HAL
open science

Interactions entre les calottes polaires et la circulation atmosphérique pendant les âges glaciaires

Pauline Beghin

To cite this version:

Pauline Beghin. Interactions entre les calottes polaires et la circulation atmosphérique pendant les âges glaciaires. Climatologie. Université de Versailles-Saint Quentin en Yvelines, 2015. Français. NNT : 2015VERS003V . tel-01236500

HAL Id: tel-01236500

https://theses.hal.science/tel-01236500v1

Submitted on 1 Dec 2015

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.

Université de Versailles
Saint-Quentin-en-Yvelines
spécialité « Sciences de la Terre »

Laboratoire des Sciences du Climat et de l'Environnement

Beghin Pauline

Interactions entre les calottes polaires et la circulation atmosphérique pendant les âges glaciaires

Thèse soutenue le 28 Janvier 2015 devant le jury composé de :

Philippe Bousquet	LSCE	(Président du jury)
Sylvie Charbit	LSCE	(Directrice de thèse)
Daniel Lunt	University of Bristol	(Rapporteur)
Hubert Gallée	LGGE	(Rapporteur)
Francis Codron	LMD	(Examinateur)
David Salas-Mélia	CNRM	(Examinateur)
Catherine Ritz	LGGE	(Invitée)

À mes parents ...

Résumé

Interactions entre les calottes polaires et la circulation atmosphérique pendant les âges glaciaires

La dernière période glaciaire est marquée par la présence de deux grandes calottes boréales recouvrant l'actuel Canada et le nord de l'Eurasie. Ces calottes constituent un élément actif du système climatique en interagissant avec les différentes composantes du système Terre. L'objectif de cette thèse est de déterminer par quels mécanismes les changements de circulation atmosphérique lors du dernier cycle glaciaire induisent potentiellement une téléconnexion entre les paléo-calottes de l'hémisphère nord. L'utilisation d'un modèle couplé climat-calotte simplifié m'a permis de tester séparément l'influence de la topographie et de l'albédo des calottes sur les champs de température et de précipitation lors du dernier cycle glaciaire, et de mettre en évidence le rôle de la circulation atmosphérique dans la synergie entre les paléo-calottes de l'hémisphère nord. Pour étudier plus en détail les mécanismes de cette interaction, l'utilisation d'un modèle de circulation générale s'est avérée nécessaire. J'ai tout d'abord effectué une inter-comparaison des modèles ayant participé à l'exercice PMIP3 pour le dernier maximum glaciaire

(DMG). Cette inter-comparaison a permis d'illustrer l'impact des conditions glaciaires sur le décalage du courant-jet en Atlantique Nord et d'établir un lien entre ce décalage et les précipitations au sud de l'Europe. Enfin, à l'aide d'expériences idéalisées menées avec le modèle atmosphérique LMDZ, j'ai pu étudier le rôle de chacune des calottes dans les changements de circulation atmosphérique observés au DMG. Cette étude montre en particulier l'influence notable de la calotte nord-américaine sur le bilan de masse de surface de la calotte eurasienne.

Mots-clés Ciculation atmosphérique, âges glaciaires, DMG, calottes de glaces, modélisation

Abstract

Interactions between ice sheets and atmospheric circulation during ice ages

The last glacial period is characterized by the presence of two large ice sheets covering Canada and North Eurasia. These ice sheets are a key element of the climatic system by interacting with all the components of the Earth system. The aim of this thesis is to determine by which mechanisms changes in atmospheric circulation may have induced a teleconnexion between the Northern hemisphere paleo-ice sheets. The use of a simplified coupled climate-ice sheet model allowed to test separately the influence of the ice-sheet topography and albedo on temperature and precipitation fields throughout the last glacial cycle and to highlight the role of atmospheric circulation within the synergy of past boreal ice sheets. To investigate in more details the underlying mechanisms, the use of a general circulation model was necessary. I therefore carried out an inter-comparison of the PMIP3 models to examine the GCM responses to glacial conditions. This work allowed to determine the role of glacial conditions on the shift of the North Atlantic jet stream position and to establish a relationship between this shift and the amount of precipi-

tation over southern Europe. The last part of this thesis is devoted to the respective role of each ice sheet on atmospheric circulation changes observed under glacial conditions. To achieve this, I performed idealized experiments with the atmospheric circulation model LMDZ. The results highlight the key influence of the North American ice sheet on the Eurasian ice sheet surface mass balance.

Keywords Atmospheric circulation, ice ages, LGM, ice sheets, modelisation

Remerciements

Je voudrais tout d'abord exprimer mes plus profonds remerciements à Sylvie, pour ta patience et tes encouragements dans les moments où j'en avais besoin, pour les (trop nombreuses) corrections de français (et d'anglais...), mais surtout pour ton amitié et ton écoute qui m'ont permis d'avancer tant au niveau professionnel qu'au niveau personnel. Je remercie également Christophe, pour tes idées, ton aide avec GRISLI (mais pas que), pour tes fous rires au thé qui réchauffe le coeur dans le brouillard de Saclay. En parlant de rire, la voix de Masa dans les couloirs va également ma manquer ! Merci donc Masa, pour ton aide tant au niveau scientifique qu'au niveau humain, pour ton enthousiasme également quand le manque de confiance en moi venait frapper à ma porte. Merci également à Didier pour m'avoir, entre autre, aidé à mettre en perspective mon travail, malgré le fait que je n'ai pas réussi à utiliser iLOVECLIM... :) . Je tiens également à remercier JYP qui m'a appris que python n'est pas uniquement un reptile, et surtout sans qui les journées n'auraient pas aussi bien commencées ! J'en profite également pour remercier Gaële, Fabienne, de nouveau Christophe, Célia, Dimitri, Dorothée en passant, et les autres personnes

qui prennent le thé le matin et qui ont égayé chacune des journées de ces trois années et demi. Je remercie également toutes les personnes de l'équipe CLIM, en particulier Gilles, Didier P., Pierre, Yannick, Jean-Claude (longue vie au Touch !), Svetlana, Alexandre, Sébastien et Nada pour les discussions, l'écoute et la bonne humeur générale qui ont rendu si agréable ces quelques années.
Un remerciement particulier à mes co-bureaux d'exceptions Camille, (le monde qui m'entoure n'est plus le même depuis que je t'ai rencontré !), puis JB (difficile d'imaginer travailler à nouveau dans un bureau sans un co-bureau comme toi !) pour votre aide, votre soutiens, et surtout votre amitié que je compte garder bien précieusement ! En parlant d'amitié, je remercie aussi Annemiek, Mai-Lan et la tribu des ex-OACOS Antoine, Lamia, Lucie et Jean-Louis pour les moments de bonheur partagés avec vous, qui j'espère bien vont continuer !
Je conclurai en remerciant plus particulièrement Mathieu, et c'est difficile de dire pourquoi, puisque cela englobe tant de chose que je ne pourrais les énumérer ici. Mais je dirais avant tout pour ton amour et pour notre magnifique fille, Cassiopée, qui fait également partie intégrante de ces années de travail. Pour finir, je remercie mes parents, pour leur encouragements, leur confiance et leur amour. Ce travail leur est dédié.

Table des matières

Table des matières xi

1 Introduction 1
1.1 Un climat qui varie 3
1.1.1 La découverte d'un climat qui change . 3
1.1.2 Les causes de ces changements climatiques 7
1.1.3 Géométrie des calottes pendant les deux derniers âges glaciaires 20
1.2 Généralités sur la circulation atmosphérique 24
1.2.1 Bilan énergétique 24
1.2.2 Déséquilibre énergétique et circulation atmosphérique 26
1.2.3 Jet stream 34
1.2.4 Les ondes planétaires 41
1.3 Interactions calottes-circulation atmosphérique : état de l'art 46
1.3.1 Impact des calottes sur les ondes planétaires et sur le vent moyen 46
1.3.2 Impact des calottes sur elles-mêmes via la circulation atmosphérique 52
1.4 Problématique et plan de thèse 54

2 Interactions calottes-circulation atmosphérique au cours d'une glaciation 57
2.1 Utilisation d'un modèle couplé climat-calotte 59
2.1.1 Le modèle de climat : CLIMBER-2.4 . . 59
2.1.2 Le modèle de calotte : GRISLI 66
2.1.3 Couplage CLIMBER-GRISLI 78
2.2 Simulation d'un cycle glaciaire-interglaciaire 83
2.2.1 Paramétrisation des ondes stationnaires dans CLIMBER 85
2.2.2 Modification du calcul de l'ablation . . 97
2.3 **Interdependence of the growth of the Northern Hemisphere ice sheets during the last glaciation** 99
Conclusion 115

3 Circulation atmosphérique pendant le Dernier Maximum Glaciaire : inter-comparaison des modèles PMIP3 **117**
3.1 L'inter-comparaison de modèles : PMIP3 119
3.2 Comparaison du Dernier Maximum Glaciaire avec le Pré-Industriel 123
3.2.1 Circulation atmosphérique dans les extra-tropiques : réponse des ondes stationnaires 123
3.2.2 Réponse du vent moyen aux moyennes latitudes 129
3.2.3 Précipitations 137
3.3 **What drives LGM precipitation over the Western Mediterranean ?** 139
3.4 Une explication sur le décalage du jet ? 178
Conclusion 183

4 Impact de chacune des deux calottes de l'hémisphère Nord sur le climat du DMG **187**
4.1 Approche générale 189
4.1.1 Le modèle LMDZ 189
4.1.2 Protocole experimental 191
4.2 Impact de la calotte Nord-Américaine sur le climat : Décalage du jet Nord-Atlantique 192
4.3 **How might the Laurentide ice sheet influence the Northwestern Eurasian climate ?** 196
4.3.1 Résumé et conclusions de l'article . . . 234
4.4 Impact de la calotte Eurasienne sur le climat 237
4.4.1 Protocole expérimental 237
4.4.2 Influence sur la température 237
4.4.3 Précipitation et chutes neigeuses 241
4.4.4 Influence sur la circulation atmosphérique et sur le transport 246
4.4.5 Conclusion 253
Conclusion 255

Conclusion générale **261**

A Annexes **277**
A.1 Précisions sur la dynamique atmosphérique 279
A.1.1 Équation de Quantité de Mouvement . . 279
A.1.2 L'approximation quasi-géostrophique . 279
A.1.3 Vorticité et conservation de la vorticité potentielle 281
A.2 Comparaison des précipitations simulées avec les observations 286
A.2.1 Péninsule Ibérique et modèles PMIP3 . 286

A.2.2 Comparaison du modèle LMDZ 287

Bibliographie **289**

Introduction

1

« Les *mêmes lieux de la terre ne sont pas toujours humides ou secs ; mais leur constitution varie selon la formation ou la disparition des cours d'eau. C'est là ce qui fait que le continent et la mer changent aussi de rapport, et que les mêmes lieux ne sont pas toujours de la terre ou toujours de la mer. La mer vient là où était jadis la terre ferme ; et la terre reviendra là où nous voyons la mer aujourd'hui. Il faut croire d'ailleurs que ces phénomènes se succèdent, selon un certain ordre et une certaine périodicité. [...] Le froid et la chaleur eux-mêmes s'accroissent ou diminuent par le soleil, et par le mouvement de révolution ; et c'est par le chaud et le froid que les diverses régions de la terre prennent une propriété différente, pouvant, durant un certain temps, rester humides, puis se desséchant et vieillissant ensuite.* »

Aristote, *Meteorologica*, livre 1, chapitre 14

1.1 Un climat qui varie

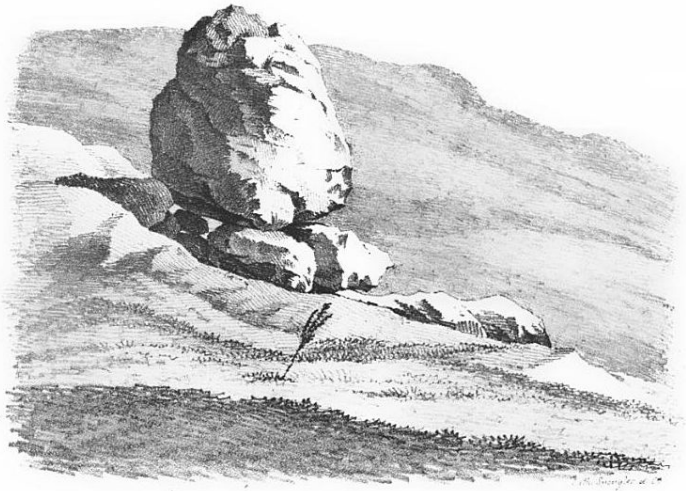
1.1.1 La découverte d'un climat qui change

Bien qu'Aristote (IVe siècle avant J.C.) avait déjà à son époque l'idée d'un climat changeant, il a fallu attendre le début du XIXe siècle pour que s'impose l'idée d'une variation du climat à l'échelle planétaire. À cette époque, la théorie prédominante pour expliquer les changements climatiques rejoignait la théorie du plutonisme, selon laquelle toute roche serait d'origine volcanique. La Terre était ainsi supposée évoluer d'un état chaud, riche en volcanisme, vers un état plus froid.

De bien mystérieux rochers

La découverte d'imposants blocs granitiques dans les vallées des Alpes Suisses par des géologues va bouleverser cette vision du monde (figure 1.1). La provenance de ces énormes rochers, comme posés au milieu de nulle part et de composition très différente des roches environnantes va être à l'origine de nombreux débats au sein de la communauté scientifique. Il leur est alors donné le nom de blocs erratiques, ou blocs "errants". Horace-Benedict de Saussure (1740-1799) exprime bien l'étonnement de l'époque : « *Les granites ne se forment pas dans la terre comme des truffes, et ne croissent pas comme des sapins sur les roches cal-*

caires ! » . La composition de ces roches étant similaire à celles des roches trouvées à des altitudes plus hautes, leur origine est rapidement identifiée, mais la question de leur transport jusque dans les vallées reste un mystère. Saussure suggère un charriage par de grandes débâcles rocheuses ou par des courants d'eau violents. Cette théorie était également soutenue par le paléontologue français George Cuvier (1769-1832) et le géologue écossais Charles Lyell (1797-1875).



N°7. PIERRE de la POUDRIÈRE de SION du côté du Sud.

FIGURE 1.1 – *Bloc erratique dessiné par Jean de Charpentier dans son livre Essai sur les glaciers et sur le terrain erratique du bassin du Rhône, p. 376 (Jean de Charpentier 1841)*
Boulder drawn by Jean de Charpentier from Essai sur les glaciers et sur le terrain erratique du bassin du Rhône, p. 376 (Jean de Charpentier 1841)

Cependant, en 1821, l'ingénieur suisse Ignace Venetz (1788-1859) observe dans les hauteurs des amoncellements de débris, de blocs et de sable poussés par les glaciers. La composition de ces dépôts morainiques étant la même que celle des blocs retrouvés plus bas, il en conclut que ces blocs erratiques n'ont pas été transportés par l'eau, mais bien par de la glace, il y a fort longtemps. L'idée d'une époque plus froide où les glaciers étaient bien plus étendus qu'aujourd'hui naissait. « *Les glaciers de nos montagnes ont eu jadis une bien plus grande extension qu'aujourd'hui. Toute notre vallée jusqu'à une grande hauteur au-dessus de la Dranse a été occupée par un vaste glacier, qui se prolongeait jusqu'à Martigny, comme le prouvent les blocs de roches qu'on trouve dans les environs de cette ville et qui sont trop gros pour que l'eau ait pu les y amener.* » Le transport de roches par des glaciers avait néanmoins été observé bien avant cette date : en effet, en 1744, le géographe grenoblois Pierre Martel (1706-1767) raconte que des habitants de la vallée de Chamonix associaient déjà la présence de moraines à d'anciens glaciers plus imposants. Pour qui savait observer, d'autres éléments indiquaient en effet la présence ancienne de glaciers à plus basse altitude, comme les roches moutonnées, lissées après le passage d'un glacier, ou les stries, formées par le frottement des roches et des graviers charriés par l'ancien glacier.

La preuve d'un âge glaciaire

Louis Agassiz (1804-1873), alors jeune professeur à Neuchâtel, va défendre l'idée d'un « âge glaciaire ». Ce terme, utilisé pour la première fois par le botaniste allemand Karl Friedrich Schimper (1803-1867), désigne une période où des calottes de glace recouvraient non seulement les Alpes, mais également le nord de l'Europe, de l'Asie et le Canada. En 1840, Agassiz et les deux géologues William Buckland (1784-1856) et Roderick Impey Murchison (1792-1871) découvrent d'anciennes moraines dans le nord de l'Angleterre, démontrant ainsi la présence ancienne de glace dans cette région. Cette théorie « glaciaire » se heurte encore à de vives oppositions, notamment en Angleterre, où le transport des moraines par l'eau demeure la théorie "la plus acceptable". Cependant, en 1862, la rupture d'un barrage en Écosse permet à Thomas Jamieson (1829-1913) de montrer l'incapacité de l'eau à former de nouvelles moraines ou des stries, donnant ainsi le coup de grâce à la théorie du transport par l'eau des blocs erratiques.

Non pas une, mais des glaciations

De nombreuses questions restent encore sans réponses dans cette « théorie glaciaire » nouvellement admise. Tout d'abord, la présence de blocs erratiques sur des roches moutonnées suggère que le glacier

s'est étendu une première fois, lissant la roche. Son front est ensuite remonté en altitude, avant que le glacier n'avance de nouveau, amenant des blocs erratiques au-dessus des roches moutonnées qu'il avait précédemment lissées. Ce raisonnement amène à la conclusion qu'il y a bien eu plusieurs phases de recul. De plus, la présence de plantes fossiles dans les couches séparant des moraines de basse altitude indique un climat plus chaud entre deux périodes froides : il y a donc eu plusieurs âges glaciaires.

À la fin du XIXe siècle, de nombreuses observations géomorphologiques sur le terrain ont permis de mettre en évidence quatre glaciations en Europe : Riss, Günz, Mindel et Würm. Les périodes froides et chaudes se sont donc succédées, suivant un cycle. Cette classification des glaciations a été remise en cause au XXe siècle, lorsque l'on a pu mettre en évidence l'existence d'un nombre plus important de cycles glaciaires-interglaciaires. Pour expliquer ces changements climatiques cycliques, plusieurs théories sont alors mises en place.

1.1.2 Les causes de ces changements climatiques

De nombreuses hypothèses ont été avancées pour expliquer ces successions d'âges glaciaires et interglaciaires. Toutefois, deux théories principales se sont opposées pendant les XIXe et XXe siècles. La première suppose que les variations du climat trouvent leur

origine dans la variation de l'ensoleillement reçu à la surface de la Terre. C'est la théorie astronomique des climats : la position de la Terre par rapport au Soleil change, modifiant l'ensoleillement et donc la température. La deuxième théorie concerne la variation de la composition chimique de l'atmosphère. La modification de la concentration de gaz à effet de serre dans l'atmosphère déséquilibre le bilan énergétique et induit une modification de la température de l'atmosphère et de la surface terrestre. Une description complète de l'historique de ces deux théories figure dans Paillard (2015) ainsi que Paillard (2013).

La théorie astronomique

Joseph Adhémar (Adhémar 1842) tenta d'expliquer la succession des âges glaciaires et interglaciaires par une modification de l'ensoleillement dû à la précession des équinoxes. Cette précession modifie la position du périhélie (point de l'orbite terrestre le plus proche su Soleil) par rapport aux saisons (voir la figure 1.2). Par exemple, aujourd'hui, la Terre est au périhélie autour du 4 janvier. Cette date évolue à cause de la précession des équinoxes, et revient au même jour suivant un cycle d'environ 21 000 ans. De nos jours, la Terre est plus proche du Soleil pendant l'hiver boréal que pendant l'hiver austral. Ceci se traduit par des hivers plus cléments dans l'hémisphère nord que dans l'hémisphère sud, où les contrastes

saisonniers sont donc plus marqués. Selon la proposition d'Adhémar, ce phénomène permettrait d'expliquer l'absence de grande calotte de glace continentale dans l'hémisphère nord et la présence de l'Antarctique à notre époque. La situation inverse (grande calotte au nord et plus petite calotte Antarctique) se produirait quand la Terre atteint son périhélie en juillet, comme il y a 10 500 ans. Cette théorie permettait bien d'expliquer l'extension glaciaire passée mise en évidence par les géologues. Cependant, un argument de poids vint la contrecarrer : si les hivers actuels sont plus rigoureux dans l'hémisphère sud, les étés y sont aussi plus chauds, puisque l'été austral intervient au moment où la Terre est au périhélie. Le bilan énergétique annuel est donc le même dans les deux hémisphères, quelle que soit la position du périhélie. Ainsi, les effets de la précession seuls ne peuvent pas expliquer les changements climatiques.

