4.2 - (a) Arctique : surface (trait plein) et extension simulées (trait pointillé) de banquise; la courbe de points représente la surface des chenaux. (b) Idem (a) mais moyenne d'observations satellitales de 1978 à 1987 (Gloersen *et al.*, 1992). (c), (d) idem (a), (b), mais pour l'Antarctique. (e) Arctique : cycle annuel moyen des volumes de glace (trait plein) et de neige (trait pointillé); (f) idem (e), mais pour l'Antarctique.

En Antarctique, où la banquise subit une influence plus marquée de l'océan qu'en Arctique, c'est plutôt l'installation progressive de la convection océanique qui pilote l'évolution de la surface et de l'extension de la glace. En effet, après un premier cycle annuel très proche des observations (en particulier la banquise ne commence pas à disparaître avant le mois de septembre), on observe une décroissance pratiquement linéaire des maxima annuels de surface de banquise, qui ne cesse qu'au sixième hiver. Jusqu'à cette période, la convection océanique (paramétrisée dans OPA sous la forme d'un ajustement convectif) devient en effet de plus en plus intense : on observe ainsi que la diminution de surface de la banquise débute de plus en plus tôt dans l'année (vers fin juin pour le sixième hiver), mais également que la décroissance de la surface de glace se produit de plus en plus brutalement. Au cours des années suivantes, et pendant environ 10 ans, cette décroissance se fait plus progressive. Vers la fin de la simulation, on observe en fait que la débâcle s'effectue en deux temps :

- de début juillet à mi-novembre, elle est peu rapide (mais contraire aux observations jusque fin-septembre) : il s'agit de la traduction d'effets convectifs parasites;
- à partir de mi-novembre, l'augmentation du rayonnement solaire complète les effets convectifs, et la débâcle s'accélère.

Les variations du volume de banquise en Antarctique découlent clairement de celles de la surface. En effet, dans cette région, une grande partie de la banquise est simplement annuelle (disparaît totalement pendant l'été), et se reforme tous les hivers en atteignant des épaisseurs comparables d'une année sur l'autre.

Les graphes de la figure 4.2 comparent les surfaces et extensions de glace ainsi que la surface des chenaux (en moyenne sur les trois dernières années de la simulation, pendant lesquelles on peut considérer que la banquise a adopté un cycle saisonnier stable) avec les valeurs données par Gloersen *et al.* (1992). En Arctique, la surface de banquise se rapproche des observations en toutes saisons : l'écart entre les deux ne dépasse jamais  $1.10^6 \text{ km}^2$ . Cette différence est pratiquement du même ordre que la marge d'erreur sur les mesures satellitales de concentration de banquise ( $\pm 4 \%$ ). Ce résultat est satisfaisant, même si l'on peut remarquer qu'il cache une compensation de petites erreurs : en effet, le masque terre-mer du modèle OPA sous-estime la surface du bassin arctique d'environ  $0,4.10^6 \text{ km}^2$ , mais les concentrations de banquise simulées un peu trop fortes dans cette région en hiver jouent en sens inverse. Quant à l'extension de la banquise, elle prend des valeurs de  $1 \text{ à } 2.10^6 \text{ km}^2$  inférieures aux observations. Pour cette grandeur, la sous-estimation de la taille du domaine n'est plus compensée par des concentrations trop

fortes, car par définition toute maille englacée à plus de 15 % contribue de la même façon à l'extension de la banquise, quelle que soit sa concentration.

La couche de neige recouvrant la glace de mer Arctique atteint un volume maximal global de  $3,2 \cdot 10^3 \text{ km}^3$  en mai, mais ne disparaît pas totalement en été en Arctique central, contrairement à ce que l'on observe. Cela tient probablement au fait que les températures de l'air fournies au modèle couplé sont trop froides en été : ces données, initialement mensuelles, ont en effet été simplement interpolées linéairement pour obtenir des données journalières. Par rapport à une interpolation au moyen d'une spline par exemple, cette méthode a pour effet de produire des températures journalières plus élevées autour du minimum annuel, et à l'inverse, des températures plus basses pour les jours proches du maximum annuel. L'épaisseur moyenne de la banquise atteint un maximum de 3,1 m fin juillet ; à cette époque de l'année, la plus grande partie de la glace fine, annuelle, a disparu : l'essentiel de la banquise se situe alors dans le bassin arctique et se compose surtout de glace pluriannuelle épaisse, qui à son tour va se mettre à fondre jusqu'au mois de septembre. Ensuite, la banquise réinvestit les mers périphériques (mers du Groenland, de Béring, Baie d'Hudson...), de la glace fine se forme alors en quantité importante : ainsi l'épaisseur moyenne de l'ensemble diminue jusque vers la fin du mois de décembre. Au cours du reste de l'année, le rapport « volume de glace sur surface » augmente. En effet, jusqu'au mois de mars, la glace nouvellement formée s'épaissit régulièrement tandis que la surface de banquise augmente faiblement ; ensuite, pendant le printemps, la débâcle gagne progressivement les mers périphériques (donc la surface de banquise diminue), tandis qu'en Arctique central, la glace de mer continue de s'épaissir.

Les résultats obtenus en Antarctique ne semblent pas aussi satisfaisants qu'en Arctique. La banquise arctique comporte en effet une quantité relativement importante de glace épaisse (au minimum 40 % de la surface du pack, au maximum d'extension de celui-ci), relativement peu sensible en étendue aux forçages atmosphériques ; d'autre part, dans la plus grande partie des mers périphériques boréales, la convection océanique n'affecte guère la couverture de glace. Il est donc relativement facile d'obtenir une banquise réaliste par la modélisation couplée océan-glace en Arctique. Il en va tout autrement autour de l'Antarctique, où une très grande partie de la glace de mer est annuelle et fine ; l'existence de cette banquise dépend étroitement de la structure de l'océan sous-jacent. Un océan déstabilisé où se développent des épisodes convectifs peut très rapidement faire fondre une couche de banquise, et ce d'autant plus facilement qu'il s'agit de glace fine. Or, les faibles gradients verticaux de densité caractérisant les mers circumantarctiques favorisent

l'apparition de telles instabilités. C'est ce que l'on peut observer sur les graphes (c) et (d) de la figure 4.2: partant d'un minimum d'étendue un peu trop faible ( $1,5 \cdot 10^6 \text{ km}^2$  contre  $2,5 \cdot 10^6 \text{ km}^2$  pour les observations), l'expansion du pack antarctique est trop rapide par rapport aux observations, ce qui provoque des rejets de saumure importants, d'où une densification des eaux de surface. Par suite, la convection océanique se déclenche dès la fin du mois de juin, ce qui est probablement également dû à l'inadéquation du schéma d'ajustement convectif d'OPA aux océans polaires. On assiste alors à une lente diminution de la surface et de l'extension de banquise, alors que les observations satellitales ne montrent pas de débâcle avant la mi-septembre. A la fin de ce mois, la différence entre la surface de glace modélisée et les observations atteint ainsi près de  $4,5 \cdot 10^6 \text{ km}^2$ .

L'épaisseur moyenne de la glace en Antarctique présente un maximum à la fin du mois de janvier, *i.e.* approximativement lorsque la surface englacée est la plus réduite. De la même façon qu'en Arctique, le minimum d'épaisseur de banquise simulé a lieu au début de l'hiver ( $\sim 0,4 \text{ m}$ ), mais les estimations dont on dispose situent ce minimum plus tard en saison et lui attribuent une valeur plus élevée. Enfin l'on notera que la neige, qui joue un rôle important en Antarctique (formation de glace blanche, voir page 55), occupe un volume maximal simulé de  $2,1 \cdot 10^6 \text{ km}^2$  à la fin du mois de septembre.

## 4.2.2 La banquise de l'hémisphère nord

### La distribution géographique de glace

L'ensemble de figures 4.3 présente les distributions géographiques de glace de mer (concentration totale) en moyenne sur les trois dernières années de la simulation de contrôle CTL. Les cartes sont fournies tous les deux mois avec le bord de glace climatologique pour la période 1988-1998, ces données provenant du NSIDC\* DAAC (Distributed Active Archive Center). On rappelle que les cartes de concentrations de banquise observées (même source), auxquelles on se référera, sont présentées en pages 16 à 18.

Il apparaît que le bord de glace est généralement bien simulé par le modèle couplé, particulièrement la limite des glaces en Atlantique Nord au cours de l'hiver: comme on l'a vu au cours du chapitre 1, l'un des aspects les plus remarquables de la distribution de banquise en Arctique tient à position très septentrionale de la limite des glaces, même en hiver; or cette caractéristique a été bien simulée. En effet, la côte sud de l'archipel du Spitzberg reste pratiquement libre de glaces pendant tout l'hiver, ce que l'on observe bien

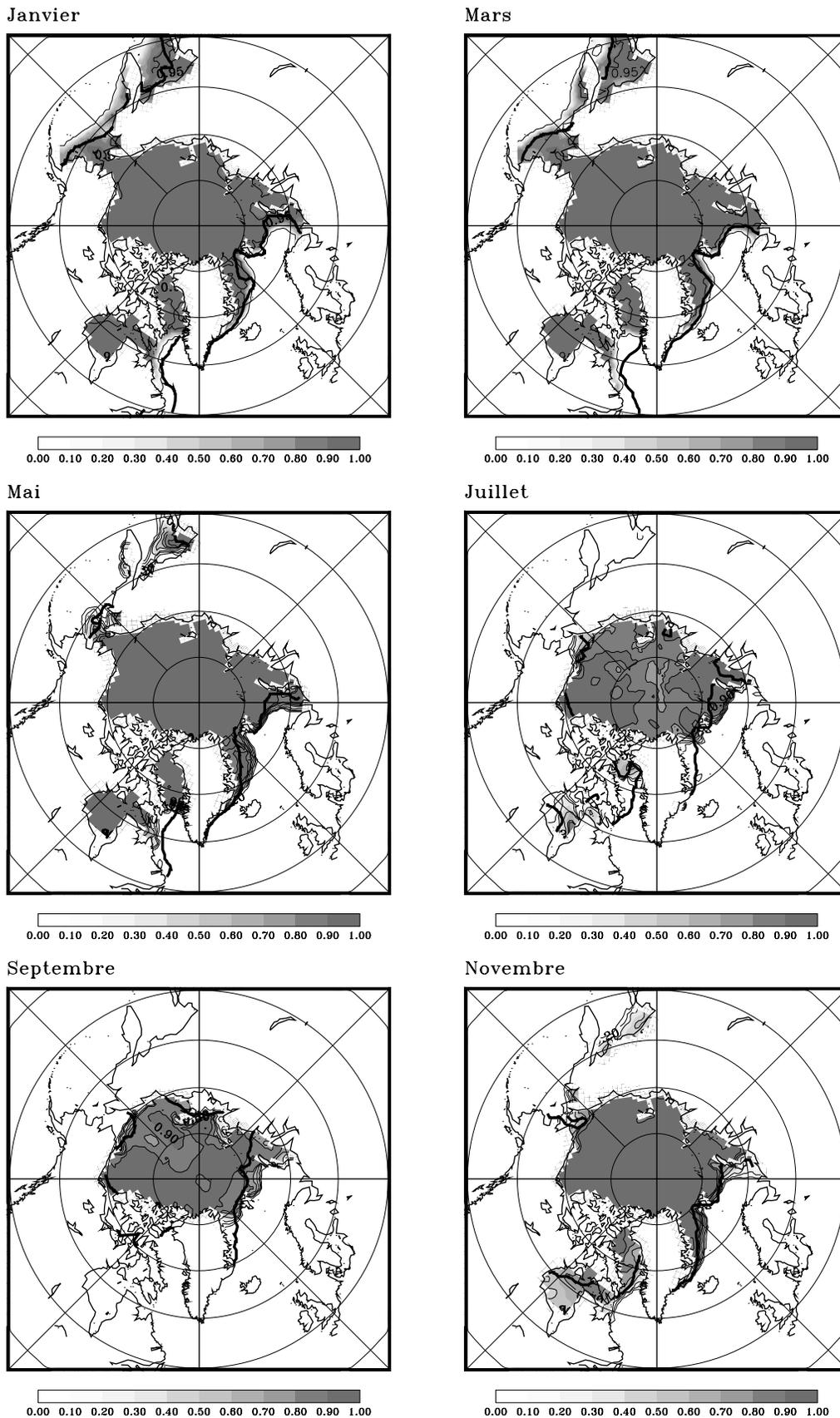


FIG. 4.3 - Concentration de la banquise arctique, donnée tous les deux mois en moyenne mensuelle; le bord de glace climatologique apparaît en trait gras (contours : tous les 10 %).

dans la réalité. Par ailleurs, il convient de relever les points suivants :

- Le modèle simule trop peu de banquise en mer du Labrador et dans la région du détroit de Davis, du moins à partir du mois de janvier, où la convection océanique devient trop intense.
- Au contraire, le modèle a tendance à créer trop de glace par rapport aux observations le long de la côte est de la Péninsule du Kamchatka. En effet, si le fort gradient de SST existant près de la limite de banquise en Atlantique Nord interdit à la glace de s'étendre (elle fondrait en atteignant des eaux trop chaudes), il n'en va pas de même dans le Pacifique Nord où ce même gradient est nettement plus faible (fig. 4.21). De plus, dans cette région, la banquise est animée d'une vitesse méridienne simulée importante et dirigée vers le sud (fig. 4.7), ce qui favorise des débordements de glace en dehors de ses « frontières » climatologiques.

En été, la distribution des glaces arctiques semble moins bien simulée. On a déjà remarqué que la surface globale de la banquise boréale correspond bien aux observations, mais cela masque en fait deux défauts :

- Dans la région de la mer de Kara (située entre la Nouvelle-Zemble et le nord-ouest de la Sibérie), la glace de mer persiste pendant la plus grande partie de l'été : au début du mois de septembre, cette région est encore presque entièrement recouverte de banquise fine, alors que selon les observations, elle doit être dégagée vers la mi-août. Le retrait de la glace se poursuit néanmoins jusqu'à la mi-octobre (à cette époque la moitié de la mer de Kara se trouve alors libre de glace).
- À l'inverse, la mer du Groenland est dépourvue de banquise de la mi-juillet jusqu'à fin septembre, le débit de banquise par le détroit de Fram se tarissant progressivement à la fin du printemps (voir fig. 4.4). Cette circulation réduite de banquise, exposant la mer directement aux rayons du soleil permet aux eaux de surface de se réchauffer de 3 à 4 °C le long de la côte est du Groenland. La couverture de glace ne redevient pas réaliste dans cette région avant début octobre. En moyenne sur l'année, le débit de banquise modélisé quittant l'Arctique central par le détroit de Fram vaut 0,051 Sv (*i.e.* 1610 km<sup>3</sup>.an<sup>-1</sup> ou encore l'équivalent d'une épaisseur de banquise de 24 cm sur l'ensemble du bassin arctique). En raison des débits de glace nuls ou très faibles donnés par le modèle au cours de l'été, cette valeur est un peu faible par rapport aux observations de Vinje *et al.* (1996), qui font état d'un débit de glace de 0,065 Sv.

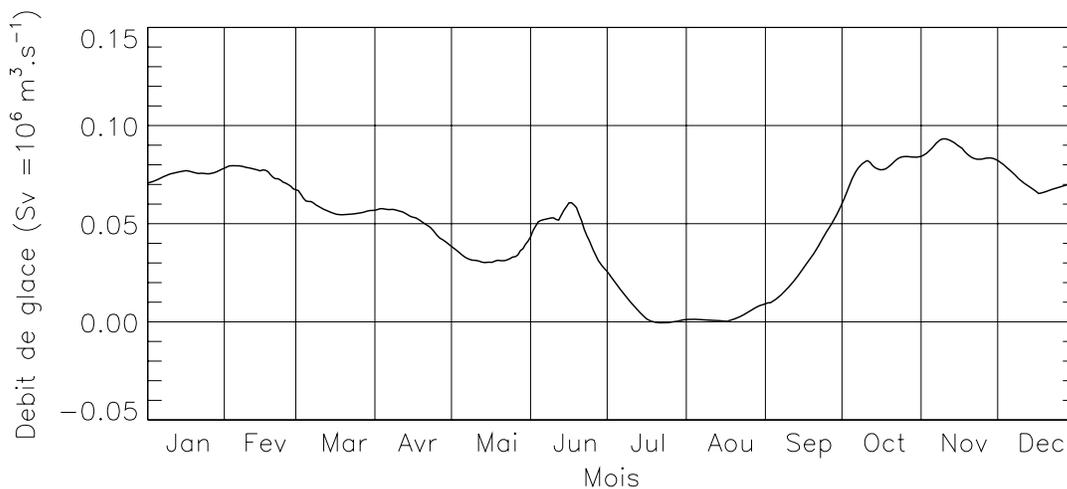
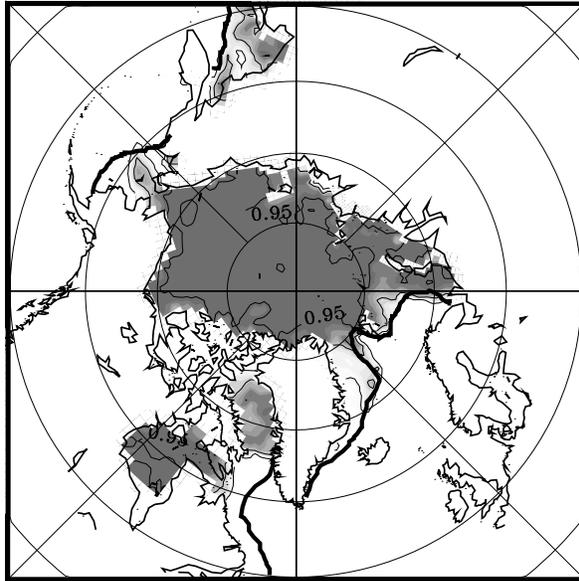


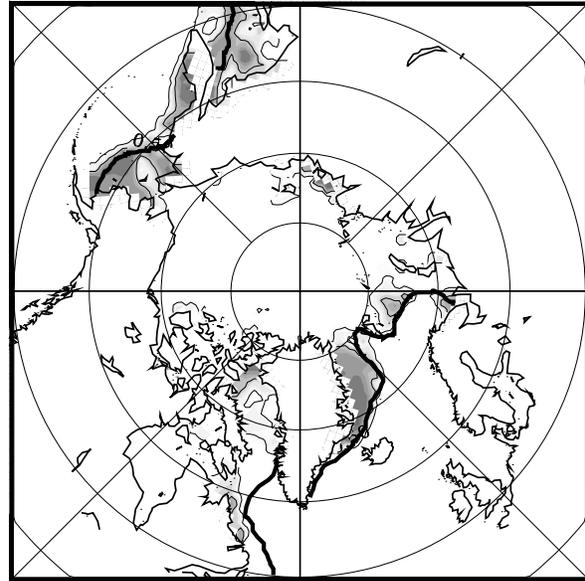
FIG. 4.4 - Cycle annuel du débit de banquise au détroit de Fram, en moyenne sur les trois dernières années de simulation (Sv).

Pour ce qui concerne les concentrations, en hiver elles sont très proches des observations (le modèle n'ayant guère de difficultés à simuler un domaine en grande partie englacé à 100 %). Le résultat le plus intéressant concerne les concentrations estivales, qui constitue essentiellement une mesure de l'intensité de la fonte latérale estivale (voir page 54) par suite du réchauffement des chenaux (Maykut et Perovich, 1987). En Arctique central, la concentration de glace évolue ainsi de 75 à 95 % en juillet selon l'endroit, ce qui concorde avec les valeurs observées en cette saison. Une zone de concentrations supérieures à 90 % persiste cependant au nord-ouest du Spitzberg ainsi que dans une région comprise entre la Nouvelle-Zemble, l'archipel de François-Joseph et le Pôle Nord, ce qui ne correspond pas à une réalité observée. En septembre, la simulation produit des concentrations de glace proches de 90 % en Arctique central, contre environ 85 % d'après les observations : le modèle y reforme de la glace fine dès le début du mois de septembre; cette glace remplace très vite une grande partie des chenaux. Comme on l'a déjà souligné, une méthode différente d'interpolation des données de température de l'air (spline) prolongerait certainement un peu la période de dégel.

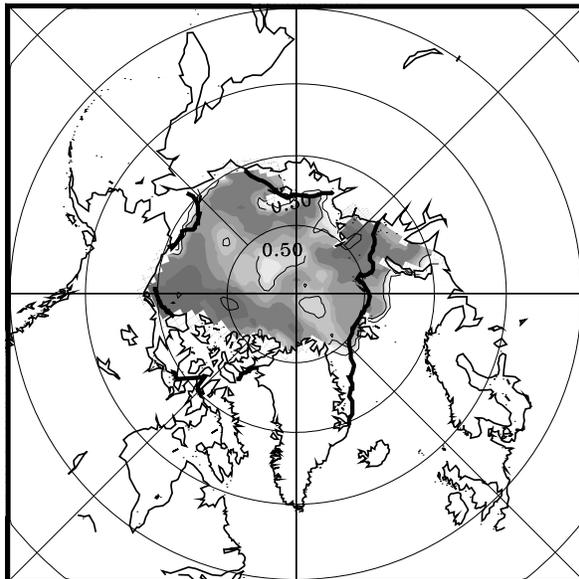
La figure 4.5 apporte quelques informations intéressantes sur la coexistence des deux classes de glace simulées par Gelato (glace I : épaisseur inférieure à 50 cm; glace II : supérieure à 50 cm). En hiver, on constate que les deux types de banquise coexistent surtout à la marge du domaine de banquise, notamment en Baie de Baffin, mers de Béring, d'Okhotsk et à l'est du Groenland. Dans cette dernière région, il est intéressant d'observer que près du détroit de Fram, la banquise se compose essentiellement de glace

(a) Conc. de glace epaisse ( $> 0.5\text{m}$ )

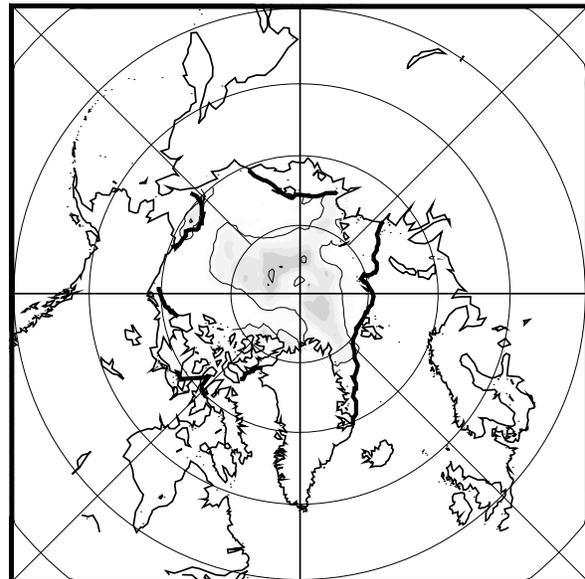
0.00 0.10 0.20 0.30 0.40 0.50 0.60 0.70 0.80 0.90 1.00

(b) Conc. de glace fine ( $\leq 0.5\text{m}$ )

0.00 0.10 0.20 0.30 0.40 0.50 0.60 0.70 0.80 0.90 1.00

(c) Conc. de glace epaisse ( $> 0.5\text{m}$ )

0.00 0.10 0.20 0.30 0.40 0.50 0.60 0.70 0.80 0.90 1.00

(d) Conc. de glace fine ( $\leq 0.5\text{m}$ )

0.00 0.10 0.20 0.30 0.40 0.50 0.60 0.70 0.80 0.90 1.00

FIG. 4.5 - Concentration des deux types de banquise traités par Gelato: glace I (b) et glace II (a), d'épaisseurs respectivement inférieure et supérieure à 50 cm (contours: 15; 50 et 95 %); il s'agit ici de moyennes mensuelles pour mars. (c) et (d): idem, mais pour le mois de septembre. Le bord de glace climatologique apparaît en trait gras.

épaisse en provenance de l'Arctique central (70 %), mais en allant vers le sud, la proportion s'inverse, puisque près du détroit du Danemark (entre l'Islande et le Groenland), on n'observe pratiquement plus de glace épaisse: cette dernière a fondu en longeant le Groenland. L'Arctique central n'est pas totalement dépourvu de glace fine, puisqu'elle atteint une proportion de 5 % près de la côte nord de l'Alaska et du Groenland, ainsi que tout le long du rivage nord de la Sibérie. Dans cette dernière région, la divergence de la banquise est forte (le vent ayant tendance à l'éloigner des terres); il s'y forme donc des zones d'eaux libres, où de la nouvelle glace se forme très vite.

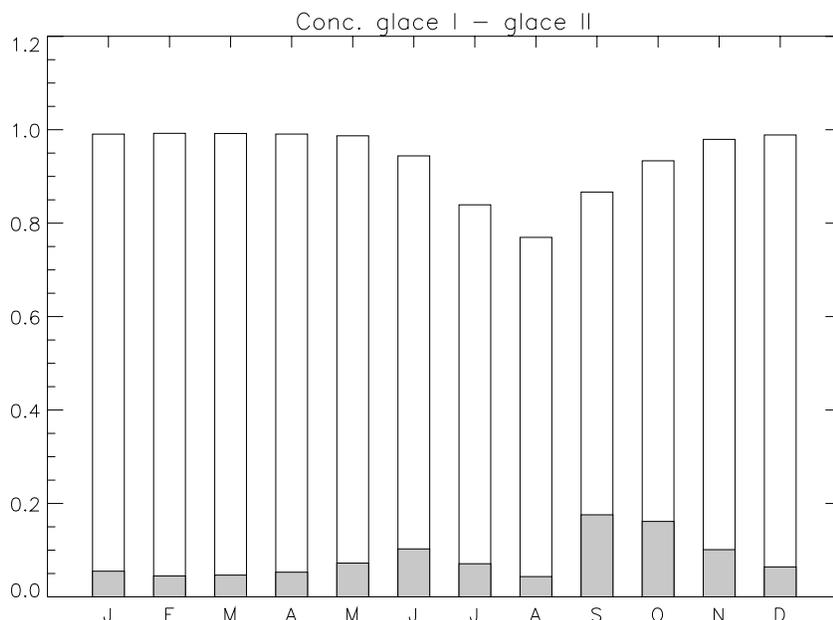


FIG. 4.6 - Histogramme illustrant la composition de la banquise par épaisseurs en Arctique central; la partie blanche de chaque barre représente la concentration de la glace de plus de 50 cm (glace « épaisse »), tandis que la partie grise correspond à la glace « fine » de moins de 50 cm d'épaisseur. La hauteur totale de chaque barre bicolore indique la concentration totale de banquise.

Toujours à propos des types de banquise, pendant le mois de septembre, on observe jusqu'à 30-40 % de glace fine près du Pôle Nord. Cette glace vient en fait de se former, recouvrant les parties océaniques libérées de banquise au cours de l'été. La figure 4.6 montre l'évolution de la concentration de glace en Arctique central au cours de l'année ainsi que la répartition de celle-ci entre glace fine et épaisse. Au début de la saison de fonte (avril à juillet), une partie de la glace épaisse passe dans la catégorie « glace fine », donc la concentration de cette dernière tend à augmenter; ensuite la disparition de glace fine fondante l'emporte sur ce dernier phénomène. Dès le mois de septembre, la glace fine

se régénère, puis se transforme en glace épaisse, mais la production de nouvelle glace a lieu en permanence, de sorte qu'il existe toujours de la glace de moins de 50 cm.

### La dérive de la glace

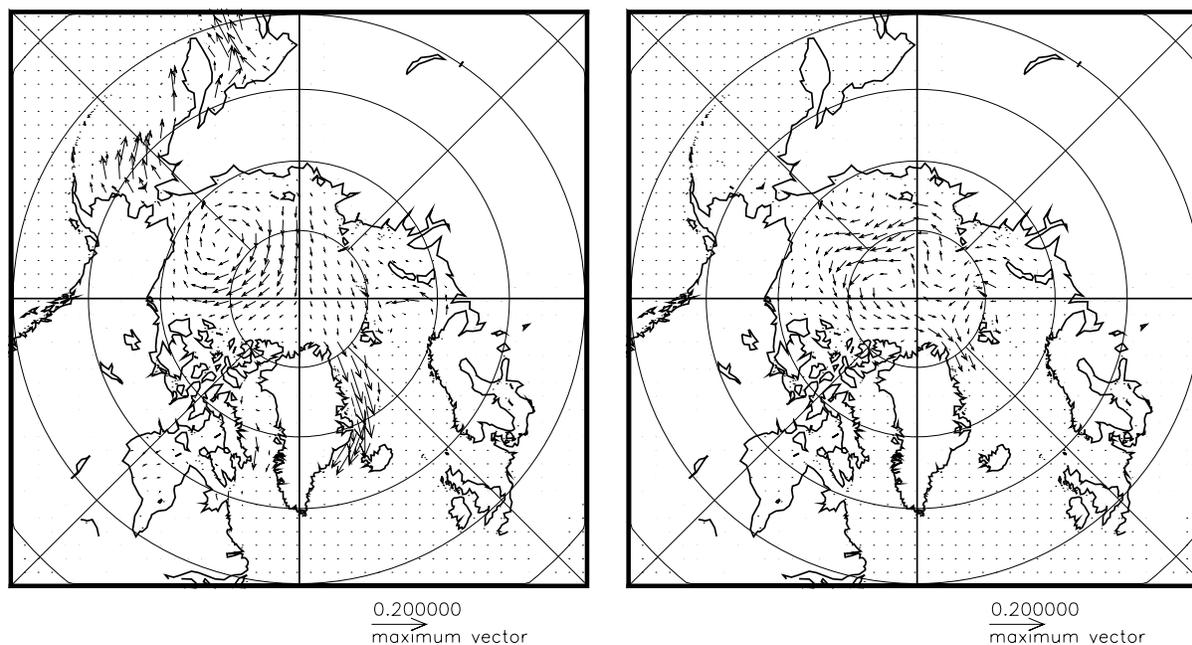


FIG. 4.7 - Vitesse de dérive de la banquise arctique ( $\text{m.s}^{-1}$ ), en moyenne mensuelle pour mars et septembre.

Le champ des vitesses animant la banquise, tel qu'il est simulé par le modèle au mois de mars<sup>6</sup>, fait apparaître la plupart des grandes caractéristiques de la dérive des glaces en Arctique. En Arctique central, il existe une dérive transpolaire\* établie pendant la plus grande partie de l'année, qui transporte de la glace du nord des côtes sibériennes jusqu'au détroit de Fram. La vitesse de cette dérive (de 2 à 3  $\text{cm.s}^{-1}$ ) est un peu faible légèrement au nord du détroit, la glace épaisse (plus de 3 m) s'étendant probablement un peu trop entre le Spitzberg et le Groenland, ce qui a tendance à gêner le passage de la banquise. En revanche, toujours au niveau du détroit de Fram, on retrouve bien la valeur de 5  $\text{cm.s}^{-1}$ , classiquement observée (Tremblay et Mysak, 1997); plus au sud, la glace prend des vitesses plus importantes, atteignant 15  $\text{cm.s}^{-1}$ , soit du même ordre que

6. En matière de dérive des glaces, le mois de mars est assez représentatif des conditions en moyenne annuelle.

ce donnent les observations. Par ailleurs, la gyre de la mer de Beaufort apparaît bien dans le modèle, même si elle se trouve centrée légèrement trop à l'ouest de la position habituellement observée (par exemple par Colony et Thorndike, 1984). Il faut cependant noter que la position et l'étendue de cette gyre peut varier significativement dans le temps (Proshutinsky et Johnson, 1997). Enfin, au niveau des mers d'Okhotsk et de Béring, la glace, moins contrainte par les côtes que dans le reste de l'Arctique, dérive à des vitesses relativement importantes (jusqu'à  $10\text{-}15 \text{ cm}\cdot\text{s}^{-1}$ ).

Le champ des vitesses de glace en septembre ne présente pas les mêmes caractéristiques qu'en moyenne annuelle ou au mois de mars. En effet, comme on l'a souligné dans le chapitre 1, des conditions faiblement dépressionnaires dominent généralement en Arctique central au cours de l'été, donc les vents n'impriment plus de mouvement anticyclonique à la banquise. On assiste même à une circulation de glace cyclonique dans le Bassin Arctique, que le modèle reproduit effectivement avec une vitesse typique de  $5 \text{ cm}\cdot\text{s}^{-1}$ .

### L'épaisseur simulée de la banquise

Le modèle couplé simule correctement l'épaisseur de la banquise, par rapport aux observations compilées de Bourke et Garret (1987) par exemple; les cartes d'épaisseur de banquise correspondant à ces observations figurent en page 24. La figure 4.8 montre qu'au mois de mars (représentatif de la saison hivernale), Gelato produit des épaisseurs de banquise augmentant de 1-2 m le long de la côte sibérienne pour atteindre environ 3 m au centre du Bassin Arctique, et simule des valeurs maximales près de l'archipel nord-canadien et de la côte nord du Groenland, où la banquise, pluriannuelle et très déformée peut atteindre des épaisseurs moyennes de 8 à 11 m. Ces valeurs peuvent sembler importantes, mais d'une part elles sont atteintes dans des régions très limitées, et d'autre part, par exemple Lyon (1961) fait état d'épaisseurs moyennes plus importantes encore (jusqu'à 13 m). Malgré les incertitudes entourant les mesures d'épaisseurs de banquise, on peut remarquer que le gradient d'épaisseur de banquise en Arctique central n'est pas conforme aux observations si l'on suit une ligne nord du Groenland-Pôle Nord : en effet, celui-ci prend des valeurs trop importantes près de la côte nord du Groenland, et trop faibles vers le Pôle Nord. Une étude de sensibilité effectuée en doublant la valeur du paramètre  $P^*$  (voir l'expression de  $P$ , où ce paramètre intervient, page 60) n'a pas permis de corriger ce défaut dans les simulations. Par ailleurs, la glace de la mer de Chukchi atteint des épaisseurs certainement trop importantes (jusqu'à 5-6 m). Il existe une double raison possible à cette mauvaise estimation : d'une part, comme on l'a souligné, la gyre

de la mer de Beaufort se situe trop près de la Sibérie et transporte de la glace le long de la côte sibérienne et vers l'ouest; et d'autre part, le masque terre-mer du modèle d'océan-glace relie les îles de Nouvelle-Sibérie au nord de la Sibérie, ce qui oblige la glace dérivant le long de la côte sous l'effet de la gyre à s'engouffrer dans une « impasse » (voir le tracé du masque d'OPA fig. 3.3-b page 84). En été, la distribution des épaisseurs de banquise suit une structure assez voisine; la glace a fondu dans les mers arctiques périphériques, mais reste toujours nettement trop épaisse en mer de Chukchi (environ 3 m), le forçage atmosphérique ne permettant pas de faire fondre toute la glace dans cette région.

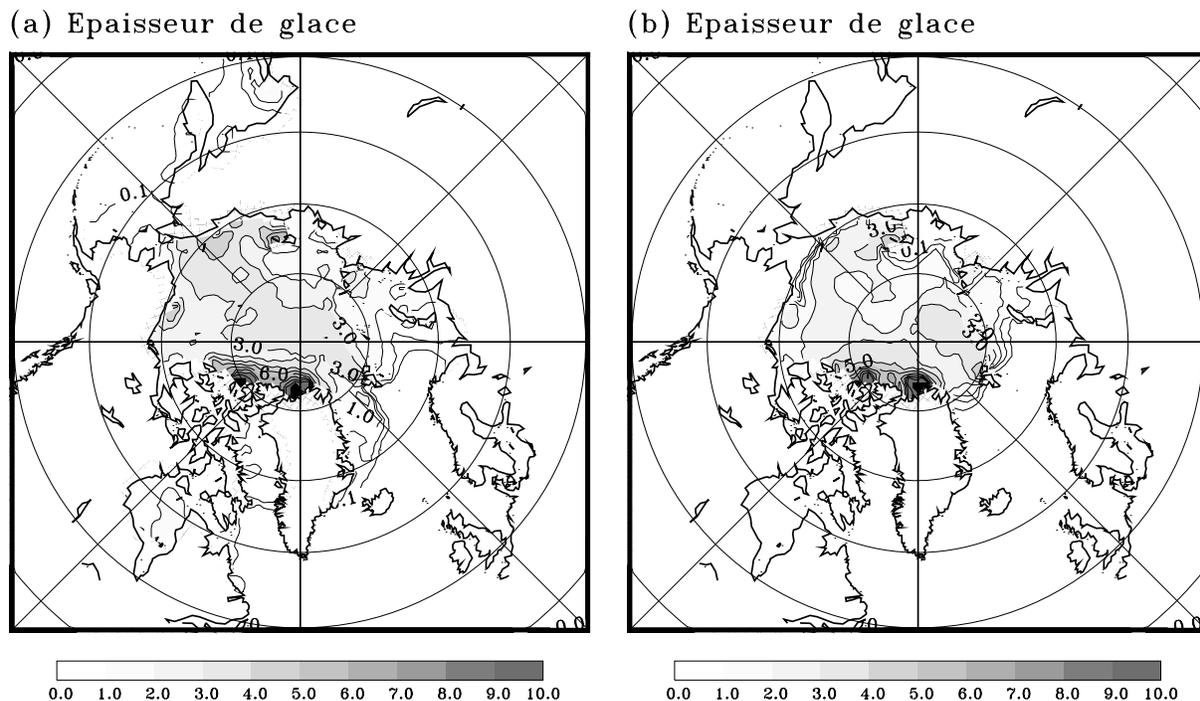


FIG. 4.8 - Épaisseur de la banquise arctique (m), en moyenne mensuelle pour mars (a) et septembre (b); contours : 0,1; 0,2; 0,5; 1; 2; 3; 4; 5; 6; 7; 8; 9 et 10 m.