Des hivers plus longs et/ou plus froids engendrent des chutes de neiges plus importantes. Si l'occurrence de ces chutes de neige est favorisée par une configuration spécifique des paramètres orbitaux, celles-ci vont également enclencher une rétroaction positive en renvoyant plus d'énergie vers l'espace. C'est l'effet d'albédo, sur lequel nous reviendrons un peu plus loin dans ce chapitre, qui selon J. Croll (1821-1890) va permettre l'entrée dans une phase glaciaire. Cette théorie est d'ailleurs renforcée

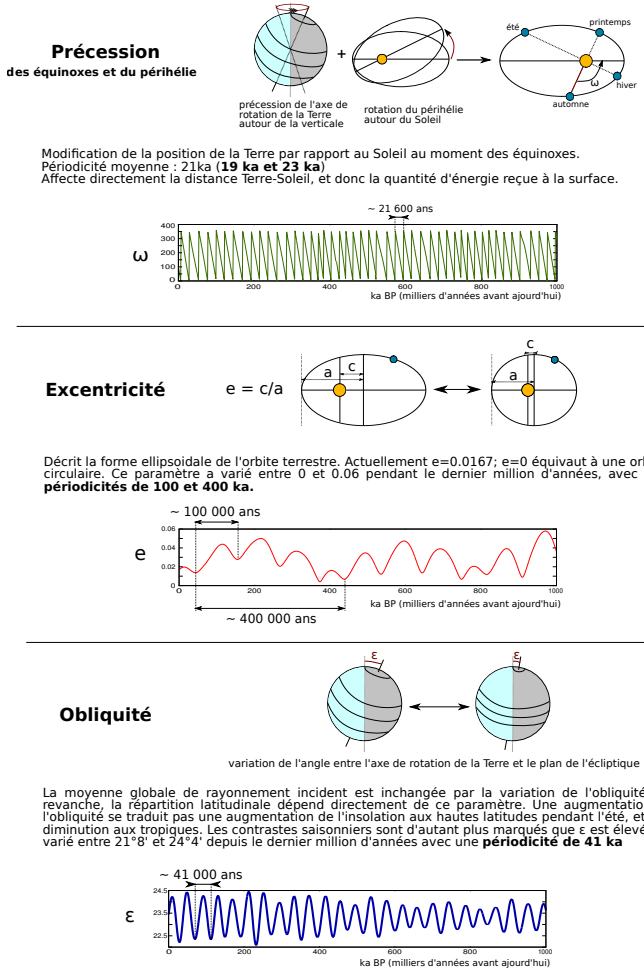


FIGURE 1.2 – *Description des paramètres orbitaux responsables du changement d'insolation à la surface de la Terre.*
Description of orbital parameters responsible of insolation variations.

par la prise en compte de l'excentricité de l'orbite terrestre (figure 1.2). L'excentricité module en effet les contrastes saisonniers dus à la précession : pour une orbite circulaire, l'effet de la précession est nul. À l'inverse, une excentricité élevée va renforcer l'effet de précession. Une grande excentricité est donc associée à une période de glaciation. Croll date ainsi la dernière glaciation à -80 000 ans. Si la théorie de Croll était plus élaborée que celle d'Adhémar, les premières datations indiquaient aux géologues une dernière glaciation plus récente.

Il a fallu attendre l'ingénieur géophysicien serbe Milutin Milankovitch pour avoir une description complète et précise du rôle de chaque paramètre orbital sur l'insolation. La principale erreur de Croll était d'attribuer la formation des calottes à la rigueur hivernale. En observant les glaciers et les neiges éternelles, Milankovitch comprit que le rôle de la température estivale, responsable de la fonte, était plus important que l'accumulation neigeuse. Il décrit dans ses deux livres *Théorie mathématique des phénomènes thermiques produits par la radiation solaire* (Milankovitch 1920) et *Kanon des Erdbestrahlung und seine Anwendung auf des Eizeitenproblem* (Milankovitch 1941) comment les étés frais des hautes latitudes de l'hémisphère nord sont un élément clé de la présence de calottes pendant les âges glaciaires : le refroidissement récurrent des étés dans les régions des hautes

latitudes empêche la neige de fondre d'une année à l'autre et produit ainsi une entrée en glaciation. Enfin, il ajoute l'obliquité de l'axe terrestre (voir figure 1.2) comme troisième paramètre orbital. Les découvertes de Milutin Milankovitch ont donné naissance à la théorie astronomique moderne des paléoclimats.

La théorie géochimique

Ce fut Joseph Fourrier (1786-1830) qui établit dès la fin du XIXe siècle que le bilan énergétique à la surface de la Terre était dominé d'une part par l'absorption du rayonnement solaire qui constitue la première source d'énergie, et d'autre part par les échanges par émission infra-rouge qui contrôlent les pertes d'énergie. Il évoque en particulier le piégeage du rayonnement infra-rouge par les gaz de l'atmosphère. C'est une première ébauche de la théorie de l'effet de serre. Jacques-Joseph Ebelmen (1814-1852) suggère ensuite que la concentration de l'atmosphère en gaz à effet de serre n'a pas toujours été la même qu'aujourd'hui, et que ces variations ont eu un impact sur le climat. En 1861, John Tyndall, après avoir mesuré l'absorption et l'émission infra-rouge de différents gaz, propose que tous les changements climatiques observés peuvent s'expliquer par des variations de la concentration atmosphérique en gaz à effet de serre. C'est le chimiste suédois Svante Arrhenius (1859-1927) qui évalua en 1895 un refroidissement de 4 ou 5°C pen-

dant le dernier âge glaciaire grâce aux observations de la position des moraines. Il estima que cette diminution de température devait correspondre à une diminution d'environ 40% de la concentration atmosphérique en CO_2 (dioxyde de carbone).

L'aide des archives climatiques

Le plus grand facteur limitant de ces deux théories était l'impossibilité de les confronter à des observations. Il fallut attendre les années 1950-1960 et le développement des outils de mesures pour dater, mesurer et interpréter les archives climatiques présentes dans les sédiments et les carottes de glace. Une étape marquante a été la détermination par Cesare Emiliani du rapport isotopique entre l'oxygène 18 (^{18}O) et l'oxygène 16 (^{16}O) des foraminifères (organismes unicellulaires à coquille) fossilisés provenant de carottes sédimentaires des fonds marins. En effet, un atome peut exister sous différentes formes, selon le nombre de neutrons présent dans son noyau. L'oxygène 18 (^{18}O) possède deux neutrons de plus que l'oxygène 16 (^{16}O) , et est donc plus lourd. Le rapport entre la quantité de ^{18}O et de ^{16}O est le rapport isotopique. Dans l'eau, les deux isotopes sont présents. Lors de l'évaporation, l'isotope le plus léger (^{16}O) s'évapore préférentiellement. L'eau formant la pluie ou la neige est donc plus fortement concentrée en ^{16}O. Pendant les périodes glaciaires, quand les calottes se forment,

les isotopes ^{16}O sont stockés dans la calotte et ne retournent pas à l'océan. Le rapport isotopique dans l'océan entre ^{18}O et ^{16}O est donc plus élevé pendant une période glaciaire, quand le niveau marin est plus bas. En considérant que le rapport isotopique de l'oxygène des foraminifères benthiques est directement relié au rapport isotopique de l'eau de mer, les variations du $\delta^{18}O$ des foraminifères permettent de reconstruire les variations du niveau marin, et donc du volume de glace posée sur les continents. Ainsi, les variations de ce rapport offrent une estimation des variations climatiques passées. L'analyse de Cesare Emiliani constitua le premier enregistrement climatique des âges glaciaires (Emiliani 1955). Le développement simultané des méthodes de datation radioactive permit à Emiliani de contraindre chronologiquement ses données. Il définit alors les "stades isotopiques" et numérota les périodes interglaciaires par des numéros pairs et les périodes glaciaires par des numéros impairs (figure 1.3). À noter que le stade 3 fait pourtant bien partie du dernier âge glaciaire, qui regroupe les stades 2, 3 et 4.

Mais c'est l'arrivée des spectromètres de masse dans les années soixante-dix qui offrit une datation plus précise des échantillons, permettant d'établir une véritable chronologie des âges glaciaires. Le lien entre variation des paramètres orbitaux et glaciation est alors directement mis en évidence dans une étude

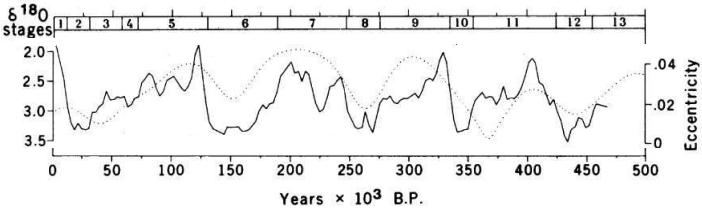


FIGURE 1.3 – *Évolution de l'excentricité (en pointillé) pendant les derniers 500 000 ans. Le trait plein montre l'évolution du rapport isotopique $\delta^{18}O$ (en pour-mille) provenant de deux carottes sédimentaires sub-Antarctique. Sur l'échelle du haut sont notés les stades isotopiques. Source : Hays et al. (1976)*
Evolution of eccentricity (dotted line) and $\delta^{18}O$ (per thousand, solid line) coming from two Antarctic sediment cores, from Hays et al. (1976).

menée par Hays et al. (1976) qui retrouve dans les enregistrements isotopiques marins les cycles de 23 000 ans, de 41 000 ans et de 100 000 ans. Si la relation entre les cycles de 23 000 et 41 000 ans et le climat est quasi-linéaire (i.e. une variation de grande amplitude de la précession ou de l'obliquité va directement se traduire par une grande variation du climat), celle-ci ne semble pas s'appliquer entre l'excentricité et le cycle de 100 000 ans. En effet, on retrouve bien une glaciation tous les 100 000 ans environ, mais cette valeur n'est qu'une moyenne, les cycles glaciaires-interglaciaires ayant en réalité chacun des durées différentes, variant de 80 000 à 120 000 ans environ (Paillard 2001). De plus, la forte asymétrie entre glaciation et déglaciation ne s'explique pas par la variation d'excentricité. On observe en effet que les déglaciations sont beaucoup plus rapides

que les glaciations. Enfin, ces cycles de 100 000 ans ne sont plus présents dans les enregistrements avant le dernier million d'années, où l'on observe plutôt une périodicité de l'ordre de 40 000 ans. Ces dernières questions autour du cycle de 100 000 ans montrent la limite de la théorie astronomique des climats, et sont regroupées sous l'expression "paradoxe des cycles de 100 000 ans", qui reste encore aujourd'hui un problème ouvert. Une autre limite de la théorie astronomique est son incapacité à expliquer la forte intensité de l'interglaciaire du stade 11, qui est pourtant associé à une faible insolation. À l'opposé, le stade isotopique 7, caractérisé par un interglaciaire peu marqué, est au contraire associé à une forte insolation.

La mesure de la composition isotopique de la glace[1] des carottes forées en Antarctique (EPICA members 2004) permet la reconstruction de la température au site de forage (figure 1.4).

La reconstruction de température à Dôme C (EPICA members 2004) révèle que les cycles antérieurs à 420 000 ans étaient de plus faible amplitude et que les périodes interglaciaires étaient moins chaudes et plus longues (Jouzel et al. 2007), phénomène inexplicable par la théorie de Milankovitch. En parallèle, l'étude des bulles d'air emprisonnées dans

1. Aux moyennes et hautes latitudes, il existe une relation linéaire entre les rapports isotopiques des précipitations actuelles, δD ou $\delta^{18}O$, et la température. Cette relation permet de reconstruire la température à partir de la mesure isotopique de la glace en oxygène et en deutérium.

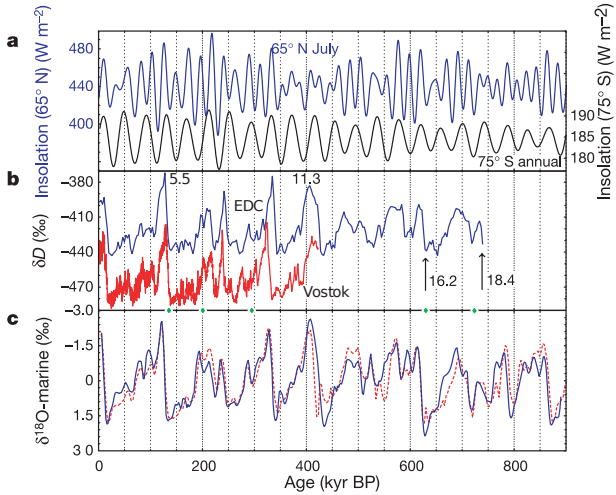


FIGURE 1.4 – *Comparaison des données d'EPICA Dôme C avec l'insolation et d'autres types d'enregistrements (EPICA members 2004). (a) courbe bleue : insolation à 65°N en juillet, courbe noire : insolation annuelle moyenne à 75°S, à la latitude de Dôme C. (b) traceur de la température, le ratio deutérium/hydrogène (δD) dans la glace à Dôme C (courbe bleue) et à Vostok (courbe rouge), ces deux stations étant situées en Antarctique. (c) Enregistrement du rapport isotopique de l'oxygène de carottes marines de basses latitudes, traceur de l'évolution du niveau marin. Courbe bleue : Bassinot et al. (1994), courbe en pointillés rouge : Imbrie et al. (1993).*

(a) 65 °N july insolation (blue) and 75 °S (Dome C latitude) mean annual insolation (black). (b) deuterium/hydrogen ratio (temperature proxy) mesured at Dome C (blue) and Vostok (red), Antarctica. (c) oxygen isotopic rates from low-latitude marine cores, proxies of sea-level from Bassinot et al. (1994) (red) and Imbrie et al. (1993) (blue).

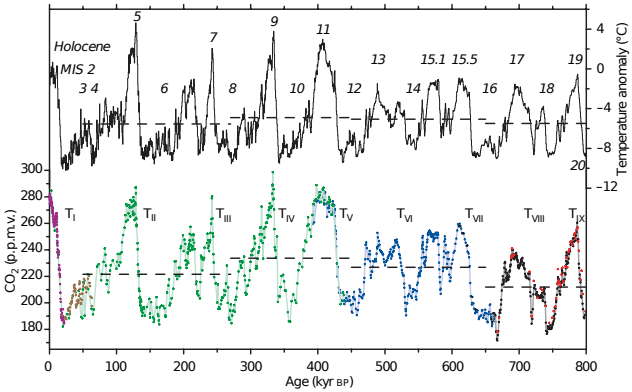


FIGURE 1.5 – *Compilation de l'enregistrement de la concentration de CO_2 et de l'anomalie de température (par rapport à l'actuel) à EPICA Dôme C. Sur la courbe de la température sont indiqués les stades isotopiques. Les terminaisons sont indiquées sur la courbe du CO_2. Figure provenant de Lüthi et al. (2008).*
Compilation of CO_2 concentration and temperature anomaly w.r.t. present day mesured at EPICA Dome C. (from Lüthi et al. (2008))

la glace de l'Antarctique a permis de reconstruire la concentration atmosphérique en CO_2 depuis un million d'années (figure 1.5). L'évolution de la concentration de CO_2 montre, comme Arrhenius l'avait prédit, une diminution du CO_2 pendant les âges glaciaires. La composition atmosphérique semble donc elle aussi tenir un rôle primordial dans la succession des âges glaciaires et interglaciaires, tout comme les paramètres orbitaux.

S'il est maintenant admis que les paramètres orbitaux et la composition de l'atmosphère ont leur rôle à jouer dans la succession des phases glaciaires et interglaciaires au cours du Quaternaire, l'importance relative de chacun et la nature des mécanismes mis en jeu soulèvent encore de nombreuses questions. Ainsi, les interrogations soulevées par le paradoxe à 100 000 ans suggèrent l'existence de mécanismes amplificateurs de l'insolation via l'existence d'interactions multiples entre l'atmosphère et la cryosphère, ou encore l'océan et la végétation. L'étude récente de Abe-Ouchi et al. (2013) montre par exemple que le cycle à 100 000 ans pourrait s'expliquer par les interactions entre les calottes, le système lithosphère-asthénosphère, et le climat. Ils montrent en particulier l'importance de l'hystérésis de la réponse du volume de la calotte nord-américaine à l'insolation d'été pour expliquer la présence de cycle à 100 000 ans :

plus la calotte nord-américaine est volumineuse, plus petite est l'insolation nécessaire pour que le bilan de masse de la calotte devienne négatif, permettant le déclenchement de la déglaciation.

1.1.3 Géométrie des calottes pendant les deux derniers âges glaciaires

Tout comme l'observation du terrain a mis en évidence la présence de glaciers étendus dans les Alpes, l'association de reconstructions géomorphologiques et de reconstructions de niveau marin basée sur le $\delta^{18}O$ des foraminifères benthiques fournit des contraintes utilisées dans les modèles de rebond isostatiques. Ces modèles permettent de déterminer l'enfoncement ou la remontée de la croûte terrestre dus au poids exercé par les calottes de glace sur le socle. Les temps de réponse mis en jeu sont de l'ordre de plusieurs milliers d'années, si bien qu'aujourd'hui encore, le bouclier scandinave continue de remonter suite à la fonte de la calotte finno-scandinave lors de la dernière déglaciation. Grâce à ces modèles, contraints par les données géomorphologiques, il est possible de reconstituer la géométrie des calottes pendant les Dernier Maximum Glaciaire (DMG) (il y a 21 000 ans) par inversion des données de niveaux marin (Peltier 2009, Lambeck 2001, Tarasov et al. 2012). Trois reconstructions de calottes sont présentées sur la figure 1.6. Si celles-ci présentent

quelques différences, toutes s'accordent sur la présence de deux principales calottes : l'une recouvrant tout le Canada (la calotte nord-américaine, ou Laurentide par abus de langage), et une autre recouvrant la Scandinavie, le Nord de l'Angleterre et les mers de Barents et de Kara (la calotte eurasienne, ou Fennoscandie, par abus de langage). Les calottes du Groenland et de l'Antarctique étaient également plus volumineuses.

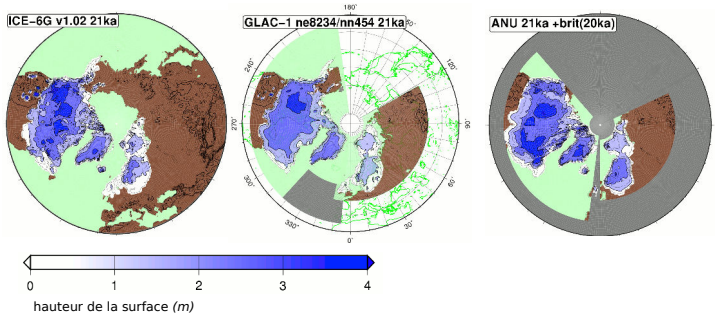


FIGURE 1.6 – *Altitude des calottes au Dernier Maximum Glaciaire (DMG) selon trois reconstructions différentes : ICE-6G (Peltier 2009), GLAC-1 (Tarasov et al. 2012) et ANU (Lambeck 2001)*
Altitude of LGM ice sheets from three different reconstructions : ICE-6G (Peltier 2009), GLAC-1 (Tarasov et al. 2012) et ANU (Lambeck 2001)

La géométrie des calottes n'a cependant pas été la même à tous les âges glaciaires (Svendsen et al. 2004). En effet, les données géomorphologiques montrent par exemple que vers la fin du Saalien (~ -140 000 ans), la calotte eurasienne était plus étendue que lors du DMG (Svendsen et al. 2004) (figure 1.7).

L'extension de la Laurentide était telle pendant le

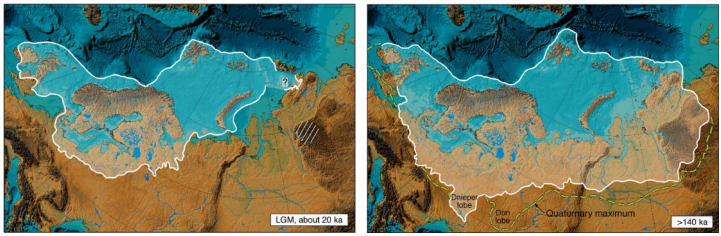


FIGURE 1.7 – *Extension de la calotte eurasienne au Dernier Maximum Glaciaire (à gauche) et à la fin du Saalien (à droite) selon l'étude géomorphologique de Svendsen et al. (2004). On remarque l'expansion plus à l'est et plus au Sud de la calotte pendant le Saalien, et notamment la fermeture de la mer de Kara.*
Eurasian ice-sheet extent during the LGM (left) and the late Saalian (right) from the geomorphological study of Svendsen et al. (2004). Note the southward and easward expansion of the late Saalian ice sheet.

DMG qu'il ne reste aujourd'hui plus aucune trace de la calotte de l'avant dernier âge glaciaire. Nous n'avons donc aucune donnée ni sur l'extension, ni sur l'épaisseur de la calotte nord-américaine au cours de cette période. Toutefois, les reconstructions des variations du niveau marin ne montrent pas de forte différence entre la fin du Saalien et le DMG ; cela signifie que le volume de glace posée devait approximativement être le même au cours de ces deux périodes. Ainsi, puisque la calotte eurasienne était plus étendue pendant le Saalien, ceci suggère que le volume de glace de la calotte nord-américaine était plus petit. Ce raisonnement soulève donc la question d'une éventuelle synergie entre les deux calottes, la croissance de l'une pouvant influencer celle de l'autre.

Dans cette première partie, nous avons vu com-

ment l'Homme a découvert l'existence d'époques anciennes où le climat était bien différent de celui d'aujourd'hui. Au cours des trois derniers siècles, les communautés de géologues, de physiciens, de biologistes et finalement de climatologues ont cherché à comprendre l'origine de ces changements climatiques. Si de nos jours, les principaux moteurs de ces changements sont identifiés, les mécanismes liant causes et conséquences soulèvent encore un certain nombre de questions. Il reste par exemple de nombreuses interrogations sur la façon dont les calottes se construisent : Qu'est ce qui amène une calotte à se former à un endroit plutôt qu'à un autre ? Pourquoi la configuration des calottes n'est-elle pas la même pendant deux périodes glaciaires différentes ? Et enfin, existe-t-il une synergie entre les anciennes calottes de l'hémisphère nord ? C'est surtout sur cette dernière question que je me suis penchée au cours de ma thèse. Plus précisément, je me suis intéressée au rôle que pouvait jouer l'atmosphère dans cette potentielle inter-dépendance entre les calottes. Afin de remettre mon travail de thèse dans un contexte théorique, la partie suivante est consacrée à la description de la circulation atmosphérique. Elle est suivie d'un état de l'art sur ce que nous savons aujourd'hui des interactions atmosphère-calottes.

1.2 Généralités sur la circulation atmosphérique

1.2.1 Bilan énergétique

La principale source d'énergie qui alimente le système climatique (surface, atmosphère, océan) provient du rayonnement solaire. Une partie du rayonnement incident (30%) est réfléchi par l'atmosphère (nuages, aérosols, gaz) et par la surface et est renvoyé vers l'espace. L'autre partie du rayonnement est absorbée soit par l'atmosphère (19%), soit par la surface de la Terre (51%). Pour que le système climatique soit à l'équilibre énergétique, la quantité de rayonnement absorbé doit être égale à la quantité de rayonnement émis. Cet équilibre est vérifié sur l'année, que l'on prenne le système climatique dans son ensemble (surface océanique ou continentale et atmosphère), ou uniquement la surface, ou encore uniquement l'atmosphère. Ainsi, l'énergie absorbée par la surface est réémise sous forme de chaleur sensible ou latente, et plus largement par rayonnement infra-rouge. Le rayonnement absorbé par l'atmosphère est, quant à lui, entièrement réémis par rayonnement infra-rouge.

Une partie du rayonnement infra-rouge émis par la surface est de nouveau absorbé par l'atmosphère. La capacité de l'atmosphère à absorber le rayonnement infra-rouge est déterminée par sa concentration en gaz à effet de serre, les principaux étant la va-

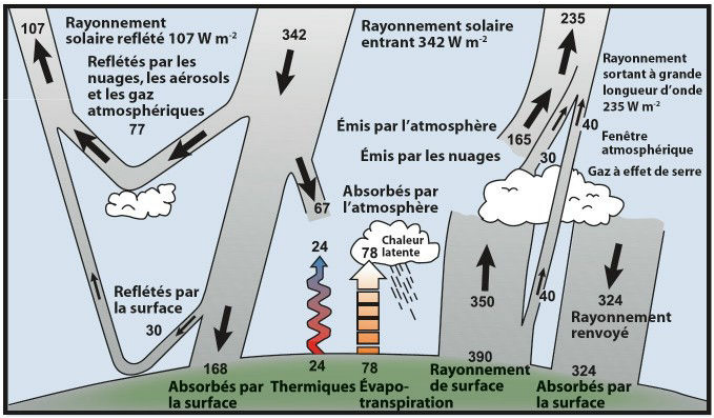


FIGURE 1.8 – *Bilan énergétique global (Source : Kiehl et Trenberth (1997))*
Global energy balance (Source : Kiehl et Trenberth (1997))

peur d'eau (H_2O), le gaz carbonique (CO_2), le méthane (CH_4), le protoxyde d'azote (N_2O) et l'ozone (O_3). Plus la concentration de gaz à effet de serre dans l'atmosphère est élevée, plus la quantité d'énergie absorbée par l'atmosphère puis réémise vers la surface terrestre est importante, réchauffant ainsi les basses couches de l'atmosphère. La concentration de gaz à effet de serre dans l'atmosphère est donc un paramètre clé contrôlant la température, ainsi que l'avait compris J. Fourier dès le XIXe siècle.

La fraction d'énergie réfléchie est appelée l'albédo. Ce terme dépend de la couverture nuageuse, mais également du type de surface. Un aperçu de l'albédo de différents types de surface est présenté dans le tableau 1.1. Ainsi, en période glaciaire, la présence de calottes et l'étendue de la glace de mer

Table 1.1 – *Albédo selon le type de surface. (Oke 1992) (Ahrens 2012)*

Type de surface	Albédo (rayonnement solaire)	
Forêt	conifères	0.05 à 0.15
	feuillus	0.15 à 0.20
Surface de l'eau	faible angle zénithal	0.03 à 0.10
	fort angle zénithal	0.10 à 1.00
Herbes		0.16 à 0.26
Cultures		0.18 à 0.25
Toundra		0.18 à 0.25
Sable sec		0.15 à 0.45
Glace	de mer	0.30 à 0.45
	glaciers	0.20 à 0.40
Neige	Tassée	0.40 -
	fraîche	- 0.95
Nuages	épais	0.60 à 0.90
	fin	0.30 à 0.50

vont augmenter la proportion d'énergie renvoyée vers l'espace, entraînant une diminution du rayonnement net absorbé, et donc une diminution de la température.

1.2.2 Déséquilibre énergétique et circulation atmosphérique

La Terre étant quasi-sphérique, la quantité d'énergie reçue sur une surface donnée est plus importante à l'équateur (surplus d'énergie) qu'aux hautes

latitudes (déficit d'énergie) (voir figure 1.9 (c)). Du fait de l'obliquité de la Terre, le surplus d'énergie se produit dans l'hémisphère sud pendant les mois de décembre-janvier-février (DJF) (été austral) (figure 1.9 (a)) alors que dans l'hémisphère nord, le déficit d'énergie est maximal aux hautes latitudes. Pendant les mois de juin-juillet-août (JJA), on observe le phénomène inverse (figure 1.9 (b)).

Ce déséquilibre énergétique entre les basses et les hautes latitudes est le moteur des circulations atmosphérique et océanique. En effet, la dynamique des masses d'air et d'eau assure le transport énergétique depuis les basses vers les hautes latitudes, permettant de réduire ainsi le déficit énergétique aux pôles. Ces deux circulations sont essentielles pour comprendre le fonctionnement du système climatique. Cette thèse étant consacrée à l'étude des interactions entre calottes de glace et circulation atmosphérique, nous décrirons dans ce qui suit les grands principes de la circulation atmosphérique globale. De façon schématique, celle-ci peut être découpée en trois zones principales : la zone subtropicale, les moyennes latitudes et les hautes latitudes. Un schéma décrivant la circulation atmosphérique moyenne est présenté sur la figure 1.10.

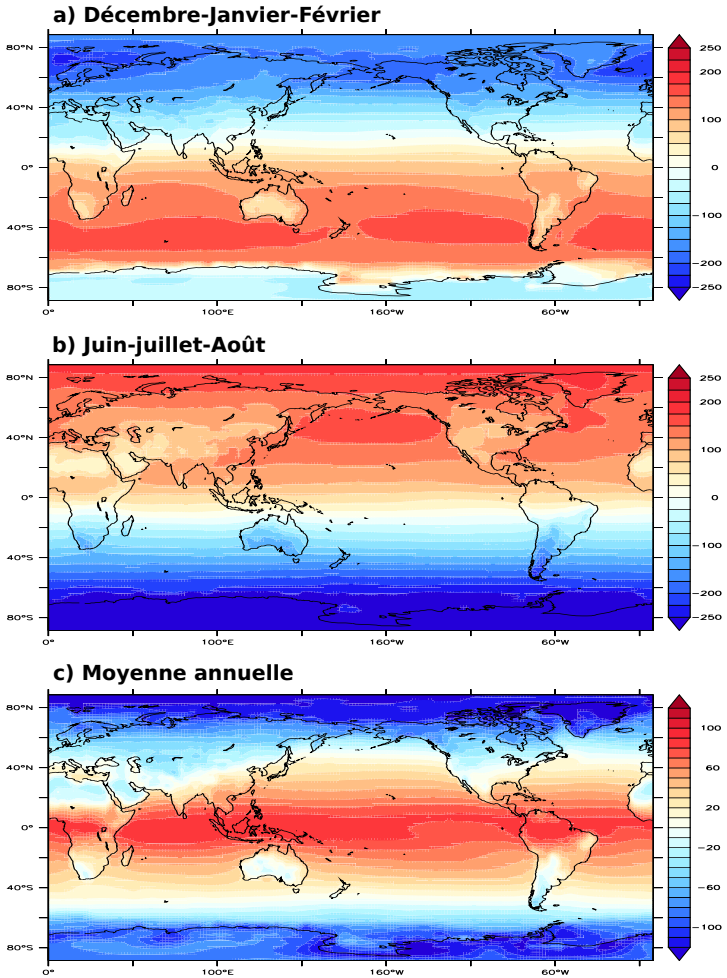


FIGURE 1.9 – *Bilan radiatif au sommet de l'atmosphère avec un ciel sans nuages : différence entre le flux solaire incident et les flux sortants (infrarouge et solaire), en* $\mathrm{W{\cdot}m^{-2}}$*. Moyenne sur l'hiver boréal (a), l'été boréal (b) et annuelle (c) sur la période 1960-2010.*
Top of the atmosphere clear-sky radiative balance in $\mathrm{W{\cdot}m^{-2}}$***. (a) boreal winter, (b) boreal summer and (c) annual mean between 1960-2010. (NCEP)***

La zone subtropicale

Près de l'équateur, l'air chaud au niveau de la surface étant plus léger que l'air plus froid d'altitude, les masses d'air provenant du nord et du sud s'élèvent, créant ainsi un mouvement ascendant : c'est la zone de convergence intertropicale (ITCZ [2]). En raison de la forte évaporation ayant lieu dans la zone tropicale, l'air de cette région est riche en vapeur d'eau. Au cours de son mouvement ascensionnel, l'air se refroidit et atteint, selon la formule de Clausius-Clapeyron, la pression de vapeur saturante. En se condensant, l'eau forme des nuages qui vont précipiter. La condensation libère de la chaleur latente, réchauffant encore les masses d'air ascendantes, ce qui contribue à favoriser encore leur ascension. Cette zone de vents ascendants oscille autour de l'équateur selon la saison, créant ainsi une bande marquée par la présence de nombreux cumulonimbus et par de fortes précipitations. On y trouve d'ailleurs les riches forêts équatoriales très humides comme l'Amazonie.

Parvenues à la tropopause, les masses d'air désormais plus sèches sont transportées vers les pôles. Cependant, la vitesse des masses d'air acquiert une composante zonale sous l'effet de la force de Coriolis. Cette force, nulle à l'équateur et d'intensité croissante avec la latitude, dévie les masses d'air à droite dans l'hémisphère nord, et à gauche dans l'hé-

2. InterTropicale Convergence Zone

misphère sud. L'air redescend vers le sol autour de 30°N et 30°S, créant des zones de subsidences. En descendant, les masses d'air créent un mouvement anticyclonique au sol. Ce mécanisme de subsidence rend impossible les mouvements ascendants nécessaires à la formation de précipitations. C'est là que l'on retrouve les grands déserts chauds comme le Sahara. Une partie de cet air chaud continue sa route vers les pôles, tandis qu'une autre partie revient vers l'équateur au niveau du sol. Ces vents sont eux aussi déviés par effet Coriolis et acquièrent une composante d'est en ouest, créant les alizés. La moyenne longitudinale de cette circulation de part et d'autre de l'équateur prend le nom de cellules de Hadley, du nom de George Hadley (1685–1768), qui décrivit le premier ce phénomène pour expliquer la présence des alizés.

Circulation aux moyennes latitudes

La circulation atmosphérique entre 30° et 60° de latitude est dominée par les vents d'ouest. En surface, ces vents peuvent être vus comme la partie des anticyclones subtropicaux située du côté des pôles (figure 1.10). En altitude, le vent d'ouest atteint un maximum au niveau de la tropopause : c'est le courant-jet subtropical (ou jet stream), qui peut être considéré comme résultant de la conservation du moment cinétique des masses d'air s'écartant de la branche as-

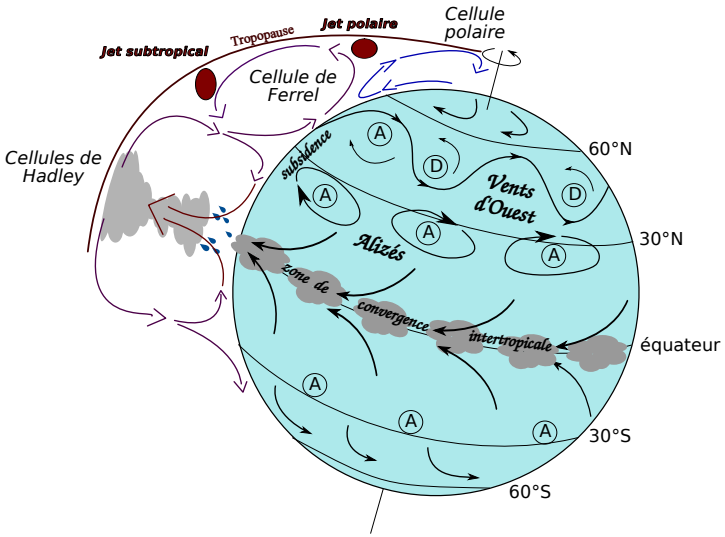


FIGURE 1.10 – *Schéma simplifié de la circulation atmosphérique moyenne globale. Entre 30°N et 30°S, la circulation est régie par les cellules de Hadley : une zone de convergence à la surface et d'ascendance autour de l'équateur, avec de fortes précipitations (climat équatorial) et deux branches de subsidence où l'air sec redescend, caractéristique des grands déserts chauds comme le Sahara. Une partie de cet air continue vers le pôle et est dévié à droite dans l'hémisphère nord (gauche dans l'hémisphère sud), créant les vents d'ouest des moyennes latitudes.*
Simplified scheme of the mean global atmospheric circulation.

cendante de l'ITCZ. Un deuxième jet d'ouest, appelé jet polaire, est également présent autour de 60°. Ce jet a cependant une intensité plus faible que le jet sub-tropical. De plus, les deux jets ne sont pas toujours bien différenciés. Les mécanismes physiques à l'origine de ces courants-jet en altitude sont décrits dans la partie 1.2.3. On peut néanmoins énoncer ici quelques unes de leurs caractéristiques physiques. La vitesse des vents dans le jet subtropical varie en fonction de la saison ; elle est souvent supérieure à 100 km/h, et peut même atteindre 400 km/h. Cette vitesse varie également en fonction de la direction du jet, qui peut rester zonal et très rapide, ou acquérir une composante méridienne forte mais avec une vitesse du vent plus faible. Bien que ces courants-jet soient situés en altitude, ils jouent un rôle important sur la météorologie en entraînant ou en bloquant le déplacement des anticyclones et des dépressions en surface.

Ces dépressions et anticyclones sont le résultat de la rencontre des masses d'air froides qui viennent du pôle et de l'air plus chaud issu des tropiques. Ces masses d'air se rencontrent le long de ce que l'on appelle le ruban thermique. À certains points de resserrement le long de ce ruban se forment des systèmes dépressionnaires où le vent tourne dans le sens inverse des aiguilles d'une montre dans l'hémisphère

nord. Ces dépressions sont suivies d'anticyclones, favorisant un temps plus clément.

Dans l'hémisphère nord, l'alternance de continents et d'océans provoque des contrastes de températures et des anomalies de topographie qui dévient les vents d'ouest, induisant la naissance d'ondes dites planétaires. Une description physique de ces ondes est donnée dans la partie 1.2.4.

En faisant une moyenne annuelle et zonale des vents à ces latitudes, on peut retrouver une cellule rattachée par sa branche descendante à la cellule de Hadley, la branche ascendante étant quant à elle située autour de 60°N ou 60°S. Cette cellule, dite de Ferrel, n'a cependant pas de réalité physique : ce n'est qu'une représentation de la circulation moyennée. Contrairement à la circulation de Hadley où les mouvements se font plutôt dans la dimension verticale, les moyennes latitudes se caractérisent par un brassage horizontal des masses d'air.

Circulation aux hautes latitudes

La cellule polaire est davantage semblable à la circulation de Hadley : l'air plus chaud situé au niveau du sol et provenant des moyennes latitudes s'élève jusqu'à la tropopause, qui a une altitude de huit kilomètres environ à ces latitudes. L'air sec et froid redescend ensuite au niveau du pôle, puis, par effet Coriolis, est dévié en surface en revenant vers

les basses latitudes. Cette circulation induit un anticyclone au-dessus des régions polaires, caractérisées par des déserts froids et secs. De plus, la circulation aux hautes latitudes est fortement influencée par les entrées d'air provenant des moyennes latitudes.

Cette description rapide des cellules de Hadley, de Ferrel et polaire nous a permis de présenter dans les grandes lignes les mécanismes régissant la circulation atmosphérique globale. Au cours de ma thèse, je me suis particulièrement intéressée à l'impact des calottes de l'hémisphère nord sur la circulation aux moyennes et hautes latitudes. Pour illustrer l'enjeu de cette étude, je décris ci-dessous plus en détail l'origine de deux mécanismes régissant la circulation aux moyennes latitudes : le courant-jet (ou jet stream) et les ondes planétaires.

1.2.3 Jet stream

Afin de comprendre la raison physique de la présence du jet stream aux moyennes latitudes, nous devons revenir à quelques lois fondamentales régissant la circulation atmosphérique.

L'équilibre géostrophique

L'équilibre géostrophique est le nom que l'on donne à l'équilibre théorique existant entre les forces

de pression et la force de Coriolis. Ainsi, pour une particule d'air à l'équilibre sur laquelle agit la force de Coriolis, un gradient de pression et la gravité, la seconde loi de Newton s'exprime comme suit :

$$\frac{d\vec{V}}{dt} = -2\vec{\Omega} \times \vec{V} - \frac{1}{\rho}\vec{\nabla}p + \vec{g} \tag{1.1}$$

où $\vec{V}$ est le vent, $\vec{\Omega}$ est la vitesse angulaire de la Terre, ρ est la densité de l'air, p est la pression et $\vec{g}$ la gravité, avec :

$$\frac{d\vec{V}}{dt} = \frac{\partial\vec{V}}{\partial t} + \vec{V} \cdot \nabla\vec{V} \tag{1.2}$$

Le premier terme de droite représente la variation du vent avec le temps dans le référentiel de la parcelle d'air, et le deuxième élément représente son advection. Aux moyennes latitudes, les vents horizontaux sont beaucoup plus importants que le vent vertical. En décomposant le vecteur vent $\vec{V}$ en un vent zonal u (positif lorsqu'il va vers l'est), un vent méridional v (positif dans la direction du nord) et un vent vertical w, (positif vers le haut), on a donc $u, v \gg w$. L'équation (1.1) peut alors s'écrire :

$$\frac{du}{dt} = f \cdot v - \frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x} \tag{1.3}$$

$$\frac{dv}{dt} = -f \cdot u - \frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial y} \tag{1.4}$$

$$0 = -g - \frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial z} \tag{1.5}$$

avec $f = 2\Omega \sin\phi$ le paramètre de Coriolis dépendant de la latitude ϕ (négatif dans l'hémisphère sud). S'il y a équilibre géostrophique, la dérivée totale s'annule et on obtient le vent géostrophique $\vec{V_g} = (u_g, v_g)$:

$$\vec{V_g} = \frac{1}{\rho f}\vec{k} \times \vec{\nabla}_h p \tag{1.6}$$

avec $\nabla_h = \frac{\partial}{\partial x}\vec{i} + \frac{\partial}{\partial y}\vec{j}$ le gradient horizontal. Le vent géostrophique est donc toujours perpendiculaire au gradient de pression et donc parallèle aux isobares [3] comme on le voit sur la figure 1.11.

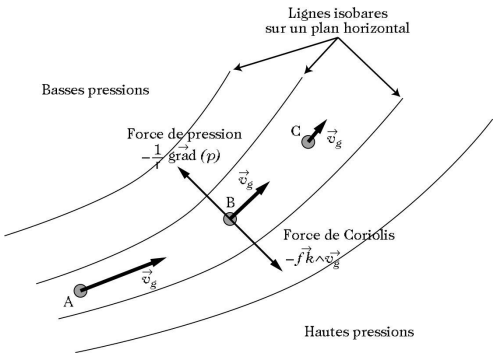


FIGURE 1.11 – *Le vent géostrophique est tangent aux lignes isobares sur un plan horizontal. Son intensité est proportionnelle au gradient de pression. (D'après Malardel (2005))*
The geostrophic wind is tangent to isobares on the horizontal plane. Its intensity is proportional to the pressure gradient.

3. plan de pression constante

Vent thermique et courant-jet

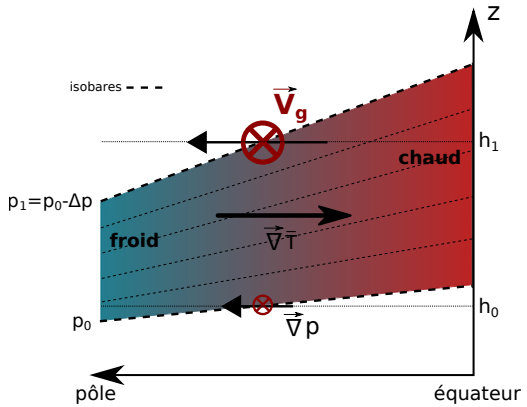


FIGURE 1.12 – *Schéma expliquant le principe du vent thermique : le gradient de pression entre l'équateur et le pôle est plus fort en altitude qu'au niveau de la mer. Comme le vent géostrophique est proportionnel au gradient de pression, le vent géostrophique est plus fort en altitude : c'est le courant-jet. La relation du vent thermique indique que plus la différence de température est forte, plus la différence entre le vent géostrophique du haut et du bas de la couche est grande. Le vent est normal au gradient de température (ici perpendiculaire au plan de la page), avec les températures froides à gauche si l'on est dans l'hémisphère nord.*
Scheme illustrating the basic principle of the thermal wind : equator-to-pole pressure gradient is stronger at high altitudes. Since the geostrophic wind is proportional to the pressure gradient, it is stronger at higher altitude. The thermal wind relation expresses that larger the temperature difference between the equator and the pole, stronger the altitudinal wind.

L'équation d'état des gaz parfaits ($p = \rho \cdot R \cdot T$) implique qu'une colonne d'air chaud va être plus étendue verticalement qu'une colonne d'air froid. Le gradient de pression (et donc le vent géostrophique) dû à la différence de température entre les hautes

et les basses latitudes est donc plus fort en altitude qu'au sol (figure 1.12). Le gradient de vent géostrophique entre deux niveaux verticaux est à l'origine du concept de vent thermique. On peut retrouver ce résultat en dérivant l'équation du vent géostrophique par la pression et en utilisant l'équilibre isostatique et l'équation d'état des gaz parfaits :

$$\vec{V_T} = \vec{V_g}(p_1) - \vec{V_g}(p_0) = -\frac{R}{f}\int_{p_1}^{p_0}(\vec{k} \times \vec{\nabla} T) d \ln p \tag{1.7}$$

Avec $\bar{T}$ la température moyenne entre les niveau p_0 et p_1, l'équation 1.7 s'écrit alors :

$$\vec{V_g}(p_1) - \vec{V_g}(p_0) = -\frac{R}{f}(\vec{k} \times \vec{\nabla} \bar{T})_p \ln \frac{p_1}{p_0} \tag{1.8}$$

Cette relation montre bien que la différence de vent géostrophique entre les deux niveaux de pression est proportionnelle au gradient horizontal de la température moyenne $\bar{T}$ de la colonne d'air. La différence de température entre les pôles plus froids et les basses latitudes plus chaudes va donc créer un vent d'altitude plus fort que celui de la surface. C'est ce vent d'altitude que l'on appelle le courant-jet. La relation du vent thermique est la base de la relation entre gradient méridien de température et courant-jet : le jet est perpendiculaire au gradient de tempé-

ratures et laisse les températures froides à sa gauche (sa droite) dans l'hémisphère nord (sud) : soit d'ouest en est dans les deux hémisphères.