### Production annuelle de glace

Le terme de production thermodynamique annuelle nette de banquise sur une maille océanique se définit comme l'épaisseur de glace produite en un an en ce lieu, à laquelle on retranche l'épaisseur de glace ayant fondu.

Lorsque le modèle de banquise adopte un cycle annuel régulier (ce qui est effectivement le cas à la fin de la simulation de contrôle), d'une année sur l'autre la variation d'épaisseur de la glace est pratiquement égale à zéro. Le terme de production thermodynamique

est donc compensé par le terme de transport de banquise par la dynamique. Ainsi, par exemple, les régions caractérisées par une production thermodynamique annuelle nette de banquise positive représentent des zones de production et d'exportation de glace de mer.

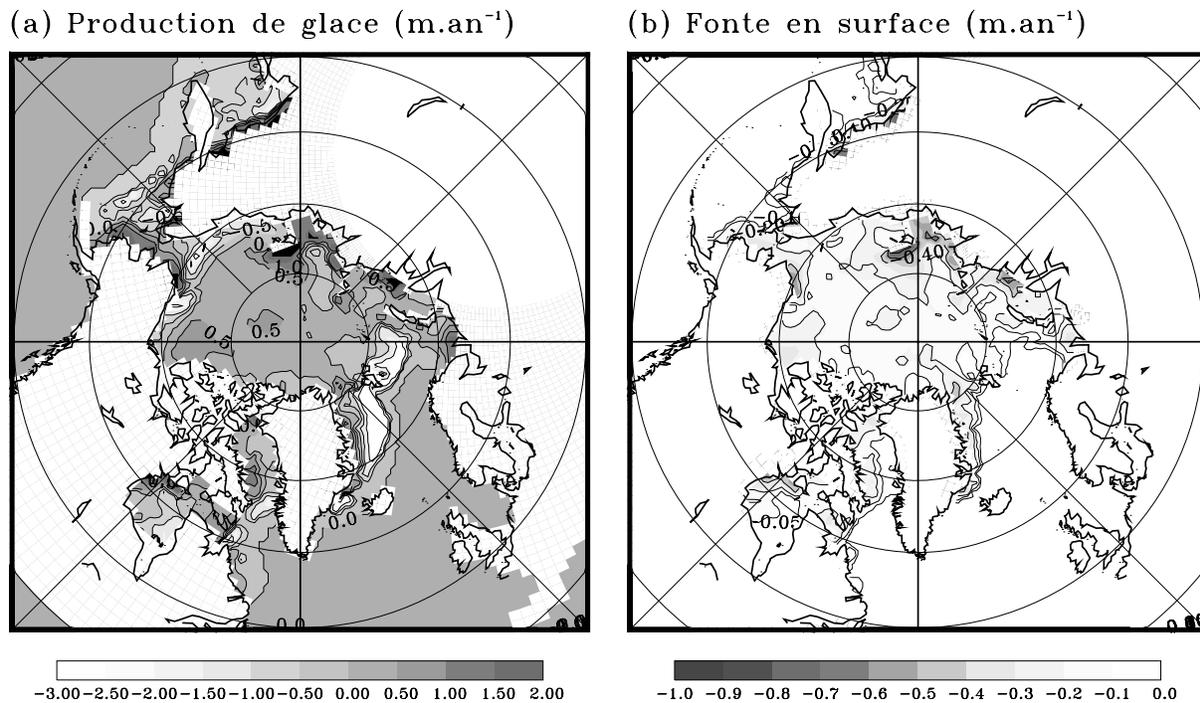


FIG. 4.9 - (a) Production annuelle nette de banquise en arctique (m); en un point donné, cette grandeur représente la quantité de glace produite en ne prenant en compte que les effets thermodynamiques, moins la quantité de glace ayant fondu en ce même point. Des valeurs positives caractérisent les régions océaniques productrices de glace; contours: -3; -2; -1; -0,5; 0; 0,5; 1 et 2 m. (b) Fonte annuelle de banquise en arctique à l'interface glace-atmosphère (en m); contours: -1; -0,8; -0,6; -0,4; -0,2; -0,1 et -0,05 m.

En Arctique (voir fig. 4.9), les principales régions productrices de glace se trouvent au nord de la Sibérie (mer de Laptev, ouest de l'Alaska), ainsi qu'en Arctique central. Dans cette région, définie<sup>7</sup> par exemple dans Gloersen *et al.* (1992), on a pu calculer que la production annuelle moyenne de banquise vaut 0,23 m; à titre de comparaison, Wadhams (1983) estimait cette valeur (avec une certaine prudence) à 0,40 m.

La figure 4.9-(b) permet de visualiser la contribution de la fonte de glace en surface

7. Il s'agit de la zone océanique fermée par le détroit de Béring, la limite nord de l'archipel nord-canadien, le détroit de Fram, et une ligne allant du Spitzberg à l'archipel de François-Joseph.

(la partie de la banquise directement exposée à l'atmosphère) au terme de production thermodynamique nette de glace. Cette fonte semble significative surtout le long des continents, où elle atteint en général 0,30 à 0,40 m par an; cela s'explique par le fait qu'en été les continents et les régions côtières connaissent des températures de l'air plus élevées que les zones plus éloignées des côtes (voir carte 1.3 page 9). Ces taux de fonte sont liés à des transferts de chaleur directs de l'atmosphère vers la banquise, mais l'atmosphère provoque également la fonte de glace d'une manière indirecte : en effet, en été, les parties océaniques non-englacées (chenaux) peuvent se réchauffer fortement en absorbant de l'énergie solaire (Maykut et Perovich, 1987), ce qui entraîne ensuite une importante fonte latérale de banquise.

### Le flux de chaleur océanique

Il s'agit du flux de chaleur dirigé de l'océan vers la banquise, noté  $Q_{wi}^t$  (voir la paramétrisation utilisée éq. 3.30 page 82). Il varie fortement aussi bien spatialement qu'en fonction de la saison, comme le montre la figure 4.10 : au mois de mars par exemple, on peut constater que ce flux océanique prend des valeurs faibles en Arctique central (moyenne :  $6,5 \text{ W.m}^{-2}$ ), car dans cette région la température de l'eau de mer en surface est alors toujours proche du point de congélation; en revanche, près du bord de glace, le flux océanique atteint des valeurs pouvant atteindre  $70 \text{ W.m}^{-2}$ . Ces valeurs importantes sont dues au fait que dans ces secteurs, la glace de mer se trouve dans des zones de SST élevées : soit elle a pu dériver suffisamment pour rencontrer des masses d'eaux plus chaudes, proches du bord de glace, soit elle subit des remontées convectives d'eaux relativement chaudes (mer du Labrador).

En été, les phénomènes convectifs disparaissent partout en Arctique, n'étant plus alimentés par des coups de vents froids. Qui plus est, la fonte de banquise équivaut à des apports d'eau douce stabilisant l'océan superficiel. L'apport de chaleur océanique en surface par la convection n'existe donc plus. En revanche, le flux solaire  $Q_w^{sw}$  réchauffe les chenaux, donc les niveaux océaniques les plus superficiels, ce qui provoque une augmentation du flux de chaleur océanique en Arctique central en cette saison (moyenne sur cette région en septembre :  $11,7 \text{ W.m}^{-2}$ ).

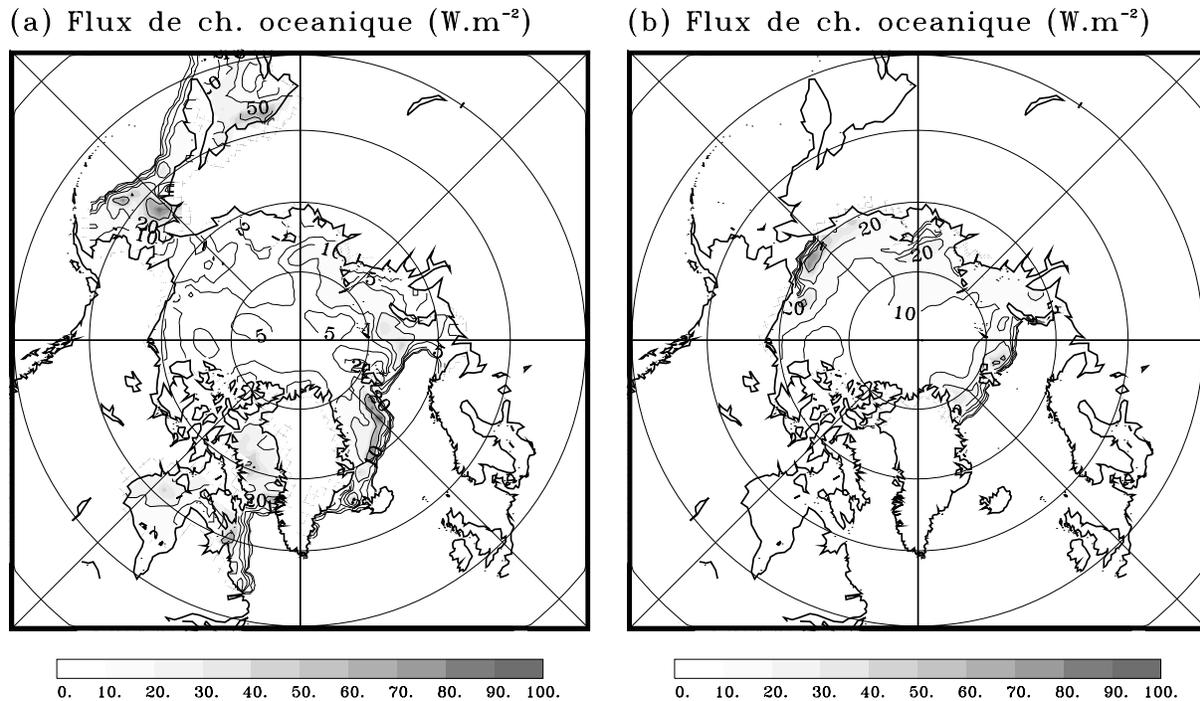
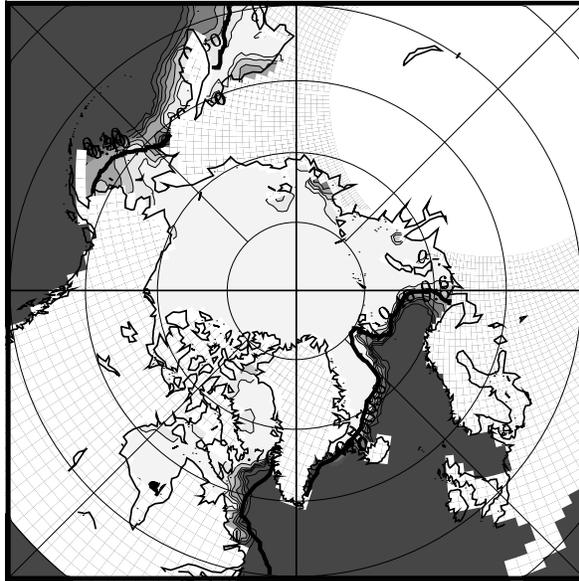


FIG. 4.10 - Flux de chaleur océanique transmis à la banquise, par  $m^2$  de banquise ( $W.m^{-2}$ ), en moyenne mensuelle pour mars (a) et septembre (b). Contours: 1; 2; 5; 10; 20 et  $50 W.m^{-2}$ .

### Autres champs

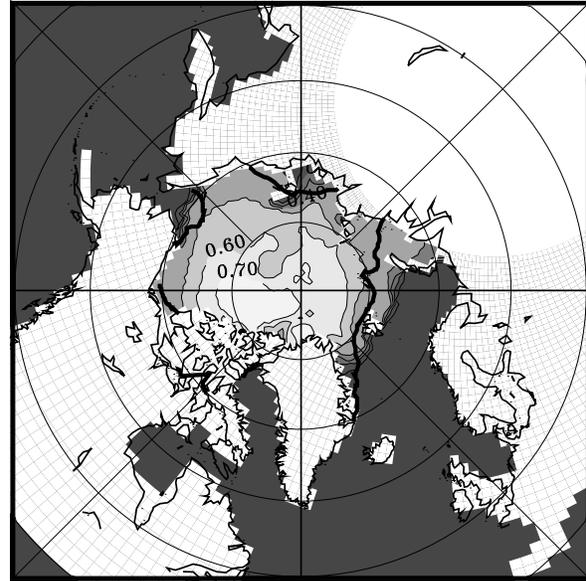
La figure 4.11 permet de faire quelques remarques sur le comportement de la couche de neige recouvrant la banquise (épaisseur et albédo; pour ces deux grandeurs on a calculé des valeurs moyennes pour la surface marine, donc pondérées en tenant également compte de la présence d'eau libre). Pendant l'hiver, la neige qui tombe sur de la glace de mer ne fond généralement pas; une couche de neige recouvre ainsi la quasi-totalité de la banquise. L'albédo prend alors des valeurs typiques pour la neige froide, variant entre 0,7 à 0,85; en revanche, en été, la neige devrait disparaître de la surface de glace mais comme on l'a déjà souligné ce n'est pas le cas ici. Il existe cependant une bande de glace sans neige le long des côtes sibériennes, il s'agit de glace fondante, dont l'albédo vaut 0,50 pour tenir compte des flaques d'eau de fonte se formant à la surface. Au nord de l'archipel nord-canadien en revanche, où les premières chutes de neige fraîche se produisent dès septembre, il subsiste une région d'albédos importants, dépassant 0,70.

(a) Albedo de surface



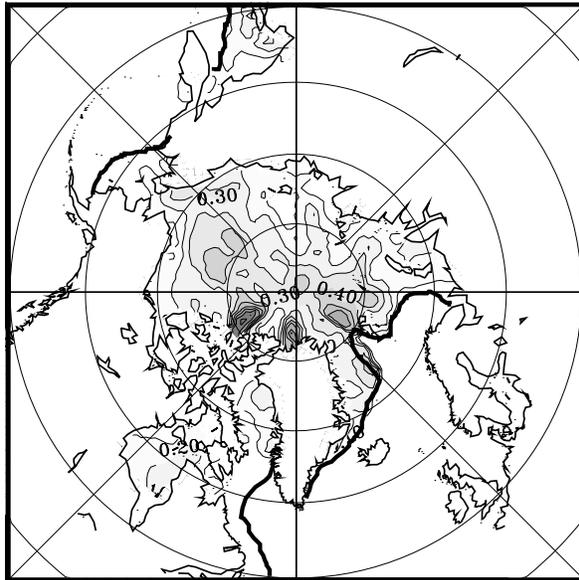
0.00 0.10 0.20 0.30 0.40 0.50 0.60 0.70 0.80 0.90 1.00

(b) Albedo de surface



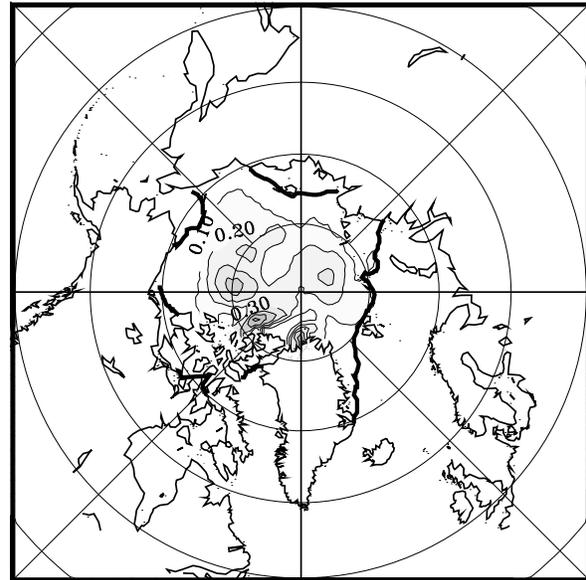
0.00 0.10 0.20 0.30 0.40 0.50 0.60 0.70 0.80 0.90 1.00

(c) Ep. de neige sur glace (m)



0.00 0.10 0.20 0.30 0.40 0.50 0.60 0.70 0.80 0.90 1.00

(d) Ep. de neige sur glace (m)



0.00 0.10 0.20 0.30 0.40 0.50 0.60 0.70 0.80 0.90 1.00

FIG. 4.11 - Albedo de la surface marine, en moyenne mensuelle pour les mois de mars (a) et de septembre (b); il s'agit d'un albedo moyen de la surface, prenant en compte les fractions respectives occupées par les différents types de banquise et les chenaux. L'intervalle entre les isolignes vaut 0,1. Les figures (c) et (d) représentent l'épaisseur de neige (en m) qui recouvre la banquise, respectivement en mars et septembre (intervalle entre isolignes : 0,1 m)

### 4.2.3 La banquise de l'hémisphère sud

Cette section consacrée à la banquise de l'hémisphère sud reprend approximativement le même schéma que pour celle de l'hémisphère nord; cependant la structure plus homogène de la couverture glacée australe appelle moins de commentaires. Le lecteur pourra s'aider de la carte de l'Antarctique 1.5 page 12 car les nombreux termes géographiques utilisés ne seront en général pas repris dans ce qui suit.

#### La distribution géographique de glace

Le modèle simule un cycle saisonnier de banquise marqué; cependant, comme on l'a souligné, il diffère assez significativement des observations. La figure 4.12 présente les distributions géographiques de la banquise (en termes de concentration, et en moyenne mensuelle) tous les deux mois à partir du mois de janvier. Les observations du bord de glace en moyenne climatologique pour la période 1988-1998 (données du NSIDC) y sont également portées; on rappelle que les cartes de concentration correspondant à ces observations figurent en pages 16 à 18. Les distributions de banquise présentent les caractéristiques suivantes, mois par mois :

- L'année commence avec des conditions d'englacement faibles. Au mois de janvier, la glace présente en mer d'Amundsen et à l'est de la mer de Ross a totalement disparu, alors que les observations indiquent qu'il devrait en rester un peu même au moment du minimum d'englacement (fin du mois de février). Par ailleurs, la glace habituellement présente en mer de Weddell se cantonne trop près de l'« *Ice Shelf*<sup>8</sup> » de Ronne. Il s'agit là probablement d'un défaut lié au modèle d'océan, comme on le verra en analysant les mois suivants. En revanche, la banquise s'étend trop vers l'est de la mer de Weddell, ce qui semble dû aux températures de l'air de la climatologie utilisée (Taljaard *et al.*, 1969; Crutcher et Meserve, 1970), probablement trop froides dans cette région. D'autres auteurs ayant utilisé la même climatologie (par exemple Fichet et Morales-Maqueda, 1997; Goosse (1998)) ont constaté le même défaut.
- Le modèle commence à reformer de la glace en Antarctique à partir de la mi-février, c'est-à-dire pratiquement 15 jours plus tôt que dans les observations. Ainsi, même si le minimum d'englacement autour de l'Antarctique paraît faible en janvier, pour le mois de mars il est proche des observations, mais comporte toujours le même biais en mer de Weddell qu'au mois de janvier.

---

8. Se traduit en Français par le terme moins usité de « plate-forme de glace flottante »

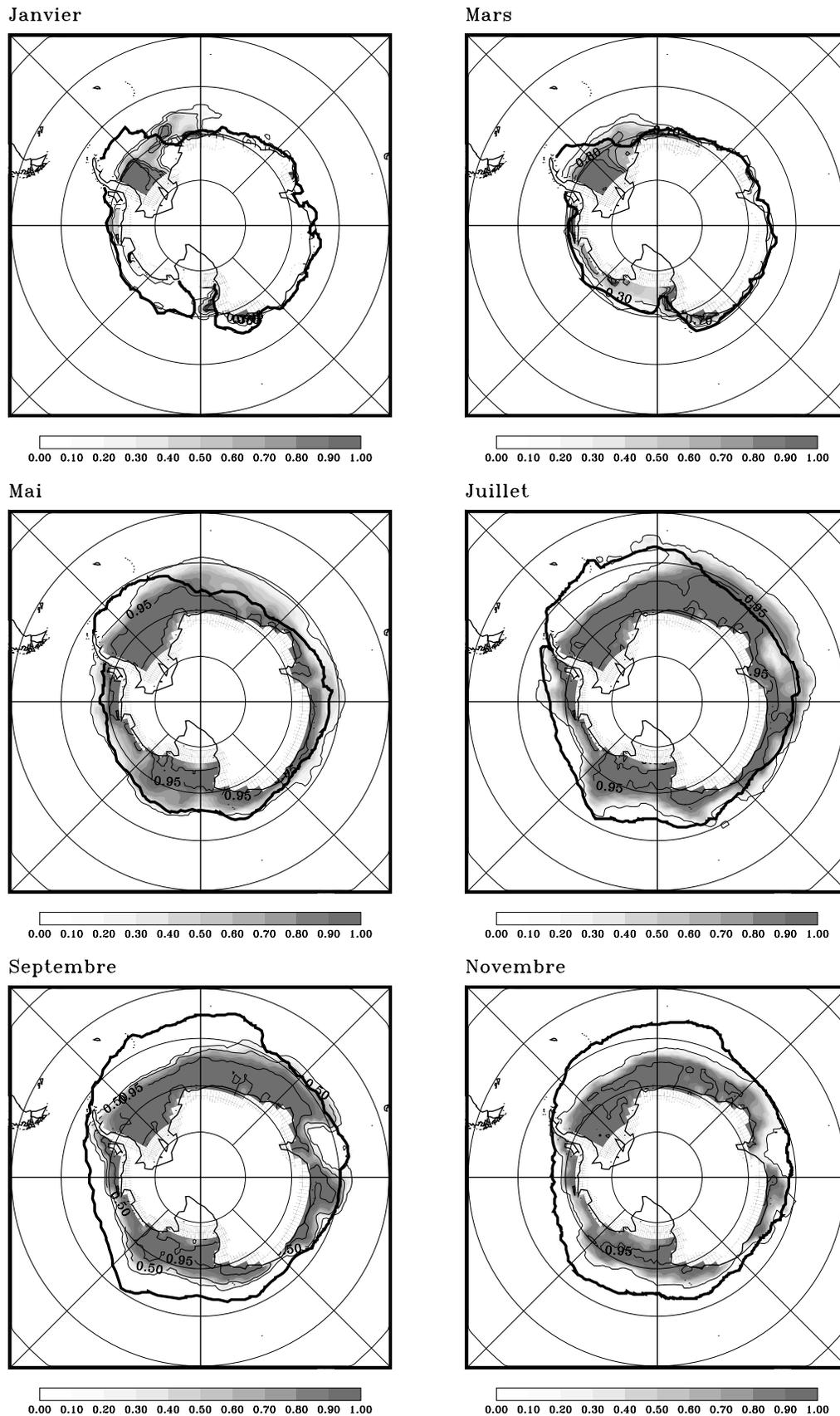


FIG. 4.12 - Concentration de la banquise antarctique, donnée tous les deux mois en moyenne mensuelle; le bord de glace climatologique apparaît en trait gras (contours: tous les 10 %).

- En mai, la distribution géographique de la banquise semble aussi relativement satisfaisante, même si des défauts probablement liés à la circulation océanique apparaissent : très zonale près de l'Antarctique, à l'est du Passage de Drake, elle gêne l'expansion de la banquise vers le nord; plus à l'est, la glace de mer s'étend excessivement vers l'est dans le secteur de l'Océan Indien. Là encore, le courant circumantarctique modélisé est trop zonal.
- En juillet, on assiste aux premiers effets de la convection sur la banquise, dont l'expansion se bloque dès le début du mois; une polynie commence même à se former au large de Prydz Bay (près de l'*Ice Shelf*\* d'Amery, région de l'Antarctique de l'Est), tandis que la glace régresse déjà en latitude même par rapport au mois de mai en mer d'Amundsen et dans la partie nord de la mer de Weddell. Il est cependant intéressant de noter que le maximum local d'extension de la banquise en latitude observé près de la longitude 135 °O (nord-est de la mer de Ross; voir aussi page 26), effet typiquement océanique, est correctement simulée.
- En septembre, après deux mois de lente débâcle de la banquise, la couverture de glace simulée affiche des écarts relativement importants avec la climatologie. La polynie remarquée au large de Prydz Bay s'est agrandie au point de s'ouvrir directement sur l'océan libre de glaces plus au nord. Cependant, les zones restant englacées affichent toujours une concentration élevée, souvent proche de 95 % près des côtes. De telles concentrations sont certes habituellement observées en mer de Weddell et dans la partie est de la mer de Ross, mais ailleurs elles varient plutôt entre 80 et 90 %, sauf près du bord de glace où elles prennent des valeurs plus faibles.
- Au mois de novembre, la débâcle de la banquise dans le modèle comme dans les observations s'accélère. La concentration simulée du pack se réduit progressivement en toutes régions. L'augmentation du flux solaire aidant, cet état modélisé au mois de novembre, faiblement englacé, conduira au mois de janvier à la couverture de banquise trop faible que l'on a pu noter.

En résumé, il apparaît qu'un défaut de circulation océanique conduit à une extension de banquise trop forte au cours de l'automne austral; à ce défaut s'ajoute un déclenchement prématuré de la convection océanique, par ailleurs trop intense, qui entraîne une débâcle trop précoce de la couverture de glace, puis un englacement trop faible au cours de l'été. L'ensemble de figures 4.13 laisse apparaître une caractéristique connue de la banquise antarctique: elle se compose presque exclusivement de glace fine. Les seules régions de

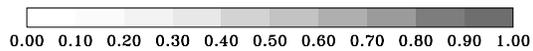
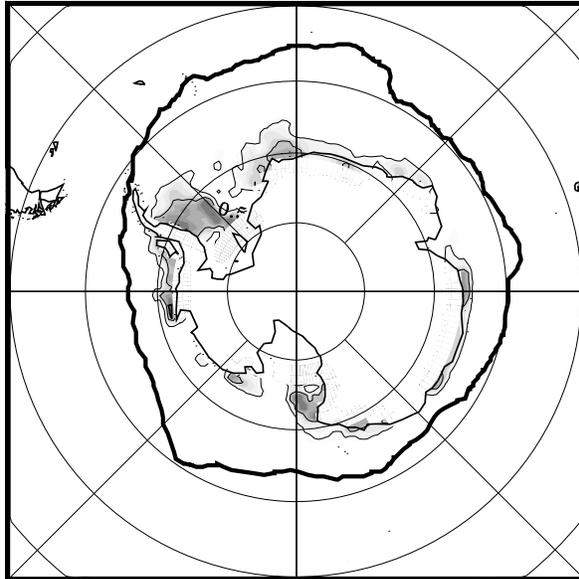
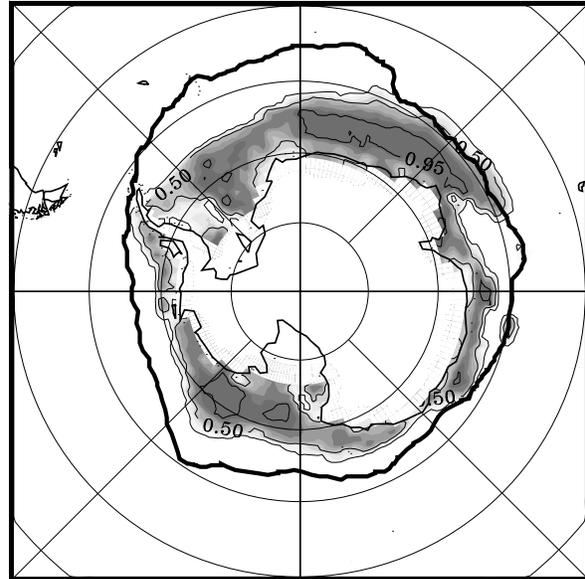
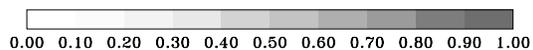
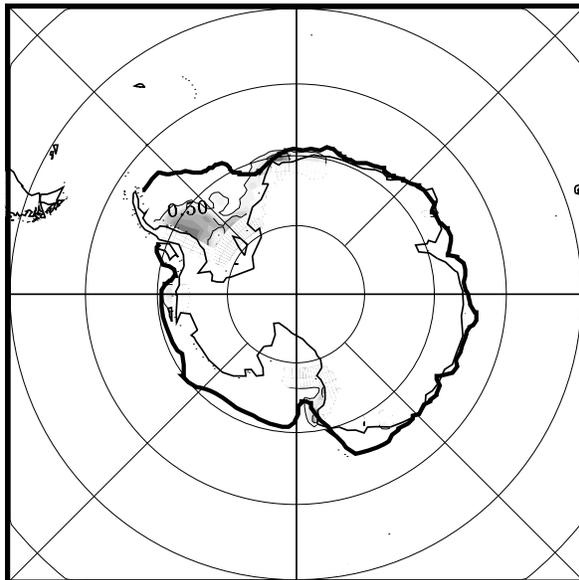
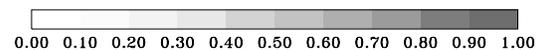
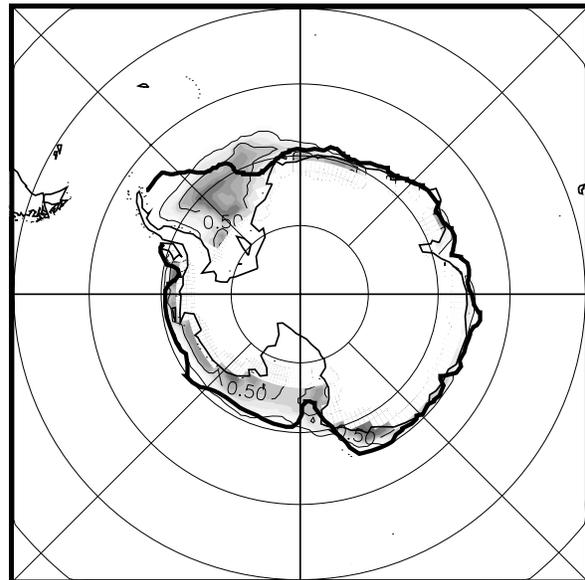
(a) Conc. de glace épaisse ( $> 0.5\text{m}$ )(b) Conc. de glace fine ( $\leq 0.5\text{m}$ )(c) Conc. de glace épaisse ( $> 0.5\text{m}$ )(d) Conc. de glace fine ( $\leq 0.5\text{m}$ )

FIG. 4.13 - Concentration des deux types de banquise traités par Gelato: glace I (b) et glace II (a), d'épaisseurs respectivement inférieure et supérieure à 50 cm (contours: 15; 50 et 95 %); il s'agit ici de moyennes mensuelles pour septembre. (c) et (d): idem, mais pour le mois de mars. Le bord de glace climatologique apparaît en trait gras.

l'Antarctique comportant une présence permanente de glace relativement épaisse sont la mer de Weddell et une petite zone située à l'ouest de la mer de Ross. Il s'agit en fait de deux régions d'intense production de banquise. En été, il existe de la glace épaisse sur pratiquement tout le pourtour antarctique, mais en général elle reste minoritaire par rapport à la glace plus fine.

### La dérive de la glace

La banquise antarctique, contrairement à son homologue arctique, ne connaît que peu de contraintes géographiques affectant sa circulation. Ainsi, les interactions entre éléments de glace sont réduites : les dérives de banquise s'effectuent ainsi en « dérive libre » pratiquement partout. Ainsi, la banquise suit grossièrement la direction du vent en surface.

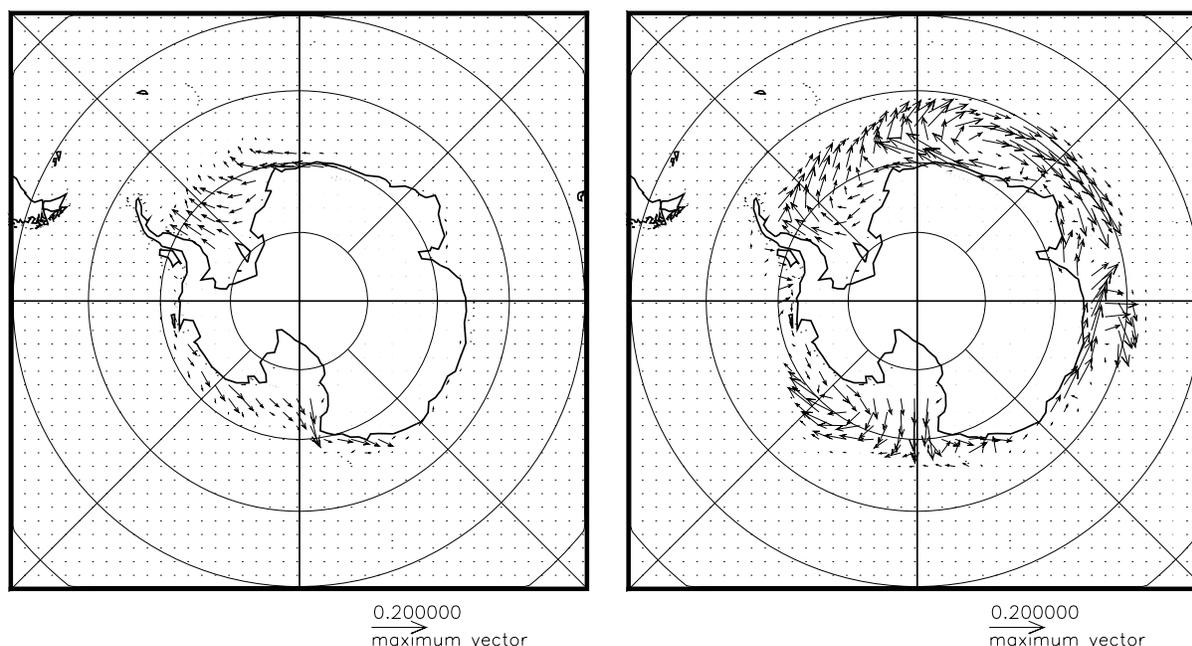


FIG. 4.14 - Vitesse de dérive de la banquise antarctique ( $\text{m.s}^{-1}$ ), en moyenne mensuelle pour mars et septembre.

Sur la figure 4.14-b, on observe que la circulation de la banquise s'effectue globalement plutôt zonalement, vers l'est près du bord de glace, mais généralement dans la direction opposée le long des côtes; ainsi, quelques petites gyres observées dans la réalité, pas toujours refermées, se dessinent entre ces deux régimes de circulation. En revanche, en mars, comme le montrent les observations, la couverture de glace ne s'étend pas

suffisamment vers le nord pour atteindre la ceinture de vents d'ouest, et l'on note donc seulement une circulation de banquise vers l'ouest près des côtes. Par ailleurs, il existe des dérives de glace méridiennes, dirigées vers le nord, apparaissant aussi bien en mars qu'en septembre le long des bordures ouest des mers de Ross et de Weddell. Il s'agit de glace produite près des « ice shelves » de Ronne et de Ross, qui quittent leur lieu de formation poussées par des vents de terre violents.

Concernant le module des vitesses modélisées, les valeurs les plus importantes, rencontrées près du bord de glace en hiver, n'excèdent pas  $20 \text{ cm.s}^{-1}$ , ce qui est conforme aux observations de Emery *et al.* (1997) par exemple.

### L'épaisseur simulée de la banquise

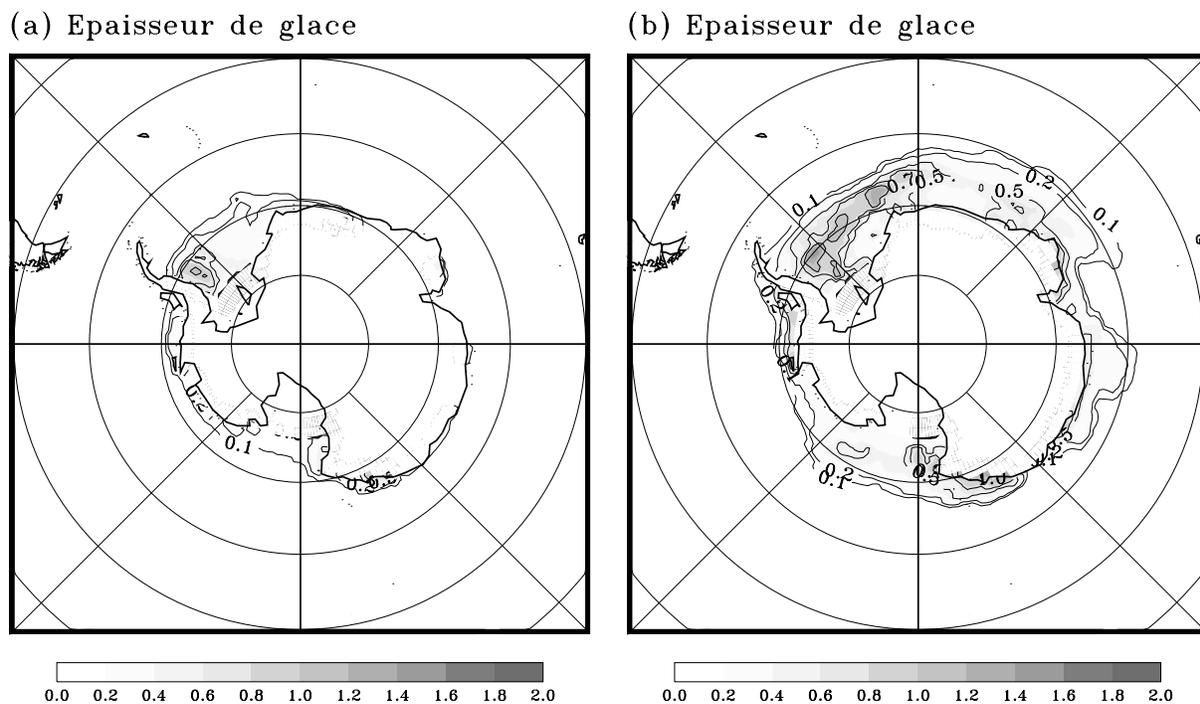


FIG. 4.15 - Épaisseur de la banquise antarctique (m), en moyenne mensuelle pour mars (a) et septembre (b); contours : 0,1; 0,2; 0,5; 0,7; 1; 1,5 et 2 m.