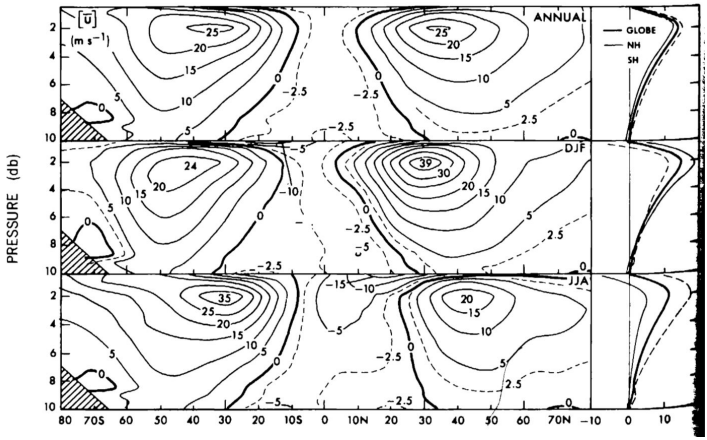


FIGURE 1.13 – *Coupe méridienne de la moyenne zonale de la composante zonale du vent en* $\mathrm{m{\cdot}s^{-1}}$ *en moyenne annuelle (panneau du haut), en DJF (moyenne sur Décembre-Janvier-Février) (panneau du milieu) et JJA (moyenne sur Juin-Juillet-Aout) (panneau du bas). À droite, les profils verticaux en moyenne sur les latitudes du globe (trait plein gras), de l'hémisphère nord (trait plein fin) et de l'hémisphère sud (tiretés) ((Peixoto et Oort 1992) pages 154 figure 7.15).*
Zonal mean of the zonal wind (m s⁻¹) : annual mean (top), winter mean (middle) and summer mean (bottom). Vertical profils of the zonal wind of northern (thin solid line) and southern (dashed line) hemisphere and for the globe (thick solid line).

En hiver, la nuit polaire fait significativement baisser les températures aux hautes latitudes. Ceci implique un gradient méridien plus fort qu'en été, et donc un courant-jet plus puissant (figure 1.13). De plus, le contraste thermique existant entre les continents et les océans influence également l'intensité du jet. En hiver, à une latitude donnée, les conti-

nents sont plus froids que les océans. Dans l'hémisphère nord, le bord est des continents nord-américain et est-asiatique est orienté approximativement sud-ouest/nord-est, impliquant un renforcement du vent d'ouest, et donc du courant-jet subtropical.
Si la saisonnalité fait varier l'amplitude du jet, elle entraîne également une variation de sa position latitudinale (figure 1.13) : dans chacun des hémisphères, le jet est plus proche de l'équateur en hiver qu'en été.

Si on ne prenait en compte que la relation du vent thermique (1.8), l'augmentation de la vitesse du vent d'ouest avec l'altitude devrait être infinie. L'inversion de température caractérisant la fin de la troposphère limite cette amplification. C'est pourquoi on retrouve les courants-jet à la hauteur de la tropopause vers 200 hPa (environ 12 km)(figure 1.13).

Les jets streams présentent parfois des méandres. L'amplitude de ces méandres est plus ou moins marquée et varie en plusieurs jours, amenant des situations de blocage en surface. En effectuant une moyenne sur plusieurs années, on retrouve cependant des motifs caractéristiques selon la saison : c'est ce que l'on appelle les ondes planétaires. Ces ondes n'ont donc pas de réalité instantanée, mais représentent un état moyen de l'atmosphère.

1.2.4 Les ondes planétaires

Les ondes planétaires, encore appelées ondes de Rossby, représentent les méandres observées dans le courant moyen aux moyennes latitudes. Ces ondes doivent leur existence à la variation latitudinale du paramètre de Coriolis f et à la conservation de la vorticité potentielle [4]. En effet, dans une atmosphère barotrope [5], chaque colonne d'air vérifie (Rossby 1940) :

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{\zeta_r + f}{\Delta h}\right) = 0 \tag{1.9}$$

où ζ est la vorticité relative [6], f le paramètre de Coriolis et Δh l'épaisseur de la colonne d'air.

Illustrons la genèse des ondes planétaires en considérant un fluide barotrope [7] dans l'hémisphère nord, et en suivant une parcelle d'air qui a une vorticité relative initiale nulle ($\zeta_r = 0$).

Si on déplace cette parcelle vers le nord, f augmente. Pour assurer la conservation de la vorticité potentielle 1.9, il faut que ζ diminue, et donc que la parcelle d'air acquière une vorticité négative. Elle se met donc à tourner dans le sens horaire, et sera déviée vers le sud, impliquant une diminution de f. Pour

4. La vorticité représente la façon dont le fluide est en rotation. Voir A.1.3

5. Fluide où les gradients de pression et de densité sont parallèles.

6. Voir A.1.3

7. Fluide dont les isobares sont parallèles aux lignes d'égales densité (isopycnes). Un fluide barotrope est un fluide dont les propriétés ne varient pas avec l'épaisseur de la couche d'air.

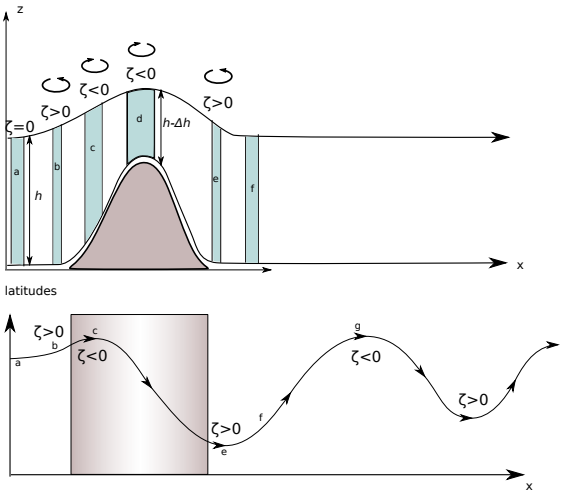


FIGURE 1.14 – *Formation d'une onde de Rossby forcée par un relief :*
a) La vorticité relative étant nulle, la conservation de la vorticité potentielle indique : $f/h = K$, avec K une constante.
b) étirement de la colonne d'air => $\zeta > 0$ => décalage vers le nord => f augmente
c) écrasement de la colonne d'air => $\zeta < 0$ => décalage vers le sud => f diminue
d) f diminue, h diminue et ζ diminue jusqu'à atteindre le sommet de la montagne où la vorticité est minimum
e) en redescendant la montagne, la colonne d'air s'étire => ζ est de moins en moins négatif jusqu'à être positif après la montagne.
f) comme $\zeta > 0$, décalage vers le nord, donc f augmente. À partir de ce point, la hauteur est constante => $\zeta + f = cste$ => si f augmente, ζ doit diminuer
g) ζ diminue jusqu'à devenir négatif, donc décalage vers le sud, donc f diminue, et ζ doit de nouveau augmenter pour garder $\zeta + f = cste$, jusqu'à devenir positif... etc...
Rossby wave formation above a mountain

compenser cette diminution, ζ_r augmente de nouveau, jusqu'à redevenir positif, ce qui contraint la parcelle d'air à se déplacer vers le nord, faisant augmenter f, etc... C'est le principe des ondes planétaires : un obstacle force soit le déplacement, soit l'épaisseur de la colonne d'air, obligeant la parcelle d'air à ré-équilibrer la vorticité potentielle. Ce ré-équilibre peut se faire par un déplacement de la parcelle d'air vers le nord ou le sud pour modifier f, ou par une modification de sa vorticité relative. Cet obstacle forçant les ondes peut provenir soit d'une anomalie zonale de la température, ce qui induit une modification de la hauteur de l'isobare, et donc de la hauteur de la parcelle, soit d'une anomalie de la topographie comme montré dans la figure 1.14.

En été, la température de surface est plus élevée au-dessus des continents que sur les océans, alors qu'en hiver les continents sont plus froids que les océans. Dans l'hémisphère nord, l'alternance de grands continents et d'océans force ainsi la formation d'ondes planétaires. Une façon de visualiser ces ondes planétaires est de regarder l'anomalie zonale de la hauteur du géopotentiel. Cette grandeur représente l'altitude d'une isobare (figure 1.15). Une anomalie positive (négative) du géopotentiel induit donc la présence d'un anticyclone (une dépression). En été, vers 40°N, on retrouve un anticyclone sur l'Atlantique Nord et sur le Pacifique Nord, et une dépres-

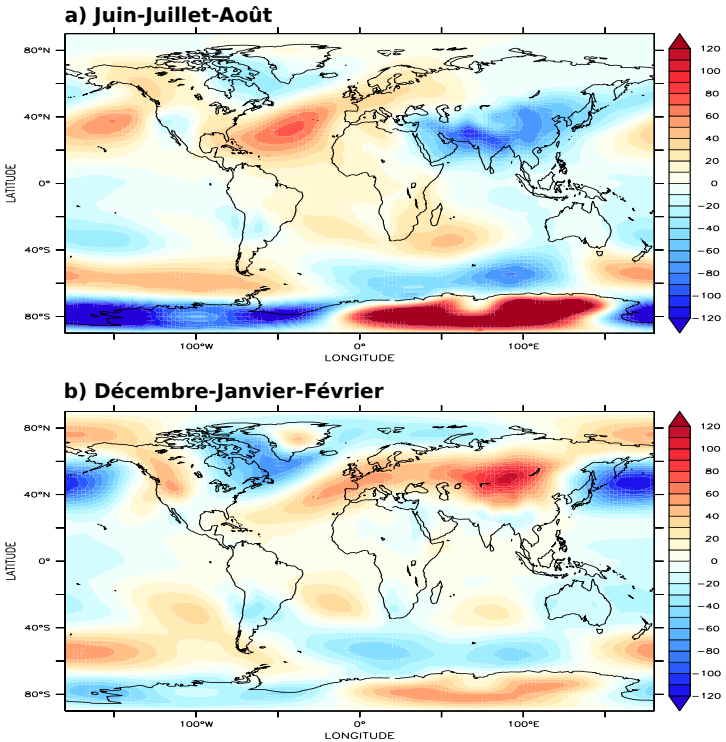


FIGURE 1.15 – *Anomalie zonale de la hauteur de géopotentiel à 850 hPa (m) pour (a) l'été boréal et (b) l'hiver boréal : moyenne sur 1950-2000. (Données : réanalyses NCEP)*
June-July-August (a) and December-January-February (b) 850 hPa geopotential height zonal anomaly (m) : 1950-2000 average (NCEP reanalysis)

sion sur l'Asie du Sud. À l'opposé, l'hiver boréal est caractérisé par un anticyclone sur l'Asie, l'Europe et l'Ouest américain. On retrouve également une dépression sur le Pacifique Nord et l'Atlantique Nord (figure 1.15). En plus de ce contraste de température entre océans et continents, le vent d'ouest est dévié par les barrières naturelles des Rocheuses et du plateau tibétain. L'onde forcée par les Rocheuses induit un vent de nord-ouest sur la partie est de l'Amérique du Nord, à l'origine d'un climat hivernal rude dans ces régions. Les ondes sont également responsables de la direction sud-ouest/nord-est du jet en Atlantique Nord (Brayshaw et al. 2009). Ces vents du sud-ouest, combinés au Gulf Stream, contribuent à rendre les hivers plus doux en Europe de l'ouest par rapport aux régions de même latitude de l'Amérique du Nord (Seager et al. 2002, Kaspi et Schneider 2011).

Pendant une période glaciaire, la présence de calottes de glace comme celle de l'Amérique du Nord engendre une déviation encore plus importante des vents d'ouest. Ceci montre le rôle primordial exercé par les calottes polaires sur la dynamique atmosphérique. Inversement, les changements de circulation à grande échelle sont susceptibles d'influencer directement l'évolution des calottes de glace via des modifications des champs de température et de précipitations.

1.3 Interactions calottes-circulation atmosphérique : état de l'art

L'existence d'interactions entre les calottes polaires et la dynamique atmosphérique, et plus généralement le climat, a été étudiée depuis les années soixante-dix. Oerlemans (1979), par exemple, fut l'un des tout premiers à examiner les relations entre calottes et ondes planétaires. Le développement des modèles de circulation générale a permis par la suite des études plus quantitatives pour lesquelles deux approches complémentaires ont été suivies : l'étude de l'impact des calottes sur la circulation atmosphérique, ou à l'inverse, l'étude de l'influence de la circulation atmosphérique sur l'évolution des calottes.

1.3.1 Impact des calottes sur les ondes planétaires et sur le vent moyen

Depuis le début de l'utilisation des modèles climatiques, de nombreuses études se sont attachées à comprendre comment des conditions glaciaires (insolation, gaz à effet se serre, couverture de neige et de glace) pouvaient modifier le climat, notamment à travers la présence des calottes. Les travaux de Manabe et Broccoli (1985) et ceux de Kutzbach et Wright Jr (1985) furent les premiers à démontrer que la présence de la calotte nord-américaine avait une influence notable sur le vent moyen, avec

une division en deux branches du vent d'ouest en hiver, contournant la calotte par le nord et le sud. La visualisation du géopotentiel à 515 mb avec ou sans calotte de l'étude de Manabe et Broccoli (1985) (figure 1.16) montre que la présence des calottes force des ondes planétaires de plus grande amplitude dans l'hémisphère nord. En particulier, on peut noter une forte augmentation de l'amplitude des ondes au-dessus du Canada, là où se trouve la calotte nord-américaine. Cette excitation des ondes par la calotte nord-américaine fut confirmée plus tard dans les études de Li et Battisti (2008) (figure 1.17) et Kageyama et Valdes (2000).

Comme nous l'avons vu précédemment, une calotte influence la circulation atmosphérique à cause de ses deux principales caractéristiques :
- sa couleur claire, qui induit un fort albédo, modifiant le bilan énergétique local et donc la température atmosphérique,
- sa hauteur, pouvant atteindre plusieurs kilomètres, qui dévie les vents.

En séparant l'influence de ces deux caractéristiques, Broccoli et Manabe (1987) montrent que la topographie de la calotte est le principal perturbateur de la circulation atmosphérique, ce qui est confirmé par la suite par l'étude de Pausata et al. (2011).

La présence de calottes induit également un res-

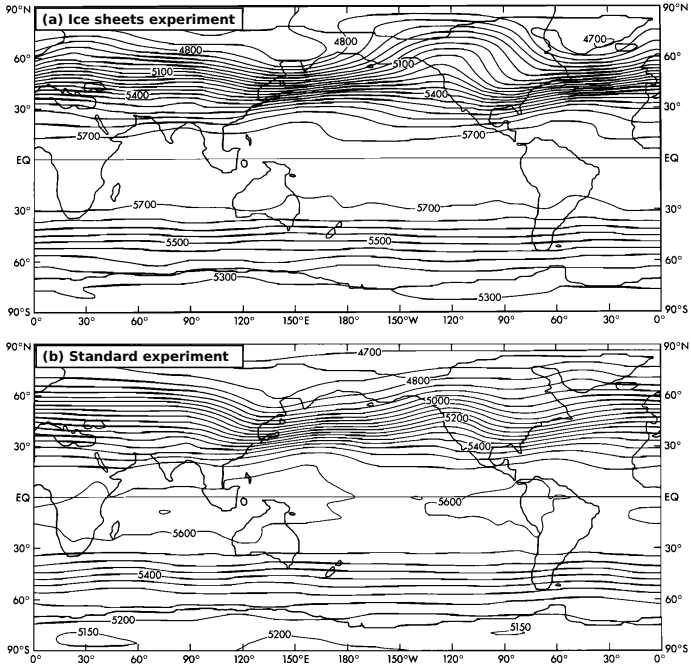


FIGURE 1.16 – *Hauteur de géopotentiel à 515 mb (en mètre) pour deux expériences en Décembre-Janvier-Février : (a) : expérience avec la présence de calottes du DMG ; (b) expérience "standard", sous conditions climatiques et topographique actuelles. Dans l'hémisphère nord, les ondes sont plus marquées et de plus grande amplitude en présence de calottes, particulièrement au-dessus de la Laurentide. Source : Manabe et Broccoli (1985)*

December-January-February 515 mb geopotential height (meters) : (a) ice-sheet experiment ; (b) standard experiment. In the northern hemisphere, planetary waves are stronger when there is an ice sheet, especially above the Laurentide ice sheet. Source : Manabe et Broccoli (1985)

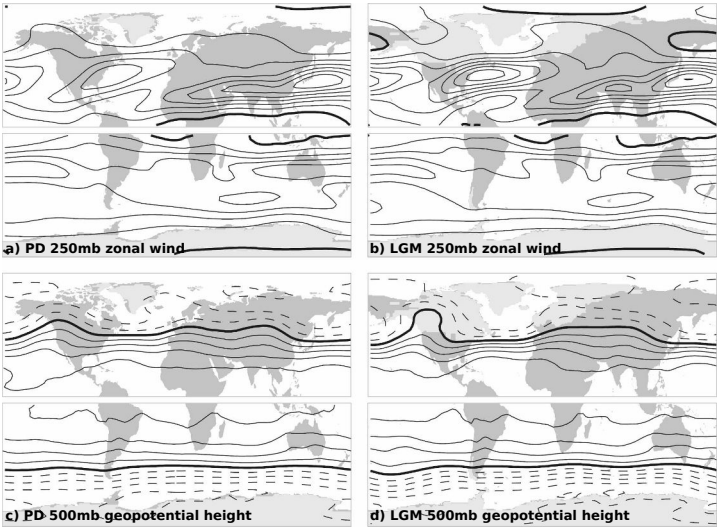


FIGURE 1.17 – *Circulation atmosphérique hivernale modélisée par CCSM3 : vent zonal à 250 mb pour l'actuel (a) et le DMG (b) (contour :* $10\,\mathrm{m{\cdot}s^{-1}}$*). En Atlantique Nord, le vent est plus fort et plus zonal au DMG qu'à l'actuel, alors qu'il ne change que légèrement dans le Pacifique Nord. Anomalie de géopotentiel à 500 mb pour l'actuel (c) et le DMG (d) par rapport à 5400 m (contour : 120 m). Le contour en gras représente le zéro pour les deux champs. La calotte nord-américaine renforce l'onde stationnaire. Source : Li et Battisti (2008)*

Wintertime atmospheric circulation in CCSM3 simulations. Zonal wind at 250 mb from the (a) PD (Present Day) and (b) LGM simulations ($10\,\mathrm{m{\cdot}s^{-1}}$ ***contours). The Atlantic jet is stronger and more zonal, whereas the Pacific jet is almost unchanged. Geopotential height at 500 mb from (c) PD and (d) LGM simulations (120 m contours with an offset of -5400 m). The ice sheet over North America forces a strong stationary wave that intensifies the downstream flow. Source : Li et Battisti (2008)***

serrement des lignes de géopotentiel en Atlantique Nord (figures 1.16 et 1.17). Ce resserrement implique une augmentation du gradient de pression et donc un vent plus fort dans cette zone (selon l'équilibre géostrophique, équation 1.6). D'autres études s'appuyant sur les projets internationaux d'inter-comparaison de modèles climatiques comme le projet PMIP (Past Model Intercomparison Project, Braconnot et al. (2012)) montrent que cette augmentation de la vitesse du jet n'est robuste que dans l'Atlantique Nord (Kageyama et al. (1999), Laîné et al. (2008), Li et Battisti (2008) et Rivière et al. (2010)). Dans le Pacifique Nord, la réponse du jet est dépendante du modèle utilisé. Sur la figure 1.17, on voit par exemple que le modèle CCSM3 (Community Climate System Model) ne montre pas de différence notable du jet dans le Pacifique Nord entre des conditions glaciaires et actuelles. De même, Laîné et al. (2008) montrent que plusieurs modèles participant à la deuxième phase du projet PMIP simulent même un jet dans le nord-Pacifique plus faible au LGM qu'aujourd'hui. La différence entre l'Atlantique et le Pacifique est vraisemblablement due à la présence de la calotte nord-américaine qui amène une plus grande contrainte sur les ondes planétaires au-dessus de l'Amérique du Nord, forçant ainsi un vent plus fort sur l'Atlantique Nord.

Les calottes de glace, et en particulier la calotte

nord-américaine, ont non seulement un impact sur la vitesse du jet, mais également sur sa position. Avec le GCM CCSM3, Li et Battisti (2008) montrent qu'au LGM, le jet était plus zonal en Atlantique Nord. Ullman et al. (2014) comparent la réponse du modèle GISS (NASA Goddard Institute for Space Studies) à plusieurs reconstructions de calottes nord-américaines pour tester l'influence de leur topographie sur le climat. Ils montrent qu'une calotte plus haute entraîne un jet plus zonal en Atlantique Nord. L'orientation du jet en Atlantique Nord semble donc être reliée à la topographie de la calotte nord-américaine. Cependant, cette étude est à ce jour la seule qui teste différentes hauteurs de calotte pour analyser leur l'impact sur le climat.

Plusieurs modèles participant à l'exercice PMIP2 simulent un déplacement du jet vers l'équateur en Atlantique Nord au DMG (Laîné et al. (2008) et Rivière et al. (2010)). L'origine de ce décalage du jet est encore une question ouverte. En effet, la position de jet dépend du gradient de température, mais peut également être influencée par les instabilités du courant-jet lui-même (eddy-driven jet), comme le montrent Rivière et al. (2010).

Ces modifications de la circulation atmosphérique par les calottes glaciaire vont également modifier les transports de température, d'humidité, mais également les précipitations. La température et les préci-

pitations neigeuses étant les deux éléments clés pour la formation d'une calotte de glace, celle-ci peut donc avoir un effet sur sa propre évolution via les changements de circulation atmosphérique qu'elle induit.

1.3.2 Impact des calottes sur elles-mêmes via la circulation atmosphérique

L'impact d'une calotte sur sa propre construction a été étudié par Roe et Lindzen (2001a;b). Ces auteurs examinent la réponse de la calotte aux modifications de circulation atmosphérique induites par son propre développement. Pour cela, ils utilisent un modèle d'ondes stationnaires paramétré à une dimension, puis d'un modèle couplé ondes stationnaires-calotte. Dans ce modèle, la topographie de la calotte idéalisée induit une circulation anticyclonique sur son versant ouest, réponse cohérente avec les études de Manabe et Broccoli (1985), Broccoli et Manabe (1987), Kageyama et Valdes (2000) et Li et Battisti (2008) pour le DMG. Cette circulation induit un refroidissement du centre de la calotte et un léger réchauffement de son flanc ouest. Dans leurs conclusions, Roe et Lindzen (2001b) suggèrent que les ondes stationnaires engendrées par la calotte nord-américaine pourraient réchauffer suffisamment l'Europe pour influencer l'évolution de la calotte eurasienne.