Au vu de la figure 4.15, il apparaît clairement que la banquise est trop fine au mois de septembre. En effet elle a déjà subi une ablation basale importante, due à l'apport de chaleur conséquent que représente le flux de chaleur océanique pendant l'été. À cette période de l'année, l'épaisseur moyenne de la glace ne vaut que 0,55 m, c'est-à-dire qu'elle n'a guère évolué depuis le début de la saison hivernale (le minimum annuel de 0,40 m étant atteint en juin pour le modèle). Les épaisseurs simulées les plus importantes (environ 1 m),

sont relevées en mer de Weddell, mais ce chiffre semble trop faible par rapport à la valeur couramment admise de 1,50 m; on relève également des maxima d'épaisseur de glace d'environ 1 m dans la partie ouest de la mer de Ross, ainsi que le long de la côte nord de Victoria Land (voir par exemple Wadhams, 1994; ?).

### Production annuelle de glace

Le production annuelle nette de banquise autour de l'Antarctique est un champ relativement bruité, mais les zones de production de glace apparaissent assez clairement figure 4.16; il s'agit essentiellement des eaux peu profondes du sud des mers de Ross et de Weddell. Les vents catabatiques fréquents dans ces régions chassent régulièrement la

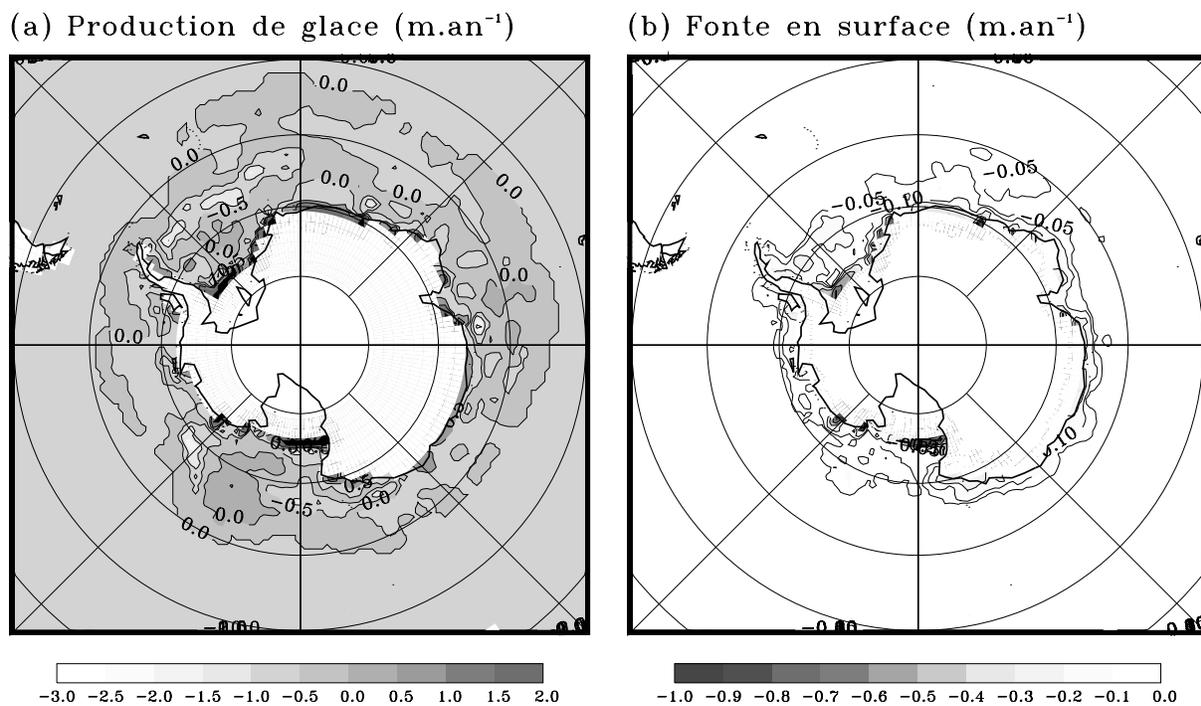


FIG. 4.16 - (a) Production annuelle nette de banquise en antarctique (m); contours : -3; -2; -1; -0,5; 0; 0,5; 1 et 2 m. (b) Fonte annuelle de banquise en antarctique à l'interface glace-atmosphère (en m); contours : -1; -0,8; -0,6; -0,4; -0,2; -0,1; -0,05 m.

glace vers le large, laissant l'océan directement exposé à des conditions atmosphériques extrêmement froides. Il s'y reforme alors de nouveau de la banquise, qui est à son tour transportée vers le nord. La zone de fonte de banquise forme quant à elle une couronne autour de l'Antarctique. Les principales zones de fonte à la surface de la banquise se trouvent près des côtes. Comme on l'a vu au cours du chapitre 1, d'une part les régions

côtières connaissent une humidité de l'air très faible, d'où une sublimation intense de la banquise (le flux de chaleur latent étant très fort). D'autre part, l'ensoleillement y est très important, ce qui se traduit par des flux de chaleur solaire nets élevés.

### Le flux de chaleur océanique

Contrairement à ce que l'on pouvait observer dans le cas de l'Arctique, le flux de chaleur océanique ne laisse pas apparaître de structures organisées (fig. 4.17). Les valeurs typiques de ce flux se situent entre 20 et 30  $\text{W.m}^{-2}$ , ce qui correspond à un taux de fonte basale d'environ 20  $\text{cm.mois}^{-1}$  et semble conforme aux estimations (marquées d'une assez forte incertitude) dont on dispose (Gordon et Huber, 1990). On remarque cependant des valeurs plus élevées, atteignant 50  $\text{W.m}^{-2}$  en mer de Ross, qui correspondent à

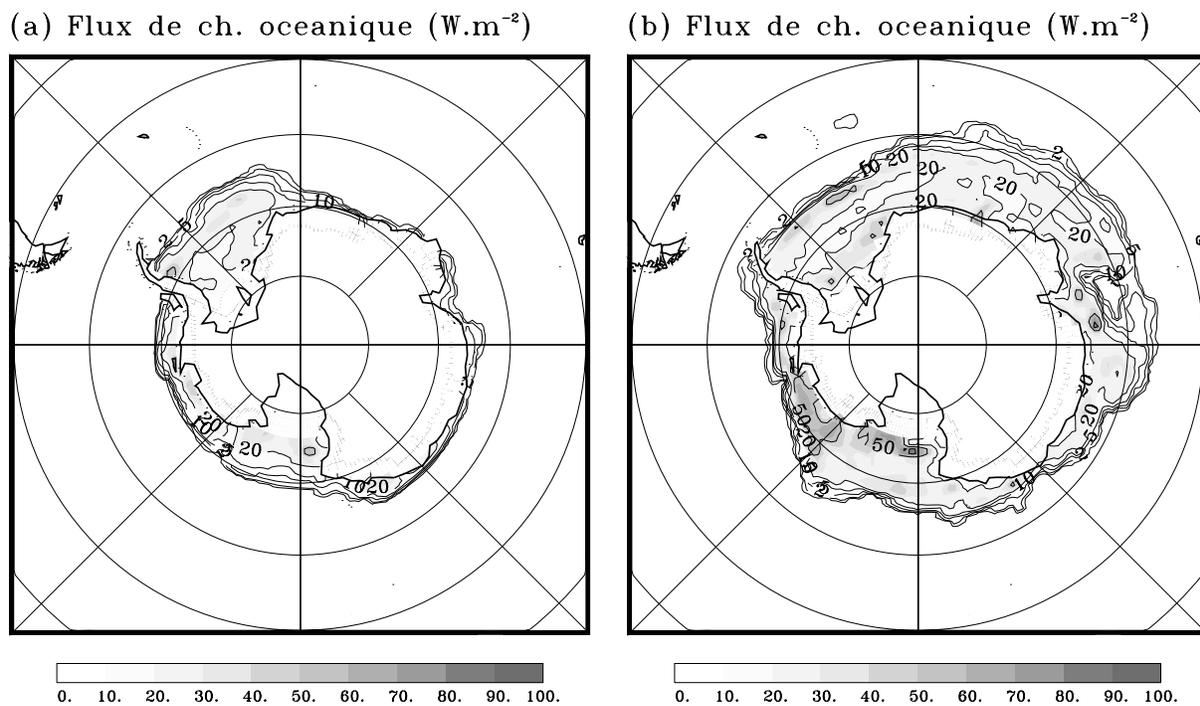


FIG. 4.17 - Flux de chaleur océanique transmis à la banquise, par  $\text{m}^2$  de banquise ( $\text{W.m}^{-2}$ ), en moyenne mensuelle pour mars (a) et septembre (b). Contours : 1; 2; 5; 10; 20; 50 et 80  $\text{W.m}^{-2}$ .

des remontées d'eaux océaniques relativement chaudes, liées à l'existence du courant circumpolaire antarctique.

### Autres champs

La couche de neige a une épaisseur relativement importante par rapport à l'épaisseur de la banquise qu'elle recouvre (voir fig. 4.18). L'équation 2.24 page 54 donne la quantité de glace blanche formée en fonction de  $\rho_w^0 - \rho_i$ ,  $\rho_s$  et des épaisseurs de glace et de neige  $h_1$ ,  $h_s$ ; on en déduit en particulier que le phénomène se produit effectivement si :

$$h_s > \frac{(\rho_w^0 - \rho_i) h_i}{\rho_s}; \quad (4.3)$$

on ne peut attribuer de masse volumique fixe à la neige (on a vu qu'elle est en réalité diagnostiquée par le modèle), mais en supposant qu'elle soit moyennement tassée (ce qui correspond par exemple à  $200 \text{ kg.m}^{-3}$ ), on pourra conclure que le phénomène de formation de glace blanche se produit si  $h_s \sim h_i/2$ , ce qui est visiblement le cas dans une grande partie du domaine océanique circumpolaire antarctique. En revanche, l'épaisseur importante de la banquise dans une grande partie de l'Arctique ne permet généralement pas de remplir le critère 4.3.

#### 4.2.4 Résumé des caractéristiques simulées de la banquise

On a déjà souligné dans le chapitre 1 que, dans l'hémisphère nord, l'atmosphère joue un rôle déterminant dans l'évolution saisonnière de la banquise, tandis que cette dernière est plutôt pilotée par des phénomènes océaniques en Antarctique.

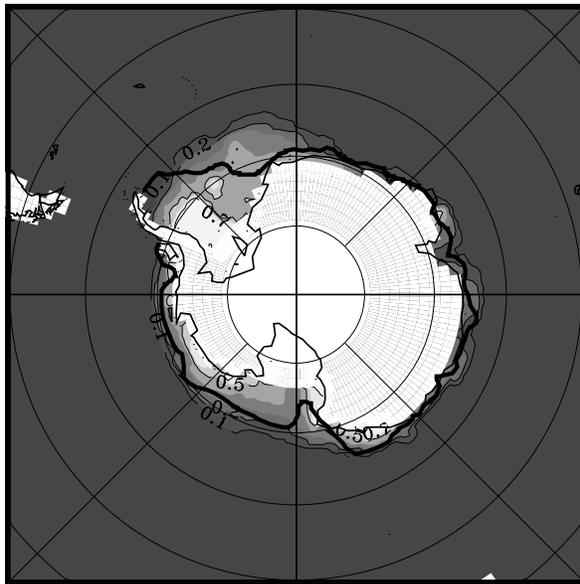
Les résultats de la simulation de contrôle concernant purement la banquise confirment globalement cette constatation: le modèle couplé utilise des données atmosphériques qui permettent à Bulky de fournir des forçages réalistes au modèle d'océan-glace<sup>9</sup>. En Arctique, ces forçages s'appliquent au système banquise-chenaux, qui réagit en simulant un cycle annuel convenable. Quant aux interactions océan-glace, dans l'hémisphère nord, elles sont surtout importantes dans l'Atlantique Nord en hiver. Le modèle d'océan étant convenablement forcé, il simule bien la dérive nord-atlantique, et le front de glace est alors bien positionné.

En Antarctique, si la production de glace, surtout localisée près des côtes, se fait essentiellement sous contrôle atmosphérique, c'est essentiellement la structure de l'océan qui va déterminer sa disparition ultérieure. Cela nous incitera par la suite à rechercher

---

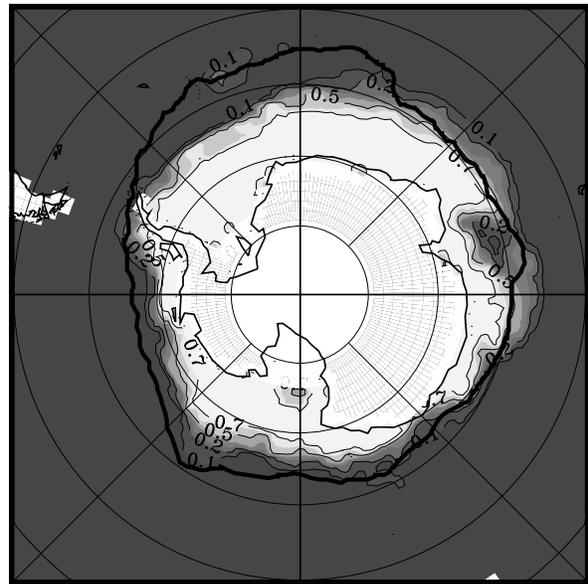
9. Le prochain chapitre permettra notamment d'étudier quels paramètres atmosphériques influent le plus sur les états de banquise simulés.

(a) Albedo de surface



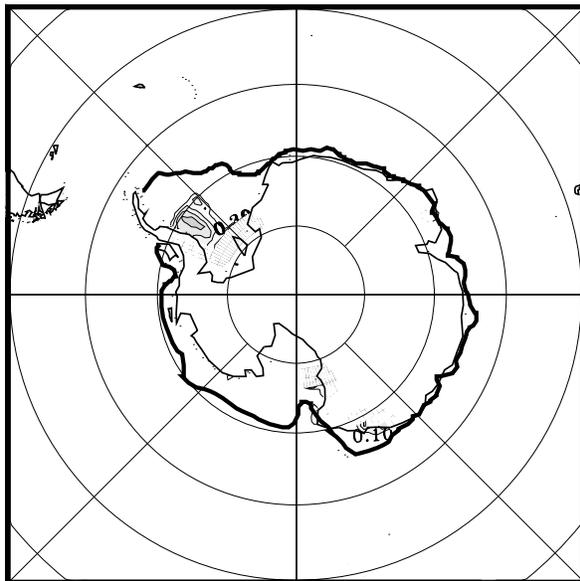
0.00 0.10 0.20 0.30 0.40 0.50 0.60 0.70 0.80 0.90 1.00

(b) Albedo de surface



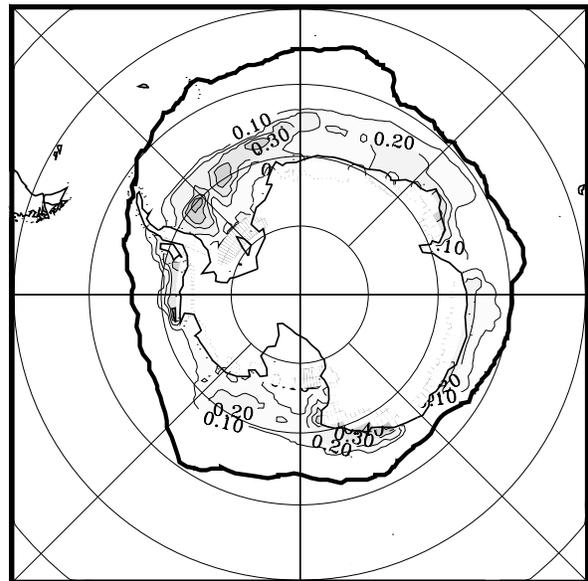
0.00 0.10 0.20 0.30 0.40 0.50 0.60 0.70 0.80 0.90 1.00

(c) Ep. de neige sur glace (m)



0.00 0.10 0.20 0.30 0.40 0.50 0.60 0.70 0.80 0.90 1.00

(d) Ep. de neige sur glace (m)



0.00 0.10 0.20 0.30 0.40 0.50 0.60 0.70 0.80 0.90 1.00

FIG. 4.18 - Albedo de la surface marine, en moyenne mensuelle pour les mois de mars (a) et de septembre (b); l'intervalle entre les isolignes vaut 0,1. Les figures (c) et (d) représentent l'épaisseur de neige (en m) qui recouvre la banquise, respectivement en mars et septembre (intervalle entre isolignes : 0,1 m)

des solutions visant à améliorer les performances du modèle, par exemple dans la paramétrisation de la convection, qui se déclenche trop tôt au cours de la saison d'embâcle.

## 4.3 Simulation de la circulation océanique

Cette section fournit quelques éléments résumant les grandes caractéristiques simulées de la circulation océanique globale. Le but des quelques points qui suivent est juste de valider superficiellement les sorties du modèle océanique et de replacer certains d'entre eux dans le contexte du couplage avec la banquise. Comme dans la section précédente, les moyennes mensuelles ou annuelles se calculent en considérant uniquement les trois dernières années de la simulation couplée.

### 4.3.1 Champs de surface

#### La fonction de courant barotrope

On rappelle que la fonction de courant barotrope\* est une fonction de courant associée à la circulation océanique intégrée sur la verticale (voir aussi éq. 3.12 page 75); ainsi, par définition, l'écoulement océanique intégré suit les lignes de courant. La circulation le long d'une ligne de courant s'effectue dans le sens des aiguilles d'une montre si la fonction de courant a une valeur positive, et en sens inverse sinon. Notons que dans l'hémiphère nord, une circulation de type anticyclonique s'effectue dans le sens des aiguilles d'une montre, et en sens inverse dans l'hémiphère sud.

Les grandes gyres\* bien connues apparaissent clairement sur la figure 4.19 : le transport lié à la présence du Gulf Stream atteint un maximum de 50 Sv centré à la latitude de la Floride, et l'autre gyre importante de l'Atlantique Nord (gyre subpolaire) est également présente. De type cyclonique, elle atteint un maximum d'intensité de 21 Sv au sud du Cap Farewell (pointe sud du Groenland). Comme le Gulf Stream, le Kuroshio (situé à l'est du Japon) est un courant de bord ouest<sup>10</sup>, dont le transport maximal est simulé par le modèle OPA à 58 Sv.

Dans l'hémiphère sud, le courant circumpolaire antarctique apparaît comme la structure la plus importante. L'absence d'obstacle continental permet à ce courant de faire le tour de l'Antarctique (dans le sens ouest-est) en affichant des valeurs de fonction de courant modélisées très importantes, jusqu'à 244 Sv dans la petite gyre secondaire de la

---

10. Gyre apparaissant immédiatement à l'ouest des continents.

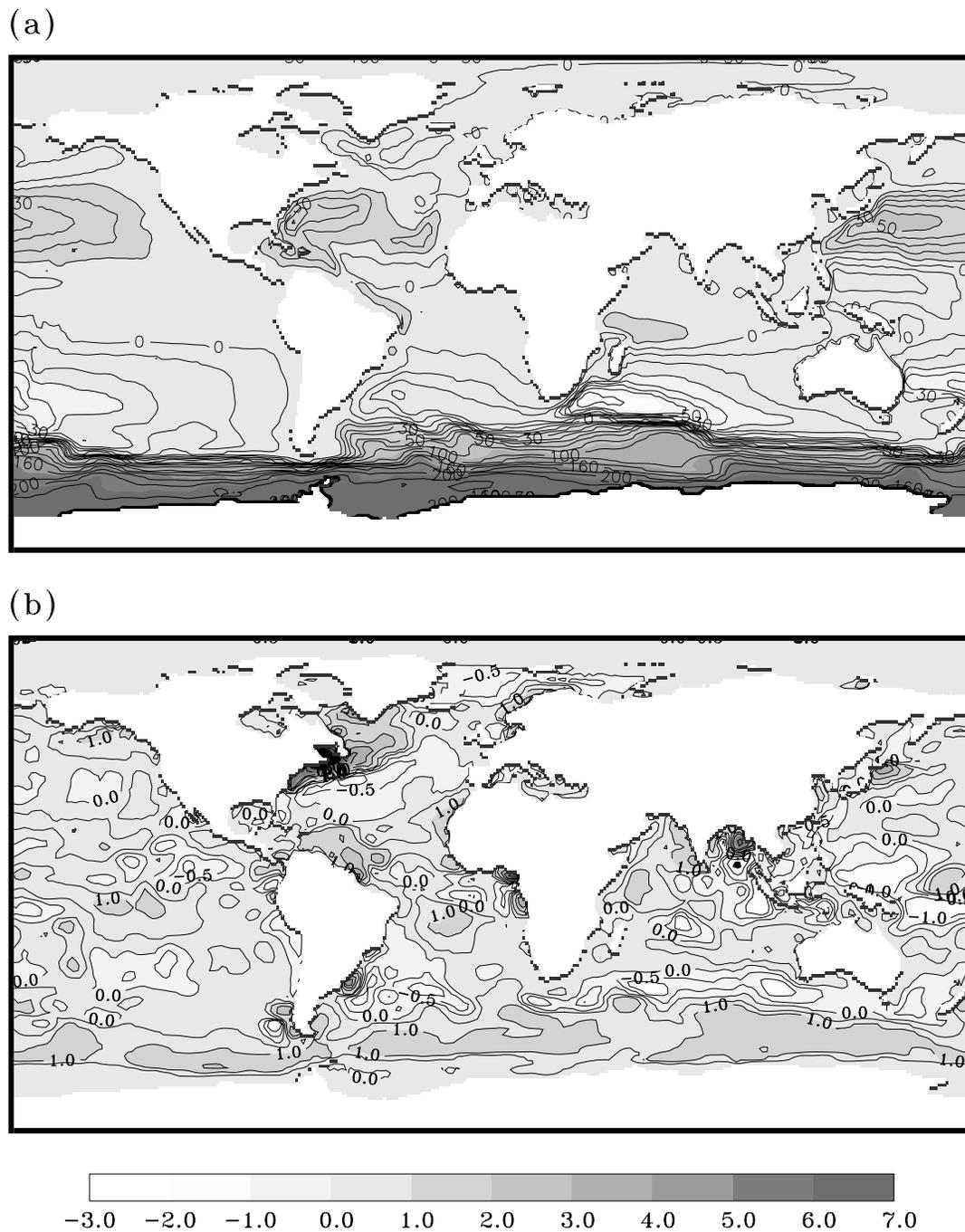


FIG. 4.19 - (a) Fonction de courant barotrope ( $Sv^*$ ) en moyenne annuelle. Cette grandeur représente l'intégrale verticale de la circulation dans le modèle océanique. L'écoulement s'effectue dans le sens des aiguilles d'une montre le long des contours portant des valeurs positives. L'espacement des isolignes vaut 20  $Sv$ , sauf pour les valeurs comprises entre  $-60$  et  $+60$   $Sv$ , pour lesquelles il est de 10  $Sv$ . (b) Flux d'eau annuel introduit par le terme de rappel. Contours:  $-3$ ;  $-2$ ;  $-1$ ;  $-0,5$ ;  $0,5$ ;  $1$ ;  $2$ ;  $3$ ;  $4$  et  $6$   $m.an^{-1}$ .

mer de Weddell et environ 220 Sv au niveau du Passage de Drake (point situé à l'extrémité de la Péninsule Antarctique). Cette circulation est trop intense par rapport aux valeurs habituellement admises : les observations de Nowlin et Klink (1986) donnent seulement 134 Sv. Elle se situe même un peu au-delà des valeurs récemment modélisées, qui ne dépassent pas 200 Sv (voir Goosse, 1998, pour une revue); il faut rappeler cependant que la simulation CTL a été effectuée sans terme de rappel de la salinité sous la glace. Cela a favorisé la convection profonde et l'on verra plus loin pourquoi une convection excessive augmente artificiellement l'intensité de la circulation océanique circumantarctique.

Le terme de rappel en eau annuel peut prendre des valeurs élevées, parfois équivalentes, voire supérieures à celles du cumul annuel des précipitations. On remarque notamment des termes de rappels importants au niveau des embouchures des grands fleuves, ce qui dénote à la fois des défauts de la climatologie de ruissellement utilisée, mais aussi une répartition inadéquate de cet apport d'eau douce dans les mailles océaniques proches de l'embouchure. Par ailleurs, le terme de rappel très fort le long de la côte est de l'Amérique du Nord met en évidence un défaut classique des modèles d'océan à grande échelle, qui est de diagnostiquer des eaux trop salées dans cette région : ce défaut est à la fois dû au fait que cette zone se trouve toujours sous l'influence des eaux salées du Gulf Stream, et qu'il existe un manque d'apport d'eaux relativement moins salines venant du nord.

### La profondeur de la couche de mélange

Comme on l'a souligné au chapitre 2, la convection profonde ne se produit que dans des régions océaniques bien identifiées (Killworth, 1983), et celles-ci sont relativement bien simulées par le modèle couplé. Dans l'hémisphère nord, les zones de convection profonde comprennent la mer du Labrador et le secteur compris entre l'Islande et le Spitzberg, où les eaux tièdes du Gulf Stream se refroidissent progressivement, tout en devenant moins salines (sous l'effet des précipitations importantes dans cette région). Cette évolution de la densité des eaux de surface résulte de deux effets compétitifs, car celle-ci diminue avec la salinité mais augmente lorsque la température de l'eau diminue; au total, l'effet de refroidissement domine. Les eaux de surface, devenant plus denses que les eaux sous-jacentes, plongent alors vers le fond de l'océan. La convection ainsi simulée atteint jusqu'à 2000 m de profondeur dans ces régions de l'Atlantique Nord. Il existe un courant d'eaux froides le long de la côte est du Groenland, mais, sortant du bassin arctique, ces eaux sont relativement peu salines et ne permettent pas à la convection de s'installer facilement. Par ailleurs, dans le Pacifique Nord, on n'observe pas de convection ni dans la réalité ni

dans le modèle.

Le pourtour antarctique comporte d'autres régions de convection profonde (voir chapitre 2, page 34); celles-ci semblent correctement reproduites par le modèle. Il s'agit notamment du plateau continental des mers de Weddell et de Ross<sup>11</sup>, ainsi que d'une zone relativement étroite en latitude bordant la Terre Adélie et Wilkes Land. Dans cette dernière région, la convection atteint 2000 m de profondeur; c'est dans ce secteur que l'on observait la formation d'une polynie dès le début du mois de juillet, à la faveur d'une remontée d'eau de température supérieure au point de congélation.

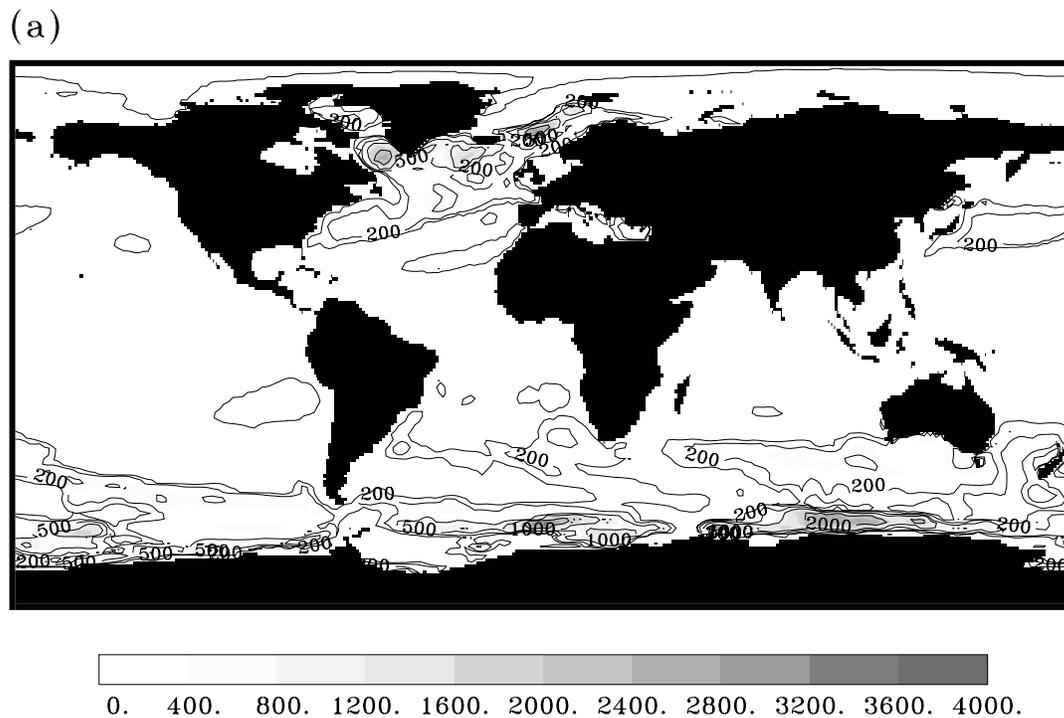


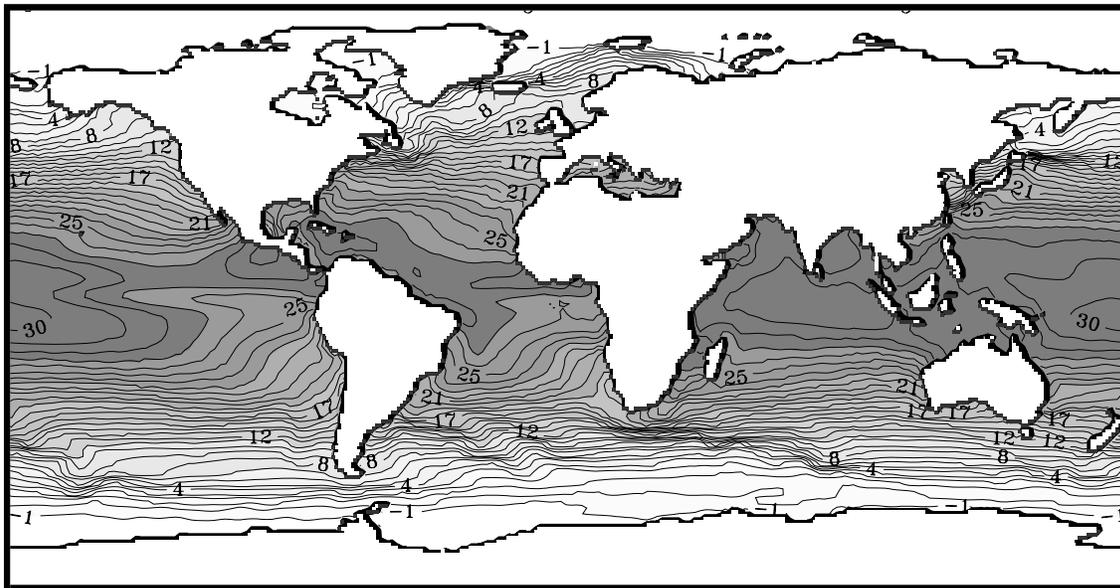
FIG. 4.20 - Profondeur de la couche de mélange hivernale (m). Au nord et au sud de l'équateur, on a respectivement représenté cette profondeur pour les mois de mars et de septembre. Contours : 100; 200; 500; 1000 et 2000 m.

### Les températures de surface de l'océan

La figure 4.21 présente une moyenne annuelle de la température de surface de l'océan (SST) ainsi qu'une différence avec les SST climatologiques de Reynolds. Les écarts entre les SST observées et la simulation sont le plus souvent inférieurs à 1°C, sauf dans les

11. La convection se limite ici à la profondeur relativement modeste de ces régions marines (500-600 m).

(a) SST/CTL



(b) SST/CTL-Reynolds

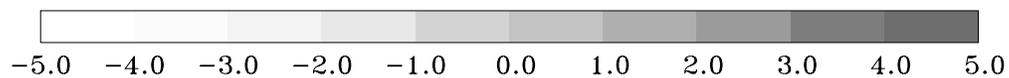
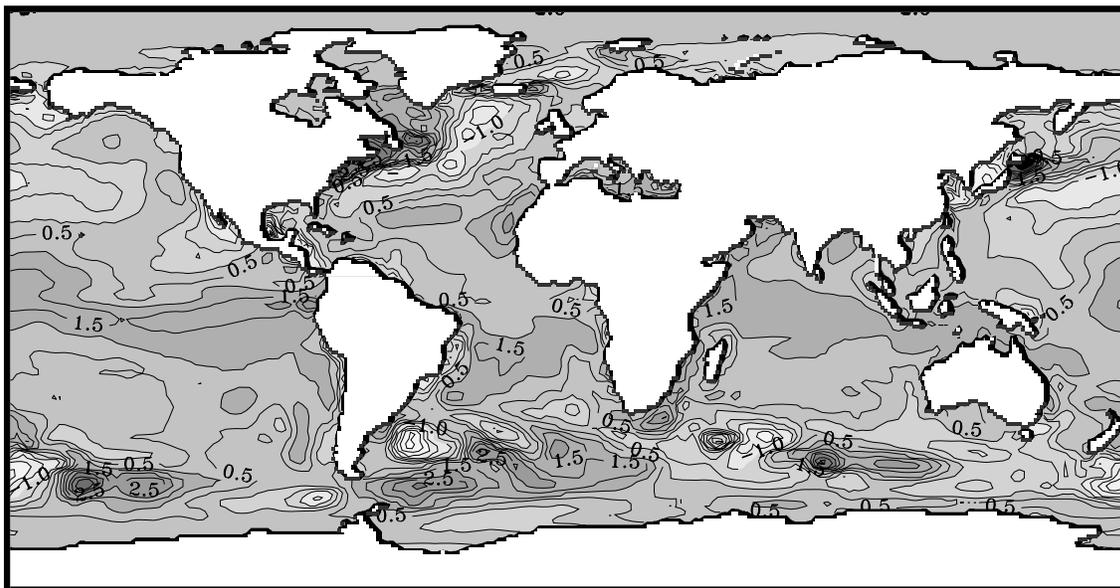


FIG. 4.21 - (a) Température de la surface de l'océan ( $^{\circ}\text{C}$ ), en moyenne annuelle sur les trois dernières années de la simulation de contrôle CTL (intervalle entre isolignes :  $1^{\circ}\text{C}$ ); (b) différence entre CTL et la climatologie de Reynolds (intervalle entre isolignes :  $0,5^{\circ}\text{C}$ ).

régions suivantes :

- le long de l'Amérique du Nord, où le Gulf Stream est trop « plaqué » contre la côte : la résolution du modèle OPA est relativement fine mais encore insuffisante pour bien simuler la dérive nord-atlantique dans cette région;
- certaines régions de la ceinture équatoriale, où par ailleurs on observe un biais de SST positif d'environ 1 °C, que l'on attribue après analyse au flux solaire net excessif calculé par le modèle dans cette partie du globe;
- dans une zone très localisée situé près de la côte nord du Japon;
- on observe un biais positif de SST atteignant jusqu'à 3-4 °C au niveau de noyaux formant une ceinture autour de l'Antarctique. Cette bande se situe clairement dans la zone d'influence simulée du courant circumpolaire antarctique (voir fig. 4.19). Comme on l'a vu, celui-ci est nettement trop fort dans le modèle, ce qui induit des remontées d'eaux relativement chaudes près de sa limite sud.

### Le flux de chaleur net à la surface de l'océan

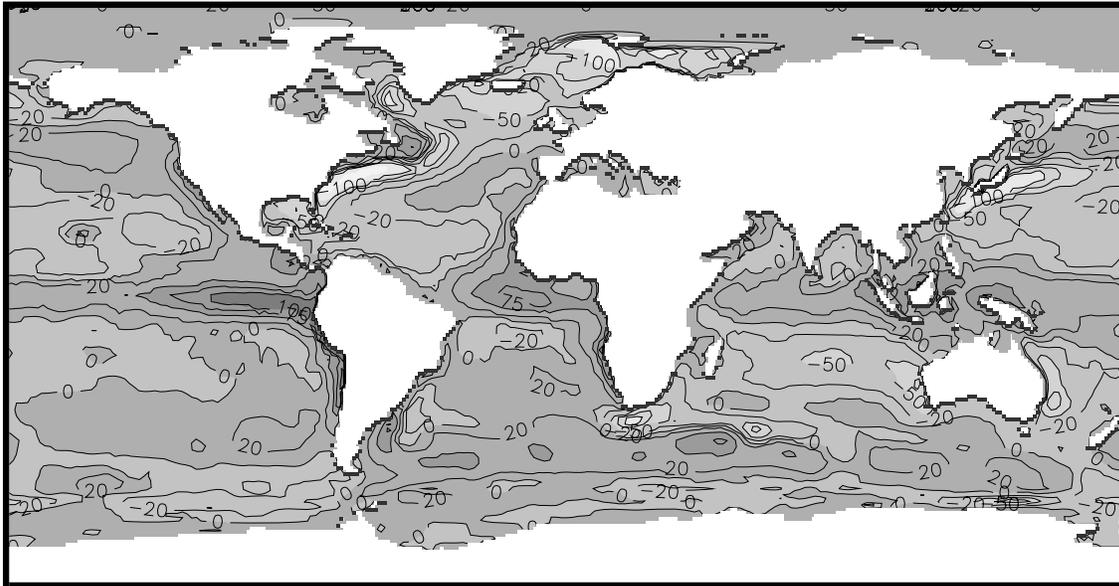
Les flux de chaleur nets<sup>12</sup> « vus » par l'océan selon les observations (données réanalysées du NCEP en moyenne sur la période 1960-1989) et la simulation couplée sont respectivement donnés par les graphes (a) et (b) de la figure 4.22. L'analyse de ce flux est relativement simple quand on garde à l'esprit que :

- La composante solaire nette du flux de chaleur net diminue avec la latitude, de 200-240 W.m<sup>-2</sup> dans les régions tropicales à 40-80 W.m<sup>-2</sup> pour les mers et océans polaires.
- Dans des conditions atmosphériques identiques, le flux non solaire net intéressant une surface chaude sera inférieur au même flux concernant une surface avoisinante plus froide.
- D'après les deux premiers points, sachant que les structures de SST sont plus fines que celles des données atmosphériques, on peut voir la trace des noyaux d'anomalies de SST simulées par le modèle sur certains détails de la structure des flux de chaleur nets.

---

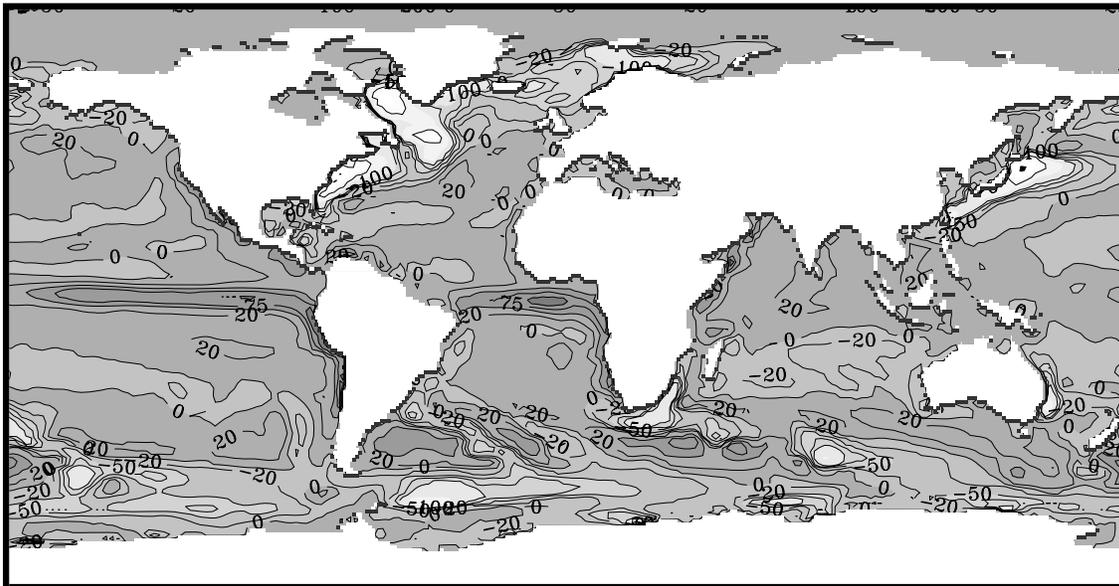
12. Il s'agit de la somme des flux solaire et non-solaire nets.

(a)



-300. -250. -200. -150. -100. -50. 0. 50. 100. 150. 200.

(b)



-300. -250. -200. -150. -100. -50. 0. 50. 100. 150. 200.

FIG. 4.22 - Flux net en moyenne annuelle, les valeurs positives correspondent à de l'énergie reçue par l'océan. (a) Climatologie calculée à partir de la réanalyse du NCEP de 1960 à 1989; (b) Estimation du modèle pour la simulation CTL (moyenne annuelle). Contours: -300; -200; -100; -75; -50; -20; 0; 20; 50; 75; 100 et 150  $W.m^{-2}$ .

Ainsi, globalement, les régions recevant climatologiquement un flux de chaleur net positif se trouvent dans la bande équatoriale, car elles sont exposées à un flux solaire important. Ce flux atteint notamment un maximum un peu sous-estimé de  $100 \text{ W.m}^{-2}$  le long de l'équateur, à l'ouest de l'Amérique du Sud : en effet, le modèle simule des SST trop élevées dans cette région, ce qui réduit le flux non-solaire (en valeur algébrique<sup>13</sup>). Toujours le long de la bande équatoriale, il existe un autre maximum de flux de chaleur net, situé cette fois-ci à l'ouest de l'Afrique; il paraît légèrement surestimé, à cause d'un excès de flux de chaleur solaire calculé par le modèle.

Autour de l'Antarctique, les zones de SST trop froides ou trop chaudes sont bien visibles (comparer les fig. 4.21 et 4.22) et ne correspondent pas à une réalité physique. Comme on l'a souligné précédemment, il s'agit de masses d'eaux advectées par le courant circumpolaire antarctique.

Dans l'Atlantique Nord, on remarque la présence de flux très forts en mer du Labrador, ce qui dénote une convection excessive (trop de remontées d'eaux chaudes donc un flux non solaire très fort lorsque celles-ci se trouvent exposées à des conditions atmosphériques très froides). En revanche, l'accord est globalement bon entre le modèle et les observations en mers de Norvège et du Groenland, sauf pour une petite région située à l'est de l'Islande où le flux net prend des valeurs trop négatives (ce qui correspond à des SST trop élevées visibles sur la figure 4.21). Il faut noter enfin que le flux net est trop négatif au niveau des courants de bord ouest que sont le Gulf Stream et le Kuroshio.

### 4.3.2 Circulation méridienne

La figure 4.23 représente une moyenne zonale annuelle de la circulation océanique méridienne globale. On y retrouve les grandes structures connues : en se déplaçant du sud (Antarctique) vers le nord, et en se cantonnant pour l'instant à des profondeurs inférieures à 1000 m, on observe une série de cellules d'intensités inégales. Ces cellules, fortement influencées par le vent en surface, tournent dans le sens des aiguilles d'une montre lorsque le débit en leur centre prend une valeur positive. La première cellule rencontrée (cellule de Deacon) est particulière car son extension en profondeur va au-delà de 1000 m, ce que l'on attribue à l'absence de barrière continentale autour de l'Antarctique (à la latitude du Passage de Drake). Cela est effectivement observé en réalité; en revanche, l'intensité de la cellule en son centre paraît trop élevée (39 Sv), à l'instar

---

13. La convention étant toujours ici qu'un flux de chaleur intéressant une surface est compté positivement s'il représente un *apport* d'énergie pour cette surface.

de la circulation zonale circumantarctique : on a déjà noté que les remontées convectives sont trop fortes près des côtes de l'Antarctique, et l'intensité surestimée de la cellule de Deacon compense la convection exagérée sur son bord sud. En surface, au nord de cette cellule (qui transporte des eaux vers le nord), il existe une autre cellule tournant en sens inverse (-28 Sv), transportant des eaux de surface vers le sud : par conséquent il existe une zone de convergence en surface vers 30 °S. Un transport compensatoire d'eau en direction de l'équateur se crée donc plus en profondeur (à partir de 100 m); l'équateur se trouve dans une zone de forte divergence des eaux en surface, entre la cellule que l'on vient de citer et une autre cellule au nord tournant dans le sens des aiguilles d'une montre (29 Sv au centre).

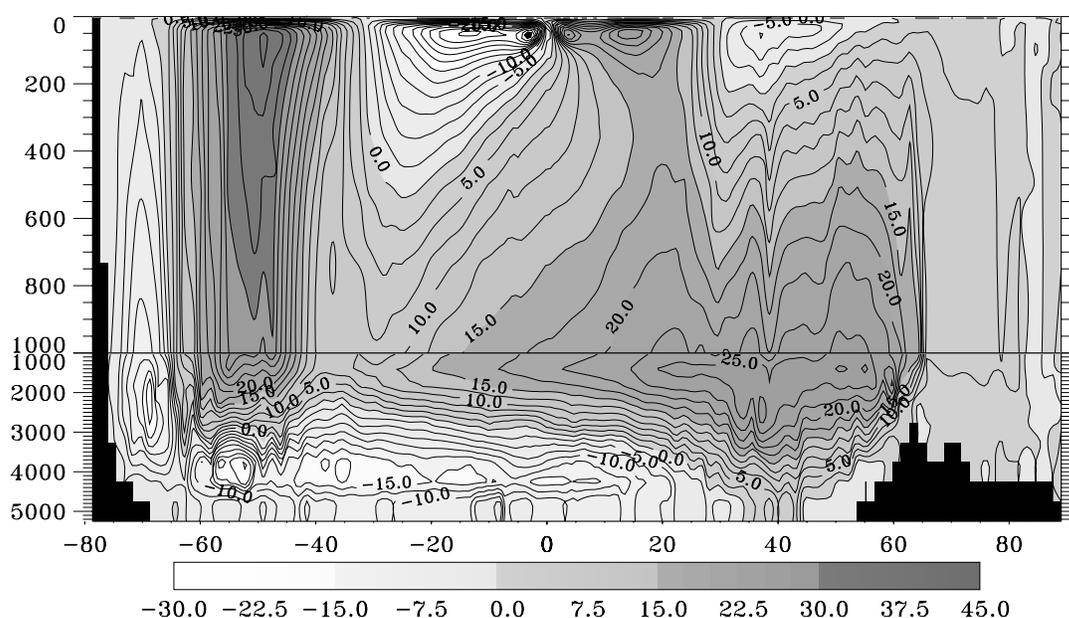


FIG. 4.23 - Fonction de courant méridienne intégrée zonalement dans l'océan global ( $Sv^*$ ); contours : tous les 2,5 Sv. L'écoulement s'effectue dans le sens des aiguilles d'une montre le long des contours portant des valeurs positives.

Plus au nord, après une cellule plus modeste (-10 Sv), on peut observer la contribution à la circulation globale des d'eaux profondes formées entre l'Islande, le Groenland et le Spitzberg. Elle apparaît plus clairement sur la figure 4.24-a : la grande cellule située entre la surface et 2000 m de profondeur, occupant la région située au-delà de 65 °N représente la formation convective d'eaux denses, exportées à 5 Sv, ce qui se compare assez bien avec l'estimation de 5,5 Sv de Dickson et Brown (1994); vers 65 °N, ces eaux profondes se trouvent renforcées par d'autres eaux denses, formées au niveau du Labrador; la cellule

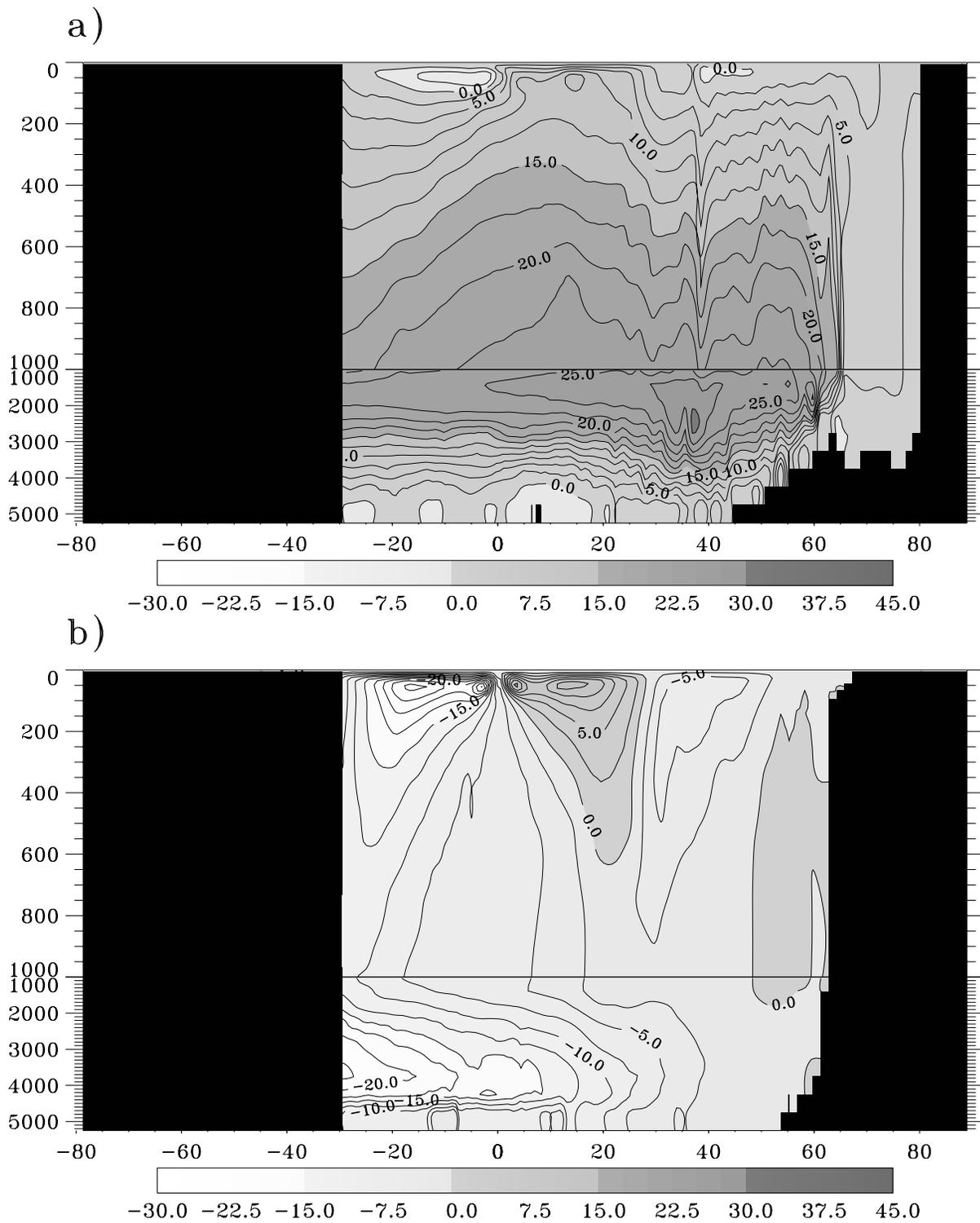


FIG. 4.24 - Fonction de courant méridienne intégrée zonalement (Sv) dans l'Océan Atlantique (a) et les Océans Indo-Pacifique (b), en moyenne annuelle; contours: tous les 2,5 Sv.

exportant ces eaux vers le sud à une intensité exagérée de 31 Sv, Goosse (1998) suggérant que 22 Sv serait une valeur plus raisonnable. Cette forte valeur porte cette fois encore la marque d'une convection trop intense en Atlantique Nord; l'exportation d'eaux profondes nord-atlantiques prend donc également une valeur très importante de 23 Sv, ce qui réduit nettement la pénétration des eaux antarctiques de fond vers le nord en Atlantique (moins de 1 Sv). Ces eaux sont exportées par une cellule profonde, tournant dans le sens inverse des aiguilles d'une montre, centrée à 70°S et 2000 m de profondeur.

En résumé, bien que les grands caractères de la circulation méridienne soient correctement reproduits par OPA, il apparaît que la présence de convection profonde trop intense autour de l'Antarctique et en Atlantique Nord a non seulement des effets néfastes sur la couverture de glace (surtout en Antarctique), mais intensifie indûment certains transports océaniques.

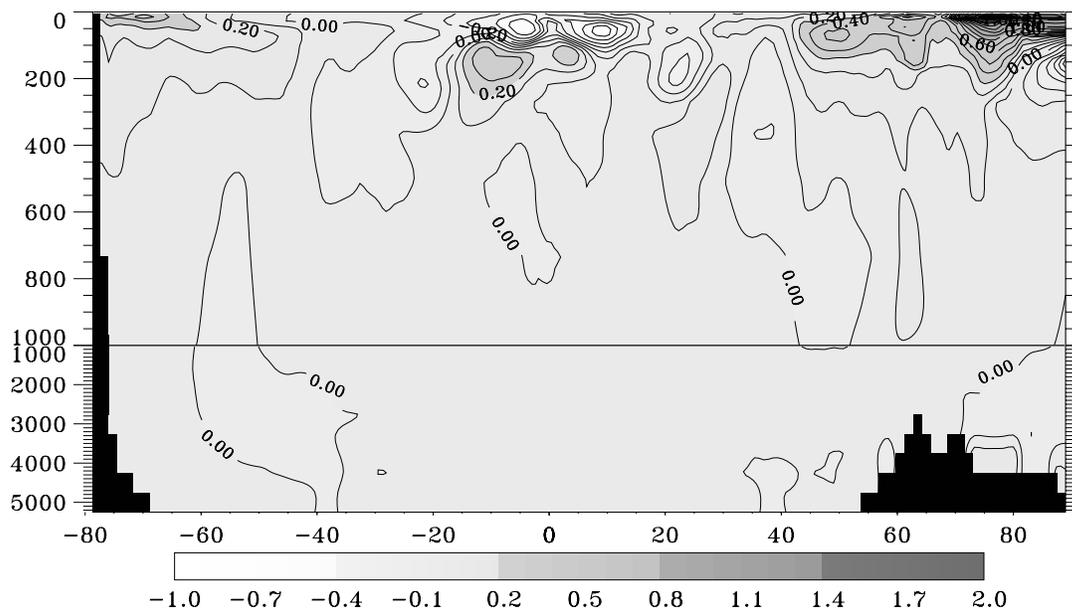


FIG. 4.25 - Différence (modèle moins observations) entre la densité simulée par le modèle et la densité calculée à partir des données de Levitus (1982) ( $\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$ ), en moyenne zonale annuelle dans l'océan global. Contours: tous les  $0,1 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-3}$ .

### 4.3.3 Densité, température et salinité

Il est important de simuler la densité correctement dans un modèle d'océan, car celle-ci intervient dans le terme associé au gradient de pression  $1/\rho \nabla_h p$ , dont l'effet est dominant dans les équations primitives régissant l'écoulement océanique (éq. 3.2 et 3.3 page 73). Il convient de rappeler que les simulations présentées dans toute la suite ont été effectuées

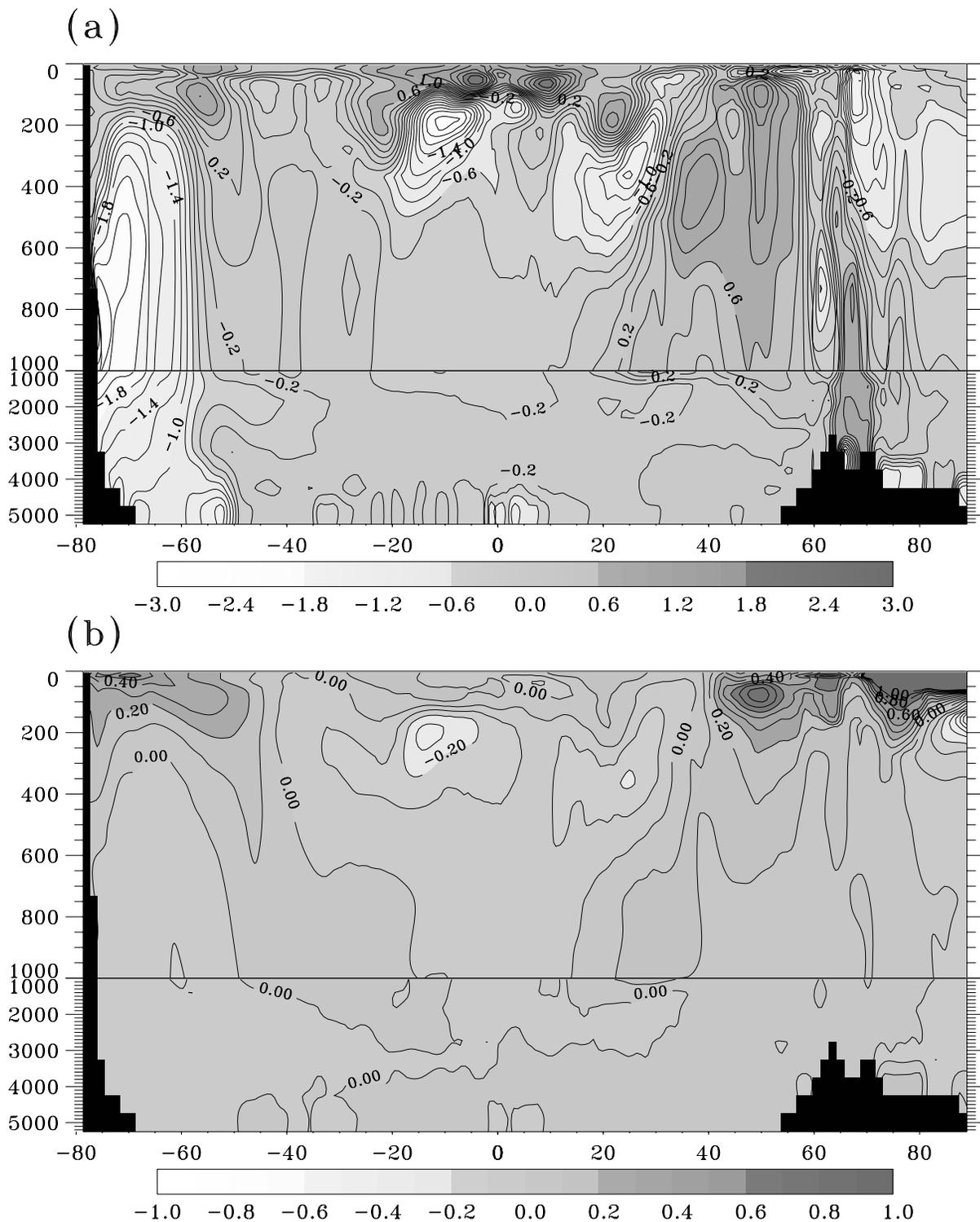


FIG. 4.26 - Différences (modèle moins observations). (a) Entre la température ( $^{\circ}\text{C}$ ) simulée par le modèle et les données de Levitus (1982). Contours: tous les  $0,2^{\circ}\text{C}$ . (b) Idem, pour la salinité. Contours: Levitus (1982); contours: tous les  $0,1$  psu.

sur des périodes courtes de 20 ans, ce qui signifie que la température et la salinité de l'océan n'ont pas encore eu le temps d'évoluer.

Il apparaît (fig. 4.25) que la densité est globalement correctement simulée, sauf dans les tropiques où le biais chaud sur les SST (dû à un flux solaire simulé trop important) se traduit par des densités trop faibles en surface; par ailleurs, on peut observer que les biais de densité les plus importants se situent à la surface des océans polaires, où l'on ne pratique pas de rappel de salinité en surface. Dans ces régions, la densité de surface augmente fortement (à cause de l'augmentation de la salinité, voir fig. 4.26-b), ce qui favorise le déclenchement d'événements convectifs irréalistes. Une conséquence naturelle de la convection dans les régions est un mélange vertical accru, qui a pour conséquence de refroidir l'océan superficiel (jusqu'à 600 m en Arctique) ou même toute la colonne océanique (autour de l'Antarctique, jusque vers 55 °S), comme le montre la figure 4.26-a. Par ailleurs, on peut observer un dipôle d'anomalies de densité par rapport aux données de Levitus (1982) au niveau de l'équateur: les températures d'océan élevées en surface causent une élévation de la thermocline en réduisant le mélange vertical; on retrouve clairement ce dipôle dans la figure 4.26-a.

## 4.4 Conclusion

Il ressort globalement de l'analyse des simulations couplées que le système océan-glace est relativement bien simulé dans ses grandes lignes: le modèle parvient à simuler correctement beaucoup de phénomènes observés et bien connus. Mais il existe des problèmes, d'abord relevés au niveau de la simulation de la banquise, que l'on retrouve clairement au niveau de l'océan. Notamment, la banquise couvre trop rapidement les mers antarctiques pendant l'automne austral. Nous verrons dans le prochain chapitre que ce phénomène joue un rôle dans le déclenchement de la convection océanique excessive qui suit, bien que le volume global de glace formée reste faible par rapport aux estimations courantes<sup>14</sup>. La convection influe sur une partie de la circulation océanique: en effet, près des régions connaissant des épisodes convectifs, on assiste à une intensification de la circulation méridienne, qui représente une compensation des forts mouvements verticaux de masses d'eau engendrés par la convection.

---

14. La formation d'une certaine quantité de glace est associée à un rejet de sel, potentiellement déstabilisant pour la colonne océanique.



# Chapitre 5

## Les expériences de sensibilité

### 5.1 Introduction

Le chapitre 4 était consacré à la description et l'analyse des résultats de la simulation de contrôle. En complément, il a paru intéressant de tester la robustesse des résultats du modèle vis-à-vis de certains forçages utilisés; en quelque sorte, on s'est proposé d'évaluer la « dérivée » du modèle couplé par rapport à ces forçages. De telles études de sensibilité présentent un double intérêt. D'une part, elles permettent de prendre conscience de l'importance relative des différents paramètres de forçage les uns par rapport aux autres : on verra par exemple qu'une erreur sur la température de l'air utilisée par le modèle couplé a des conséquences bien plus visibles qu'un biais sur la couverture nuageuse. D'autre part, elles permettent pour la plupart d'entre elles de tester le comportement du système physique océan-glace par rapport aux variations d'un seul paramètre. Cela permet d'avoir une vision plus claire de sa physique, ce qui est loin d'être inutile compte-tenu de la complexité des modèles numériques mis en jeu et de leurs interactions parfois complexes.

Cela dit, il faut se garder de voir dans de telles expériences de sensibilité des « mini scénarios climatiques ». D'une part, l'application de biais invariants en espace aux forçages atmosphériques n'est pas réaliste, et surtout, ces forçages ne présentent aucune variabilité dans le temps : les flux atmosphère-océan et atmosphère-glace varient certes en fonction de l'état de la surface marine, mais les données atmosphériques utilisées pour leur détermination n'évoluent pas en fonction de l'état de la surface.

D'autres approches permettent aussi de mieux comprendre la physique du système couplé océan-glace; il peut s'agir par exemple de modifications dans l'un ou l'autre des modèles. Dans le cadre de cette étude plus ciblée sur les interactions océan-glace « vues »

du côté de la banquise, les modifications s'appliqueront surtout au modèle Gelato. Par ailleurs, ayant remarqué un excès de convection dans la simulation de contrôle CTL, une expérience avec terme de rappel en salinité partout (y compris sous la banquise) a été mise en œuvre de façon à en évaluer plus clairement l'impact sur la circulation océanique et la disparition trop précoce de banquise que l'on avait pu constater.

## 5.2 Sensibilité aux forçages

### 5.2.1 Conditions des expériences

L'expérience CTL décrite au chapitre précédent a été prolongée sur 10 ans pour fournir une base de comparaison aux expériences de sensibilité sur les forçages. Les 10 ans de cette simulation seront notés « CMP ».

Les dix expériences de sensibilité aux forçages atmosphériques, SE0 à SE9 que l'on va présenter dans cette section ont toutes été initialisées de la même manière : l'état initial, qui est aussi celui de la référence CTL, correspond à la fin des 20 ans de simulation de l'expérience de contrôle CMP, état où la banquise a atteint un quasi-équilibre. Les dix simulations (voir les descriptifs dans le tableau 5.1) ont fonctionné pendant 10 ans; cette durée a permis à chacune d'entre elles de se stabiliser à un nouvel état d'équilibre en un temps plus ou moins long selon l'expérience. En règle générale, plus l'état d'équilibre atteint par une simulation diffère de l'état initial, plus ce temps est long. Par ailleurs, à

Expérience	Modification du forçage
SE0	Température de l'air + 2 °C
SE1	Température de l'air - 2 °C
SE2	Précipitations + 20 %
SE3	Précipitations - 20 %
SE4	Couverture de nuages + 20 %
SE5	Couverture de nuages - 20 %
SE6	Tension de vent + 20 %
SE7	Tension de vent - 20 %
SE8	Flux solaire incident - 10 %
SE9	Flux solaire incident + 10 %

TAB. 5.1 - Nature des différentes expériences de sensibilité sur les forçages atmosphériques.

part la perturbation d'un seul forçage par expérience<sup>1</sup>, les conditions dans lesquelles les simulations SE0 à SE9 se sont déroulées sont rigoureusement identiques à celles de CMP. En somme, ces expériences de sensibilité ne sont rien d'autre qu'une prolongation de CTL avec des forçages modifiés par des biais systématiques.

Pour toutes les figures suivantes, qui comportent des courbes de différences entre le cycle annuel d'une expérience de sensibilité « EXP<sup>2</sup> » et celui de l'expérience de contrôle « CMP », il s'agit de la différence « EXP – CMP ». Les cycles annuels de surface, extension et volume de glace, ainsi que les différences associées à ces grandeurs, se calculent sur les **trois dernières années** de CMP et EXP.

### 5.2.2 Analyse des expériences de sensibilité

#### □ Les expériences SE0 et SE1

Les expériences SE0 et SE1 visent à étudier dans quelle mesure le modèle couplé d'océan-glace est sensible à des biais systématiques sur la température de l'air. Il vient naturellement à l'esprit qu'une atmosphère plus chaude (du moins ici en surface) entraîne une présence de banquise plus réduite. C'est en effet généralement le cas, à l'exception des mois d'hiver en Antarctique (voir fig. 5.1). Dans cette région, le refroidissement moins intense et plus progressif de la surface océanique a tendance à inhiber la convection, ce qui retarde le début de la débâcle observée dans CMP de près de 15 jours.

En Arctique, une augmentation de la température de l'air a naturellement pour effet de réduire la surface de banquise, les écarts avec CMP n'évoluant guère au cours de l'année (fig. 5.1-a); dans cette région, le cycle de la banquise est beaucoup plus conditionné par l'influence de l'atmosphère que par des effets océaniques (pratiquement pas de rôle de la convection dans le retrait de la banquise). Ainsi, une augmentation de la température de l'air près de la surface se traduit tout simplement par un réchauffement de la banquise (et des chenaux en été). En hiver, cela entraîne une diminution du gradient entre la surface de la banquise et sa base, c'est-à-dire une réduction du flux de conduction de chaleur entre ces deux niveaux, d'où une croissance plus limitée du bloc de glace à partir de sa base. En été, le réchauffement allonge la période de fonte en surface, réchauffe les chenaux et augmente donc la fonte latérale. L'effet global sur le volume de banquise en Arctique est très sensible: entre 6 et 8  $\cdot 10^3$  km<sup>3</sup> de moins que dans CMP selon la saison (fig. 5.1-e), avec une amplitude plus grande du cycle saisonnier. En effet, les effets de fonte latérale

---

1. Cette perturbation est appliquée pendant toute la durée de l'expérience de sensibilité.

2. EXP = SE0, SE1, ... SE9.

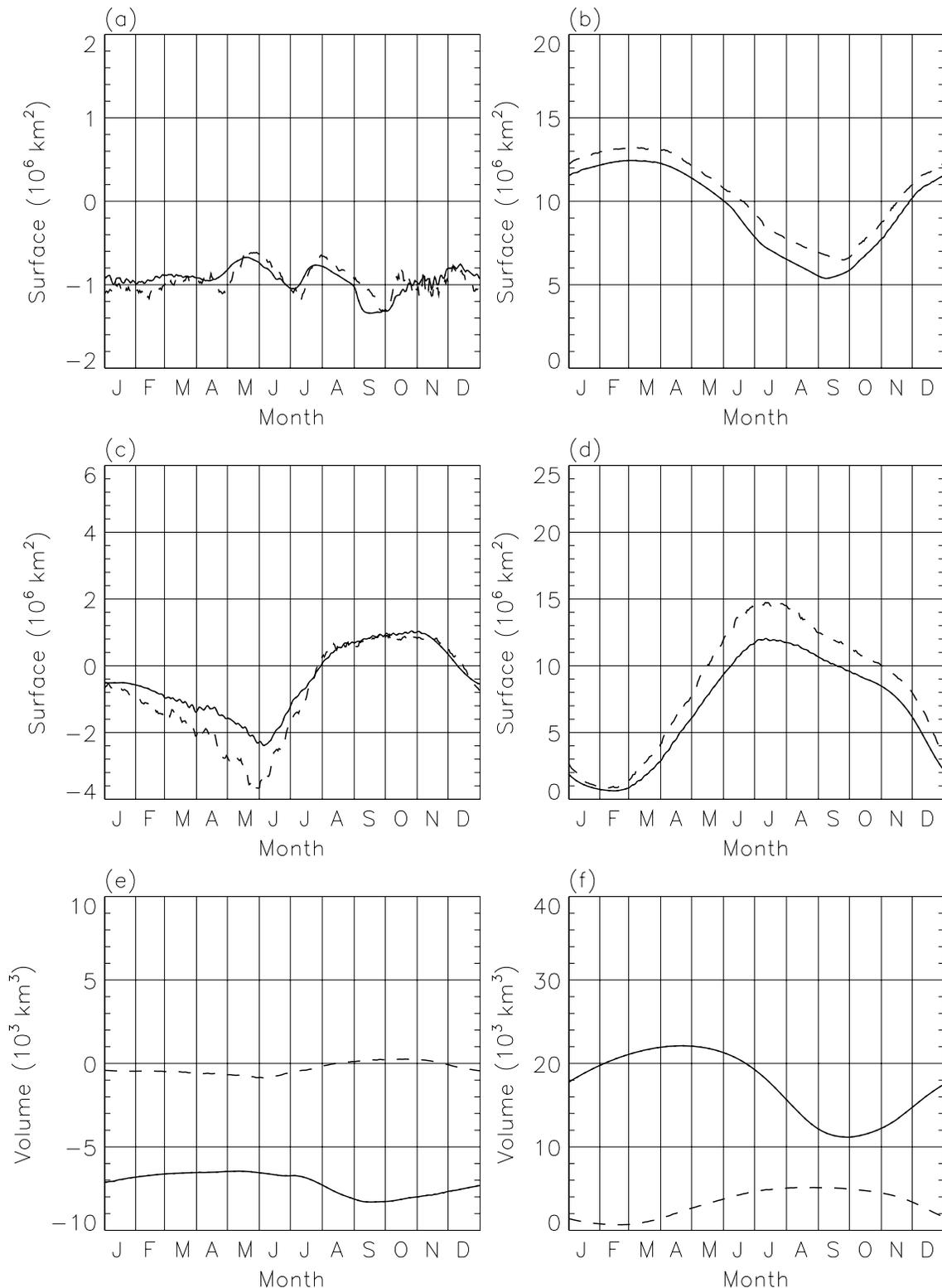


FIG. 5.1 - L'expérience SE0 a été réalisée en **augmentant la température de l'air de 2 °C**. (a) Arctique : différence des cycles annuels de surface (trait plein) et d'extension (trait pointillé) de banquise entre SE0 et CMP; (b) Arctique : cycle annuel de surface (trait plein) et d'extension (trait pointillé) de banquise dans SE0; (c) idem (a), mais pour l'Antarctique; (d) idem (b), mais pour l'Antarctique; (e) différence des cycles annuels de volume de glace pour l'Arctique (trait plein) et l'Antarctique (trait pointillé) entre SE0 et CMP; (f) cycles annuels de volume de glace pour l'Arctique (trait plein) et l'Antarctique (trait pointillé) dans SE0.

et de surface sont renforcés en été par rapport à l'expérience de contrôle, mais quasiment inexistants en hiver dans les deux cas. De plus, la banquise, relativement fine dans SE0, croît plus rapidement pendant la saison froide que les glaces plus épaisses de CMP<sup>3</sup>.