À l'instar de Roe et Lindzen (2001b), Liakka et Nilsson (2010) ont repris plus récemment un mo-

dèle d'ondes stationnaires pour étudier les anomalies de température induites par les ondes stationnaires créées par une calotte idéalisée. Ils retrouvent le refroidissement local au-dessus de la calotte ; celui-ci va être d'autant plus important que la calotte est étendue, jusqu'à une taille critique. (Liakka et al. 2011) testent ensuite le caractère linéaire des ondes en période glaciaire. Ils montrent que ce caractère linéaire dépend de la taille de la calotte. Liakka ajoute l'effet de la température de la calotte sur les ondes dans un troisième article (Liakka 2012). Il montre qu'ajouter l'effet des ondes induites par la température double les anomalies de températures obtenues avec les ondes non-linéaires induites par la topographie.

Les études de Roe et Lindzen (2001a;b) et de Liakka et Nilsson (2010), Liakka et al. (2011), Liakka (2012) ont permis de comprendre et de clarifier les mécanismes régissant l'interaction entre une calotte et les ondes stationnaires qu'elle induit. Ces modèles sont cependant idéalisés. De plus, seule l'anomalie de température induite par les ondes est prise en compte ; on n'a ici aucune idée de l'impact des ondes sur les précipitations, qui sont elles aussi primordiales pour l'évolution des calottes.

Plus récemment, l'étude menée par Löfverström et al. (2014) montre bien comment l'évolution de la circulation atmosphérique, induite par la construc-

tion des calottes, a pu influencer la construction des calottes elles-mêmes. Dans cette étude, Löfverström forcent le modèle atmosphérique CAM3 avec quatre configurations de calottes différentes, chacune correspondant à une période clé de la dernière glaciation. Ils montrent qu'en hiver, il faut attendre que la calotte nord-américaine soit complétement formée pour noter un impact significatif sur les ondes stationnaires et sur le jet en Atlantique Nord, qui devient alors plus zonal et plus fort. En été, les calottes influencent les ondes plus rapidement, amenant une circulation anticyclonique sur l'Alaska et la Sibérie et défavorisant la formation de calottes dans ces zones. Ils testent également l'influence d'une calotte sur l'autre en forçant le modèle par les calottes glaciaires plus petites du stade isotopique marin 4, mais sans calotte eurasienne, ou sans calotte américaine. Ils montrent que l'impact de la calotte nord-américaine n'a qu'un faible effet sur la température de l'Eurasie, ne suffisant pas à expliquer la faible extension de la calotte eurasienne par rapport à la calotte nord-américaine.

1.4 Problématique et plan de thèse

S'il ne fait plus de doute que les calottes (et en particulier leur topographie) modifient significativement la circulation atmosphérique, et que cette modification va avoir un impact sur l'évolution des calottes

elles-mêmes, des questions se posent encore sur la synergie des calottes entre elles. Au début de ma thèse (2011), aucune étude à ma connaissance ne testait l'influence réciproque d'une calotte sur l'autre pendant une glaciation. Ce constat a motivé mes travaux de recherche.
Ma démarche s'articule en trois étapes. Dans la première partie de ma thèse, je propose d'utiliser un modèle couplé climat-calotte, qui va donc prendre en compte la rétroaction de l'atmosphère sur la calotte, et de modéliser une glaciation complète afin d'étudier la croissance des calottes. J'utilise pour cela un modèle de complexité intermédiaire. Ce type de modèle permet de simuler de grandes échelles de temps grâce à une simplification des processus physiques et à une faible résolution spatiale. Les détails et les résultats de cette étude sont décrits dans le **chapitre 2**.

Pour étudier avec plus de précisions les interactions entre circulation atmosphérique et calottes glaciaires, j'ai choisi pour la suite d'utiliser un modèle décrivant plus finement la circulation atmosphérique. Deux modèles étaient à ma disposition au LSCE. Afin d'évaluer la robustesse de leur réponses, j'ai voulu les comparer à plusieurs autres modèles dans le cadre du projet d'inter-comparaison PMIP3. Cette inter-comparaison a permis d'étudier les mécanismes régissant les précipitations en période glaciaire en

Europe pendant le dernier maximum glaciaire, et de mettre en évidence une corrélation entre le décalage du jet Nord-Atlantique et les précipitations en Péninsule Ibérique. Les résultats de cette intercomparaison sont décrits dans le **chapitre 3**.

Enfin, j'ai utilisé le modèle atmosphérique LMDz avec différentes configurations de calottes pour mettre en évidence un lien entre les calottes nord-américaine et eurasienne. Ces résultats et les conclusions qui en sont tirées sont présentés dans le **chapitre 4**.

Je termine la rédaction de ce manuscrit avec un chapitre de conclusions, permettant de récapituler et de mettre en perspective ce que cette thèse a pu apporter comme réponses sur notre compréhension du système atmosphère-calotte polaire.

2 Interactions calottes-circulation atmosphérique au cours d'une glaciation

L'objectif de mes premiers travaux était d'examiner d'une part l'influence des ondes stationnaires sur l'évolution des calottes de l'hémisphère nord au cours du dernier cycle glaciaire-interglaciaire, et d'autre part de déterminer s'il existait au cours de cette période une synergie potentielle entre les calottes nord-américaine et eurasienne induite par des changements de circulation atmosphérique à grande échelle. Pour cela, j'ai utilisé le modèle de climat CLIMBER, qui permet, de par sa conception, la simulation de plusieurs milliers d'années en quelques jours. Afin de modéliser l'évolution des calottes et leurs interactions avec le climat, nous avons utilisé une version du modèle CLIMBER couplé au modèle de calottes GRISLI. Une description de ces modèles et de la procédure de couplage est faite dans la pre-

mière partie de ce chapitre. Nous expliquons dans la seconde partie comment nous avons tiré parti de certaines paramétrisations du modèle CLIMBER-GRISLI pour modifier la représentation des ondes stationnaires et le calcul de l'ablation. Ces nouvelles paramétrisations ont permis la mise en place d'un protocole expérimental amenant à la publication d'un article dans *Climate of the Past*, présenté dans une troisième partie, et décrivant les interactions entre les paléo-calottes de l'hémisphère nord via les changements de circulation atmosphérique.

2.1 Utilisation d'un modèle couplé climat-calotte

Le modèle climatique de complexité intermédiaire CLIMBER2.4 utilisé dans cette étude repose sur une version mise à jour du modèle CLIMBER2.3 décrit en détail dans Petoukhov et al. (2000). Nous n'en donnons ici qu'une description succincte, présentant au lecteur les éléments nécessaires à une meilleure compréhension des enjeux de ce travail. Le principal intérêt de ce modèle est son faible temps de calcul permettant d'effectuer des simulations sur plusieurs dizaines de milliers d'années ou d'effectuer de nombreuses études de sensibilité. De plus, une procédure de couplage a été développée au LSCE (Kageyama et al. 2004, Charbit et al. 2005, Philippon et al. 2006) entre le modèle CLIMBER et le modèle de calottes polaires GRISLI. L'outil CLIMBER-GRISLI permet donc de simuler les interactions climat-calottes sur des échelles de temps caractéristiques des cycles glaciaires-interglaciaires. C'est cet outil que j'ai utilisé dans la première partie de ma thèse pour modéliser la formation et le développement des calottes de l'hémisphère nord au cours d'un cycle glaciaire.

2.1.1 Le modèle de climat : CLIMBER-2.4

Le modèle CLIMBER est basé sur des représentations simplifiées de l'atmosphère, de l'océan et de la

végétation et de leurs interactions mutuelles. La résolution horizontale des modules atmosphérique et de végétation est de 10° en latitude et environ 51° en longitude (soit 7 secteurs longitudinaux), tandis que le module océanique est basé sur une représentation 2D (latitude-profondeur) des trois principaux bassins (Atlantique, Inde, Pacifique). Chacun de ces bassins a une résolution latitudinale de 2.5° et est décomposé en 20 niveaux verticaux d'épaisseur variable, avec une couche supérieure de mélange de 50 mètres. La faible résolution du modèle et la représentation simplifiée de ses différentes composantes lui confèrent l'avantage d'avoir un temps de calcul rapide permettant de simuler les processus à grande échelle (environ 1000 km) sur des échelles de temps allant de la saison à plusieurs centaines de milliers d'années. De ce fait, il s'agit d'un outil idéal pour les études paléoclimatiques (Ganopolski et Rahmstorf 2001, Ganopolski et al. 2010, Ganopolski et Calov 2011, Kageyama et al. 2004, Charbit et al. 2005; 2013, Bonelli et al. 2009, Philippon et al. 2006).

Le modèle atmosphérique

Le module atmosphérique de CLIMBER est basé sur une approche statistico-dynamique qui repose sur l'hypothèse que l'évolution à long terme de l'atmosphère peut être décrite par l'évolution à long terme et à grande échelle (environ 1000 km et plus)

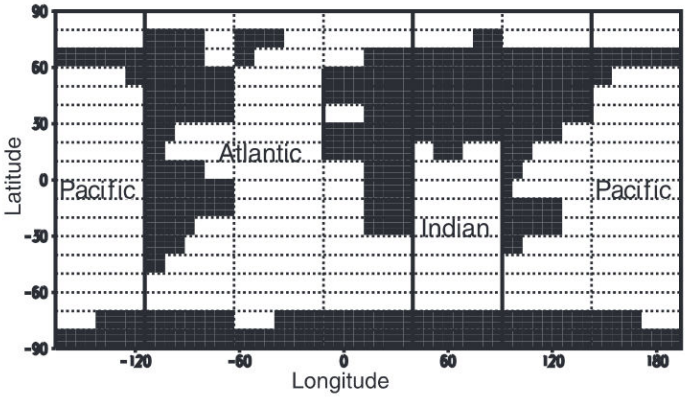


FIGURE 2.1 – *Représentation de la géographie de CLIMBER : les tiretés représentent la grille atmosphérique tandis que les lignes pleines délimitent les trois bassins océaniques. Source : (Petoukhov et al. 2000)*

des principales variables atmosphériques (température, humidité, vents, etc...) et que les phénomènes aux échelles synoptiques tels que les ondes planétaires peuvent être décrits par leurs caractéristiques statistiques (Petoukhov et al. 2000). Autrement dit, bien que les processus synoptiques ne soient pas représentés explicitement, leurs effets sur les processus à grande échelle, comme les transports de chaleur et d'humidité sont paramétrés. De plus, une hypothèse importante est faite sur la structure verticale de l'atmosphère, qui est supposée universelle (indépendante de la région et du temps) pour la température et l'humidité. Cette hypothèse permet de reconstruire le profil vertical de certaines variables prognostiques (température et humidité) à partir d'une description 2D afin de reconstruire leur structure 3D permettant

de recalculer les transports de chaleur et d'humidité ou les flux radiatifs. Les vents, l'énergie et le transport d'eau sont calculés sur 10 niveaux verticaux tandis que le calcul des flux radiatifs se fait sur 16 niveaux. Ainsi le modèle ne possède pas de résolution verticale spécifique contrairement aux modèles de circulation générale.

Les ondes stationnaires ne sont pas explicitement décrites dans CLIMBER, mais elles sont implicitement prises en compte à travers le calcul de la pression au niveau de la mer p_0. Cette variable est décomposée en une partie zonale et une partie azonale :

$$p_0 = \overline{p_0} + p_0' \tag{2.1}$$

où $\bar{p_0}$ est la moyenne zonale de la pression et p_0' l'anomalie zonale, dépendante de l'anomalie zonale de la température au niveau de la mer (T_0') :

$$p_0' = -\frac{g\overline{p_0}\overline{H_t}}{2R\overline{T_0}^2}T_0' \tag{2.2}$$

où $\overline{T_0}$ est la température moyenne zonale au niveau de la mer, $\overline{H_t}$ est la hauteur moyenne de la tropopause calculée par le modèle, $g = 9.81\,\mathrm{m{\cdot}s^{-1}}$ la constante de gravité, R =287.085 $\mathrm{J{\cdot}kg^{-1}{\cdot}K^{-1}}$ la constante des gaz parfaits. Cette représentation de

la pression permet de retrouver, dans l'hémisphère nord, les basses pressions sur les continents et les hautes pressions sur les océans en été, et vice versa en hiver. Nous y reviendrons dans la section 2.2.1.

Les anomalies zonales de la pression ne dépendent donc que de la température. Or, comme nous l'avons vu dans le chapitre 1.2, la topographie peut également jouer un rôle dans la circulation atmosphérique, et donc sur la pression. Nous verrons par la suite comment nous avons tenu compte de l'impact de la topographie sur la pression.

Le module d'interface surface-atmosphère

Le module d'interface entre l'atmosphère et la surface (ASI) est un module permettant de faire le lien entre les différentes composantes du modèle à travers les flux d'énergie et de matière. ASI utilise un modèle de sol à deux couches. Le bilan d'eau dans la couche supérieure est déterminé par la somme des précipitations, de l'évaporation et la transpiration, de la fonte neigeuse, du ruissellement et du drainage. Le ruissellement annuel de chaque point de grille "terre" est affecté à un ou plusieurs points de grille océanique par une matrice d'allocation, et est ajouté comme flux d'eau douce à l'océan.

Le module d'interface ASI distingue six types de surfaces : l'océan, la glace de mer, les forêts, les prairies, les déserts et les glaciers. Différents types de sur-

face peuvent coexister dans une même maille, définis comme une fraction de la surface de la maille. La distribution de végétation est calculée par le module de végétation VECODE décrit section 2.1.1. Pour chaque type de surface, les variables d'état (température, humidité, etc...) et les flux de surface sont calculés séparément. À chaque type de surface est associée une valeur prescrite d'albédo qui dépend de la longueur d'onde de la radiation incidente, de la couverture neigeuse et de la nébulosité (dans CLIMBER, seules deux conditions sont considérées : ciel clair ou ciel nuageux). Pour le calcul de l'albédo de la neige, une fonction d'âge est prise en compte, permettant de tenir compte du vieillissement de la neige. L'albédo de la neige peut ainsi varier de 0,5 à 0,95.

Le module océanique

Le module océanique, basé sur le modèle de Stocker et al. (1992), décrit la dynamique et la thermodynamique de l'océan, l'évolution de la glace de mer. Les trois bassins (Atlantique, Indien et Pacifique) sont inter-connectés au niveau de l'Arctique et au niveau de l'océan Austral. Le modèle simule la température moyenne zonale et la salinité pour chaque bassin, permettant une description de la circulation thermohaline. Pour les courants circumpolaires, le module calcule les composantes moyennes de vitesse zonale issues des gradients de densité méridionaux. Malgré

la représentation zonale de l'océan, l'effet du transport longitudinal par les gyres océaniques est pris en compte via une paramétrisation basée sur des processus de diffusion.

Le module de glace est basé sur le modèle thermodynamique à une couche de Semtner Jr (1976) avec un traitement simple de la diffusion et de l'advection. Il calcule la fraction et l'épaisseur de glace de mer dans une maille. Afin de prendre en compte la faible résolution spatiale et l'hétérogénéité dans un même point de grille, on permet à la glace de mer de se former à l'intérieur d'une maille quand les températures à la surface de l'océan sont en dessous de 0 °C. Dans l'intervalle entre 0 °C et la température du point de congélation (−1.8 °C), la fraction de glace de mer augmente linéairement suivant la décroissance de la température. Quand la température atteint le point de congélation, la fraction d'eau libre est supposée inversement proportionnelle à l'épaisseur de glace de mer. La glace de mer est transportée librement par advection et par diffusion horizontale, sans prendre en compte la rhéologie de la glace.

Le module de végétation

La végétation est décrite par le module VECODE [1], développé par Brovkin et al. (1997). Ce modèle prend en compte trois types de surface : prairies,

1. VEgetation COntinous DEscription model

forêts et déserts. Ces surfaces vont évoluer en fonction du climat donné par le module atmosphérique. À noter que la teneur en CO_2 et en nutriments n'est pas prise en compte dans la version du modèle que nous utilisons ici. Le changement de végétation va à son tour influencer le climat à travers la modification de l'albédo, de la rugosité et de la transpiration des plantes.

2.1.2 Le modèle de calotte : GRISLI

Le modèle GRISLI [2] décrit l'évolution des calottes de glace en réponse à un forçage climatique. Initialement développé pour la calotte Antarctique (Ritz et al. 2001, Dumas 2002), il a ensuite été adapté à la géométrie des calottes de l'hémisphère nord par Peyaud et al. (2007). Plus récemment, une version "haute-résolution" disponible pour le Groenland a également vu le jour (Quiquet et al. 2012). Ce modèle permet de calculer les contraintes mécaniques et thermiques de la glace en trois dimensions, sur une grille cartésienne de 40 km x 40 km. Le modèle prend non seulement en compte la glace posée sur le socle rocheux, mais également l'écoulement à travers les plates-formes de glace flottante (*ice-shelves* en anglais) et la dynamique de la ligne d'échouage (i.e. frontière entre la glace posée et la glace flottante). L'importance des *ice-shelves* réside dans leur rôle

2. GRenoble model for Ice Shelves and Land Ice

d'arc-boutant pour la glace posée en amont. Enfin, bien que sa résolution ne permette pas une représentation explicite des fleuves de glace[3], le modèle GRISLI détecte les zones d'écoulements rapides à partir de critères spécifiques sur lesquels nous reviendrons ultérieurement.
Nous donnons ici une description succincte du modèle, une description plus complète pouvant être trouvée dans Ritz et al. (2001), Peyaud et al. (2007) et plus en détail dans la thèse de Christophe Dumas (Dumas 2002).

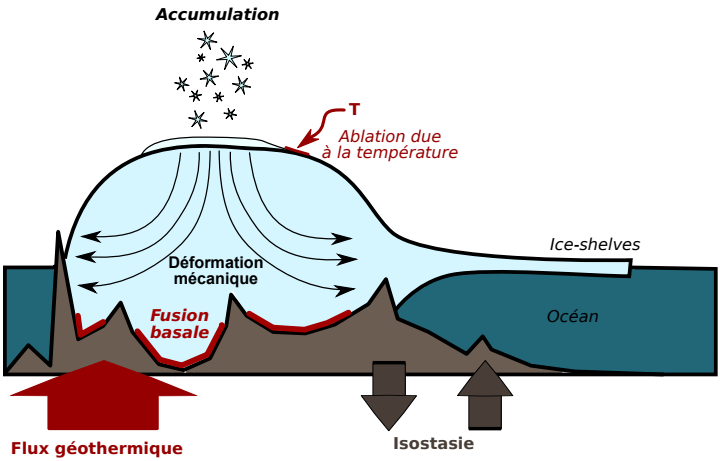


FIGURE 2.2 – *Schéma représentant de façon simplifiée les processus pris en compte dans le modèle GRISLI.*
Processes represented by the GRISLI ice-sheet model.

L'évolution de la calotte glaciaire dépend d'une

3. Zone se la calotte où l'écoulement de la glace est beaucoup plus rapide que la glace voisine.

part des conditions extérieures de température et de précipitation, qui vont influencer son bilan de masse en surface, et d'autre part de la déformation mécanique propre à la calotte elle-même ainsi que des conditions basales.

Bilan de masse à la surface

À la surface de la calotte, le bilan de masse se définit comme la somme de la neige tombée pendant l'année (**l'accumulation** neigeuse), et la neige ou la glace fondue (**l'ablation**). L'accumulation est une entrée du modèle : elle peut provenir soit d'observations, soit de sorties de modèles climatiques. L'ablation est quant à elle calculée par la méthode empirique des degrés-jours positifs (PDD) (Braithwaite 1984) qui relie les taux de fonte de la neige et de la glace à l'intégrale des températures au-dessus de 0 °C. Cette approche a tout d'abord été élaborée en utilisant une distribution normale de la température autour de la température moyenne mensuelle (Braithwaite 1984), et calibrée à partir d'observations sur le Groenland actuel. Cette formulation a été ensuite améliorée par Reeh (1991), qui utilise cette fois la température journalière et ses variations autour de la moyenne, plutôt que la température mensuelle. Le PDD (i.e. nombre de degrés-jours positifs) s'exprime alors comme suit :

$$\mathrm{PDD} = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \int_{1\,\mathrm{yr}} \mathrm{d}t \int_0^{T_\mathrm{d}+2.5\sigma} T \cdot \exp\left(\frac{-(T - T_j(t))^2}{2\sigma^2}\right)\mathrm{d}T \tag{2.3}$$

où T est la température de l'air à la surface, $T_j(t)$ est la température moyenne journalière, et σ l'écart-type de la distribution de la température autour de la moyenne journalière. Cet écart-type σ représente en réalité la variation journalière et inter-annuelle de la température. Cette formulation permet d'avoir de la fonte même si la température moyenne journalière est négative : plus la valeur de σ est élevée, plus grande est la probabilité d'avoir une température positive pendant la journée. De hautes valeurs de σ favorisent donc l'ablation.