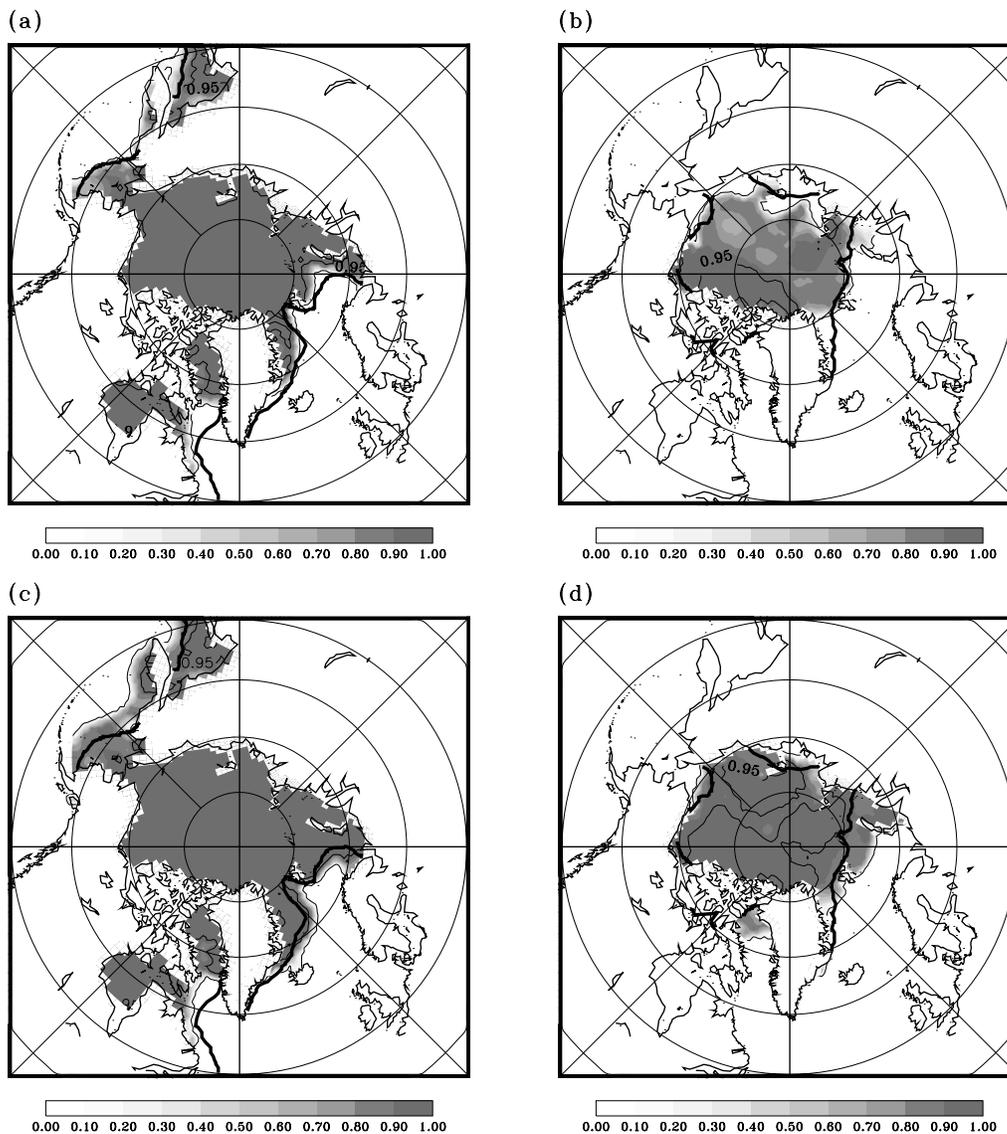


FIG. 5.2 - Concentration de la banquise arctique en moyenne mensuelle. (a) et (b) : expérience SE0, respectivement mars et septembre; (c) et (d) : idem, mais pour l'expérience SE1. Le bord de glace climatologique apparaît en trait gras (contours : 15 et 95 %).

3. Comme le montre l'équation 2.11 page 50, le terme tenant le rôle le plus important dans la croissance de la banquise est le flux de conduction à la base de la banquise, qui traduit un « pompage » de chaleur océanique par l'atmosphère à travers la banquise; intuitivement, il est clair que ce prélèvement d'énergie est d'autant plus intense que l'épaisseur de la banquise est faible.

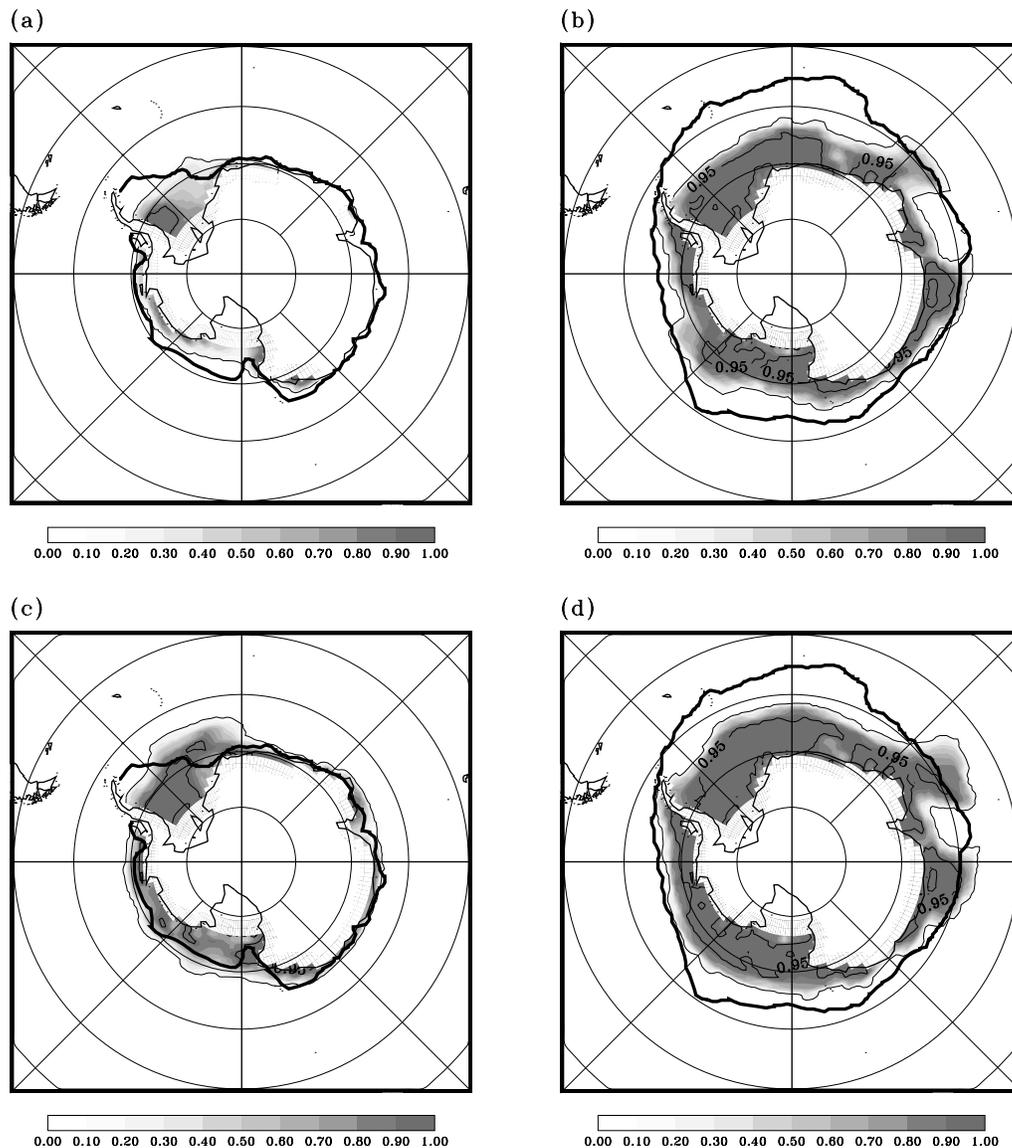


FIG. 5.3 - Concentration de la banquise antarctique en moyenne mensuelle. (a) et (b) : expérience SE0, respectivement mars et septembre; (c) et (d) : idem, mais pour l'expérience SE1. Le bord de glace climatologique apparaît en trait gras (contours : 15 et 95 %).

En Antarctique, comme on l'a mentionné, la convection est moins active en hiver dans SE0, car les chenaux se refroidissent plus lentement. De plus, la glace se forme moins rapidement à cause des conditions atmosphériques plus chaudes (fig. 5.1-d); ainsi les rejets de saumure liés à la formation de glace (potentiellement déstabilisateurs pour la colonne océanique) s'en trouvent amoindris. En hiver, on observe donc un peu plus de couverture de glace que dans l'expérience de contrôle : c'est logique dans le cadre de la paramétrisation actuelle de la convection dans OPA, qui engendre un mélange vertical excessif en réponse aux instabilités de la colonne océanique; une modélisation plus poussée

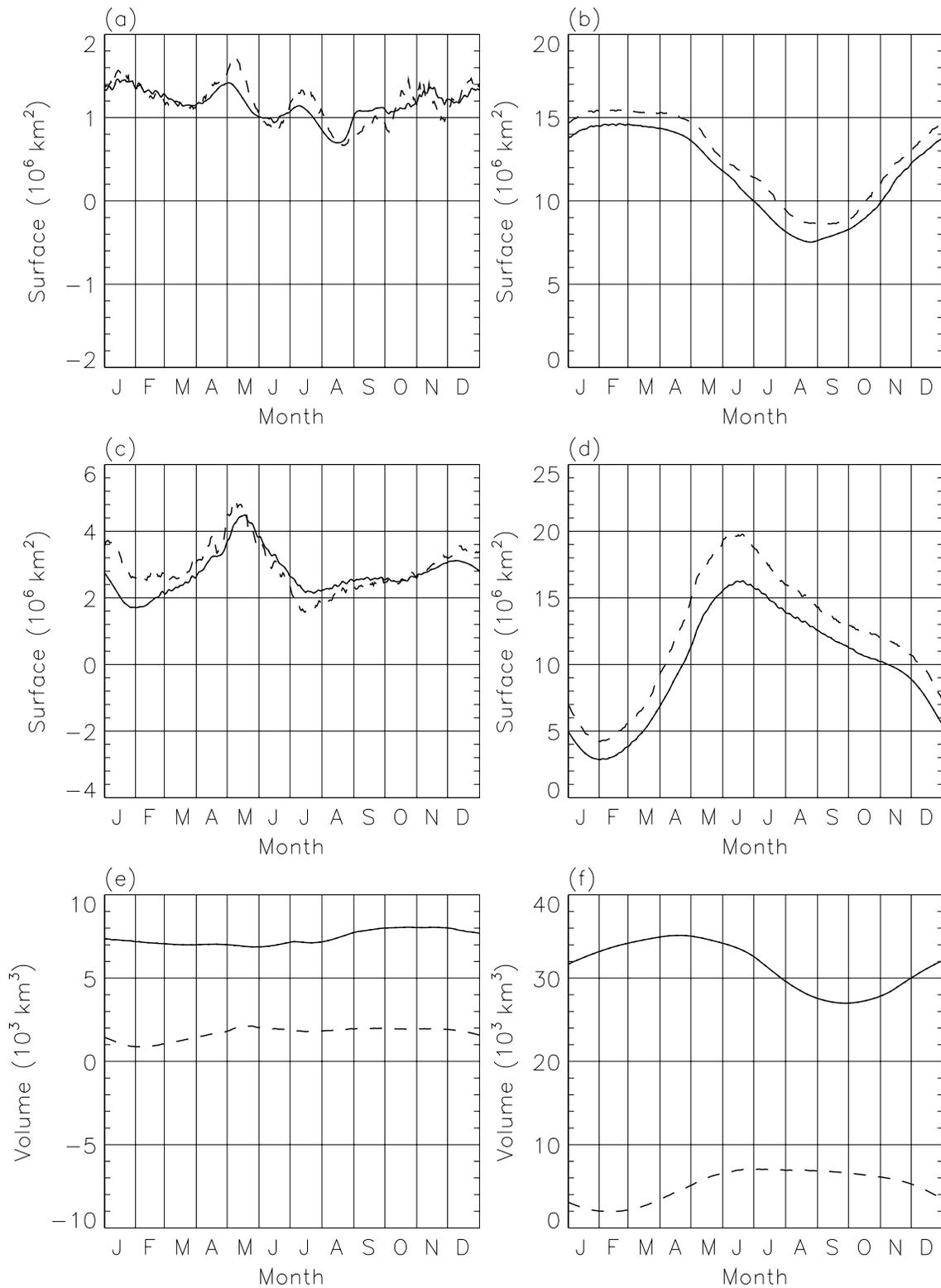


FIG. 5.4 - L'expérience SE1 a été réalisée en **diminuant la température de l'air de 2 °C**. (a) Arctique : différence des cycles annuels de surface (trait plein) et d'extension (trait pointillé) de banquise entre SE1 et CMP; (b) Arctique : cycle annuel de surface (trait plein) et d'extension (trait pointillé) de banquise dans SE1; (c) idem (a), mais pour l'Antarctique; (d) idem (b), mais pour l'Antarctique; (e) différence des cycles annuels de volume de glace pour l'Arctique (trait plein) et l'Antarctique (trait pointillé) entre SE1 et CMP; (f) cycles annuels de volume de glace pour l'Arctique (trait plein) et l'Antarctique (trait pointillé) dans SE1.

des effets convectifs ne fournirait pas nécessairement les mêmes résultats.

L'expérience de sensibilité SE1, qui consiste cette fois-ci à diminuer la température de l'air de 2°C, présente des résultats relativement symétriques par rapport à ceux de SE0 en Arctique, à savoir que l'on observe des surfaces et des volumes de glace plus importants (voir fig. 5.4-a,b). Si en été, dans le cas de SE0, les concentrations de glace en Arctique sont mieux simulées que dans CMP (ce qui confirme probablement la remarque sur les températures de l'air trop froides en été, page 4.2.1), dans SE1, la glace subsiste désormais en septembre en mer de Barents et en Baie de Baffin. En Antarctique, la température plus froide de l'air augmente l'englacement hivernal autour de l'Antarctique et accélère l'embâcle au cours de l'automne austral; à l'inverse de SE1, cette formation massive de banquise, synonyme de rejets de sel importants, conjuguée à un refroidissement plus rapide des parties océaniques non-englacées, conduit à un déclenchement plus précoce de la convection, dès le 15 juin. Ainsi, globalement, la convection océanique en Antarctique joue un rôle modérateur vis-à-vis des variations de température de l'air: on voit de nouveau apparaître ici toute l'importance du couplage océan-banquise dans cette région: l'utilisation d'un modèle de banquise seul pour une telle expérience de sensibilité ne permettrait pas de mettre en évidence un tel phénomène. Cela dit, encore une fois, il convient de rester relativement prudent au niveau des conclusions, en l'absence d'un schéma de convection océanique plus réaliste.

En conclusion, il ressort que l'évolution de la banquise est très sensible à la température de l'air; Fischer et Lemke (1994) font d'ailleurs la même constatation, mais en utilisant simplement un modèle de banquise avec couche de mélange océanique autour de l'Antarctique.

### □ Les expériences SE2 et SE3

Une augmentation des précipitations de 20 % (expérience SE2, voir fig. 5.5) joue dans plusieurs directions, et une fois encore, de manière différente dans les deux hémisphères.

En Arctique, l'impact d'une augmentation des précipitations sur le volume de glace reste relativement modeste (fig. 5.5): entre 0,5 et 1,5.10<sup>3</sup> km<sup>3</sup> de moins que dans l'expérience de contrôle CMP. L'explication de cette diminution tient tout simplement à l'augmentation d'épaisseur de la couche de neige accumulée sur la banquise. La neige conduisant moins bien la chaleur que la glace, le flux de conduction de la chaleur entre la base et le sommet des blocs de glace est plus faible que dans CMP, donc la croissance

basale de la banquise plus limitée<sup>4</sup>.

Au niveau des surfaces, la réponse du modèle n'est pratiquement pas significative, sauf pendant l'été : la glace un peu plus fine, caractéristique de SE2, fond plus rapidement. Mais au début de l'automne, le léger déficit en surface de banquise se compense rapidement par une embâcle plus précoce. En effet, l'augmentation du flux des précipitations fait diminuer la salinité de l'océan de surface, ce qui élève son point de congélation (voir fig. 2.1-b) : la perte d'énergie que doit subir cette surface avant de permettre la formation de nouvelle banquise s'en trouve ainsi réduite. En utilisant un modèle de banquise couplé à un schéma de couche de mélange océanique, Fichefet et Morales-Maqueda (1994) ont également montré que dans le cas de l'Arctique, l'impact d'une modification des taux de précipitation ( $\pm 50$  % pour cette étude) reste limité.

L'augmentation des précipitations en Antarctique dans SE2 se traduit assez différemment en termes d'évolution de la couverture de banquise, puisque l'on observe au contraire une augmentation du volume de banquise. Il existe deux raisons à cela : d'une part, une augmentation de précipitations tombant dans les zones non-englacées entraîne une désalinisation de la surface, donc une diminution de la densité des eaux océaniques superficielles; la convection se déclenche ainsi un peu moins facilement et la glace persiste un peu plus que dans l'expérience de contrôle à partir du mois de juillet. D'autre part, contrairement à ce que l'on observe en Arctique, le phénomène de production de glace blanche (voir page 53) n'est pas négligeable. Par rapport à CMP, la neige supplémentaire s'accumulant sur la banquise contribue en fait en grande partie à former encore plus de glace blanche. Au total, en septembre-octobre le volume de glace en Antarctique dans SE2 atteint des valeurs 50 % plus élevées que dans CMP.

Concernant l'expérience SE3 (précipitations réduites de 20 %, voir fig. 5.6), en Arctique l'effet est relativement insignifiant; sur le volume, il est symétrique par rapport à ce que l'on observait pour SE2, de même que l'interprétation (la couche de neige devient plus mince, donc la croissance de la glace s'amplifie, mais dans des proportions relativement modestes, car la banquise est épaisse en Arctique). En Antarctique, on assiste à la neutralisation de deux effets : d'un côté de la balance, les précipitations plus faibles entraînent

---

4. Pour illustrer ce point, étudions le cas où la discrétisation du schéma de conduction verticale de la chaleur dans la banquise ne comporterait au total qu'un seul niveau (profil vertical de température dans la banquise). On peut montrer que le flux de conduction à la base du bloc, composé d'une couche de glace et de neige d'épaisseurs respectives  $h_i$  et  $h_s$  s'écrit :  $Q_i^{c,b} = k_i k_s (T_j - T_w^f) / (k_s h_i + k_i h_s)$ , où  $k_i$ ,  $k_s$  désignent les conductivités thermiques de la neige, supposée constantes;  $T_j$  et  $T_w^f$  représentent les températures de la banquise à la surface et la base du bloc. Il apparaît alors que le flux  $Q_i^{c,b}$  est d'autant plus fort que les épaisseurs de banquise et de neige sont faibles.

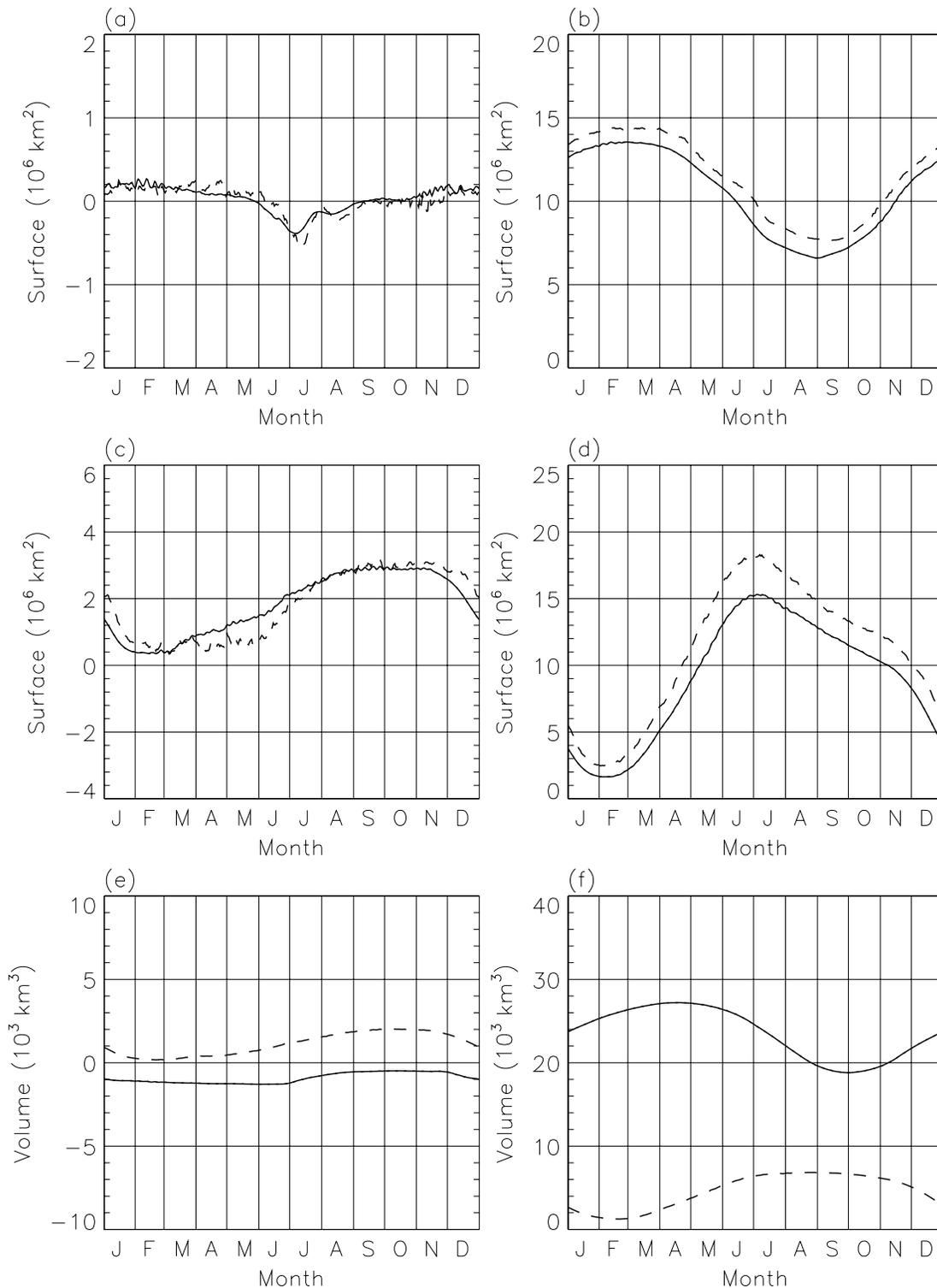


FIG. 5.5 - L'expérience SE2 a été réalisée en **augmentant les précipitations de 20 %**. (a) Arctique : différence des cycles annuels de surface (trait plein) et d'extension (trait pointillé) de banquise entre SE2 et CMP; (b) Arctique : cycle annuel de surface (trait plein) et d'extension (trait pointillé) de banquise dans SE2; (c) idem (a), mais pour l'Antarctique; (d) idem (b), mais pour l'Antarctique; (e) différence des cycles annuels de volume de glace pour l'Arctique (trait plein) et l'Antarctique (trait pointillé) entre SE2 et CMP; (f) cycles annuels de volume de glace pour l'Arctique (trait plein) et l'Antarctique (trait pointillé) dans SE2.

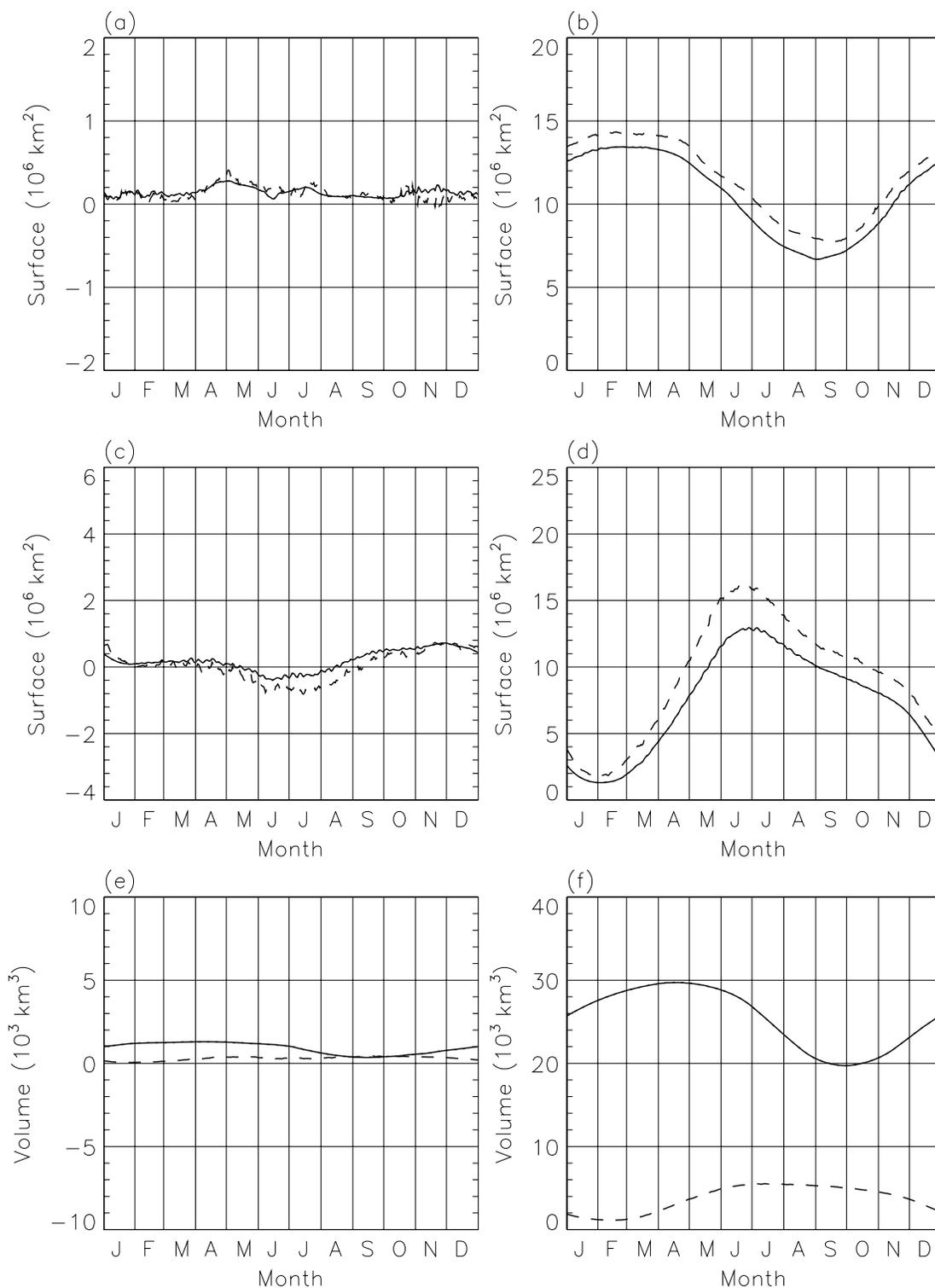


FIG. 5.6 - L'expérience SE3 a été réalisée en **diminuant les précipitations de 20 %**. (a) Arctique : différence des cycles annuels de surface (trait plein) et d'extension (trait pointillé) de banquise entre SE3 et CMP; (b) Arctique : cycle annuel de surface (trait plein) et d'extension (trait pointillé) de banquise dans SE3; (c) idem (a), mais pour l'Antarctique; (d) idem (b), mais pour l'Antarctique; (e) différence des cycles annuels de volume de glace pour l'Arctique (trait plein) et l'Antarctique (trait pointillé) entre SE3 et CMP; (f) cycles annuels de volume de glace pour l'Arctique (trait plein) et l'Antarctique (trait pointillé) dans SE3.

une intensification de la convection et une moindre production de glace blanche; mais de l'autre, la banquise étant recouverte d'une couche de neige plus fine, sa croissance par la base est favorisée, comme on l'a déjà vu.

Les expériences suivantes, en accord avec les résultats de Fischer et Lemke (1994) et Fichefet et Morales-Maqueda (1994) respectivement pour l'Antarctique et l'Arctique<sup>5</sup>, vont montrer que les surfaces et volumes de la banquise restent plus sensibles à des perturbations de la température de l'air que de la couverture nuageuse, de la tension de vent ou du flux solaire incident (expériences suivantes).

#### □ Les expériences SE4 et SE5

Les figures 5.7-a, b et c laissent apparaître que le modèle couplé ne présente pas de sensibilité significative à une augmentation de couverture nuageuse de 20 %. En Antarctique, la réponse de la surface de banquise à une telle perturbation du forçage de nuages atteint cependant près d'un million de km<sup>2</sup>, mais l'interprétation de cet écart très faible ne semble pas mettre en évidence de processus clairement identifiable.

L'expérience SE5 ne met pas non plus en évidence une sensibilité importante du modèle d'océan-glace, mais il est possible d'expliquer simplement les écarts observés. Globalement, qu'il s'agisse de l'Arctique ou de l'Antarctique, les surfaces de banquise modélisées sont globalement plus importantes que dans le cas de l'expérience de contrôle CMP, sauf en été (voir fig. 5.7-a, b). En effet, la couverture nuageuse de SE5, réduite par rapport à celle de CMP, se traduit par un flux infrarouge incident net inférieur à ce que l'on calcule dans CMP (voir les paramétrisations de ce flux net, éq. 3.88 et 3.80); en revanche, en été, lorsque le flux solaire lumineux au sommet de l'atmosphère devient suffisamment intense, la réduction de la fraction nuageuse permet à une plus grande partie de cette énergie d'atteindre la surface. Ce dernier effet est en fait prépondérant sur la diminution du flux infrarouge estimée en surface.

#### □ Les expériences SE6 et SE7

Les graphes de la figure 5.8 indiquent que l'influence d'une perturbation de  $\pm 20\%$  sur la tension de vent en surface a également des effets limités.

En Arctique, une augmentation de la tension de vent a un effet certes modeste, mais attendu sur le volume de banquise. En effet, une tension de vent plus forte entraîne

---

5. Dans le cas de modèles de banquise non pas couplés à un modèle de circulation générale océanique, mais à un schéma de couche de mélange océanique.

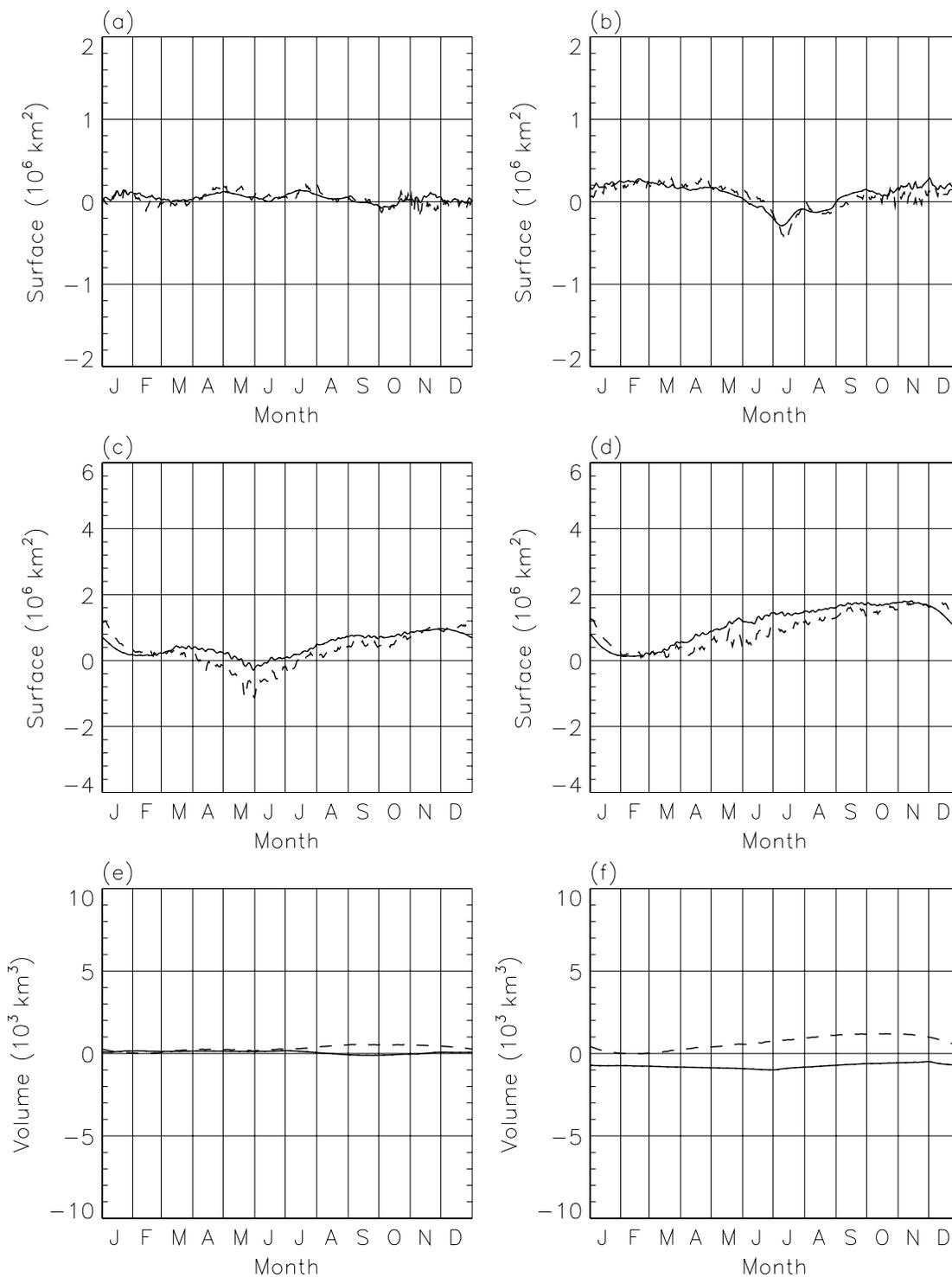


FIG. 5.7 - Les expériences SE4 (SE5) ont été respectivement réalisées en **augmentant** (**diminuant**) la fraction nuageuse de 20 %. Dans le cas de SE5, la nouvelle couverture nuageuse a été limitée à 100 %. (a) Différence des cycles annuels de surface (trait plein) et d'extension de banquise (trait pointillé) entre SE4 et CMP en Arctique; (b) idem (a), entre SE5 et CMP. (c) Idem (a) mais pour l'Antarctique; (d) idem (b) mais pour l'Antarctique. (e) Différence des cycles annuels de volume de glace pour l'Arctique (trait plein) et l'Antarctique (trait pointillé) entre SE4 et CMP; (f) idem (e), entre SE5 et CMP.

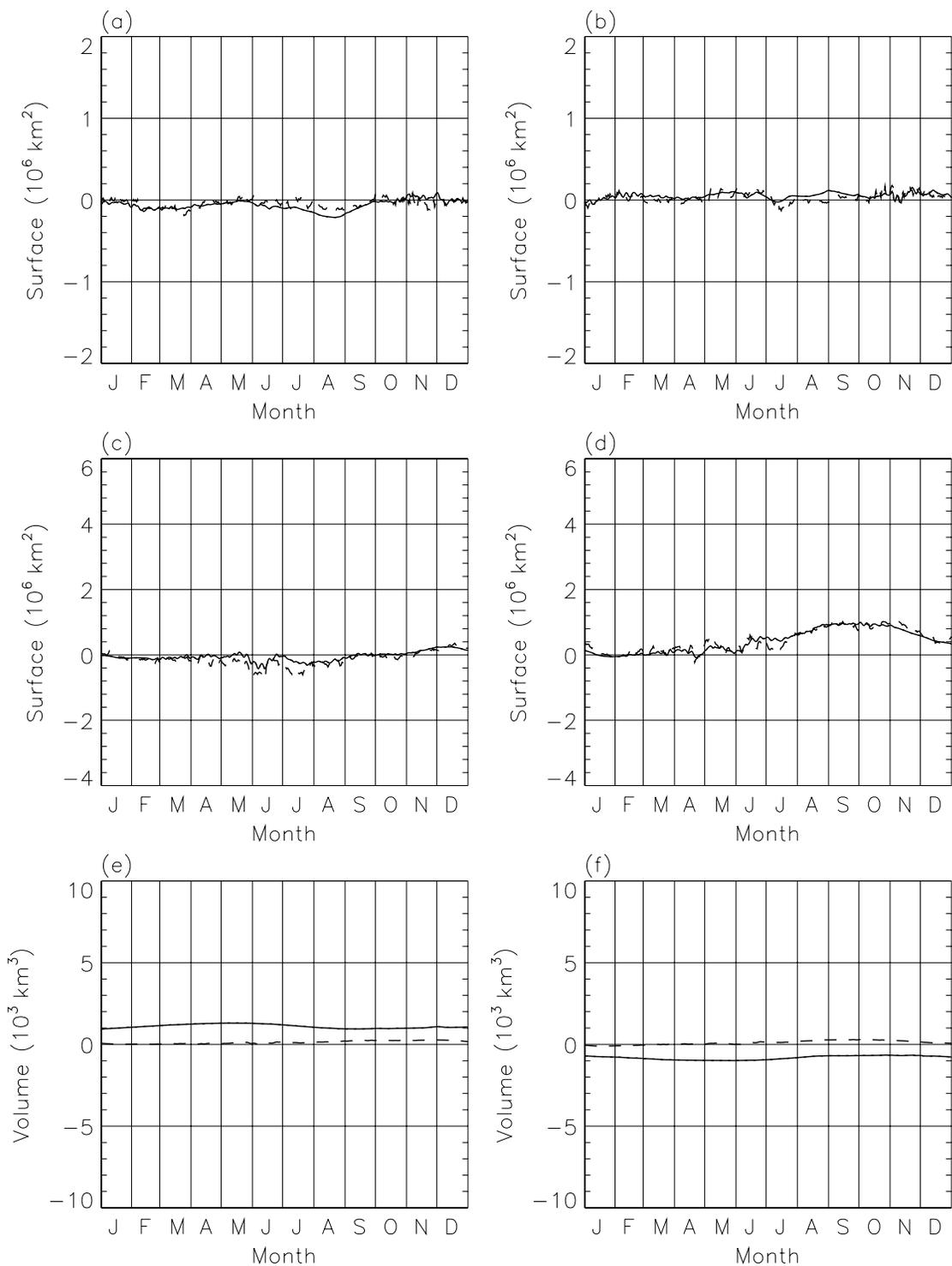


FIG. 5.8 - Les expériences SE6 (SE7) ont été respectivement réalisées en **augmentant** (**diminuant**) la tension de vent de 20 %. (a) Différence des cycles annuels de surface (trait plein) et d'extension de banquise (trait pointillé) entre SE6 et CMP en Arctique; (b) idem (a), entre SE7 et CMP. (c) Idem (a) mais pour l'Antarctique; (d) idem (b) mais pour l'Antarctique. (e) Différence des cycles annuels de volume de glace pour l'Arctique (trait plein) et l'Antarctique (trait pointillé) entre SE6 et CMP; (f) idem (e), entre SE7 et CMP.