La température moyenne journalière $T_j(t)$ suit un cycle sinusoïdal pendant l'année, dont l'amplitude est égale à la différence entre la température estivale moyenne T_{JJA} et la température annuelle moyenne T_{ann}, et dont la période A est d'une année tel que :

$$T_j(t) = T_{ann}(t) + (T_{JJA} - T_{ann}) \cos \frac{2\pi t}{A} \tag{2.4}$$

La calcul de l'ablation se fait ensuite en reliant les taux de fonte au PDD. Ces taux de fonte sont différents pour la neige (C_{neige}) et pour la glace (C_{glace})

afin de tenir compte de la différence d'albédo. Depuis les formulations de Braithwaite et Olesen (1989) et de Reeh (1991), plusieurs autres formulations sont apparues dans la littérature. Celles-ci visent à rendre compte des processus de regel d'une façon plus physique (Janssens et Huybrechts 2000, Tarasov et Peltier 2002), de la non-uniformité des coefficients de fonte (Braithwaite et Zhang 2000, Tarasov et Peltier 2002, Greve 2005) et même de la dépendance avec l'altitude de la variabilité journalière des températures (Fausto et al. 2009). La version que nous utilisons s'inspire de Fausto et al. (2009) : le taux de fonte C_{neige} est constant tandis que C_{glace} dépend de la température, ce qui permet implicitement de rendre compte de sa dépendance spatiale. La fraction maximum d'accumulation neigeuse annuelle qui peut se transformer en glace surimposée (R) est exprimée comme une fonction de l'altitude S. Dans la version que nous utilisons, les trois coefficients C_{glace} , C_{neige} et R s'expriment comme suit :

$$C_{neige} = 3\,\mathrm{mm{\cdot}jour^{-1}{\cdot}{}^{\circ}C^{-1}}$$

$$C_{glace} = \begin{cases} 15.0 & \text{si } T_{jja} \leq -1\,^{\circ}\mathrm{C} \\ 0.006 \times (10 - T_{jja})^3 + 7 & \text{si } -1\,^{\circ}\mathrm{C} < T_{jja} < 10\,^{\circ}\mathrm{C} \\ 7 & \text{si } T_{jja} \geq 10\,^{\circ}\mathrm{C} \end{cases}$$

$$R = \begin{cases} 0 & \text{si } S \leq 800\,\text{m} \\ (S - 800) \times 8.33 \times 10^{-4} & \text{si } 800\,\text{m} < S < 2000\,\text{m} \\ 1 & \text{si } S \geq 2000\,\text{m} \end{cases}$$

Le calcul de la fonte se fait en trois étapes :
i) La neige fond d'abord au taux C_{neige}, et s'infiltre dans la couche neigeuse. Une portion de cette neige fondue regèle au contact de la couche de glace plus froide, formant une nouvelle couche surimposée de glace (Reeh 1991).
ii) La glace surimposée va ensuite fondre au taux C_{glace}.
iii) Et c'est enfin au tour du glacier de fondre, au taux C_{glace}, si l'énergie est suffisante, c'est à dire si le nombre de PDD est suffisamment élevé.

Champs de température

La température de la glace dans la calotte n'est pas uniforme : la glace est en effet un bon isolant thermique ; il existe donc un gradient de température entre la surface, plus froide, et le socle, plus chaud. La chaleur dans la glace, conduite par diffusion verticale et par advection horizontale, provient de la déformation même de la glace, mais également du flux géothermique généré par la radioactivité des roches dans le manteau terrestre. Il est donc nécessaire de calculer le champ de température à la fois dans la glace et dans le socle. À l'initialisation du modèle, le

profil vertical de température est supposé linéaire. Ce profil est ensuite modifié à chaque pas de temps pour prendre en compte les changements de température de surface dus au climat et à la chaleur produite par la déformation de la glace elle-même. La température intervient également dans le calcul du champ de vitesses car elle influe sur la viscosité de la glace, et donc sur l'écoulement.

Écoulement de la glace par déformation : l'approximation de la couche mince

L'écoulement de la glace posée se produit du centre de la calotte vers les bords en suivant la ligne de plus grande pente. L'évolution de l'épaisseur de glace est contrôlée par l'équation de conservation de la masse. On considère que la densité de la glace est constante sur toute la colonne, et donc que la glace est incompressible. En appliquant cette approximation à la conservation de la masse, on obtient l'équation d'évolution de l'épaisseur de glace au cours du temps pour une colonne donnée :

$$\frac{\partial H}{\partial t} = -\frac{\partial(\overline{U_x}H)}{\partial x} - \frac{\partial(\overline{U_y}H)}{\partial y} + M - b_{melt} \qquad (2.5)$$

où $\overline{U_x}$ et $\overline{U_y}$ sont les vitesses horizontales dans les deux directions moyennées sur l'épaisseur. La variation d'épaisseur H de la colonne dépend donc du bi-

lan de masse en surface M (accumulation - ablation), de la fusion basale b_{melt}, et des flux de glace traversant la colonne $\overline{U_x}H$ et $\overline{U_y}H$. Cette relation implique que tout ce qui s'accumule à la surface de la calotte suite aux précipitations neigeuses est soit converti en variation d'épaisseur à l'intérieur d'une maille de GRISLI, soit évacué vers d'autres mailles par l'écoulement de la glace.

Cette équation ne prend pas en compte un certain nombre de mécanismes tels que :
- la température de la glace, qui va avoir un impact sur la viscosité, et donc sur l'écoulement,
- la déformation du socle rocheux due au poids de la calotte (appelée isostasie), qui va intervenir sur l'altitude de la surface,
- la loi de comportement reliant les contraintes dues à la charge de la glace et les vitesses de déformation.

Le calcul des vitesses dans la glace repose sur l'approximation de la couche mince (SIA [4]) à l'ordre 0 (Hutter 1983, Morland et al. 1984) qui permet de tirer parti du rapport d'aspect de la calotte (une calotte est beaucoup plus étendue qu'elle n'est haute). Cette approximation revient à négliger les variations horizontales devant les variations verticales. Ainsi les déformations de la glace posée sont dues essentiellement aux contraintes de cisaillement dans le plan vertical. Appliquée à la loi empirique de comportement, cette

4. Shallow Ice Approximation

approximation permet de calculer la vitesse basale en fonction de la pente de la surface et de la pression effective (différence de pression entre la glace et l'eau). C'est la loi de glissement :

$$\vec{U_b} = k(\rho g H)^3 (\nabla S.\nabla S)^{\frac{1}{2}} \frac{\nabla S}{N} \tag{2.6}$$

où k est un paramètre ajustable, ∇S la pente en surface et N la pression effective donnée par :

$$N = \rho g H - P_w \tag{2.7}$$

avec P_w la pression d'eau sous-glaciaire et g l'accélération de la gravité. À la base de la calotte, le mouvement n'est possible que par glissement de la glace sur le lit rocheux, ou par déformation de ce lit. Le glissement basal ne peut se produire que si la glace atteint le point de fusion. De même, la déformation du lit n'est significative que si celui-ci est constitué de sédiments gorgés d'eau.

Écoulement rapide de la glace : Shallow Shelf Approximation

Des observations faites en Antarctique sur les fleuves de glaces montrent que leur vitesses d'écoulement peuvent atteindre plusieurs centaines de mètres par an (Alley 1989). Les *ice-shelves* et les fleuves de glace sont également caractérisés par une faible pente de surface. En raison de cette faible pente, l'équa-

tion (2.6) ne permet pas d'obtenir de telles vitesses d'écoulement. Ces vitesses élevées sont en effet dues à l'accélération du glissement basal de la glace en présence de sédiments gorgés d'eau. Même si sa résolution ne permet pas de représenter explicitement les fleuves de glace, le modèle GRISLI dispose d'un avantage clair par rapport à d'autres modèles tridimensionnels : il est possible de traiter un domaine donné de la calotte par la Shallow Shelf-Stream Approximation (SSA) (MacAyeal 1989). Il s'agit toujours d'une approximation de type couche mince, mais avec des conditions aux limites différentes. Cette nouvelle approximation facilite la prise en compte des zones posées caractérisées par un fort écoulement, de façon plus réaliste que dans le cadre de la SIA. De plus, cette démarche permet de considérer la dynamique des *ice-shelves*. Les mêmes équations sont utilisées pour les *ice-shelves* et pour les fleuves de glace (MacAyeal 1989, Morland et al. 1984), avec pour seule différence le frottement basal (nul pour les *ice-shelves*) et la prise en compte d'un critère de flottaison dérivé du principe d'Archimède pour les *ice-shelves*.
Le critère de passage de la SIA à la SSA repose sur la pression effective N, permettant d'identifier les zones potentielles de fort écoulement :

$$SSA(i,j) = vrai \text{ si } N(i,j) < N_{limit} \tag{2.8}$$

avec $N_{limit} = 50$bars dans GRISLI.
Le régime d'écoulement à travers les plates-formes de glace flottante est très différent de celui de la glace posée : alors que la glace posée est sous un régime de cisaillement vertical, les contraintes prédominantes appliquées aux plateaux glaciaires sont des cisaillements horizontaux et des forces de pressions exercées par la mer. La déstabilisation de ces plateaux est guidée par la variation du niveau des mers, mais aussi par la température océanique à la base de la plate-forme de glace flottante et par l'énergie dépensée par les courants océaniques au niveau du front des plates-formes. Dans GRISLI, la fusion basale des *ice-shelves* due à la température océanique est imposée suivant les différents secteurs océaniques.
Du fait du rôle d'arc-boutant exercé par les plateaux glaciaires sur la glace posée en amont (De Angelis et Skvarca 2003), une représentation correcte de la dynamique de la ligne d'échouage est essentielle pour simuler correctement l'évolution des calottes lors de changements climatiques (Pattyn 2000, Schoof 2007, Pattyn et al. 2006). Ceci est particulièrement vrai en présence de grandes surfaces de glace flottante, comme celles situées en mer de Weddell (Jenkins 1991, Foldvik et al. 2001, Oerter et al. 1992) et en mer de Ross (Shabtaie et Bentley 1987, Jacobs et al. 1979) en Antarctique. Pour l'hémisphère Nord, pendant le DMG, un gros *ice-shelf* s'étendait sur un bonne partie

de la mer du Labrador (Marshall et Koutnik 2006, Hulbe 1997, Hulbe et al. 2004, Winsborrow et al. 2004).

Isostasie

Le poids d'une calotte de glace sur le socle rocheux induit un réajustement au niveau de la lithosphère et de l'asthénosphère appelé ajustement isostatique. Le poids de la glace provoque en effet un enfoncement de plaque lithosphérique, et un fluage de l'asthénosphère. À cause de ce fluage, l'enfoncement de la plaque ne se fait pas instantanément (figure 2.3), mais avec un temps de latence (d'environ 3000 ans). La réponse isostatique influence l'altitude de la calotte et par conséquent sa température de surface. C'est donc un élément non négligeable à prendre en compte dans la modélisation climat-calotte. On estime en effet qu'une calotte de 3000 m induit un enfoncement d'environ 1000 m.

Dans le modèle, l'ajustement isostatique est pris en compte par une méthode dite "relaxée-régionale" qui représente le fluage de l'asthénosphère, avec un temps de latence de 3000 ans, et l'enfoncement de la plaque lithosphérique. Les équations décrivant la déflexion de la plaque lithosphérique et le fluage de l'asthénosphère peuvent être trouvées dans Ritz et al. (1997).

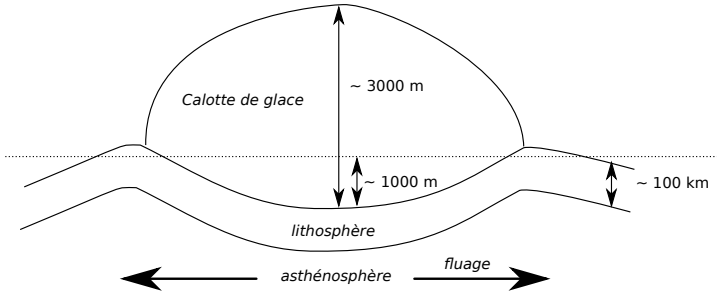


FIGURE 2.3 – *Schéma expliquant le phénomène d'ajustement isostatique sous une calotte de glace.*
Simplified way to see a isostatic adjustment under an ice sheet.

2.1.3 Couplage CLIMBER-GRISLI

L'objectif du développement de modèles couplés climat-calottes est de représenter les interactions existantes entre le climat et les calottes de glace. Comme nous l'avons vu précédemment, la méthode utilisée pour calculer l'ablation repose sur l'approche empirique des degrés-jours positifs et donc sur la connaissance des températures de surface de l'air. Les champs climatiques calculés par CLIMBER et transmis à GRISLI sont donc les moyennes annuelles et estivales des températures atmosphériques pour le calcul de l'ablation d'une part, ainsi que l'accumulation neigeuse annuelle. Ces champs climatiques permettent de calculer le bilan de masse de surface défini par la somme de l'accumulation neigeuse et de l'ablation. Une fois le bilan de masse et la nouvelle géométrie de la calotte calculés, les informations transmises à CLIMBER par GRISLI concernent la nouvelle to-

pographie correspondant au changement de géométrie de la calotte, une mise à jour des fractions des différents types de surface (englacée, non-englacée, océanique), et, s'il y a lieu, les flux d'eau douce issus d'une éventuelle fonte des calottes (figure 2.4).

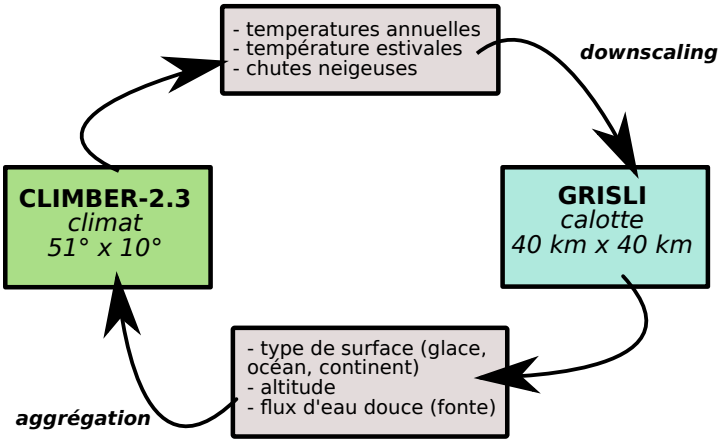


FIGURE 2.4 – *Schéma décrivant le principe du couplage entre le modèle de climat CLIMBER et le modèle de calotte GRISLI.*
Coupling principle between the climate model CLIMBER and the ice-sheet model GRISLI.

Si le principe du couplage est assez simple, la différence de résolution entre les deux modèles constitue une difficulté majeure qui nécessite le développement de procédure de changement d'échelles. En effet, les champs climatiques utilisés dans la procédure de couplage dépendent de la topographie et donc de la résolution du modèle climatique. Compte tenu de la résolution grossière de CLIMBER, le relief est généralement très lissé par rapport au relief "vu" par le modèle de glace. De plus, à chaque maille de

CLIMBER correspondent des centaines de mailles de GRISLI avec une distribution d'altitudes pouvant aller du niveau de la mer jusqu'à plusieurs milliers de mètres. Le relief lissé de CLIMBER implique la nécessité d'effectuer des corrections pour recalculer les champs de température et redistribuer les précipitations à une altitude correspondante à celle "vue" par le modèle de glace.

Pour chaque maille de CLIMBER, la température est recalculée sur les altitudes de GRISLI en utilisant le gradient vertical de température dans l'atmosphère libre calculé par CLIMBER. Les corrections de température sont effectuées pour chaque type de surface de CLIMBER. Pour chacune des mailles du modèle, une moyenne pondérée est ensuite effectuée pour calculer les températures sur les différents types de surface définis dans GRISLI, à savoir : les continents englacés (type glacier dans CLIMBER), les continents non-englacés (correspondant aux forêts, prairies et désert) et les surfaces océaniques (océan libre et glace de mer). Cette procédure permet de déterminer en chaque point de grille la température à une altitude et un type de surface correspondant à ceux de GRISLI.

Le profil vertical des précipitations est calculé en fonction du profil vertical d'humidité, qui dépend

lui-même de la température. La prise en compte de la diminution du contenu en eau avec l'altitude se fait donc implicitement via la prise en compte des températures corrigées selon la méthode exposée ci-dessus. La fraction solide des précipitations est ensuite recalculée en fonction de la température de l'air simulée par CLIMBER. On peut noter ici que ce calcul ne dépend pas du type de surface dans CLIMBER.

La température d'une maille du modèle GRISLI correspondant à une surface donnée est obtenue par interpolation bi-linéaire des températures des quatre points de CLIMBER entourant cette maille et correspondant au même type de surface. L'interpolation des champs d'accumulation neigeuse se fait via la même procédure. Ainsi, le couplage climat-calotte s'appuie sur une interpolation tri-linéaire.

Le passage des champs d'altitude et de type de surface (englacé ou non, océan ou continent) de la grille de GRISLI vers CLIMBER est plus simple : on utilise une méthode d'agrégation qui consiste à faire la moyenne spatiale des champs de toutes les mailles de GRISLI comprises dans une maille de CLIMBER. Par ailleurs, les variations du volume de glace sont converties en variations de flux d'eau douce. Celles-ci sont positives si la glace fond, et négatives si elle

s'accumule. Si la calotte fond, l'eau douce est évacuée vers les différents bassins océaniques de CLIMBER, selon la position géographique du point d'origine de la fonte, via un masque de ruissellement.

Dans la configuration utilisée pendant ma thèse, le pas de temps du couplage est de vingt ans : CLIMBER tourne pendant 20 ans et transmet ses champs climatiques à GRISLI qui tourne à son tour pendant 20 ans, puis le cycle recommence sur toute la durée de la simulation. Pour économiser du temps de calcul, la procédure de changement d'échelle n'est effectuée que durant la dernière année précédant l'appel à GRISLI, les moyennes pondérées des températures étant calculées elles aussi sur la dernière année.

Le plus grand avantage de ce modèle couplé climat-calotte est son temps de calcul : quelques jours suffisent pour simuler un cycle glaciaire-interglaciaire de 126 000 ans. De plus, que ce soit pour CLIMBER ou pour le calcul du bilan de masse de surface, la simplification de certains processus physiques et leur paramétrisation permet de tester l'influence de ces processus sur le climat modélisé. Dans la partie suivante, nous allons voir comment j'ai exploité la paramétrisation des ondes stationnaires en fonction de la pression au niveau de la mer de

CLIMBER ainsi que la paramétrisation du PDD dans GRISLI pour tester l'influence des ondes stationnaires sur la synergie des calottes de l'hémisphère nord pendant la dernière glaciation.

2.2 Simulation d'un cycle glaciaire-interglaciaire

Les études que j'ai effectuées avec l'outil CLIMBER-GRISLI ont été amorcées pendant mon stage de Master 2 et poursuivies durant la première partie de ma thèse. L'un des premiers objectifs de ces travaux était d'améliorer les simulations des cycles glaciaires-interglaciaires et en particulier d'obtenir une évolution du volume de glace en meilleur accord avec les reconstructions de niveau marin (Waelbroeck et al. 2002). En effet, si le modèle CLIMBER demeure un outil très performant pour effectuer de longues simulations ou de nombreuses études de sensibilité, la représentation simplifiée de certains processus peut induire certains biais dans le climat simulé, qui seront potentiellement amplifiés par le couplage avec le modèle de calotte via les effets d'albédo par exemple, ou les nombreuses interactions qui surviennent entre les différentes composantes du système climatique. Il convient donc soit d'identifier l'origine de ces biais puis si possible de les corriger ou de les diminuer, soit d'évaluer leur impact de manière à pouvoir

interpréter les résultats de nos simulations le plus rigoureusement possible.

L'arrivée de nouvelles versions des modèles CLIMBER et GRISLI, ainsi que le développement d'une nouvelle procédure de couplage au LSCE deux ans avant le début de ma thèse a nécessité la réalisation de toute une série de simulations test. En particulier, Sylvie Charbit et Christophe Dumas avaient constaté qu'en supprimant la paramétrisation des ondes stationnaires dans le modèle CLIMBER, les calottes obtenues au DMG après la simulation d'un cycle glaciaire étaient plus proches des reconstructions que celles utilisant la paramétrisation standard basée sur l'effet thermique (équation (2.2)) (figure 2.5).

Ce constat a motivé mes premiers travaux avec CLIMBER. Dans un premier temps, j'ai donc cherché à modifier la paramétrisation standard des ondes stationnaires soit par des paramétrisations *ad hoc*, soit par des paramétrisations plus physiques permettant la prise en compte de l'effet topographique. Puisque les paramétrisations *ad hoc* n'ont pas donné de résultats probants, j'ai choisi de ne présenter dans ce qui suit que les résultats issus des quatre principales paramétrisations que j'ai utilisées pour la suite de mon étude.

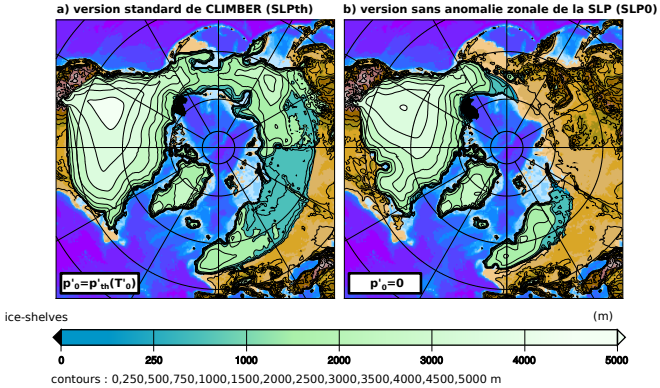


FIGURE 2.5 – *Hauteur et géométrie des calottes simulées par CLIMBER-GRISLI à 21ka (a) avec la version d'origine de CLIMBER et (b) avec la version où la paramétrisation des ondes stationnaires a été supprimée.*
Height and geometry of 21k ice-sheets simulated by CLIMBER-GRISLI with (a) the original stationary waves parameterization and (b) the version where starionnary waves parameterization was removed.

2.2.1 Paramétrisation des ondes stationnaires dans CLIMBER

Comme nous l'avons vu dans la section 2.1.1, les ondes stationnaires sont implicitement prises en compte à travers le calcul de la pression au niveau de la mer. Ma première étape a donc été d'effectuer une comparaison entre l'anomalie zonale de la pression au niveau de la mer simulée dans la version standard de CLIMBER (décrite dans la première partie de ce chapitre) et celle issue des réanalyses NCEP (NCEP) (figure 2.6).

Si les grandes structures anticyclone-dépression

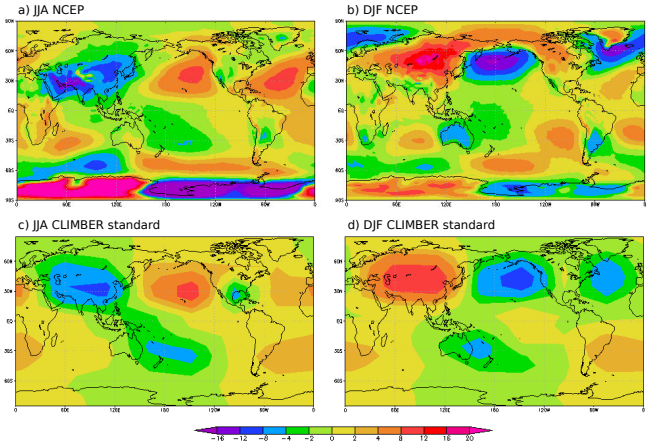


FIGURE 2.6 – *Comparaison de l'anomalie de pression au niveau de la mer entre les réanalyses NCEP (a et b) et la version standard de CLIMBER (c et d) en été (a et c) et en hiver (b et d) (hPa)*
zonal sea-level pressure anomaly from NCEP (a and b) and from CLIMBER standard version (c and d) in summer (a and c) and winter (b and d) (hPa)

sont bien présentes dans CLIMBER (anticyclone sur les continents et dépression sur les océans en hiver et la situation inverse en été), l'amplitude des ondes modélisées est plus faible. De plus, certaines structures plus fines, présentes dans les réanalyses, sont absentes dans CLIMBER, telles que l'anticyclone sur le Groenland en hiver et le dipôle anticyclone-dépression sur l'Antarctique.

Comme expliqué dans la partie 2.1.1, l'anomalie zonale de pression au niveau de la mer (appelée SLP dans la suite du texte) calculée par CLIMBER ne dépend que de l'anomalie zonale de la température

au niveau de la mer. Or de nombreuses études ont démontré l'importance de l'effet topographique sur les ondes stationnaires (Hoskins et Karoly 1981, Held et al. 2002, Pausata et al. 2011, Ringler et Cook 1997, Valdes et Hoskins 1991). L'idée était donc de rajouter une composante dépendante de la topographie.

Pour cela, j'ai choisi de suivre le même "schéma" que celui utilisé dans la version standard de CLIMBER pour la composante thermique : de la même façon que l'anomalie zonale de SLP standard dépend de l'anomalie zonale de température, l'anomalie zonale de SLP orographique que j'ai ajoutée (p'_{oro}) dépend de l'anomalie zonale de la topographie (h'_0). De plus, comme le forçage orographique dépend de la force du vent d'ouest, et donc du gradient équateur-pôle, je pondère le forçage orographique par la différence de température entre l'équateur et le pôle ($\Delta T_{E/P}$). Cette dépendance permet de prendre en compte implicitement les variations saisonnières de l'effet orographique. De plus, la présence du facteur ΔT_{limit} permet de mettre en place une limite au-dessous de laquelle l'effet orographique est nul. Cette limite est choisie de façon à obtenir le meilleur accord entre les ondes simulées et les ondes des réanalyses NCEP. On a donc :

$$p'_{oro} = kP_0 \frac{h'_0}{\overline{H_T}} \times max(\frac{\Delta T_{E/P}}{\Delta T_{limit}} - 1, 0) \qquad (2.9)$$

où $P_0 = 1012$ hPa est une constante, $\overline{H_T} = 8000m$, est la hauteur moyenne de la tropopause, et ΔT_{limit}=25 °C. Le coefficient $k = 0.1$ est ajusté pour obtenir le bon ordre de grandeur pour l'amplitude des ondes stationnaires.
La prise en compte de l'effet orographique seul (ORO) permet de reproduire l'anticyclone sur le Groenland en hiver ainsi que le dipôle anticyclone-dépression sur l'Antarctique (figure 2.7c), ces deux structures n'apparaissant pas avec la paramétrisation standard (TH). En revanche, l'amplitude des hautes et basses pressions de l'hémisphère nord, présentes respectivement sur les continents et les océans en hiver, est plus faible que celle obtenue avec la version standard de CLIMBER. Lorsque les deux effets orographique et thermique sont combinés (OTH), on retrouve cependant des amplitudes comparables à celles données par les réanalyses NCEP dans l'hémisphère nord (figure 2.7d). Ces observations justifient le choix de ces paramétrisations.

Dans la suite, nous utilisons donc quatre paramétrisations différentes :
1 - sans anomalie zonale de la SLP : $p'_0 = 0$ (SLP0)
2 - anomalie zonale due seulement à la température (version standard) : $p'_0 = p'_{th}$ (SLPth)
3 - anomalie zonale due seulement à la topographie : $p'_0 = p'_{oro}$ (SLPoro)

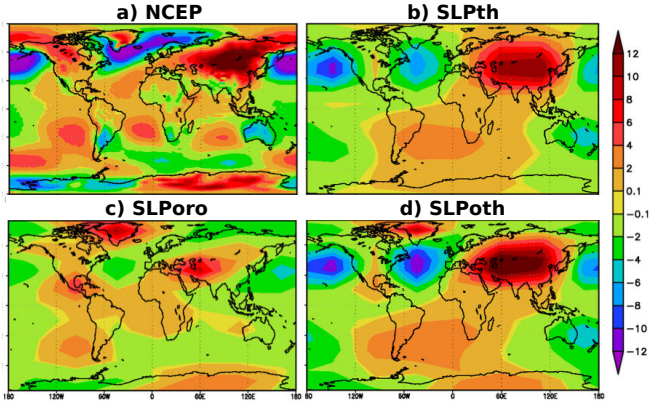


FIGURE 2.7 – *Anomalie zonale de la pression au niveau de la mer (hPa) en hiver (a) des réanalyses NCEP, (b) induit par la paramétrisation thermique originale de CLIMBER, (c) par la paramétrisation orographique seule 2.9 et (d) par la somme des paramétrisations orographique 2.9 et thermique 2.2.*
Winter zonal sea-level-pressure anomaly (hPa) from (a) NCEP reanalysis, (b) the thermal parameterization, (c) the orographic parameterization 2.9 and (d) the sum of both orographic 2.9 and thermal 2.2 parameterizations.

4 - combinaison des deux effets orographique et thermique : $p'_0 = p'_{th} + p'_{oro}$ (SLPoth)

J'ai ensuite utilisé les quatre paramétrisations décrites ci-dessus pour simuler le dernier cycle glaciaire-interglaciaire. Le modèle a été intégré de -126 000 ans jusqu'à aujourd'hui et a été forcé par les variations d'insolation (Laskar et al. 2004) et du CO_2 atmosphérique (EPICA members 2004), puisque la version de CLIMBER avec laquelle j'ai travaillé pendant ma thèse ne représente pas de manière interactive le cycle du carbone. Les variations du niveau marin (Waelbroeck et al. 2002) sont également imposées au modèle. L'état initial a été obtenu à partir d'une simulation climatique à l'équilibre pour la période correspondant à -126 000 ans. La topographie des calottes utilisée comme condition initiale de GRISLI correspond à la topographie du Groenland actuel, l'Antarctique actuel étant quant à lui considéré comme condition limite.

L'évolution des volumes de glaces simulés par ces quatre expériences, traduite en terme d'évolution du niveau marin, est représentée sur la figure 2.8. La comparaison de ces résultats avec les reconstructions de niveau marin montre que la paramétrisation ORO (effet orographique seul) surestime le volume de glace dès le début de la simulation. La même observation peut être faite avec la simulation TH

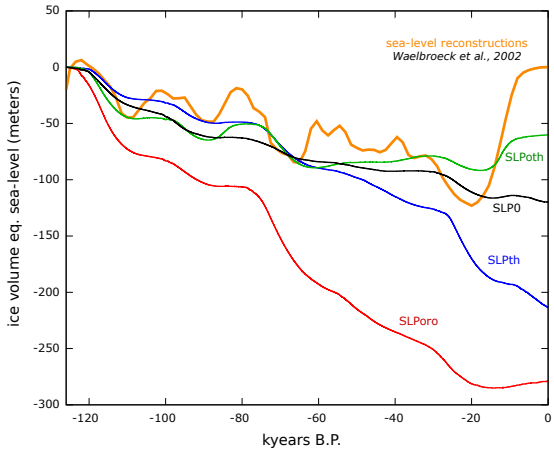


FIGURE 2.8 – *Volume de glace en équivalent niveau marin simulé par CLIMBER-GRISLI avec les quatre paramétrisations de la SLP. Comparaison avec le niveau marin reconstruit par Waelbroeck et al. (2002)* ***Sea-level equivalent ice volume simulated by CLIMBER-GRISLI with the four sea-level pressure parameterizations. Comparison with reconstructed sea-level from Waelbroeck et al. (2002).***

(effet thermique seul) mais seulement après 60 000 ans. Les deux simulations qui semblent présenter le meilleur accord avec les reconstructions sont d'une part l'expérience SLP0 où la paramétrisation des ondes a été supprimée, et celle au contraire où les deux effets orographique et thermique ont été combinés (SLPoth), avec une baisse équivalente du niveau marin au DMG légèrement inférieure à celle des reconstructions (-110 mètres pour SLP0 et -95 mètres pour SLPoth, contre -125 mètres pour les reconstructions). Il faut également noter que ces simulations ne tiennent pas compte de la contribution de l'Antarctique qui peut varier environ de 9.5 à 17 mètres selon une étude réalisée par Philippon et al. (2006) avec le modèle GRISLI développé pour l'Antarctique.

Le second résultat frappant concerne l'absence de déglaciation ainsi que le manque de variabilité, les deux problèmes pouvant d'ailleurs être liés selon les conclusions des travaux de Bonelli et al. (2009). On peut cependant noter l'amorce d'une déglaciation lorsque l'on prend en compte à la fois le forçage thermique et le forçage orographique sur la pression au niveau de la mer.

La distribution spatiale des calottes simulées au DMG (figure 2.9) confirme les conclusions précédentes. Il s'avère en effet que la géométrie la plus proche de la reconstruction ICE-5G (Peltier 2004) (fi-

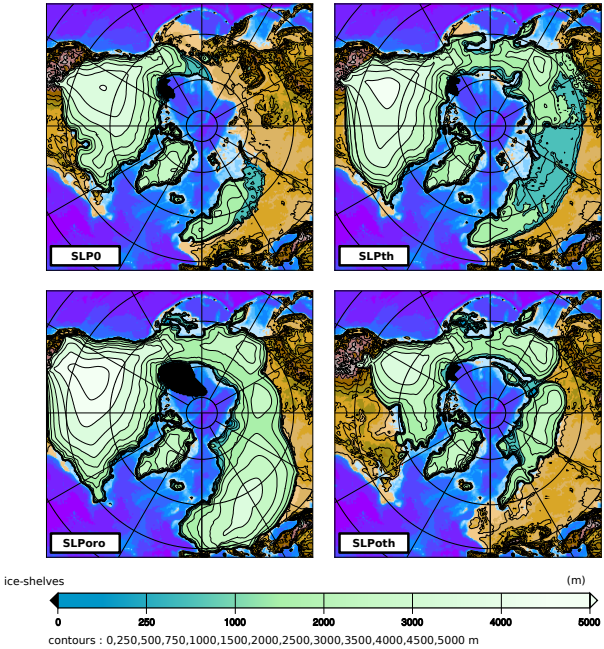


FIGURE 2.9 – *Hauteur et géométrie des calottes simulées par CLIMBER-GRISLI à 21ka avec (a) la version où la paramétrisation des ondes stationnaires a été supprimée, (b) la version d'origine de CLIMBER, (c) la paramétrisation de la SLP dépendante de la topographie et (d) la paramétrisation dépendante de la topographie et de la température.*
Height and geometry of 21k ice-sheets simulated by CLIMBER-GRISLI with (a) the version where starionnary waves parameterization was removed, (b) the original stationary waves parameterization, (c) the orographic parameterization of the SLP and (d) the sum of both orographic and thermal parameterizations.

gure 1.6) reste celle obtenue dans l'expérience SLP0, malgré une extension insuffisante de la calotte au sud-est et la présence de glace en Alaska et sur la Béringie. L'excès de glace sur la Béringie se retrouve également dans les trois autres expériences SLPth, SLPoro et SLPoth. Dans cette dernière simulation, on constate cependant que le volume de glace sur la Laurentide est insuffisant. À l'inverse, conformément à ce que l'on retrouve sur la figure 2.8, les volumes de glace simulés dans les expériences SLPoro et SLPth sont très largement surestimés du fait d'une calotte nord-américaine trop haute et trop étendue, mais surtout du fait de la présence de glace sur la Sibérie, en totale contradiction avec les reconstructions. Cet englacement irréaliste provient dans nos simulations de l'englacement de la Béringie qui s'étend progressivement sur toute la Sibérie. Ce processus est favorisé par des températures estivales plus fraiches au début de la glaciation sur la Sibérie orientale quand les ondes forcées par l'anomalie zonale de température sont prises en compte, comme le montre la figure 2.10, mais également par un biais froid (figure 2.11) à l'actuel qui pourrait peut-être être présent également à 125 ka. Dans le cas SLPoro, l'anomalie de température est assez faible, mais l'augmentation de l'accumulation sur la Béringie et le nord de la Sibérie favorise l'englacement.

L'englacement de la Béringie est lui-même contra-

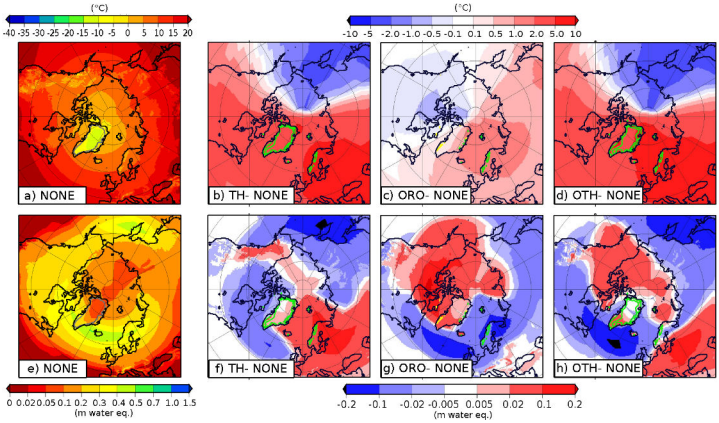


FIGURE 2.10 – *Température d'été à 125 ka dans l'expérience (a) SLP0 (NONE), différence entre les expériences (b) SLPth et SLP0, (c) SLPoro et SLP0 et (d) SLPoth et SLP0. (e-h) similaire à (a-d) pour l'accumulation neigeuse (m).*
Summer surface temperature at 125 ka in (a) SLP0 experiment, and difference between (b) SLPth and SLP0, (c) SLPoro and SLP0, and (d) SLPoth and SLP0. (e-h) : same as (a-d) for snow accumulation (m).

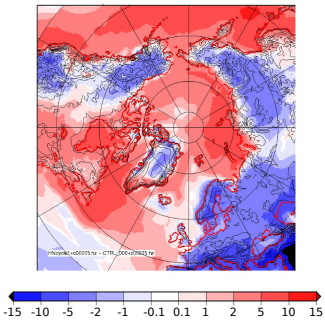


FIGURE 2.11 – *Différence entre la température annuelle à deux mètres simulée par CLIMBER au contrôle et la climatologie issue d'une compilation de différentes sources, optimisée pour les hautes latitudes (°C).*
Difference between 2-meter annual air temperature simulated by CLIMBER for a control run and climatology coming from a compilation of different data optimized for high latitudes.

dictoire avec les données (Boulton et Clark 1990, Brigham-Grette 2001) et constitue un défaut récurrent depuis plus de vingt ans dans les simulations glaciologiques, vraisemblablement amplifié dans les modèles couplés (Deblonde et Peltier 1991, Peltier et Marshall 1995). Plusieurs études menées avec des modèles de circulation générale (Wyputta et McAvaney 2001) ont suggéré qu'une représentation plus réaliste de la végétation au niveau de la Béringie pourrait avoir une influence majeure sur l'albédo local et la circulation atmosphérique qui entraînerait une élévation des températures en Alaska et en Sibérie orientale et empêcherait la formation de glace dans ces régions. Dans notre étude, le modèle de végétation VECODE est assez rudimentaire et ne permet pas de représenter cette anomalie chaude, surtout en été.

Ainsi, la prise en compte de l'effet orographique dans la paramétrisation de la SLP n'a pas permis de supprimer tous les biais en température dont l'origine se trouve vraisemblablement dans une autre source ou dans la combinaison de plusieurs processus qui ne sont pas suffisamment bien représentés. Nous pouvons néanmoins retenir que l'aspect positif de cette étude réside dans l'amélioration de la représentation de la pression au niveau de la mer qui va

influencer à son tour le climat simulé.

Cette première étape m'a conduite à m'interroger ensuite sur l'influence des ondes et de la circulation atmosphérique sur la construction et le développement des calottes polaires de l'hémisphère nord.

2.2.2 Modification du calcul de l'ablation

Du fait de sa simplicité de mise en oeuvre, la méthode empirique des degrés-jours positifs a été largement utilisée pour le calcul de l'ablation à la surface du Groenland et de l'Antarctique (Huybrechts et al. 1991, Ritz et al. 1997; 2001) mais aussi dans des contextes paléoclimatiques (Greve 2005, Charbit et al. 2005; 2007, Abe-Ouchi et al. 2007, Swingedouw et al. 2008, Vizcaíno et al. 2008, Stone et al. 2010). Nous avons vu dans la description du modèle GRISLI que cette méthode repose sur la conversion du nombre de PDD en taux de fonte. Notons que certaines formulations du PDD prennent en compte l'effet de l'insolation sur la fonte (Robinson et al. 2010), mais ce n'est pas l'approche que nous avons suivie ici. La formulation du PDD telle que nous l'avons utilisée rend également compte de la possibilité d'avoir de la glace surimposée. La formulation du PDD dépend de l'écart-type σ de la distribution de la température autour de la moyenne journalière (équation 2.3). La prise en compte de cet écart-type permet d'avoir de

la fonte même si la température moyenne jounalière est négative. Dans la formulation originale de Reeh (1991), cet écart-type est fixé : σ= 5 °C. Imposer cet écart-type à une seule valeur constante n'est pas réaliste. À partir d'observations automatisées provenant de stations météorologiques sur la calotte groenlandaise, Fausto et al. (2009) montrent une relation directe entre l'écart-type σ et l'altitude. Nous avons utilisé une formulation adaptée de leur étude au premier ordre :

$$\sigma(z_s) = \sigma_0 + \alpha z_s \tag{2.10}$$

où z_s est l'altitude de la surface de la calotte. Dans la formulation de Fausto et al. (2009), σ_0 = 1.574 °C et α = 1.22×10^{-3} °C·m^{-1} (σ = 5.2 °C à 3000 m). Ce sont ces valeurs qui étaient utilisées dans les simulations précédentes. La faible valeur de σ au niveau de la mer permet de limiter la fonte à la base de la calotte, favorisant ainsi l'englacement.

Dans une étude réalisée en 2013, Charbit et al. (2013) ont montré que, même pour la période actuelle, les différentes formulations du PDD rencontrées dans la littérature donnaient des résultats très différents pour le calcul du bilan de masse de surface. Ceci témoigne de l'absence de contraintes fortes sur les différents paramètres du PDD. En particulier, il n'y a aucune raison pour que les paramètres σ_0 et α utilisés dans Fausto et al. (2009) au-dessus du Groenland soient les mêmes dans une autre région

du globe. Nous avons donc tiré parti de cette absence de contraintes pour utiliser les différents paramètres du PDD comme des des variables permettant de favoriser la croissance de l'une ou l'autre calotte afin d'étudier l'impact de l'une sur l'autre.

2.3 Interdependence of the growth of the Northern Hemisphere ice sheets during the last glaciation

Après avoir mené les différentes études décrites dans la section précédente, j'ai profité des possibilités offertes par l'utilisation de la méthode du PDD pour moduler l'ablation selon différents domaines géographiques. Pour cela, j'ai utilisé différents couples de valeurs (σ_0, α). Cette approche permet de favoriser la construction d'une calotte par rapport à l'autre, et d'examiner ainsi l'impact de la croissance d'une calotte sur le développement de l'autre. De plus, j'ai pu tester ces influences en fonction du type de paramétrisation choisi pour les ondes stationnaires (thermique et/ou orographique). Le protocole expérimental et les résultats détaillés de cette étude sont décrits dans l'article suivant, publié dans Climate of the Past début 2014.

Dans cet article, il est montré que l'effet de la topo-

graphie sur la pression au niveau de la mer favorise la croissance de la Laurentide, alors que l'effet thermique favorise la croissance de la Fennoscandie. Mais les résultats les plus innovants montrent clairement que la présence d'une calotte modifie la position des zones d'accumulation, et donc influence la croissance de l'autre calotte. Ce mécanisme étant d'ailleurs amplifié lorsque l'effet de la topographie sur les ondes stationnaires est pris en compte. Ainsi, malgré les limitations du modèle utilisé, ces résultats soulignent le rôle clé de la topographie sur la croissance des calottes. De plus, nous avons pu mettre en évidence pour la première fois l'existence d'une téléconnexion entre la Laurentide et la Fennoscandie au cours de la dernière glaciation via des changements de circulation atmosphérique induits par la croissance des calottes.

Clim. Past, 10, 345–358, 2014
www.clim-past.net/10/345/2014/
doi:10.5194/cp-10-345-2014
© Author(s) 2014. CC Attribution 3.0 License.