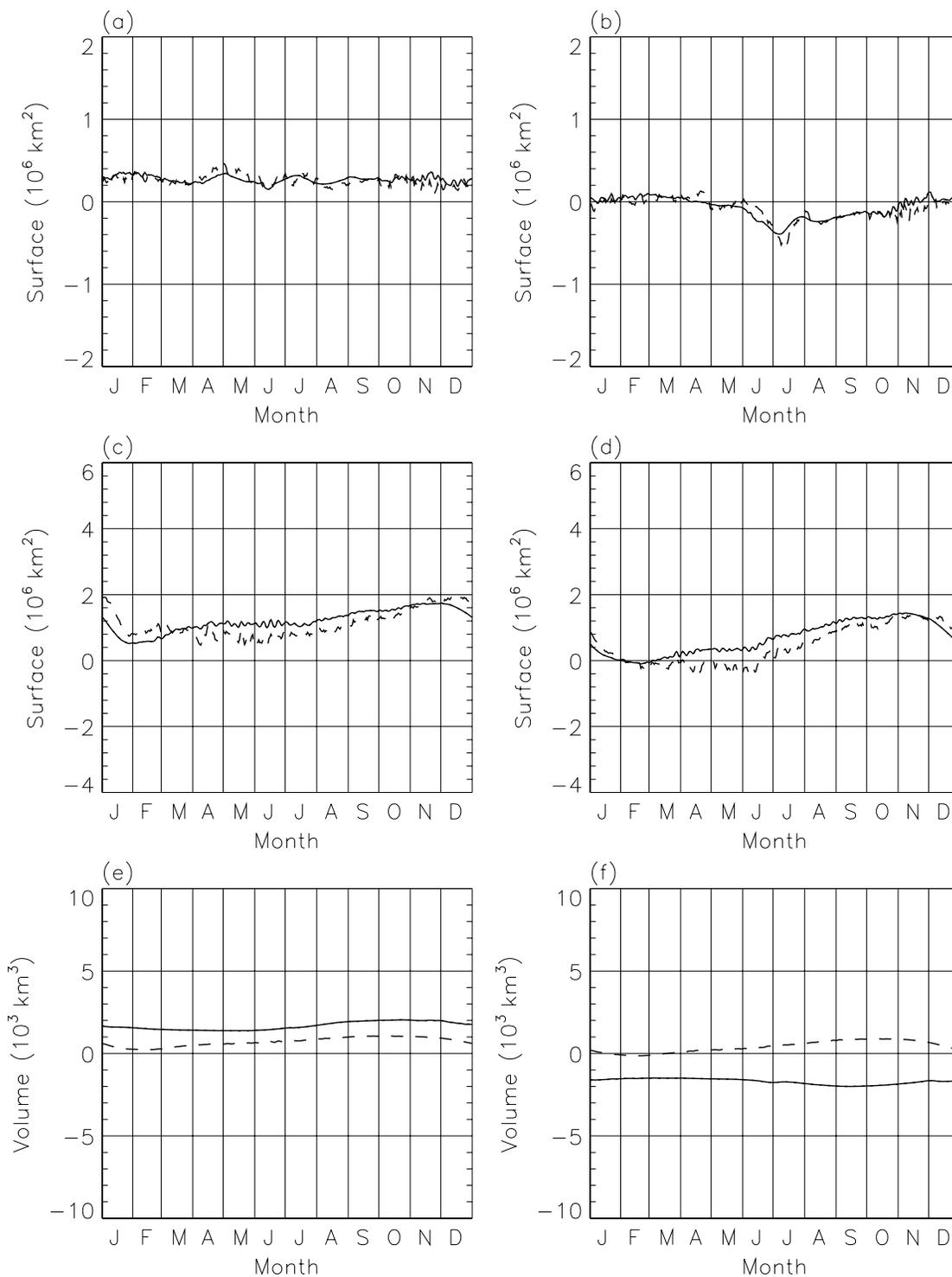


FIG. 5.9 - Les expériences SE8 (SE9) ont été respectivement réalisées en **diminuant (augmentant) le flux solaire incident de 10 %**. (a) Différence des cycles annuels de surface (trait plein) et d'extension de banquise (trait pointillé) entre SE8 et CMP en Arctique; (b) idem (a), entre SE9 et CMP. (c) Idem (a) mais pour l'Antarctique; (d) idem (b) mais pour l'Antarctique. (e) Différence des cycles annuels de volume de glace pour l'Arctique (trait plein) et l'Antarctique (trait pointillé) entre SE8 et CMP; (f) idem (e), entre SE9 et CMP.

à la fois une ouverture plus importante du pack, donc plus de redistribution dans les zones de convergence. Ainsi, d'une part il se forme plus de glace épaisse sous l'effet de la redistribution, mais d'autre part l'ouverture des chenaux s'accroît (d'où la légère diminution observée de la surface de banquise, fig. 5.8-a). Ce pack un peu plus ouvert permet également une formation plus importante de glace fine, à croissance rapide. En Antarctique en revanche, aucun effet réellement significatif n'est identifiable dans cette expérience.

La réponse de la banquise en Arctique dans l'expérience SE7 est très symétrique par rapport à l'expérience SE6; en Antarctique en revanche, la diminution de la tension de vent en surface de 20 % a tendance à conduire à des surfaces de banquise plus importantes que dans CMP, tout au long de l'année. En effet, la divergence du pack est moins importante dans SE7, donc la banquise est globalement plus concentrée et l'océan se trouve alors moins exposé aux influences déstabilisatrices liées aux conditions atmosphériques.

#### □ Les expériences SE8 et SE9

Comme l'on pouvait s'y attendre, le déficit d'énergie en surface lié à une diminution du flux solaire de 10 % (SE8) permet une formation de banquise accrue, dans les deux hémisphères (fig. 5.9-a, b). Ce flux n'existe cependant qu'une partie de l'année dans le cas particulier des régions polaires : une augmentation du flux solaire se traduit donc par une fonte estivale plus intense. Ainsi, en Arctique, le cycle saisonnier du volume de glace présente une amplitude dans SE9 plus grande que dans CMP; en Antarctique, il en va un peu différemment. En été, la fonte est effectivement plus intense dans SE9, mais par ailleurs, dès l'apparition du soleil au début de la saison de jour permanent, le flux solaire plus important permet de limiter quelque peu le refroidissement de la surface océanique et donc la convection.

## 5.3 Sensibilité aux paramétrisations de la banquise

#### □ L'expérience PH1

L'expérience PH1 s'est déroulée dans les mêmes conditions que la simulation de contrôle CMP, mais **avec un rappel en sel sur toute la surface océanique**, y compris dans les régions englacées (et sur une durée de 15 ans). Cette durée suffit amplement pour stabiliser les cycles annuels de banquise dans les deux hémisphères, mais elle est naturellement beaucoup trop courte pour permettre à l'océan profond d'atteindre un état

d'équilibre. Cela dit, elle suffit pour remarquer les premiers changements affectant la circulation océanique.

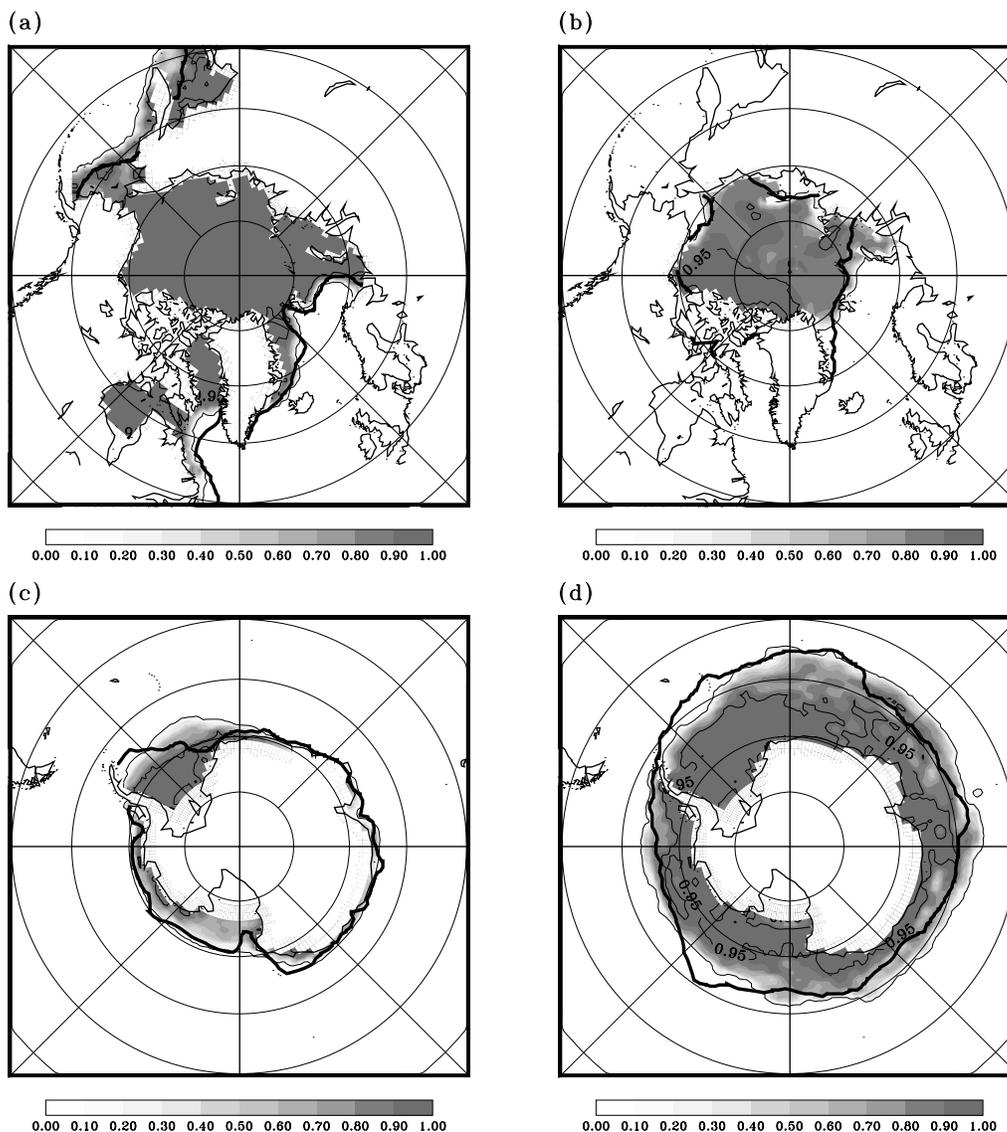
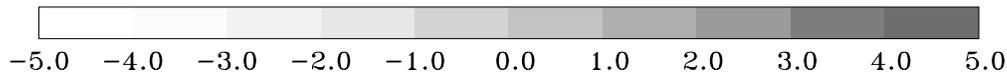
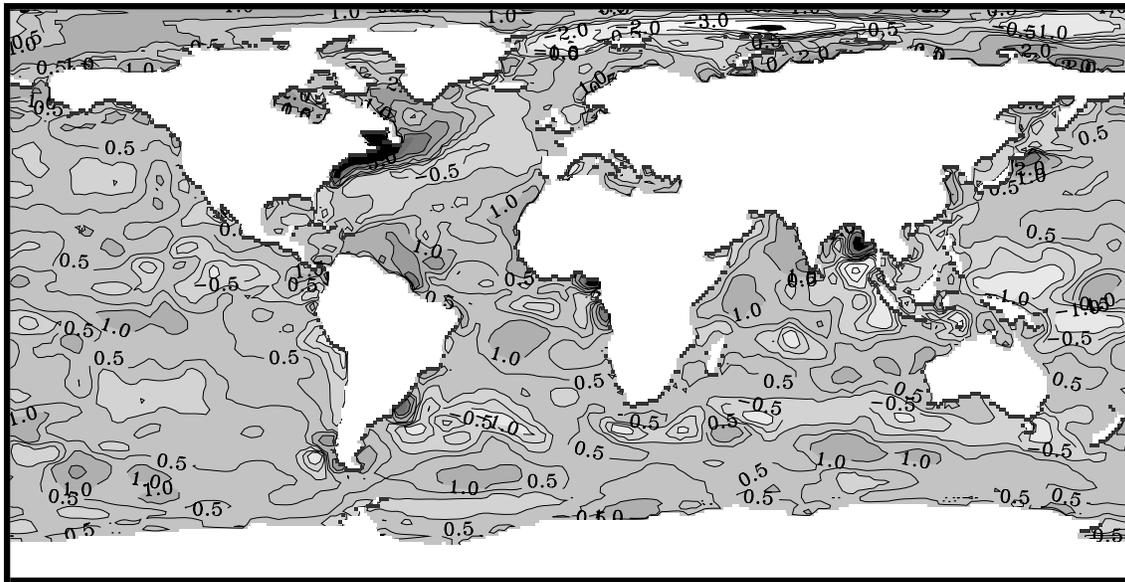


FIG. 5.10 - Expérience PH1 (avec rappel de salinité même dans les régions englacées, voir éq. 4.1 page 107) : Concentration de la banquise en moyenne mensuelle. (a) et (b) : Arctique, respectivement mars et septembre; (c) et (d) : idem, mais pour l'Antarctique. Le bord de glace climatologique apparaît en trait gras (contours : 15 et 95 %).

L'impact du rappel appliqué même sous la couverture de banquise semble relativement limité en Arctique (voir les cartes de concentration 5.10-a, b); on peut remarquer par exemple que l'un des principaux défauts observés dans CMP persiste, à savoir que la

(a)



(b)

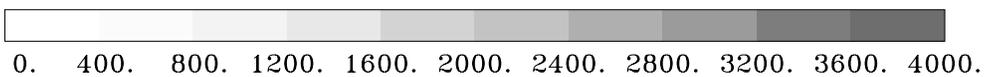
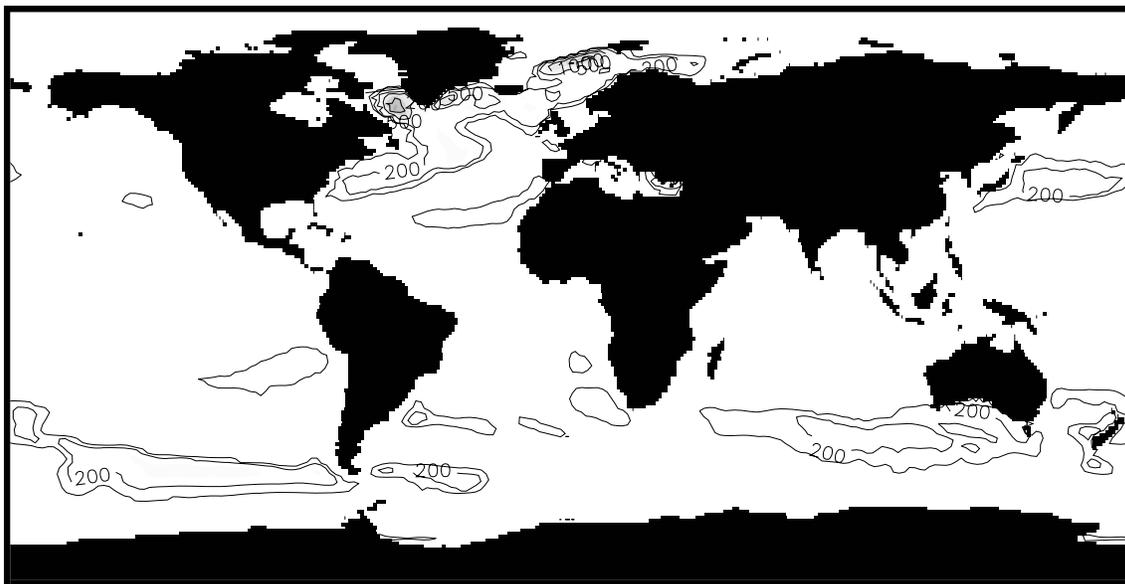


FIG. 5.11 - Expérience PH1: (a) Flux d'eau douce annuel induit par le terme de rappel ( $\text{m.an}^{-1}$ ). Contours: -5; -3; -2; -1; -0,5; 0; 0,5; 1; 2; 3 et 5  $\text{m.an}^{-1}$ ; (b) Profondeur de la couche de mélange océanique (m). Au nord et au sud de l'équateur, on a respectivement représenté cette profondeur pour les mois de mars et de septembre. Contours: 100; 200; 500; 1000 et 2000 m.

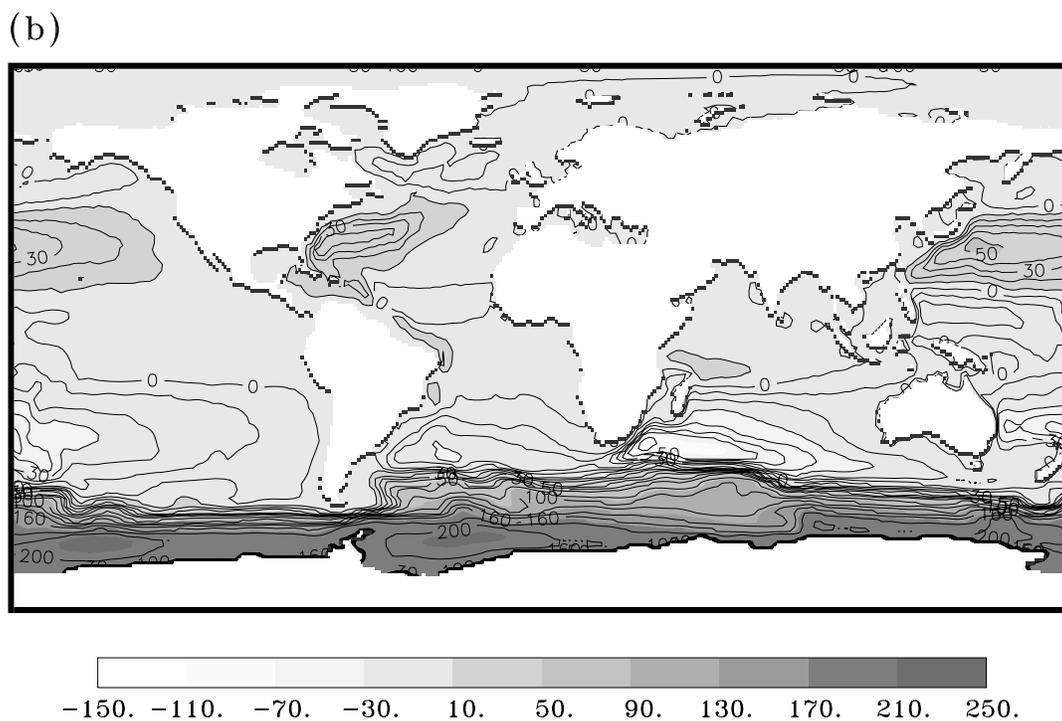
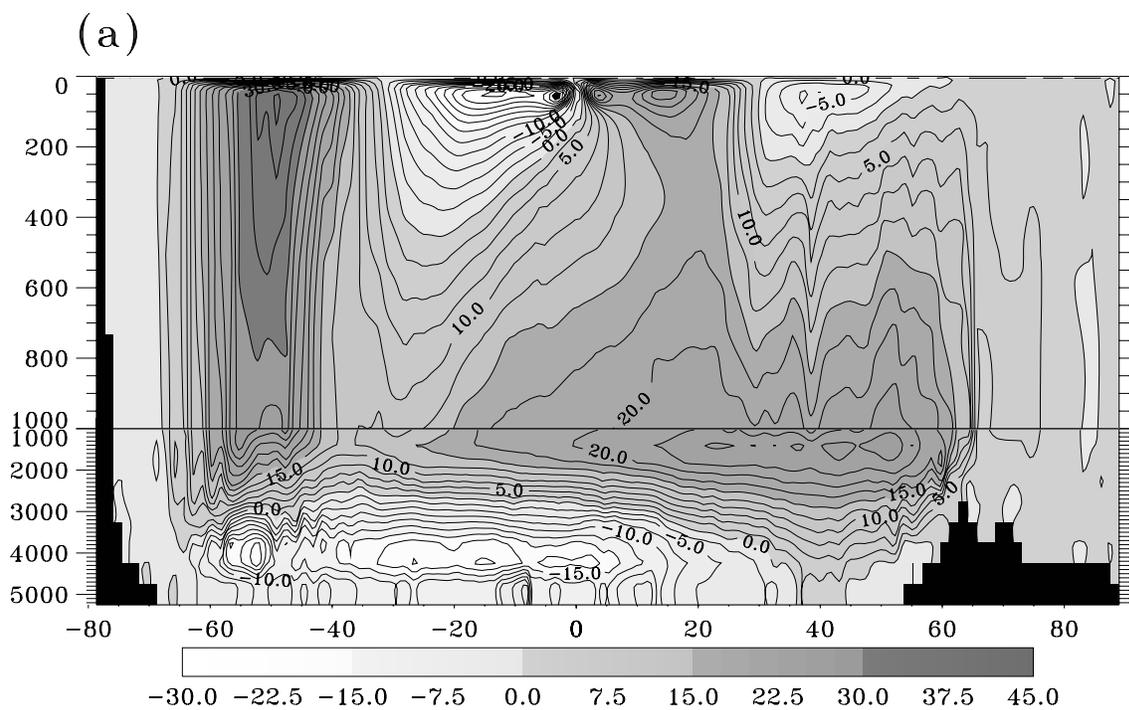


FIG. 5.12 - Expérience PH1: (a) Fonction de courant méridienne intégrée zonalement dans l'océan global ( $\text{Sv}^*$ ); contours: tous les  $2,5 \text{ Sv}$ ; (b) fonction de courant barotrope. L'espacement des isolignes vaut  $20 \text{ Sv}$ , sauf pour les valeurs comprises entre  $-60$  et  $+60 \text{ Sv}$ , pour lesquelles il est de  $10 \text{ Sv}$ .

mer de Kara reste englacée au mois de septembre. Cela laisse penser que cette erreur trouve sa source non pas dans le modèle d’océan, mais plutôt dans un biais du forçage atmosphérique (températures trop froides, accumulation de précipitations neigeuses trop importante : en effet, par exemple des températures de l’air augmentées de 2 °C dans l’expérience de sensibilité SE0 permettaient de libérer des glaces une grande partie de la mer de Kara).

En revanche, l’utilisation du rappel sous la banquise antarctique conduit cette fois-ci à un état d’englacement très proche des observations au mois de septembre. Le flux d’eau douce associé à cette relaxation de la salinité à la surface (voir fig. 5.11-a), qui ne prend d’ailleurs pas des valeurs plus importantes autour de l’Antarctique que dans d’autres régions, se résume globalement dans cette zone à un apport stabilisant d’eau douce, suffisant pour empêcher la convection profonde, alors qu’elle était observée dans CMP (comparer la carte des profondeurs de couche de mélange pour PH1 : fig. 5.11-b avec la figure correspondante pour CTL : fig. 4.20 page 140). Au niveau de la circulation méridienne, on peut constater que cette réduction très importante de la convection dans les mers antarctiques entraîne la quasi-disparition de la cellule centrée à 70 °S et 2000 m de profondeur que l’on avait pu remarquer dans l’expérience CTL (fig. 4.23 page 145). Or, cette cellule est responsable de l’exportation d’eaux antarctiques de fond vers le nord ; celle-ci semble continuer dans le modèle, s’étendant comme dans CMP jusque vers 30 °S, mais la source d’alimentation de ces eaux de fond a disparu. Par ailleurs, au cours du mois de mars, l’excès de banquise diagnostiqué par Gelato dans l’est de la mer de Weddell persiste, ce qui est logique car il a été attribué à des températures de l’air trop basses dans cette zone. Enfin, toujours dans la région de l’Antarctique, l’affaiblissement de la circulation méridienne observé dans PH1 va de pair avec la réduction du transport barotrope circumantarctique, qui se limite désormais à moins de 190 Sv au niveau du passage de Drake.

Au contraire, en Atlantique Nord, on observe toujours une formation d’eaux profondes, même si la convection semble un peu moins intense que dans CTL. En effet, comme on l’a vu, la convection en mer du Labrador et dans les mers nordiques (mers du Groenland et de Norvège) ne se déclenche pas en fonction de rejets de sel dûs à la formation de banquise. Il résulte de cette convection moins intense une diminution du débit de la cellule située entre l’équateur et 60 °N, et centrée vers 1500 m de profondeur.

### □ L'expérience PH2

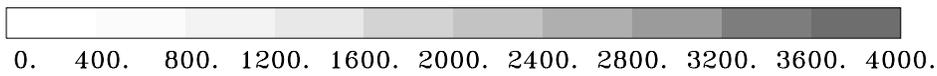
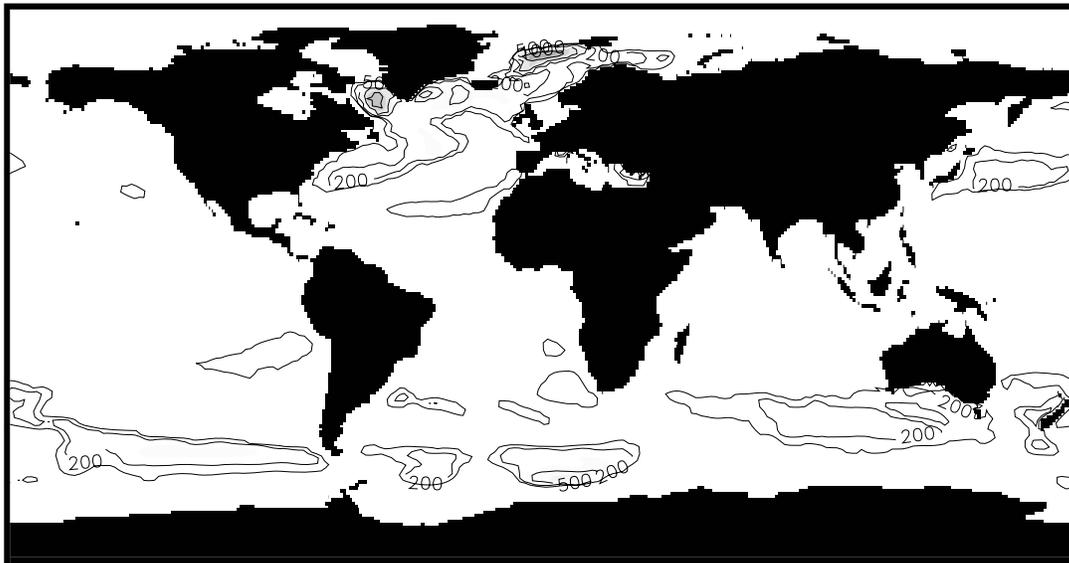
Comme l'expérience précédente, la simulation PH2 a fonctionné pendant 15 années, dans les mêmes conditions que CMP, mais avec une formulation de banquise de type « *IF* » : on suppose ici qu'il existe de la banquise dans une région dès que la température de la surface de l'océan tombe au point de congélation  $T_w^f$ . Ce type de paramétrisation de la banquise ne permet pas de diagnostiquer de dynamique de banquise ni d'épaisseur; n'ayant donc pas d'information sur les variations de volume de la banquise, on ne calcule pas de flux d'eau équivalent dirigé vers l'océan lorsqu'elle se forme ou disparaît. Cette expérience devrait permettre d'évaluer l'importance de l'apport d'un modèle de banquise dans le cadre d'une simulation océanique forcée par des flux atmosphériques calculés interactivement.

La structure du champ des profondeurs de couche de mélange dans PH2 (voir fig. 5.13-a) a naturellement varié par rapport à CMP, et se rapproche en fait de celle de l'expérience PH1 (fig. 5.11-b). Cette similitude semble logique, car dans PH1, le rappel en sel y compris sous la glace a tendance à supprimer l'effet du flux d'eau existant sous la banquise, tandis que dans PH2 ce flux est tout simplement pris égal à zéro. En Atlantique Nord, la structure de la profondeur de mélange varie très peu : on note juste un approfondissement de celle-ci au sud-est du Spitzberg. En mars, la zone de convection dans ce secteur a tendance à s'étendre un peu plus dans la mer du Groenland par rapport à PH1, ce qui se traduit encore par un déficit de banquise à cet endroit (fig. 5.14-a). On avait pu remarquer en analysant l'expérience de contrôle CTL qu'après le passage du détroit de Fram, la banquise a tendance à se déplacer en s'écartant légèrement de la côte est-groënlandaise, pour fondre et donc apporter de l'eau douce à la surface de l'océan, vers la limite est de la mer du Groenland (voir fig. 4.7 page 120); or, cet effet n'est évidemment pas pris en compte dans le cadre de PH2, en l'absence de dynamique. Le déficit d'eau douce qui en résulte par rapport à PH1 favorise ainsi la convection à cet endroit.

L'autre différence à noter concernant la profondeur de la couche de mélange se situe dans l'Atlantique Sud, entre l'Afrique et l'Antarctique. Il apparaît à cet endroit une zone de convection atteignant 500 m de profondeur que l'on n'observait pas dans PH1. Là encore, il s'agit d'un effet convectif lié au fait que la banquise non-dynamique n'a pu atteindre cette région pour y fondre et stabiliser la colonne océanique (voir aussi la carte de concentration de la banquise antarctique en septembre, fig. 5.14-d).

Par ailleurs, comme dans PH1, on peut remarquer un affaiblissement de la circulation barotrope autour de l'Antarctique, et une diminution concomitante de l'intensité de la

(a)



(b)

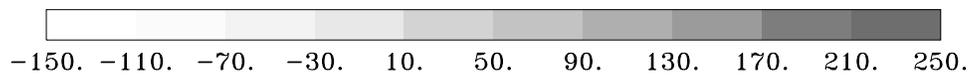
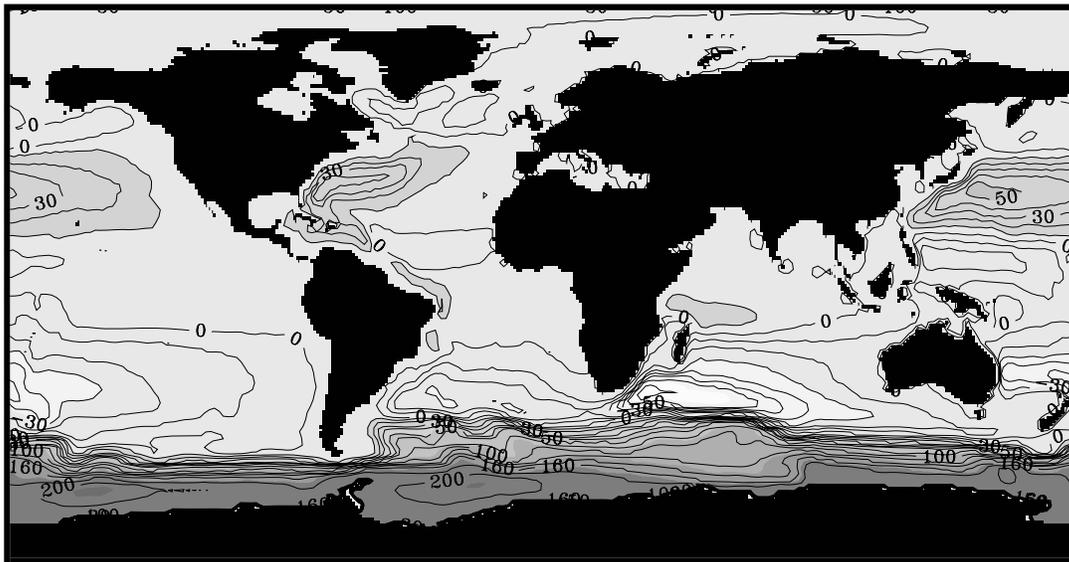


FIG. 5.13 - Expérience PH2: (a) Profondeur de la couche de mélange océanique (m). Au nord et au sud de l'équateur, on a respectivement représenté cette profondeur pour les mois de mars et de septembre. Contours: 100; 200; 500; 1000 et 2000 m; (b) fonction de courant barotrope. L'espacement des isolignes vaut 20 Sv, sauf pour les valeurs comprises entre -60 et +60 Sv, pour lesquelles il est de 10 Sv.

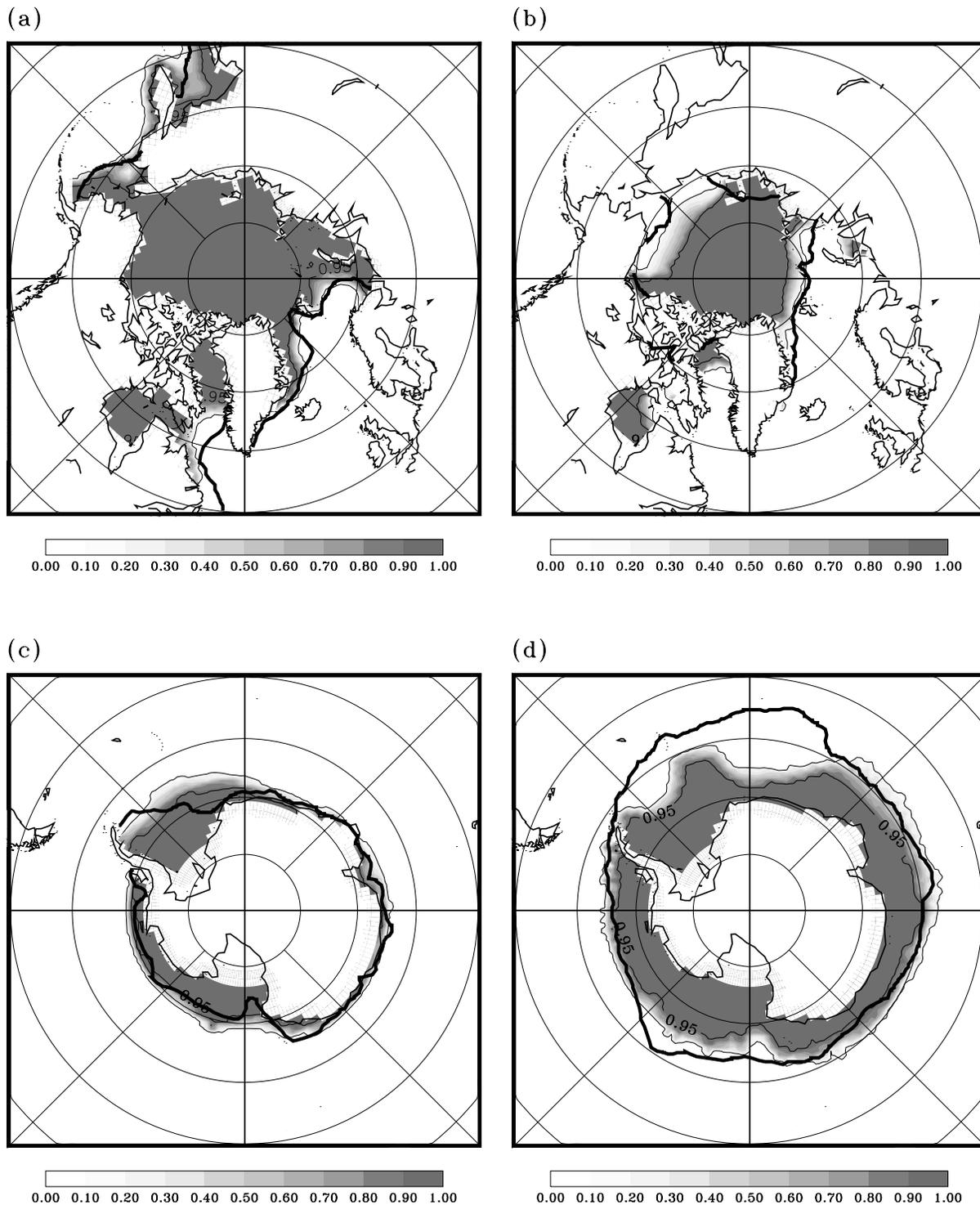
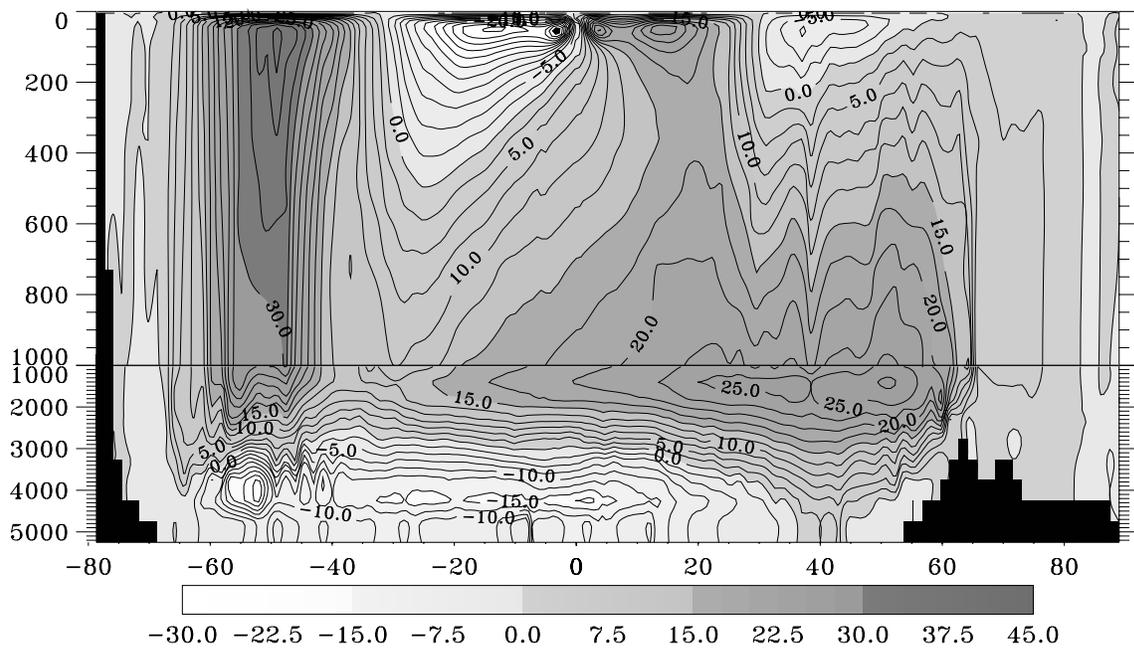
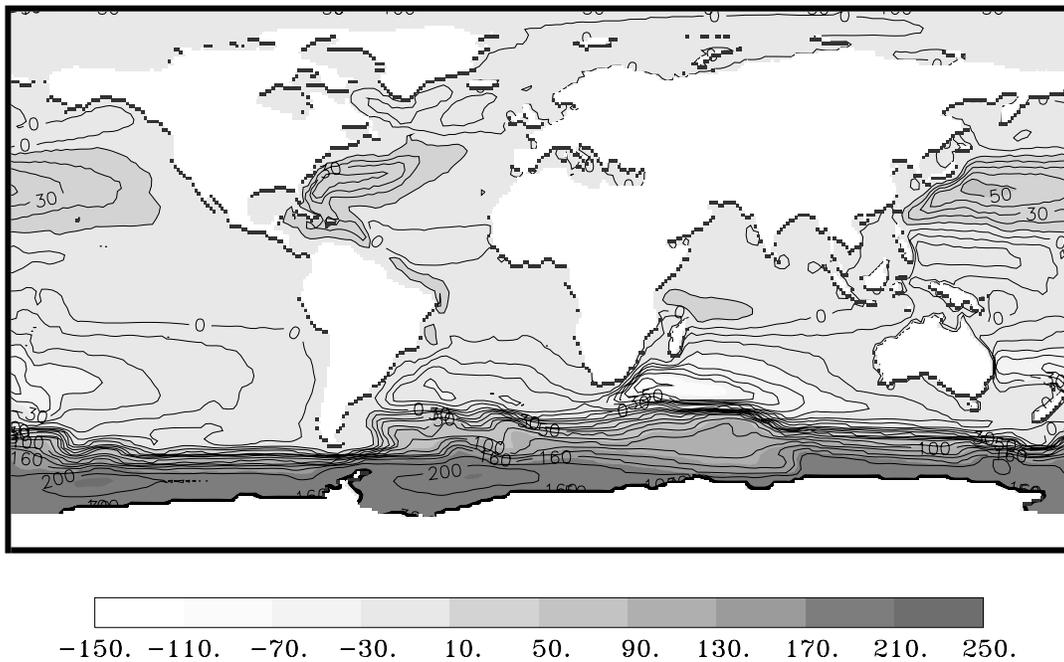


FIG. 5.14 - Expérience PH2 : Concentration de la banquise en moyenne mensuelle. (a) et (b) : Arctique, respectivement mars et septembre; (c) et (d) : idem, mais pour l'Antarctique. Le bord de glace climatologique apparaît en trait gras (contours : 15 et 95 %).



(a)



(b)

FIG. 5.15 - Expérience PH2: (a) Fonction de courant méridienne intégrée zonalement dans l'océan global ( $\text{Sv}^*$ ); contours: tous les  $2,5 \text{ Sv}$ ; (b) fonction de courant barotrope. L'espace des isolignes vaut  $20 \text{ Sv}$ , sauf pour les valeurs comprises entre  $-60$  et  $+60 \text{ Sv}$ , pour lesquelles il est de  $10 \text{ Sv}$ .

circulation méridienne à cet endroit par rapport à CMP (voir fig. 5.15-b); en comparant cette fois-ci la circulation méridienne de PH2 avec PH1, on constate que la cellule de Deacon (centrée vers  $50^\circ\text{S}$  et 100 m de profondeur) s'étend nettement plus vers le continent Antarctique<sup>6</sup>. Ainsi, la circulation des eaux de fond vers le nord diminue par rapport à PH1. En revanche, on avait noté une augmentation de la convection au sud-est du Spitzberg par rapport à PH1, dont on retrouve la trace au niveau de la circulation des eaux profondes atlantiques, qui augmente (voir vers 1500 m de profondeur, entre l'équateur et  $60^\circ\text{N}$  sur la fig. 5.15-b).

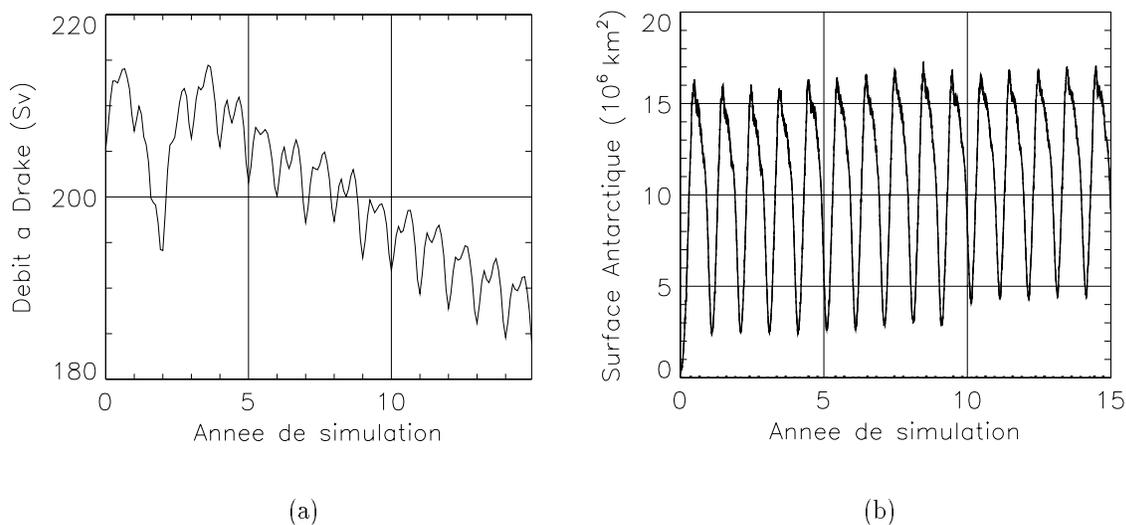


FIG. 5.16 - Expérience PH2: (a) Fonction de courant barotrope (Sv) au passage de Drake sur les 15 années de l'expérience PH2; (b) Évolution de la surface de banquise en Antarctique sur la même période.

Enfin, le graphe 5.16 montre que la valeur de la fonction de courant barotrope au passage de Drake<sup>7</sup> diminue tout au long de la simulation; parallèlement, on relève que la glace de mer persiste pendant l'été autour de l'Antarctique en quantité croissante. En effet, la convection, de moins en moins alimentée faute de rejet de sel à la formation de banquise, s'affaiblit progressivement et provoque moins de remontées d'eaux profondes agissant sur la disparition de la banquise.

6. Cela se produit en raison de l'absence de la cellule transportant les eaux de fond antarctiques vers le nord, qui était bien dessinée dans CTL.

7. On estime que l'on se trouve en phase de convection importante lorsque la valeur du transport barotrope au passage de Drake dépasse 200 Sv. Il s'agit donc d'un bon indicateur de l'intensité de la convection autour de l'Antarctique.

### □ L'expérience PH3

La dernière expérience de sensibilité, notée PH3, a été réalisée comme les deux précédentes sur une durée de 15 ans. La seule différence par rapport à l'expérience standard CMP réside dans le nombre de types de banquise que l'on considère (répartition par épaisseurs). On rappelle que toutes les expériences de sensibilité présentées jusqu'à PH3, ainsi que les simulations de contrôle CMP et CTL, comportaient à la fois un type de glace dite « fine » (moins de 50 cm d'épaisseur) et un type de glace « épaisse » (plus de 50 cm d'épaisseur).

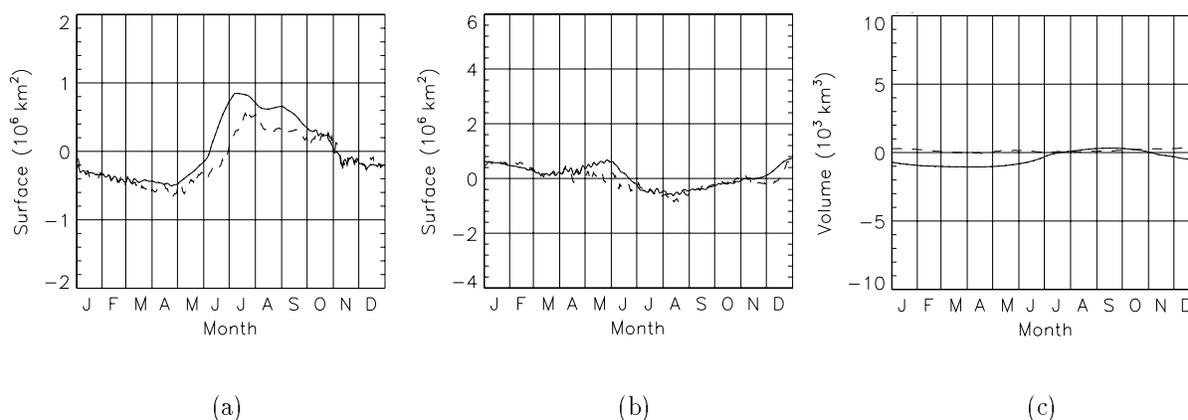


FIG. 5.17 - Expérience PH3: (a) Différence entre la surface de banquise (trait plein) et son extension (trait pointillé) dans PH3 et CMP, en Arctique; (b) idem, mais pour l'Antarctique; (c) Différence entre le volume de glace en Arctique (trait plein) et en Antarctique (trait pointillé) dans PH3 et CMP.

L'expérience PH3 **ne comporte qu'un seul type de glace** et démontre que le fait de considérer plusieurs types de banquise<sup>8</sup> permet de simuler des concentrations de glace de mer plus réalistes en Arctique pendant la saison de débâcle, ce qui s'explique facilement. En effet, dans le cas où l'on considère un seul type de banquise, l'Arctique est recouvert de blocs de glace dont l'épaisseur typique approche les 3 m; le processus de fonte verticale ne permet pas de les faire disparaître en un été. Une diminution estivale de la concentration de banquise dans ce cas ne peut provenir que d'un processus de fonte

8. L'idéal serait d'ailleurs probablement de considérer environ 4 types de banquise : de la banquise très fine, venant de se former (moins de 0,30 m d'épaisseur); de la banquise consolidée (de 0,30 à 0,80 m) mais encore considérée comme relativement fine vis-à-vis des flux de conduction internes notamment (Maykut, 1982); de la banquise d'épaisseur comprise entre 0,80 m et 3 m, qui représenterait plutôt la banquise de deuxième année et enfin la banquise épaisse, pluriannuelle dépassant 3 m d'épaisseur.

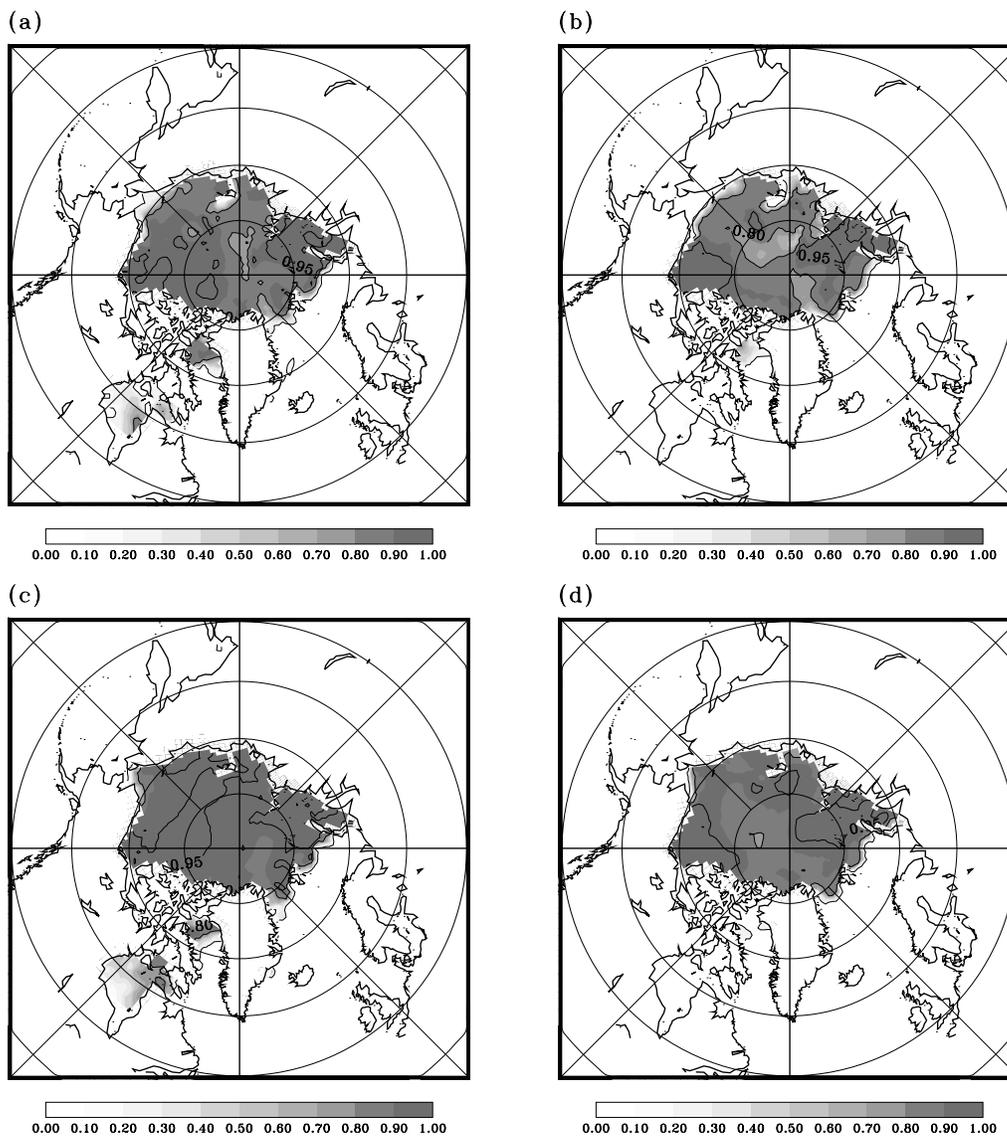


FIG. 5.18 - Concentration de la banquise arctique en moyenne mensuelle. (a) et (b) : expérience de référence CMP, respectivement juillet et août; (c) et (d) : idem, mais pour l'expérience PH3 (contours: 15; 80 et 95 %).

latérale. Or, d'après l'histogramme 4.6 page 119, il existe près de 10 % de glace fine en Arctique en juin, début de la saison de fonte. Ainsi, dans l'expérience CTL, cette glace suffisamment fine disparaît au cours de l'été, libérant des chenaux. De plus, ces parcelles d'eaux, qui absorbent des quantités importantes d'énergie solaire, vont favoriser la fonte latérale des blocs de banquise plus épais.

La figure 5.17-a montre ainsi qu'en été, le modèle à un type de banquise (PH3) conserve jusqu'à un million de  $\text{km}^2$  de surface de banquise de plus que le modèle à

deux épaisseurs (expérience CMP prolongée de 5 ans supplémentaires). En Antarctique (fig. 5.17-b), l'impact semble être du même ordre. Enfin, au niveau des volumes (fig. 5.17-c), la différence entre PH2 et PH3 n'est pas très importante, mais elle s'interprète facilement en gardant à l'esprit que le taux de croissance pour la glace fine diminue fortement avec l'épaisseur.

## 5.4 Conclusion

Les expériences de sensibilité sur les forçages ont permis de tirer quelques conclusions importantes :

- Des données de température de l'air à 2 m de bonne qualité sont primordiales pour modéliser correctement les étendues et volumes de banquise; en revanche une précision moins grande pour les autres forçages n'altère pas significativement les résultats obtenus.
- Les données utilisées ne sont pas à incriminer pour ce qui concerne le déclenchement de la convection océanique excessive notée autour de l'Antarctique dans CTL et CMP : elle apparaît en effet trop tôt dans toutes les expériences de sensibilité aux forçages.

Par ailleurs, les expériences de sensibilité PH1 et PH2 mettent bien en évidence le rôle important que tient le flux d'eau douce en surface parmi les facteurs déclenchant la convection profonde; celle-ci ne doit pas être trop violente afin de ne pas surestimer la formation des masses d'eau océaniques profondes et de fond, et de ne pas provoquer une fonte irréaliste de la banquise; il ne faut pas la sous-estimer non plus, comme c'est le cas dans PH1 et surtout PH2, sans quoi les formations de masses d'eau s'en trouvent affectées. Un schéma de convection sous-maille implantable dans un modèle de circulation océanique de grande échelle devrait mieux gérer mieux la convection profonde que l'ajustement convectif actuellement disponible dans OPA.

# Conclusion

La glace de mer est une composante importante mais complexe du système climatique global; or, le milieu polaire auquel elle appartient reste en général assez mal connu et peu exploré. La difficulté d'accès de ces régions, surtout pour ce qui concerne l'Antarctique, et l'hostilité du milieu font que les campagnes d'observations y sont rares et coûteuses. Or, la communauté scientifique dispose depuis le début des années 70 d'un outil remarquable qui est l'observation de la banquise par satellite: ce type d'acquisition de données permet d'effectuer un suivi des concentrations de la banquise au jour le jour et, plus récemment, d'en déduire la dynamique de la glace de mer par des traitements de données appropriés. Actuellement, des travaux de recherche en cours laissent également entrevoir la possibilité d'en retirer l'épaisseur de la banquise. Ce nouveau mode d'observation a permis d'effectuer d'énormes progrès en matière de modélisation des couvertures englacées depuis bientôt trois décennies.

Mais, comme on l'a souligné, l'évolution saisonnière de la banquise reste profondément liée à la structure des océans sous-jacents, particulièrement en Antarctique. Or, la connaissance que nous avons de la structure de ces mers australes reste encore aujourd'hui mal établie: s'il est permis de penser que les modèles de circulation générale océanique actuels rendent correctement compte de la réalité dans les régions tropicales et tempérées, en revanche certains mécanismes physiques propres aux régions polaires restent peu connus donc mal appréhendés par ces modèles.

Ce travail a tenté d'apporter une contribution à l'étude des interactions océan-glace et a permis de mettre en lumière quelques améliorations possibles concernant notamment le modèle d'océan utilisé. Ces conclusions représentent l'aboutissement du cheminement suivant :

- **Développement du modèle de banquise Gelato\***. Comme cet acronyme l'indique, il s'agit avant tout d'un modèle expérimental permettant de tester aisément la pertinence de diverses paramétrisations liées à la banquise dans un cadre couplé.

Plusieurs paramétrisations, étudiées en général séparément dans la littérature (évolution de la couche de neige recouvrant la glace, redistribution, physique multiple...) ont été introduites dans le modèle de glace. Sa structure informatique très souple permet d'ailleurs d'accueillir de nouveaux développements : on peut penser par exemple au traitement de l'évolution de la salinité de la banquise, dont le rôle a été négligé dans ce travail, ou au remplacement de la dynamique actuelle par une formulation de type granulaire. Par ailleurs, puisque Gelato permet de traiter un nombre quelconque de types de banquise, il serait simple de prendre en compte différentes sortes de glace de mer non plus seulement en fonction de leur épaisseur, mais par exemple selon leur nature physique, leur âge ou leur cohésion. Le fait de pouvoir tester facilement diverses paramétrisations physiques devrait par ailleurs permettre d'apporter une contribution à la mise en place d'un nouveau modèle de banquise « communautaire<sup>9</sup> », même s'il est assez différent de Gelato.

- **Mise en place du couplage océan-glace-atmosphère.** Gelato existe actuellement sous la forme d'un modèle indépendant, mais il en existe aussi une version identique du point de vue de la physique, mais imbriquée dans l'architecture du modèle OPA sous forme d'un appel de type « subroutine » Fortran. Cette structure a été mise en place dans le cadre d'un couplage avec Arpège-Climat<sup>10</sup> version 3; les premiers essais effectués avec ce modèle (fin 1999) ont permis d'améliorer la formulation du couplage océan-glace, et les résultats obtenus actuellement par l'utilisation de cette nouvelle structure semblent confirmer la validité du couplage océan-glace présenté dans ce travail.
- **Développement du module Bulky.** À notre connaissance, Bulky a été le cadre de la première adaptation à la grande échelle des calculs de flux océan-atmosphère selon les méthodes proposées par Dupuis *et al.* (1997) et Yelland et Taylor (1996), mises au point suites aux campagnes de mesure SOFIA et SEMAPHORE. En revanche, il convient de souligner que le schéma de calcul du flux solaire utilisé dans Bulky pour cette étude semble bien adapté aux régions polaires, même s'il reste à améliorer dans le cas des régions tropicales.

---

9. C'est-à-dire utilisé par la communauté de recherche informelle franco-belge « GASTON » (Glace et Atmosphère Sur Terre et Océan Numériques). Ce projet est actuellement en cours de développement au LODYC (Laboratoire d'Océanographie DYnamique et de Climatologie, Paris) et à l'UCL (Université Catholique de Louvain, Louvain-la-Neuve, Belgique).

10. Le modèle de circulation générale atmosphérique de Météo-France.

- **Modifications du modèle OPA.** Le développement du couplage d'OPA avec Gelato représente la partie la plus délicate de ce travail de thèse, qui a nécessité de nombreux essais de formulations différentes. Ce couplage devait en effet respecter divers critères : conservation de l'énergie du système global océan-glace au moment du couplage, stabilité numérique, respect de la physique des deux modèles en jeu et, si possible simplicité.

Les simulations numériques mises en place avec le système obtenu ont fait apparaître des points forts du modèle couplé, mais aussi des faiblesses, qui ouvrent autant de portes à de futures thématiques de recherche. La simulation des caractéristiques générales de la couverture de glace en Arctique représente l'un de ces points forts, ainsi que la représentation de la convection en Atlantique Nord par le modèle d'océan. En Antarctique, le problème lié à la convection excessive doit être résolu pour parvenir à une meilleure simulation de la couverture de banquise : une étude visant à remplacer le schéma d'ajustement convectif d'OPA par une modélisation de la convection en tant que processus sous-maille est prévue très prochainement. Par ailleurs, de nouvelles simulations utilisant des jeux de données atmosphériques plus cohérents et plus récents pourraient aider à dissiper certains biais observés du modèle couplé (fonte de la neige insuffisante en Arctique central, retrait de la glace trop limité en mer de Kara, excès de banquise dans l'Est de la mer de Weddell en hiver...).



# Annexe A

## Glossaire : la glace de A à Z

**Anticyclonique** (*adjectif*) : se dit d'une circulation (de glace, de courants océaniques par exemple) s'effectuant dans le sens des aiguilles d'une montre dans l'hémisphère nord, et dans le sens inverse des aiguilles d'une montre dans l'hémisphère sud (contraire : « cyclonique »).

**Banquise** (*ou « glace de mer »*) : glace se formant à la surface de l'océan par congélation de l'eau de mer. À ne pas confondre avec les calottes glaciaires, qui sont des glaces continentales se formant par suite d'une accumulation de neige puis de sa transformation progressive en glace par compression. Voici d'ailleurs un exemple d'une telle confusion, donné par une dépêche de l'AFP (où le journaliste tente de résumer des conclusions sur l'évolution possible de la *banquise* au siècle prochain) :

*OSLO (AFP) - La glace de l'Arctique aura complètement fondu avant la fin du siècle, un phénomène qui aura des conséquences sur le niveau des océans et met en danger la survie des espèces polaires, mais qui ouvre aussi la voie à de nouvelles opportunités économiques, selon une étude de deux géophysiciens norvégiens.*

*“Si la fonte de la glace, tant en épaisseur qu'en superficie, ne ralentit pas, c'est un fait établi que la glace de l'Arctique disparaîtra au cours de ce siècle”, soulignent Lars Smedsrud et Tore Furevik dans un article du magazine Cicerone publié par le Centre norvégien de recherche sur le climat (Cicero).*

*S'appuyant sur différentes recherches, les deux chercheurs expliquent que*

*l'épaisseur de la calotte glaciaire diminue de près de 15 % tous les dix ans en raison du réchauffement de la planète. La disparition totale de la glace aura des “conséquences dramatiques” sur la faune locale, notamment sur le mode de vie des ours polaires, des phoques et des morses, affirment-ils. Du point de vue économique, cela pourrait cependant permettre d'établir une route maritime entre l'Europe et l'Asie via l'océan Arctique, de découvrir de nouveaux champs d'hydrocarbures ainsi que de nouvelles zones pour la pêche, ajoutent-ils.*

*“Il est encore trop tôt pour dire que les changements observés dans l'Arctique sont dus à un réchauffement d'origine humaine mais tout nous indique que tel est le cas”, précisent encore MM. Smedsrud et Furevik.*

On comprend bien que c'est bien de banquise dont il s'agit, mais le texte est tourné de telle manière que le lecteur pourra facilement penser que l'on traite ici des 2 à 3 km de glace *continentale* qui recouvrent la plus grande partie de l'Antarctique et du Groenland, notamment parce que le terme de « calottes glaciaires » est indûment employé. Par ailleurs, le fait d'évoquer une probable variation du « niveau des océans » renforce la confusion, car cela laisse entendre que ce niveau va s'élever [globalement] par suite d'un apport massif d'eau lié à la fonte totale des glaces arctiques, ce qui est inexact. En effet, si l'on fait fondre des glaçons totalement dans un verre d'eau, le niveau de l'eau entre le début et la fin de l'expérience n'a rigoureusement pas varié...

En toute rigueur, une possible disparition de banquise pourrait cependant modifier la circulation océanique, donc la répartition des anomalies de hauteur dynamiques de l'océan, mais le volume de celui-ci ne variera aucunement. En revanche, si l'on suppose que le changement climatique actuel va dans le sens d'un réchauffement (ce qui est couramment admis), on assistera à des déchargements d'*icebergs* plus importants à partir des réserves d'eau douce que représentent les calottes antarctique et groënlandaise. C'est ce phénomène qui entraîne une élévation du niveau des océans.

Dans ce travail, il est implicitement sous-entendu que la banquise, souvent désignée par les termes de « glace de mer » ou même simplement « glace » comporte en fait une couche de glace, surmontée d'une couche de neige (qui s'est formée suite aux épisodes neigeux successifs). Cette réalité sera rappelée en abordant les thèmes de la formation de glace blanche ou de la conduction verticale de la chaleur...

**Barotrope** (*adjectif*) : dans le cas de l'océan, se dit d'une grandeur ne variant pas avec la profondeur. Ainsi, la fonction de courant intégrée sur la verticale peut être également qualifiée de « barotrope ».

**Bathymétrie** : topographie du fond des océans.

**Boréal** (*adjectif*) : relatif à l'hémisphère nord (par opposition à « austral »).

**Catabatique** : propre à un vent descendant une pente.

**Concentration** (*ici de la glace de mer*) : pour un domaine océanique donné, la concentration de la glace de mer mesure la fraction de ce domaine qui est recouverte de banquise. Par exemple, si l'on considère un domaine océanique de 100 km<sup>2</sup> dans lequel on observe 85 km<sup>2</sup> de banquise, on dira que la concentration de celle-ci est de 0,85 ou 85 %.

**Chenaux** : zones d'eaux libres généralement étroites et allongées au sein de la banquise. Leur échelle de taille s'échelonne de quelques mètres à plusieurs kilomètres.

**Crêtage** : Formation de crêtes linéaires par suite de mouvements convergents de la

banquise « épaisse » (typiquement à partir de quelques dizaines de cm). La crête la plus épaisse jamais mesurée faisait 47 m (Kovacs *et al.*, 1973); par comparaison, parmi toutes les observations d'épaisseurs de blocs de banquise *n'ayant jamais subi d'efforts mécaniques*, le maximum relevé était de 13 m (Lyon, 1961).

**Cyclonique** (*adjectif*) : se dit d'une circulation (de glace, de courants océaniques par exemple) s'effectuant dans le sens inverse des aiguilles d'une montre dans l'hémisphère nord, et dans le sens des aiguilles d'une montre dans l'hémisphère sud (contraire : « anti-cyclonique »).

**Diapycnal** (*adjectif*) : selon une direction orthogonale aux isopycnes (surfaces d'isodensité). Le mélange diapycnal reste faible dans la plus grande partie des océans, car ceux-ci présentent généralement une stratification en densité. Cela n'est en revanche pas vérifié notamment autour de l'Antarctique, où l'océan présente une structure en densité plus homogène.

**Extension** (*de la banquise*) : elle est définie en référence à un seuil de concentration de banquise  $f_0$ . Pour un domaine océanique donné, l'extension sera ici par exemple l'aire de la région de ce domaine où la concentration de la glace est supérieure à  $f_0$ . Sur la figure

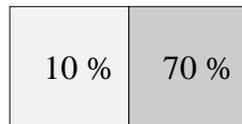


FIG. A.1 - Exemple de région englacée.

A.1, si l'on suppose que chaque carré a une surface de  $100 \text{ km}^2$ , et que l'extension de la glace est définie au seuil de 15 % de concentration, on ne compte qu'un seul carré englacé à plus de 15 %, donc l'extension vaut  $100 \text{ km}^2$ . Dans l'ensemble de la présente étude, et sauf mention contraire, l'extension de la glace de mer est toujours définie par rapport à un seuil de 15 %. Dans la pratique, l'extension totale de la banquise sur tout le domaine arctique ou antarctique est *toujours supérieure à la surface de celle-ci*, car la plus grande partie de la couverture glacée a une concentration supérieure à 15 %.

**Feuilletage** : ce phénomène se définit comme l'empilement de deux surfaces de banquise fine (en général moins de 25 cm d'épaisseur), l'une des deux surfaces glissant sous l'autre sous l'effet d'efforts convergents.

**Gelato** : (Anglais) : Global Experimental Leads and sea ice model for ATmosphere and Ocean / (Français) = Glace Et Leads pour ATmosphère et Océan.

**Géostrophique** : adjectif qualifiant un état d'équilibre entre les gradients horizontaux de pression et les forces de Coriolis dans l'océan.

**Glace de mer** : voir Banquise.

**Gyres** : organisation de courants au sein desquelles les eaux océaniques décrivent de grandes boucles horizontales.

**Halocline** : couche de l'océan où existent de forts gradients verticaux de salinité.

**Ice Shelf** (*anglais*) : se traduit par le terme Français moins usité « de plateau de glace », d'après la classification des glaces de l'Organisation Météorologique Mondiale (OMM).

**Inlandsis** : (*litt.* en Norvégien « *glace de l'intérieur des terres* »). Vaste glacier des hautes latitudes (Antarctique, Groenland), masquant le relief sous-jacent (*Dictionnaire « Le Larousse »*).

**Méridien** (*adjectif*) : Une vitesse méridienne est parallèle à un méridien donné; une coupe méridienne représente une coupe à latitude constante.

**Non-solaire** (*flux ~*) : flux englobant la rayonnement infrarouge (plus de  $3\text{-}4\ \mu\text{m}$ ), la chaleur latente et la chaleur sensible. Le flux radiatif lié à la fonte des précipitations solides sur une surface liquide, ou à la congélation de pluie tombant sur une surface glacée est parfois également compté dans le flux non-solaire, mais dans cette étude ce flux est pris en compte séparément.

**NSIDC** : *National Snow and Ice Data Center*, Université de Boulder, Colorado, États-Unis.

**OPA** : *Océan PARallélisé*, modèle de circulation générale océanique, développé au LODYC (Laboratoire d'Océanographie DYnamique et de Climatologie, Paris).

**Polynies** : Régions non-englacées au sein d'un pack glaciaire, plus étendues que les chenaux, elles peuvent atteindre quelques milliers de kilomètres carrés.

**PSU** : (Anglais) = Practical Salinity Unit. Cette unité mesure la concentration en sel dissout dans l'eau de mer. Une salinité de 35 PSU signifie en fait que l'eau en question contient 35 pour mille de sel, soit 35 g/kg.

**Rhéologie** : type de formulation mathématique utilisée pour décrire le tenseur des contraintes dans un pack de banquise. Ce tenseur des contraintes est sensé décrire la nature des interactions entre divers éléments de banquise (« frottements »). On parle ainsi par exemple de rhéologie *free drift* (« dérive libre » en Anglais), où ces contraintes sont simplement négligées, de rhéologie visco-plastique, cavitative...

**Solaire** (*flux ~*) : flux de chaleur radiatif émis par le soleil, comprenant les rayonnements

visibles (0,2-0,75  $\mu\text{m}$ ), des rayonnements dans le proche infrarouge (moins de 3-4  $\mu\text{m}$ ) et un peu d'ultraviolet.

**SST** (*Anglais*): Sea Surface Temperature, i.e. Température de Surface Surface de la Mer, qui correspond à l'acronyme moins couramment utilisé TSM.

**Subsidence**: Lent affaissement d'une masse d'air sur une région.

**Surface** (de la banquise): désigne la surface réelle de banquise dans un domaine donné, à ne pas confondre avec l'extension de banquise également définie dans ce glossaire. Sur la figure A.1, si l'on suppose que chaque carré a une surface de 100  $\text{km}^2$ , la surface de banquise sera donc ici  $100(0,1 + 0,70) = 80 \text{ km}^2$ .

**Sverdrup (Sv)**: unité couramment utilisée en océanographie, valant  $10^6 \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$  ou encore  $3,156 \cdot 10^4 \text{ km}^3/\text{an}$ . À l'inverse,  $1 \text{ km}^3/\text{an} = 31,69 \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$  ou  $3,169 \cdot 10^{-5} \text{ Sv}$ .

**Thermocline**: couche de l'océan où existent de forts gradients verticaux de température.

**Tundra**: (*mot d'origine lapone*). Steppe de la zone arctique, dont le sol est gelé en profondeur une partie de l'année, et qui est caractérisée par des associations végétales de mousses et de lichens, des bruyères et quelques herbacées (*Dictionnaire « Le Robert »*).

**Transpolaire** (*dérive*  $\sim$ ): se dit de la dérive de la glace en Arctique central, qui part des côtes nord de la Sibérie, traverse le pôle et poursuit jusqu'au Détroit de Fram (entre le Groenland et le Spitzberg).

**Upwelling** (*anglais*): terme employé pour désigner une remontée d'eau vers la surface de l'océan. Par exemple, on parle « d'upwelling équatorial », notamment dans l'océan Indo-Pacifique, où les vents sont généralement divergents à la surface de l'océan, au niveau de l'équateur. La circulation océanique de surface répond à ce forçage par une circulation également divergente. Cela implique nécessairement un mouvement compensatoire d'eaux de subsurface, qui remontent à la surface.

**Zonal** (*adjectif*): Une vitesse zonale est portée par un cercle de latitude; une moyenne zonale désigne la moyenne d'une grandeur sur un cercle de latitude.

**Zone** (*Marginal Ice*  $\sim$ ): (en Anglais MIZ). Ce terme n'est pas clairement défini mais la définition la plus souvent admise est celle de Wadhams: « région de la couverture englacée se trouvant suffisamment proche de l'océan libre [de glace] pour en subir l'influence ». En hiver boréal, la MIZ en Atlantique Nord à l'est du Groenland part de la côte sud-est du Groenland, monte jusqu'au Spitzberg, est rejeté par le Gulf Stream non loin de la Nouvelle Zemble puis redescend vers le sud jusqu'à la péninsule de Kola.



# Annexe B

## La théorie de la redistribution

### B.1 Introduction

La notion de redistribution de glace par épaisseurs a été introduite par Thorndike *et al.* (1975). Dans toute cette annexe,  $\mathbf{u}$  désignera la vitesse de la banquise à l'échelle du continu. En réalité, la quantité jouant le rôle le plus important dans la suite est la divergence de ce champ de vitesse, notée  $\nabla \cdot \mathbf{u}$ . On verra qu'il est possible de paramétriser les phénomènes de redistribution, typiques de l'échelle fine, en fonction de la valeur de cette divergence du pack à grande échelle. En récrivant l'équation 2.3 page 46 dans le cas de la densité de probabilité en épaisseur de la banquise  $g$  (définie au chapitre 1 par l'équation 1.1 page 22), pour toute épaisseur de glace  $h$ , il vient :

$$\frac{dg(h)}{dt} = -\nabla \cdot [g(h)\mathbf{u}] + \Theta(h) \frac{\partial g(h)}{\partial t} + \psi(h), \quad (\text{B.1})$$

où  $\psi(h)$  représente le terme de redistribution de la glace. En intégrant (B.1) sur tout le spectre des épaisseurs de glace (l'intégrale de  $g$  sur ce domaine vaut 1), on obtient :

$$\int \psi(h) dh = \nabla \cdot \mathbf{u}. \quad (\text{B.2})$$

Par ailleurs, la redistribution n'étant qu'un réarrangement de blocs de glace, elle ne modifie pas le volume de banquise par unité de surface, ce que l'on traduit par :

$$\int h\psi(h) dh = 0. \quad (\text{B.3})$$

## B.2 La cinématique de la glace

Quelle que soit la nature du mouvement du pack de banquise à grande échelle, convergent avec  $\nabla \cdot \mathbf{u} < 0$  ou au contraire divergent, il existe la fois des mouvements de banquise divergents et convergents à petite échelle. On note respectivement  $\mathcal{O}$  et  $\mathcal{C}$  l'ouverture et la fermeture totales du pack. L'ouverture totale se définit comme la résultante de l'ouverture à petite échelle,  $o$  et de la divergence à grande échelle si le mouvement général est divergent. Au contraire, la fermeture totale s'écrit comme la somme de la fermeture à petite échelle  $c$  et de la divergence à grande échelle si le mouvement global est convergent. Cela peut s'écrire :

$$\mathcal{O} = H(\nabla \cdot \mathbf{u}) \nabla \cdot \mathbf{u} + o \quad (\text{B.4})$$

$$\mathcal{C} = [1 - H(\nabla \cdot \mathbf{u})] \nabla \cdot \mathbf{u} + c, \quad (\text{B.5})$$

où  $H$  désigne la fonction de Heaviside (voir page 53). Par convention, les fermetures de petite et grande échelle seront toujours prises négatives, tandis que les ouvertures se compteront positivement. En suivant Erlingsson (1993), on paramétrise respectivement l'ouverture et la fermeture à petite échelle par  $o = r' |\nabla \cdot \mathbf{u}|$  et  $c = -r' |\nabla \cdot \mathbf{u}|$ ,  $r'$  désignant le coefficient d'ouverture/fermeture relative. La paramétrisation proposée pour  $\mathcal{O}$  et  $\mathcal{C}$  respecte l'égalité :

$$\mathcal{O} + \mathcal{C} = \nabla \cdot \mathbf{u}. \quad (\text{B.6})$$

En terme de variables adimensionnelles, (B.6) devient :

$$\mathcal{O}' + \mathcal{C}' = 2H(\nabla \cdot \mathbf{u}) - 1, \quad (\text{B.7})$$

où l'on a supposé que  $\mathcal{O} = |\nabla \cdot \mathbf{u}| \mathcal{O}'$  et  $\mathcal{C} = |\nabla \cdot \mathbf{u}| \mathcal{C}'$ ; ici  $\mathcal{O}'$  et  $\mathcal{C}'$  correspondent aux coefficients d'ouverture et fermeture relative de la banquise. En utilisant (B.7), et la définition de la fonction de Heaviside, il vient les expressions suivantes, valides que le mouvement soit convergent ou divergent :

$$\mathcal{O}' = H(\nabla \cdot \mathbf{u}) + r' \quad (\text{B.8})$$

$$\mathcal{C}' = H(\nabla \cdot \mathbf{u}) - 1 - r'. \quad (\text{B.9})$$

En se fondant sur des observations effectuées en Arctique central, Erlingsson (1993) a obtenu une valeur de 1,2 pour le coefficient  $r'$ .

## B.3 La fonction de redistribution des épaisseurs

La fonction adimensionnelle  $w$  sera désormais utilisée pour écrire  $\psi$ . Elle comporte un terme d'ouverture de chenaux, que l'on va isoler en le notant  $w_o$ , et un terme de fermeture, lui-même décomposé en deux fonctions  $w_{ra}$  et  $w_{ri}$  traduisant deux phénomènes distincts : le feuilleteage et le crêtage<sup>1</sup>. On suppose que le feuilleteage ne peut concerner que la glace d'épaisseur  $h \leq h_0$ , et que le crêtage s'applique à de la glace telle que  $h_0 < h \leq h_s$ . On pose :

$$\psi(h) = |\nabla \cdot \mathbf{U}| w(h), \quad (\text{B.10})$$

où l'on décompose donc  $w$  en trois fonctions :

$$w(h) = w_o(h) + w_{ri}(h) + w_{ra}(h), \quad (\text{B.11})$$

en respectant deux conditions, l'une sur la somme des mouvements convergents de petite échelle, l'autre sur la conservation du volume de glace par unité de surface :

$$\int w_{ra}(h)dh + \int w_{ri}(h)dh = \mathcal{C}', \quad (\text{B.12})$$

$$\int hw_{ra}(h)dh = \int hw_{ri}(h)dh = 0. \quad (\text{B.13})$$

En faisant l'hypothèse que les contributions respectives du feuilleteage et du crêtage à la fermeture totale du pack sont proportionnelles à la fraction de glace concernée par ces phénomènes, on obtient :

$$\int w_{ra}(h)dh = \mathcal{C}' \int_0^{h_0} g(h)dh \quad (\text{B.14})$$

$$\int w_{ri}(h)dh = \mathcal{C}' \int_{h_0}^{\infty} g(h)dh. \quad (\text{B.15})$$

À ce stade, on dispose de tous les éléments nécessaires à la détermination de la fonction  $w$  à partir de ses trois composantes :

- **Ouverture de chenaux** : ce phénomène concerne de la glace de toutes épaisseurs ; lorsqu'un chenal est créé au sein d'un pack de banquise, on considère qu'il se forme de la glace d'épaisseur nulle. La répartition des autres catégories de glace ne varie

---

1. respectivement appelés « *rafting* » et « *ridging* » en Anglais

pas;  $w_o$  est donc proportionnelle à une fonction de Dirac en zéro :

$$w_o(h) = \alpha \delta_0(h),$$

avec la condition :

$$\mathcal{O}' = \int w_o(h) dh = \alpha \int \delta_0(h) dh = \alpha.$$

On obtient alors :

$$w_o(h) = \mathcal{O}' \delta_0(h), \quad (\text{B.16})$$

et cela ne conduit à aucune modification du volume de glace par unité de volume, puisque l'on a bien :

$$\int h w_o(h) dh = 0.$$

- **Feuilletage** : la première des deux formes possibles de fermeture, qui concerne de la banquise d'épaisseur  $h$  telle que  $0 \leq h \leq h_0$ . Ce phénomène crée de la banquise d'épaisseur  $h$  à partir de glace telle que  $h/2 < h_0$ , mais en détruit également par empilement. Cela peut s'exprimer de la manière suivante :

$$w_{ra}(h) = -\mathcal{C}' \left[ \beta_{ra}^+ \frac{g(h/2)}{2} H(h_0 - h/2) - \beta_{ra}^- g(h) H(h_0 - h) \right],$$

où le premier terme traduit la création de glace par feuilletage, et le second terme prend en compte la disparition d'une épaisseur de banquise par le même phénomène. En récrivant la conservation de la surface et du volume de glace (équations B.13 et B.14), on obtient facilement :

$$\begin{aligned} (2\beta_{ra}^+ - \beta_{ra}^-) \int_0^{h_0} h g(h) dh &= 0, \\ (\beta_{ra}^+ - \beta_{ra}^-) \int_0^{h_0} g(h) dh &= - \int_0^{h_0} g(h) dh, \end{aligned}$$

d'où les coefficients  $\beta_{ra}^+$  et  $\beta_{ra}^-$ , puis la forme finale de  $w_{ra}(h)$  :

$$w_{ra}(h) = -\mathcal{C}' \left[ \frac{g(h/2)}{2} H(h_0 - h/2) - 2g(h) H(h_0 - h) \right]. \quad (\text{B.17})$$

- **Crêtage** : ce mode de redistribution agit sur la glace dont l'épaisseur  $h$  est strictement supérieure à  $h_0$ . Il se forme alors de la glace d'épaisseur  $kh$ , avec  $k > 2$ . En résumé, d'une part de la glace d'épaisseur  $h$  peut se former par crêtage si  $h_0 < h/k$ ;

d'autre part, ce phénomène peut participer à la destruction de banquise d'épaisseur  $h$  dans la mesure où  $h_0 < h$ . Des considérations analogues à celles du point précédent sur le feuilletage conduisent à l'expression suivante pour  $w_{ri}$  :

$$w_{ri}(h) = -\mathcal{C}' \left[ \frac{g(h/k)}{k(k-1)} H(h/k - h_0) - \frac{k}{k-1} g(h) H(h - h_0) \right]. \quad (\text{B.18})$$

Les trois fonctions  $w_o$ ,  $w_{ra}$  et  $w_{ri}$  ayant été déterminées, la théorie présentée ici permet de déterminer la fonction de redistribution  $\psi$  à partir des équations B.10 et B.11.



# Annexe C

## Constantes et paramètres utilisés dans le modèle

À la rédaction du document de thèse, les valeurs de certaines constantes ont été volontairement passées sous silence pour alléger l'écriture. Sauf omission, elles doivent être disponibles ici. En revanche, certains paramètres ont été précisés dans l'ouvrage, mais il n'est pas toujours facile de les retrouver, c'est pourquoi ils sont regroupés ici (sous forme de deux tableaux).

Quantité	Symbole	Valeur / Expression	Unité
Accélération de la gravité sur Terre	$g$	9,81	$\text{m.s}^{-2}$
Albédo de la glace nue non fondante	$\alpha_i$	0,71	–
Albédo de la glace nue fondante	$\alpha_i^m$	0,50	–
Albédo minimum de la neige	$\alpha_s^{min}$	0,50	–
Albédo maximum de la neige	$\alpha_s^{max}$	0,85	–
Albédo de l'eau	$\alpha_w$	0,065	–
Angle de dérive de couche limite océanique	$\theta_w$	$\pm 25$ (p.60)	$^\circ$
Chal. lat. standard de fusion de la glace	$L_i^{f,0}$	$3,02.10^8$	$\text{J.m}^{-3}$
Chal. lat. standard de subl. de la glace/neige	$L_{i,s}^v$	$2,834.10^6$	$\text{J.kg}^{-1}$
Chal. lat. standard de vap. de l'eau pure	$L_w^v$	$2,5.10^6$	$\text{J.kg}^{-1}$
Chal. spéc. de l'air sec (pres. constante)	$C_{p,a}$	1004	$\text{J.K}^{-1}.\text{kg}^{-1}$
Chal. spéc. de l'eau de mer	$C_{p,w}$	4000	$\text{J.K}^{-1}.\text{kg}^{-1}$
Chal. spéc. de la glace de mer	$C_{p,i}$	2093	$\text{J.K}^{-1}.\text{kg}^{-1}$
Chal. spéc. de la neige	$C_{p,s}$	2093	$\text{J.K}^{-1}.\text{kg}^{-1}$

Quantité	Symbole	Valeur / Expression	Unité
Coefficient de diffusion latérale	$A_l^l$	2000	$\text{m}^2.\text{s}^{-1}$
Coefficient de viscosité latérale	$A_l^U$	40000	$\text{m}^2.\text{s}^{-1}$
Coefficient de traînée glace-eau	$C_{wi}^d$	0,0055	–
Conductivité thermique de la glace de mer	$k_i$	2,04	$\text{W}.\text{m}^{-1}.\text{K}^{-1}$
Conductivité thermique de la neige	$k_s$	éq. 2.2.4 p. 50	$\text{W}.\text{m}^{-1}.\text{K}^{-1}$
Constante des gaz pour l'air sec	$R$	287	$\text{Pa}.\text{K}^{-1}.\text{kg}^{-1}.\text{m}^3$
Const. de rappel en sel (surface océanique)	$\tau_r$	1	mois
Constante solaire	$S_0$	1365	$\text{W}.\text{m}^{-2}$
Constante de Stefan-Boltzman	$\sigma$	$5,67.10^{-8}$	$\text{W}.\text{m}^{-2}.\text{K}^{-4}$
Émissivité de l'eau	$\varepsilon_w$	0,96	–
Émissivité de la neige/glace	$\varepsilon_{i,s}$	0,97	–
Masse vol. standard de l'eau de mer	$\rho_w^0$	1020	$\text{kg}.\text{m}^{-3}$
Masse vol. standard de l'eau pure	$\rho_{fw}^0$	1000	$\text{kg}.\text{m}^{-3}$
Masse vol. de la glace de mer	$\rho_i$	910	$\text{kg}.\text{m}^{-3}$
Masse vol. de la neige fraîche	$\rho_s^{min}$	50	$\text{kg}.\text{m}^{-3}$
Masse vol. maximale de la neige	$\rho_s^{max}$	300	$\text{kg}.\text{m}^{-3}$
Paramètre de pression de la glace (page 60)	$C^*$	20	–
Paramètre de pression de la glace (page 60)	$P^*$	2750	$\text{N}.\text{m}^{-2}$
Pont de fusion de la glace de mer	$T_i^m$	273,05	K
Pas de temps du modèle Bulky (ici)	$\Delta t_a$	86400	s
Pas de temps du couplage (ici)	$\Delta t_c$	86400	s
Pas de temps du modèle Gelato (ici)	$\Delta t_i$	86400	s
Pas de temps du modèle OPA (ici)	$\Delta t_o$	5760	s
Point de congélation de l'eau de mer	$T_f$	éq. 2.1 page 32	$^{\circ}\text{C}$
Rapp. masses mol. de la vap. d'eau/air sec	$\varepsilon$	0,622	–
Salinité de la glace de mer	$S_i$	6	psu
Vitesse angulaire de rot. de la Terre	$\Omega$	$7,29.10^{-5}$	$\text{s}^{-1}$

# Références bibliographiques

Berliand, M., and T. Berliand, Determining the net long-wave radiation of the Earth with consideration of the effect of cloudiness, *Isv. Akad. Nauk. SSSR Ser. Geofis*, 1, 1952.

Blanke, B., *Couche de mélange dans un modèle tropical de circulation générale océanique*, Ph.D. thesis, Thèse de l'Université Paris VI, France, 1992.

Bougeault, P., and P. Lacarrère, Parameterization of orography induced turbulence in a mesobeta-scale model, *Monthly Weather Review*, 117, 1872–1890, 1989.

Bourke, R. H., and R. P. Garret, Sea ice thickness distribution in the Arctic Ocean, *Cold Regions Sci. Technol.*, 13, 259–280, 1987.

Brown, J., A. Colling, D. Park, J. Phillips, D. Rothery, and J. Wright, *Ocean Circulation*, Pergamon Press, The Open University, 1993.

Buck, A. L., New equations for computing vapor pressure and enhancement factor, *J. Appl. Meteor.*, pp. 1527–1532, 1981.

Cavalieri, D. J., and C. L. Parkinson, Large-scale variations in observed Antarctic sea ice extent and associated atmospheric conditions, *Monthly Weather Review*, 109, 2323–2336, 1981.

Colony, R., and A. S. Thorndike, An estimate of the mean field of Arctic sea ice motion, *J. Geophys. Res.*, 89(C6), 10623–10629, 1984.

Colony, R., and A. S. Thorndike, Sea ice motion as a drunkard's walk, *J. Geophys. Res.*, 90(C1), 965–974, 1985.

Crutcher, H. L., and J. M. Meserve, Selected level heights, temperatures and dew points for the Northern Hemisphere, *Tech. Rep. NAVAIR 50-1C-52 Revised*, Naval Weather Service, Washington D.C., 1970.

- Dickson, R. R., and J. Brown, The production of North Atlantic Deep Water: Sources, rates, and pathways, *J. Geophys. Res.*, *99*(C6), 12,319–12,341, 1994.
- Douville, H., J. F. Royer, and J. F. Mahfouf, A new snow parameterization for the Météo-France climate model, *Climate Dynamics*, *12*, 21–35, 1995.
- Dupuis, H., P. K. Taylor, A. Weill, and K. Katsaros, Inertial dissipation method applied to derive turbulent fluxes over the ocean during the Surface of the Ocean, Fluxes and Interactions with the Atmosphere/Atlantic Stratocumulus Transition EXperiment (SOFIA/ASTEX) and Structure des Échanges Mer-Atmosphère, Propriétés des Hétérogénéités Océaniques: Recherche Expérimentale (SEMAPHORE) experiments with low to moderate wind speeds, *J. Geophys. Res.*, *102*(C9), 21115–21129, 1997.
- Emery, W. J., C. W. Fowler, and J. A. Maslanik, Satellite-derived maps of Arctic and Antarctic sea ice motion: 1988 to 1994, *Geophysical Research Letters*, *24*(8), 897–900, 1997.
- Erlingsson, B., The stress strain-rate relations for ice and the associated thickness redistribution function., Draft, 1993.
- Fichefet, T., and M. A. Morales-Maqueda, Sensitivity of a large-scale sea ice-upper ocean model to uncertainties in the atmospheric forcing, in *Proceedings of the ACSYS Conference on the Dynamics of the Arctic Climate System (Göteborg, Sweden, 7-10 November 1994)*, edited by WCRP, vol. WCRP-94/WMO/TD-No. 760, 1994.
- Fichefet, T., and M. A. Morales-Maqueda, Sensitivity of a global sea ice model to the treatment of ice thermodynamics and dynamics, *J. Geophys. Res.*, *102*(C6), 12609–12646, 1997.
- Fischer, H., and P. Lemke, On the required accuracy of atmospheric forcing fields for driving dynamic-thermodynamic sea ice models, in *The Polar Oceans and their role in shaping the global environment*, edited by Johannessen, O. M., R. D. Muench, and J. E. Overland, pp. 373–381, American Geophysical Union, 1994.
- Gaspar, P., Y. Grégoris, and J.-M. Lefevre, A simple kinetic energy model for simulation of the oceanic vertical mixing: Tests at Station Papa and long-term upper ocean study site, *J. Geophys. Res.*, *95*(C9), 16179–16193, 1990.
- Gill, A. E., *Atmosphere-Ocean Dynamics*, Academic Press, San Diego, 1982.

Gloersen, P., W. J. Campbell, D. J. Cavalieri, J. C. Comiso, C. L. Parkinson, and H. J. Zwally, *Arctic and Antarctic sea ice, 1978–1987*, National Aeronautics and Space Administration, Washington, D.C., 1992.

Goosse, H., *Modelling the large-scale behaviour of the coupled ocean-sea ice system*, Ph.D. thesis, Faculté des Sciences Appliquées, Université Catholique de Louvain, Belgique, 1998.

Gordon, A. L., and B. A. Huber, Southern Ocean winter mixed layer, *J. Geophys. Res.*, *95*(C7), 11665–11672, 1990.

Häkkinen, S., and G. L. Mellor, One hundred years of Arctic ice cover variations as simulated by a one-dimensional, ice-ocean model, *J. Geophys. Res.*, *95*(C9), 15959–15969, 1990.

Häkkinen, S., and G. L. Mellor, Modeling the seasonal variability of a coupled Arctic ice-ocean system, *J. Geophys. Res.*, *97*(C12), 20285–20304, 1992.

Hellerman, S., and M. Rosenstein, Normal monthly wind stress over the World Ocean with error estimates, *J. Phys. Oceanogr.*, *13*, 1093–1104, 1983.

Hibler, W., and K. Bryan, A diagnostic ice–ocean model, *J. Phys. Oceanogr.*, *17*, 987–1015, 1987.

Hibler, W. D., A dynamic thermodynamic sea ice model, *J. Phys. Oceanogr.*, *9*, 815–846, 1979.

Hsiung, J., Mean surface energy fluxes over the global ocean, *J. Geophys. Res.*, *91*(C9), 10585–10606, 1986.

Hunke, E. C., and J. K. Dukowicz, An elastic-viscous-plastic model for sea ice dynamics, *J. Phys. Oceanogr.*, *27*, 1849–1867, 1997.

Isemer, H.-J., J. Willebrand, and L. Hasse, Fine adjustment of large scale air–sea energy flux parametrizations by direct estimates of ocean heat transport, *J. of Climate*, *2*, 1173–1184, 1989.

Josberger, E. G., *Laminar and turbulent boundary layers adjacent to melting vertical ice walls in salt water*, Ph.D. thesis, Dep. of Oceanogr., Univ. of Wash., Seattle, 185 pp., 1979.

- Killworth, P. D., Deep convection in the world ocean, *Rev. Geophys. Space Phys.*, *21*, 1–26, 1983.
- Kovacs, A., W. Weeks, S. Ackley, and W. Hibler, Structure of a multiyear pressure ridge, *Arctic*, *26*, 22–32, 1973.
- Ledley, T. S., Sensitivity of a thermodynamic sea ice model with leads to time step size, *J. Geophys. Res.*, *90*(D1), 2251–2260, 1985.
- Levitus, S., Climatological Atlas of the World Ocean, *Tech. Rep.*, NOAA Professional Paper 13, 173 pp., 1982.
- Lyon, W., Ocean and sea-ice research in the Arctic Ocean via submarine, *Trans. N.Y. Acad. Sci.*, *23*, 22–32, srs. 2, 1961.
- Madec, G., P. Delecluse, M. Imbard, and C. Levy, OPA version 8.0 Ocean General Circulation Model reference manual, *Tech. Rep.* LODYC Int. Rep. 97/04, 141 pp. [Available from Laboratoire d’Océanographie Dynamique et de Climatologie, Université Paris VI, Paris 75252, France.], LODYC, 1997.
- Martyn, D., *Climates of the world*, Elsevier, Developments in Atmospheric Sciences, Warsaw, 1992.
- Maykut, G. A., Large-scale heat exchange and ice production in the Central Arctic, *J. Geophys. Res.*, *87*, 7971–7984, 1982.
- Maykut, G. A., The surface heat and mass balance., in *The Geophysics of Sea Ice.*, edited by Untersteiner, N., vol. 146 of *NATO ASI Ser. B*, pp. 395–463, Plenum, New York, 1986.
- Maykut, G. A., and M. G. McPhee, Solar heating of the Arctic mixed layer, *J. Geophys. Res.*, *100*(C12), 24691–24703, 1995.
- Maykut, G. A., and D. K. Perovich, The role of shortwave radiation in the summer decay of a sea ice cover, *J. Geophys. Res.*, *92*(C7), 7032–7044, 1987.
- Maykut, G. A., and N. Untersteiner, Some results from a time-dependent thermodynamic model of sea ice, *J. Geophys. Res.*, *76*(6), 1550–1575, 1971.

- Millero, F. J., Freezing point of seawater, in *Eighth Report on the Joint Panel on Oceanographic Tables and Standards*, Paris, UNESCO, UNESCO Tech. Pap. Mar. Sci. No. 28, Annex 6, 1978.
- Murray, F., On the computation of saturation vapor pressure, *J. Appl. Met.*, 6, 203–204, 1967.
- Nowlin, W. D., and J. M. Klink, The physics of the Antarctic Circumpolar Current, *Rev. Geophys.*, 24(3), 469–491, 1986.
- Parkinson, C. L., and W. M. Washington, A large-scale numerical model of sea ice, *J. Geophys. Res.*, 84, 311–337, 1979.
- Paulson, C. A., and J. J. Simpson, Irradiance measurements in the upper ocean, *J. Phys. Oceanogr.*, 7, 952–956, 1977.
- Payne, R. E., Albedo of the sea surface, *J. Atm. Sci.*, 29, 959–969, 1972.
- Prather, M. J., Numerical advection by conservation of second-order moments, *J. Geophys. Res.*, 91(D6), 6671–6681, 1986.
- Proshutinsky, A. Y., and M. A. Johnson, Two circulation regimes of the wind-driven Arctic Ocean, *J. Geophys. Res.*, 102(C6), 12493–12514, 1997.
- Reed, R. K., On estimating insolation over the ocean, *J. Phys. Oceanogr.*, 7, 482–485, 1977.
- Roeckner, E., K. Arpe, L. Bengtsson, S. Brinkop, L. Dümenil, M. Esch, E. Kirk, F. Lunkeit, M. Ponater, B. Rockel, R. Sausen, U. Schlese, S. Schubert, and M. Windelbrand, Simulation of the present-day climate with the ECHAM model: Impact of model physics and resolution, Report 93, Max-Planck Institut für Meteorologie, 1992.
- Rosati, A., and K. Miyakoda, A General Circulation Model for upper ocean simulation, *J. Phys. Oceanogr.*, 18, 1601–1626, 1988.
- Salas y Mélia, D., A dynamic thermodynamic sea ice model, 106 pp., Météo France, The Nansen Environmental and Remote Sensing Center, 1996.
- Simonsen, K., and P. M. Haugan, Heat budgets of the Arctic Mediterranean and sea surface heat flux parameterizations for the Nordic Seas, *J. Geophys. Res.*, 101(C3), 6553–6576, 1996.

- Steele, M., Sea ice melting and floe geometry in a simple ice-ocean model, *J. Geophys. Res.*, *97*(C11), 17729–17738, 1992.
- Stössel, A., S. J. Kim, and S. S. Drijfout, The impact of Southern Ocean sea ice in a global ocean model, *J. Phys. Oceanogr.*, *28*, 1999–2018, 1998.
- Taljaard, J. J., H. V. Loon, H. L. Crutcher, and R. L. Jenne, Climate of the upper air, Part I. Southern Hemisphere, Vol. 1, temperatures, dew points, and heights at selected pressure levels, *Tech. Rep.* NAVAIR 50-1C-55, U.S. Naval Weather Service, Washington D.C., 1969.
- Terray, L., S. Valcke, and A. Piacentini, OASIS 2.2 User's Guide and Reference Manual, *Tech. Rep.* TR/CMGC/98-05 [Available from CERFACS, 42 ave. G. Coriolis, 31057 Toulouse, France.], CERFACS, 1998.
- Thorndike, A. S., D. A. Rothrock, G. A. Maykut, and R. Colony, The thickness distribution of sea ice, *J. Geophys. Res.*, *80*, 4501–4513, 1975.
- Tremblay, L. B., and L. A. Mysak, Modelling sea ice as a granular material, including the dilatancy effect, *J. Phys. Oceanogr.*, pp. 2342–2360, Centre for Climate and Global Change Research, Mc Gill University, Canada, Report No. 96-11, 1997.
- Trenberth, K. E., J. G. Olson, and W. G. Large, A global ocean wind stress climatology based on ECMWF analyses, *Tech. Rep.* NCAR/TN-338+STR, National Center for Atmos. Res., Boulder, Colorado, 1989.
- Tzanos, R., Développement d'un modèle couplé d'océan et de glace de mer pour les études climatiques, 77 pp., Météo France, CERFACS, 1999.
- Vinje, T., N. Nordlund, S. Østerhus, Å. Kvambekk, and E. Nøst, Monitoring ice thickness in Fram Strait, *Tech. Rep.* Nr. 321, 54 pp., Norsk Polarinstitutt, Tromsø, Norway, 1996.
- Wadhams, P., Sea ice thickness distribution in Fram Strait, *Nature*, *305*, 108–111, 1983.
- Wadhams, P., The ice thickness distribution across the Atlantic sector of the Antarctic Ocean in midwinter, *J. Geophys. Res.*, *92*(C13), 14535–14552, 1987.

Wadhams, P., Sea ice thickness changes and their relation to climate, in *The Polar Oceans and their role in shaping the global environment*, edited by Johannessen, O. M., R. D. Muench, and J. E. Overland, pp. 337–361, American Geophysical Union, 1994.

Xie, P., and P. A. Arkin, Analyses of global monthly precipitation using gauge observations, satellite estimates and numerical model predictions, *J. of Climate*, *9*, 840–858, 1996.

Yelland, M. J., and P. K. Taylor, Wind stress measurements from the open ocean, *J. Phys. Oceanogr.*, *26*, 541–588, 1996.

Zwally, H. J., J. C. Comiso, C. L. Parkinson, W. J. Campbell, F. D. Carsey, and P. Gloersen, *Antarctic sea ice, 1973–1976: Satellite Passive-Microwave Observations*, National Aeronautics and Space Administration SP-459, 206 pp., Washington, D.C., 1983.

# Abstract

Sea ice is a major component of the earth's global climate system and should be properly taken into account in studies where ocean-atmosphere interactions are addressed on the global scale, or more specifically in polar regions. It behaves like an insulating layer between the ocean and the atmosphere, and reflects the greatest part of the incoming solar short wave energy. Thus, the atmospheric heat fluxes that affect the ocean generally strongly depend on the presence or not of sea ice; water fluxes also do, as the ice retains part of the precipitations accumulating on its surface instead of directly falling into the ocean. This amount of fresh water will be stored on sea ice until it melts. Another feature of sea ice is that it is much less salty than seawater, which implies that creation or melting of sea ice causes a modification of the ocean surface water flux.

Also, the presence of sea ice strongly depends on upper ocean conditions, as it forms only if ocean surface temperature has reached freezing point. The structure of a sea ice cover can also be affected by ocean column instabilities, often due to a densification of surface waters (increase in salinity or cooling), which triggers convection. In polar oceans, these convective events are generally characterized by warmer water upwellings, which can quickly melt large amounts of sea ice.

The goal of this work is to set up a coupled ocean-sea ice system taking these relatively complex interactions into account, and which is adapted to coupling with an Atmospheric General Circulation Model, so as to improve the simulation of climate in high latitudes.

A preliminary part of this work was to set up a numerical dynamic and thermodynamic sea ice model, *Gelato*, which includes several original developments, like the treatment of several sea ice types, redistribution of sea ice elements under convergent motions, and a representation of dynamics by an elastic-viscous plastic rheology, following the work of Hunke and Dukowicz (1997). This sea ice model was coupled with OPA 8.0 Ocean General Circulation Model (Laboratoire d'Océanographie DYnamique et de Climatologie, Paris). OPA is a primitive equations model, making the rigid lid assumption. Vertical diffusion in the model is represented by a Turbulent Kinetic Energy scheme, whereas lateral diffusion is isopycnic.

The coupled model formed by these two models is forced by Bulky module, provided for

by CERFACS (Centre Européen de Recherche et de Formation Avancée en Calcul Scientifique, Toulouse) and adapted for the purpose of this work. Bulky computes the fluxes of heat and water affecting the different sea ice types and open water areas; as a function of the characteristics of the marine surface on the one hand and from climatological atmospheric data on the other hand. Turbulent latent and sensible heat fluxes are computed according to methods designed after SEMAPHORE and SOFIA experiments (Dupuis *et al.*, 1997). This is the first adaptation of these parameterizations on the large scale.

The three global models, coupled by OASIS software (CERFACS), were run together to perform a control experiment, in which a surface salinity restoring term was applied to the ocean, but no restoring at all in temperature. This simulation shows that most features of the global ocean circulation and sea ice covers were correctly simulated, except around the Antarctic. Sensitivity experiments to atmospheric forcing were also carried out and showed that the amount of sea ice in both hemispheres is greatly sensitive to surface air temperature.

Other experiments, where the physics of Gelato sea ice model is altered, clearly demonstrate the major impact of an interactive sea ice model on the characteristics of a global ocean simulation. The coupled system used in this study was developed and validated in order to improve the representation of sea ice interactions with the ocean. This is a first step towards better modelling of global climate, and more specifically of the polar ocean-sea ice-atmosphere system.

# Résumé

La banquise ou glace de mer est une composante importante du système climatique terrestre, qu'il faut prendre en compte si l'on veut traiter convenablement les interactions océan-atmosphère à l'échelle globale ou plus spécifiquement dans les régions polaires. Elle agit comme une couche isolant thermiquement l'océan de l'atmosphère et réfléchissant la plus grande partie de l'énergie solaire incidente. Ainsi, les flux de chaleur atmosphériques intéressant l'océan dépendent en général fortement de la présence ou non de banquise; cela reste vrai pour les flux d'eau : la glace de mer retient une partie des précipitations, qui s'accumulent à sa surface au lieu de rejoindre directement l'océan. Cette quantité d'eau douce sera ainsi stockée sur la banquise jusqu'à la période de fonte. D'autre part, la glace de mer est nettement moins salée que l'eau de mer, ce qui implique que toute création ou disparition de banquise se traduit par une modification du flux d'eau douce à la surface de l'océan.

Réciproquement, la présence de glace de mer dépend fortement des conditions océaniques en surface : elle ne se forme en effet que si l'océan superficiel s'est refroidi jusqu'au point de congélation. Par ailleurs, des instabilités de la colonne océanique, souvent liées à une densification des eaux de surface (augmentation de la salinité ou refroidissement) peuvent y engendrer des phénomènes convectifs. Dans les mers polaires, ceux-ci se caractérisent en général par des remontées d'eaux plus chaudes, qui peuvent faire fondre la banquise en peu de temps.

L'objectif de la thèse consiste à mettre en place un système couplé océan-glace de mer rendant compte de ces interactions relativement complexes, et qui soit adapté au couplage avec un modèle de circulation générale atmosphérique, en vue de mieux simuler le climat dans les hautes latitudes.

Une partie préliminaire du travail a été consacrée à la mise en place d'un modèle numérique de banquise dynamique et thermodynamique, *Gelato*, comportant plusieurs développements originaux, comme le traitement de différents types de banquise, la redistribution des blocs de glace par compaction sous l'effet des contraintes mécaniques, et une représentation de la dynamique par une rhéologie élastique-visco-plastique, due aux travaux de Hunke et Dukowicz (1997). Ce modèle de banquise a été couplé au modèle

de circulation générale océanique OPA\* version 8.0, développé au LODYC (Laboratoire d'Océanographie DYnamique et de Climatologie, Paris). Il s'agit d'un modèle aux équations primitives, à toit rigide, qui prend en compte une dynamique non-linéaire et la thermodynamique associée à la température et à la salinité. La diffusion verticale y est représentée par un schéma d'énergie cinétique turbulente, tandis que la diffusion latérale est isopycnale.

L'ensemble formé par les deux modèles est forcé par le module Bulky, fourni par le CERFACS (Centre Européen de Recherche et de Formation Avancée en Calcul Scientifique, Toulouse) et largement adapté dans le cadre de ce travail. Bulky calcule les flux atmosphériques de chaleur et d'eau affectant les différents types de glace et les parties d'eaux libres en fonction d'une part des caractéristiques de la surface marine, fournies par les modèles de glace et d'océan, et de données atmosphériques climatologiques d'autre part. Les flux turbulents de chaleur sensible et latente sur eau sont calculés selon des méthodes issues notamment des campagnes SEMAPHORE et SOFIA (Dupuis *et al.*, 1997), constituant une première adaptation de ces paramétrisations à la grande échelle.

Les trois modèles globaux, couplés par le logiciel OASIS du CERFACS, ont permis de réaliser une expérience de contrôle, pour laquelle un rappel de salinité a été appliqué, mais pas de rappel en température. Cette simulation fait apparaître que les principales caractéristiques observées de la circulation océanique globale et de la banquise ont été bien simulées en Arctique; cependant les résultats obtenus en Antarctique restent moins convaincants. Des expériences de sensibilité aux forçages atmosphériques, conduites par ailleurs dans les mêmes conditions que celles de l'expérience de contrôle, ont ensuite notamment démontré que l'étendue de la banquise dans les deux hémisphères présente une sensibilité importante à la température de l'air, mais plus limitée aux autres forçages.

D'autres expériences, où l'on modifie la physique de Gelato, démontrent clairement l'impact important d'un modèle de banquise interactive sur les caractéristiques d'une simulation océanique globale. Le système couplé étudié dans ce travail a été développé et validé dans le but d'améliorer la représentation des rétroactions de la banquise avec le domaine océanique. Il constitue un point de départ pour améliorer la modélisation du système climatique global ou plus particulièrement du climat des hautes latitudes.