Climate of the Past
Open Access

Interdependence of the growth of the Northern Hemisphere ice sheets during the last glaciation: the role of atmospheric circulation

P. Beghin[1], S. Charbit[1], C. Dumas[1], M. Kageyama[1], D. M. Roche[1,2], and C. Ritz[3]

[1]Laboratoire des Sciences du Climat et de l'Environnement, CEA-CNRS – UMR8212, Gif-sur-Yvette, France
[2]Earth and Climate Cluster, Faculty of Earth and Life Sciences, Vrije Universiteit Amsterdam, Amsterdam, the Netherlands
[3]Laboratoire de Glaciologie et de Géophysique de l'Environnement, CNRS, Saint Martin d'Hérès, France

Correspondence to: P. Beghin (pauline.beghin@lsce.ipsl.fr)

Received: 25 March 2013 – Published in Clim. Past Discuss.: 18 April 2013
Revised: 19 August 2013 – Accepted: 1 November 2013 – Published: 17 February 2014

Abstract. The development of large continental-scale ice sheets over Canada and northern Europe during the last glacial cycle likely modified the track of stationary waves and influenced the location of growing ice sheets through changes in accumulation and temperature patterns. Although they are often mentioned in the literature, these feedback mechanisms are poorly constrained and have never been studied throughout an entire glacial–interglacial cycle. Using the climate model of intermediate complexity CLIMBER-2 coupled with the 3-D ice-sheet model GRISLI (GRenoble Ice Shelf and Land Ice model), we investigate the impact of stationary waves on the construction of past Northern Hemisphere ice sheets during the past glaciation. The stationary waves are not explicitly computed in the model but their effect on sea-level pressure is parameterized. We tested different parameterizations to study separately the effect of surface temperature (thermal forcing) and topography (orographic forcing) on sea-level pressure, and therefore on atmospheric circulation and ice-sheet surface mass balance. Our model results suggest that the response of ice sheets to thermal and/or orographic forcings is rather different. At the beginning of the glaciation, the orographic effect favors the growth of the Laurentide ice sheet, whereas Fennoscandia appears rather sensitive to the thermal effect. Using the ablation parameterization as a trigger to artificially modify the size of one ice sheet, the remote influence of one ice sheet on the other is also studied as a function of the stationary wave parameterizations. The sensitivity of remote ice sheets is shown to be highly sensitive to the choice of these parameterizations with a larger response when orographic effect is accounted for. Results presented in this study suggest that the various spatial distributions of ice sheets could be partly explained by the feedback mechanisms occurring between ice sheets and atmospheric circulation.

1 Introduction

The Quaternary era is characterized by a succession of glacial and interglacial phases. During the last ice age, large land-ice masses covered Canada and northwestern Eurasia (Peltier, 2004; Lambeck et al., 2006; Tarasov, 2012; Clark et al., 1993; Dyke and Prest, 1987; Svendsen, 2004). These large ice sheets represent a crucial element of the climate system (Clark, 1999). Because of their highly reflective surface and their high altitude, they induce zonal anomalies in surface temperature and topography. These anomalies modify large-scale atmospheric circulation by generating zonal asymmetries often referred to as stationary waves (Cook and Held, 1988).

The relations between atmosphere and ice sheets have been previously investigated with several modeling studies. Based on the analysis of simulations carried out with general circulation models (GCM) under Last Glacial Maximum (LGM) conditions, Broccoli and Manabe (1987) found that ice sheets are the main cause of change of stationary waves during ice age climate. In line with these previous findings, Pausata et al. (2011) have shown that the topography of ice sheets is the dominant factor altering the northern extratropical atmospheric large-scale circulation. Moreover, several

Published by Copernicus Publications on behalf of the European Geosciences Union.

authors put forward that one of the main effects of an ice sheet on the atmospheric circulation is to change the strength and the position of the subtropical jet, which has also an influence on storm tracks (Kageyama and Valdes, 2000; Hall et al., 1996; Rivière et al., 2010; Laîné et al., 2008). This leads to changes in the pattern of precipitation and consequently to changes in the accumulation over ice sheets.

Changes in stationary waves also induce changes in surface temperature. Using a simple ice-sheet model based on an idealized geometry coupled with a stationary-wave model, Roe and Lindzen (2001a, b) highlighted the importance of accounting for the feedbacks between ice sheets and the temperatures induced by stationary waves to properly simulate the evolution of an ice sheet. In the same way, with a three-dimensional stationary wave model, Liakka et al. (2011) showed that the southern margin of ice sheets strongly depends on the temperature anomalies due to stationary waves. All these studies illustrate the existence of feedbacks between ice sheets and atmospheric circulation. This suggests that the construction of a given ice sheet (e.g. the North American ice sheet) may influence the growth or the decay of the other one (e.g. the Eurasian ice sheet) through changes in atmospheric circulation that induce modifications in both temperature and precipitation patterns. In turn, these modifications directly influence the surface mass balance of the ice sheets.

However, up to now, no study has been undertaken to understand the role atmospheric circulation may play on ice-sheet evolution throughout a glacial–interglacial cycle. The aim of this study is twofold. First, we examine how the planetary waves may influence the evolution of ice sheets over the last glacial period. Secondly, we investigate how past Northern Hemisphere ice sheets (i.e. Laurentide ice sheet (LIS) and Fennoscandia ice sheet (FIS)) interact together through induced changes in planetary waves. To achieve this goal, we use the climate model of intermediate complexity CLIMBER 2.4 (Petoukhov et al., 2000) fully coupled with the 3-D thermo-mechanical ice-sheet model GRISLI (GRenoble Ice Shelf and Land Ice model) (Peyaud et al., 2007) to carry out a series of numerical experiments covering the last glacial–interglacial cycle.

2 Model description

2.1 The climate model CLIMBER 2.4

The CLIMBER 2.4 model is a revised version of the CLIMBER 2.3 model extensively described in Petoukhov et al. (2000). It is based on simplified representations of the ocean with three zonally averaged ocean basins for the Atlantic, Indian and Pacific oceans ($2.5° \times 20$ uneven layers), of the atmosphere (with resolution 10° in latitude, 51° in longitude), of the vegetation and of the mutual interactions between these three components. The main advantage of this model is its fast computational time allowing long-term simulations at glacial–interglacial timescale.

The atmospheric module is designed to only resolve large-scale processes, the effect of synoptic weather systems on heat and moisture transports being parameterized. The atmospheric variables such as humidity and temperature are calculated in 2-D, and their 3-D profiles are then computed from hypotheses on the vertical structure of the atmosphere. Stationary waves are not explicitly resolved but their effect on sea-level pressure (hereafter SLP) is parameterized. In the standard version of the model, it is described by relationship between long-term large-scale azonal temperature and pressure fields in quasi-stationary planetary-scale waves adapted for the CLIMBER model: the longitudinal shift between the pressure and the temperature is neglected because of the coarse spatial resolution of CLIMBER. The azonal sea-level pressure (p_0') is expressed as a function of the azonal component of sea-level temperature T_0' (Petoukhov et al., 2000):

$$p_0 = \overline{p_0} + p_0' \tag{1}$$

with

$$p_0' = p_{\mathrm{th}}' = \frac{-g\,P_0\,H_{\mathrm{T}}}{2\,R}\,\frac{T_0'}{\overline{T_0}^2} \tag{2}$$

with

$$T_0 = \overline{T_0} + T_0', \tag{3}$$

where p_0 is the sea-level pressure, $P_0 = 1012\,\mathrm{hPa}$ the mean of sea-level pressure. $R = 287.058\,\mathrm{J\,kg^{-1}\,K^{-1}}$ is the specific gas constant for dry air, $g = 9.81\,\mathrm{m\,s^{-1}}$ is the gravity constant and H_{T} is the computed tropopause height.

Equation (2) shows that the influence of topography on the azonal SLP component is not explicitly accounted for. Here, the impact of orographic changes on stationary waves is studied through a new parameterization (described in Sect. 3). The use of parameterizations to account for the effect of stationary waves on sea-level pressure offers the opportunity to test the influence of thermal and orographic effects separately.

2.2 The ice-sheet model GRISLI

GRISLI is a three-dimensional thermo-mechanical model which simulates the evolution of ice-sheet geometry (extension and thickness) and the coupled temperature–velocity fields in response to climate forcing. A comprehensive description of the model can be found in Ritz et al. (2001) and Peyaud et al. (2007). Here, we only summarize the main characteristics of this model. The equations are solved on a cartesian grid ($40\,\mathrm{km} \times 40\,\mathrm{km}$). Over the grounded part of the ice sheet, the ice flow resulting from internal deformation is governed by the shallow-ice approximation (Morland, 1984; Hutter, 1983). The model also deals with ice flow through ice shelves using the shallow-shelf approximation

(MacAyeal, 1989) and predict the large-scale characteristics of ice streams using criteria based on the effective pressure and hydraulic load. At each time step, the velocity and vertical profiles of temperature in the ice are computed as well as the new geometry of the ice sheet. The temperature field is computed both in the ice and in the bedrock by solving a time-dependent heat equation. The surface mass balance is defined as the sum between accumulation and ablation computed by the positive degree day (PDD) method (e.g. Reeh, 1991; Fausto et al., 2009). This method assumes that melt rates of snow and ice are linearly related to the number of PDD through constant degree-day factors (Braithwaite, 1984; Braithwaite, 1995). The PDD method relies on the assumption that the annual surface melting is proportional to the sum over one year of the excess of temperature above the melting point. The number of positive degree days is calculated from the normal probability distribution around the mean daily temperatures and the variations around the daily mean (Reeh, 1991; Braithwaite, 1984). This approach has been widely used in ice-sheet models and is expressed as

$$\mathrm{PDD} = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \int_{1\mathrm{year}} \mathrm{d}t \int_{0}^{T_\mathrm{d}+2.5\sigma} T \cdot \exp\left(\frac{-(T - T_\mathrm{a}(t))^2}{2\sigma^2}\right) \mathrm{d}T, \quad (4)$$

where T is the near-surface temperature, $T_\mathrm{a}(t)$ is the mean daily near-surface temperature, and σ the standard deviation around the daily mean. The mean daily temperature $T_\mathrm{a}(t)$ follows a sine cycle during the year. This formulation allows positive temperatures in a given day even if the mean daily temperature is negative: the higher the σ value, the larger the probability of having positive temperatures is. Therefore, high σ values favor ablation. In the standard PDD formulation (Reeh, 1991), σ is fixed to 5 °C. However, the daily temperature variability is strongly dependent on the altitude. Based on measurements from automatic weather stations in Greenland, Fausto et al. (2009) derived a parameterization of σ expressed as

$$\sigma = \sigma_0 + \alpha z_\mathrm{s}, \quad (5)$$

where z_s is the altitude of the ice-sheet surface and σ_0 the sea-level value; in this parameterization, $\sigma_0 = 1.574\,°\mathrm{C}$ and $\alpha = 1.22 \times 10^{-3}\,\mathrm{m}^{-1}$, corresponding to $\sigma_{3000\mathrm{m}} = 5.2\,°\mathrm{C}$. In the present study we used the same type of relationship between σ and the altitude but with different numerical values. We used different couples of σ_0 and α values (see Sect. 3) in order to modulate the amount of ablation and, thus, to simulate ice sheets of different sizes.

2.3 Coupling procedure between CLIMBER-2.4 and GRISLI

The mean annual and summer surface temperatures computed by CLIMBER, as well as snowfall, are used as inputs to GRISLI to compute surface mass balance. To account for the resolution difference between both models, we apply a specific downscaling procedure: for each CLIMBER grid box and each surface type, the temperature is computed on five vertical levels using the free atmospheric lapse rate to account for the dependency with the altitude. This vertical temperature profile is used to compute the vertical humidity and the resulting vertical precipitation profile. For temperature fields, these calculations are performed for each CLIMBER surface type and then averaged over the GRISLI surface types (land ice, ice-free land and ocean). The three climatic fields used as forcing are then tri-linearly interpolated on the ice-sheet model grid. GRISLI returns to CLIMBER new boundary conditions for each CLIMBER grid box: new surface type, altitude of each grid point and fresh water fluxes coming from the potential melting of ice sheets. A more detailed explanation of the coupling procedure is described in Charbit et al. (2013).

3 Experimental set-up

3.1 Parameterization of stationary waves in CLIMBER

As mentioned in Sect. 2.1, in the standard version of CLIMBER, the azonal component of sea-level pressure only depends on sea-level temperature, so the topography does not exert any direct influence on sea-level pressure. The orographic impact on stationary waves depends on the topography and on the strength of the jet zonal wind (Held et al., 2002; Vallis, 2006; Holton, 1979). We parameterize the impact of the orography on stationary waves following the same basic principle as the one described by Eq. (2). Since the thermal contribution is expressed as a linear relation between the azonal component of sea-level pressure (p'_th) and the azonal component of temperature (T'_0), we expressed the orographic contribution (p'_oro) as a function of the deviation of orography from its zonal mean (h'_0). This accounts for the deviation of the zonal wind by an anomaly of topography. This new parameterization is expressed as follows:

$$p'_\mathrm{oro} \sim P_0 \frac{h'_\mathrm{topo}}{H_\mathrm{T}} \max\left(\frac{\Delta T_\mathrm{E/P}}{\Delta T_\mathrm{limit}} - 1; 0\right) \quad (6)$$

with

$$h'_\mathrm{topo} = h_\mathrm{topo} - \overline{h_\mathrm{topo}}, \quad (7)$$

where $P_0 = 1012\,\mathrm{hPa}$ is a constant, h_topo is the altitude of the surface and $\overline{h_\mathrm{topo}}$ the mean zonal altitude. Since the zonal wind is driven by the equator-to-pole temperature gradient, we added a dependency to this term ($\Delta T_\mathrm{E/P}$). Adding this dependency allows to account for seasonal changes of the influence of the orographic effect on the sea-level pressure. The larger this gradient is, the stronger the zonal wind and the influence of topography are. On the other hand, if $\Delta T_\mathrm{E/P}$ is too small (i.e. below the ΔT_limit), the zonal wind and its

deviation due to orography will be negligible. Therefore, the ΔT_{limit} represents the limit below which the orographic contribution is negligible.

The numerical value of this parameter has been determined by comparing the present-day sea-level pressure obtained with the new parameterization ($p'_0 = p'_{\text{th}} + p'_{\text{oro}}$) with the NCEP reanalysis (Kalnay et al., 1996). The best correlation has been obtained for $\Delta T_{\text{limit}} = 25\,°\text{C}$.

Using this approach, we can study separately orographic and thermal effects, as well as a combination of both. We tested four SLP parameterizations:

a. $p_0 = \overline{p_0}$ (without any waves),

b. $p_0 = \overline{p_0} + p'_{\text{th}}$ (thermal forcing only),

c. $p_0 = \overline{p_0} + p'_{\text{oro}}$ (orographic forcing only),

d. $p_0 = \overline{p_0} + p'_{\text{oro}} + p'_{\text{th}}$ (thermal and orographic effect).

Figure 1 shows the azonal sea-level pressure for the northern winter for NCEP reanalysis (Fig. 1a) and for the three parameterizations B, C and D (Fig. 1b–d). The most striking feature is that the patterns of azonal sea-level pressure simulated by CLIMBER are smoother than the NCEP ones due to the spatial resolution. The thermal effect (Fig. 1b) allows to account for the main structures linked to the land–sea temperature difference. Low pressure over North Pacific and North Atlantic and high pressure over the continental regions are clearly represented. However, their meridional extent is too large. This leads to a negative SLP anomaly over Greenland and a positive one over the Scandinavian and the Barents–Kara regions, in contradiction with NCEP reanalysis. Moreover, the amplitudes of the anomalies over the Northern Hemisphere are weaker than those of the NCEP database. This implies that the anti-cyclonic structure over the North American continent is almost absent. The amplitudes of sea-level pressure anomalies are smaller in the Southern Hemisphere (Fig. 1a) than in the Northern Hemisphere and occur over a smaller spatial scale. Due to the coarse horizontal resolution of CLIMBER, these structures are poorly resolved whatever the azonal sea-level parameterization is. With the thermal effect (Fig. 1b) this translates into a large anticyclone centered over South Atlantic that expands over the Indian Ocean, western Pacific and the Antarctic ice sheet. As a result, the bipolar structure over Antarctica observed in NCEP is not represented in the simulations carried out with the thermal forcing. Nevertheless, the Southern Hemisphere regions are beyond the regions of interest for the purpose of the present study.

With the orographic parameterization (Fig. 1c), a high pressure appears over Greenland, in agreement with Pausata et al. (2011). Subsequently this leads to a negative anomaly over the other regions of the same latitudinal band, especially over the Barents–Kara seas and over Scandinavia. The spatial structures are in a better agreement with NCEP but the amplitude of the negative anomaly over the Barents–Kara sector is still too weak. A high pressure is also simulated centered over the Caspian sea and over Central and North America. The high pressure over North America is weaker in our simulations than in NCEP. This is due to the Rocky Mountains poorly resolved in CLIMBER because of the zonal structure of the model. Finally, the bipolar structure over Antarctica is represented, although the amplitudes of low and high pressures over western and eastern parts respectively are weaker than the NCEP ones. This is also likely due to the spatial resolution.

Combining both effects (thermal and orographic, Fig. 1d) leads to amplitudes of SLP anomalies in better agreement with NCEP, especially over North Atlantic, North Pacific and Eurasia. Over the Barents–Kara seas, the negative anomaly due to the orographic effect clearly appears, but its amplitude is too small and overtaken by the influence of the thermal effect. As expected the high pressure over North America has a larger extent than that simulated under the thermal forcing alone, but its amplitude remains too weak with respect to the NCEP data set.

3.2 Modification of the ablation in GRISLI

Since the early PDD formulation (Reeh, 1991), a number of experimental campaigns over Greenland (Oerlemans and Vugts, 1993; Ambach, 1988) and other glacier locations have revealed strong spatial dependency of degree day factors (see Hock, 2003 and Braithwaite and Zhang, 2000 for a compilation of degree day values). Moreover, owing to the fact that the daily temperature variability is larger in continental climate regions (e.g. Siberia) than in regions with oceanic climate (e.g. northern Europe), σ is unlikely to be spatially constant. In this study, σ is used as a tuning parameter which modulates the amount of ablation and allows to simulate more or less large ice sheets. To achieve that goal, we defined four different areas characterized by different σ values: North America (Alaska excluded) (σ_0^{LIS}), Greenland (σ_0^{GIS}), Fennoscandia (including British Islands) (σ_0^{FIS}) and the rest of the grid (σ_0^{R}). Each region is characterized by a specific σ_0 value, but the slope α is constant over the entire model grid. The amplitude of the daily temperature variability directly affects the number of positive degree days and, thus, the amount of ablation. Various values of σ_0 and α lead therefore to different shapes and sizes of simulated ice sheets. In this study, we choose σ_0 and α values in order to obtain a significant ice volume over North American and Eurasian ice sheets. In doing so, this method leads to differences in the size of both ice sheets which are large enough to investigate their mutual influence.

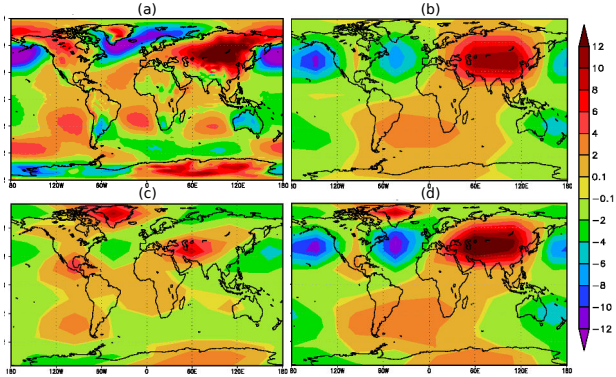


Fig. 1. Difference between sea-level pressure and its zonal mean in winter (DJF) for **(a)** NCEP reanalysis, **(b)** with only thermal parameterization (TH), **(c)** with only orographic parameterization (ORO) and **(d)** for the sum of the two parameterizations (OTH) (hPa).

3.3 Description of the experiments

To explore the relationship between the Laurentide and the Fennoscandian ice sheets and to investigate how it is modulated by planetary waves, we used different values of σ_0^{FIS} and σ_0^{LIS} to obtain larger or smaller Fennoscandian and Laurentide ice sheets, respectively. This allows us to study the impact of the FIS geometry on the LIS and vice versa. We carried out three different experiments for the four parameterizations of sea-level pressure (see Sect. 3.1). These twelve experiments are summarized in Table 1. The initial climatic state is given by a time-slice CLIMBER experiment carried out for 126 ka conditions and the initial ice-sheet topography is set to that of the present-day Greenland. Transient simulations are forced by variations of insolation (Berger, 1978), atmospheric CO_2 concentration (Petit et al., 1999) and sea level (Waelbroeck et al., 2002).

This experimental set-up allows to study the evolution of the coupled Laurentide–Fennoscandia system when the growth of one or the other ice sheet is favored. This evolution is studied in response to each stationary wave parameterization described above. Ice volume changes are analyzed in terms of changes in temperature and accumulation fields. Over the last glacial period, changes in Greenland ice-sheet geometry are not large enough to induce changes in stationary waves, especially at our model resolution. Therefore, the impact of Greenland on the Laurentide and Fennoscandian is likely to be negligible and is not discussed in this paper. Moreover, with the model version used in the present study, we fail simulating the complete deglaciation from the Last Glacial Maximum (LGM) until 0 ka. Actually, previous works suggest that an increase of climatic variability

Table 1. Experimental set-up. For each experiment, the 1st part of the name (NONE, TH, ORO, OTH) corresponds to the stationary wave parameterization while the second part corresponds to the ablation formulation: REF indicates the couple $\sigma_0^{\mathrm{LIS}} - \sigma_0^{\mathrm{FIS}}$ for the baseline experiment, FIS correspond to a PDD parameterization favoring the growth of Fennoscandian ice sheet, and LIS to a PDD parameterization favoring the growth of Laurentide ice sheet.

Wave parameterization	σ_0^{LIS}	σ_0^{FIS}	Simulation name
Without waves (A)	3.25	0.50	NONE-REF
Without waves (A)	3.25	0.25	NONE-FIS
Without waves (A)	3.00	0.50	NONE-LIS
Thermal forcing (B)	3.25	0.50	TH-REF
Thermal forcing (B)	3.25	0.25	TH-FIS
Thermal forcing (B)	3.00	0.50	TH-LIS
Orographic forcing (C)	3.25	0.50	ORO-REF
Orographic forcing (C)	3.25	0.25	ORO-FIS
Orographic forcing (C)	3.00	0.50	ORO-LIS
Therm. and oro. forcing (D)	3.25	0.50	OTH-REF
Therm. and oro. forcing (D)	3.25	0.25	OTH-FIS
Therm. and oro. forcing (D)	3.00	0.50	OTH-LIS

(Bonelli et al., 2009) or the impact of dust deposition on snow albedo (Ganopolski et al., 2010; Bonelli et al., 2009) may have played a critical role in the deglaciation process. Here, we did not account for the influence of these factors to better constrain the mutual influence of past Northern Hemisphere ice sheets driven only by changes in atmospheric circulation. We therefore kept σ_0^{FIS} and σ_0^{LIS} constant through time and we did not include a representation of the impact of dust on snow albedo. Moreover, in the present version of GRISLI,

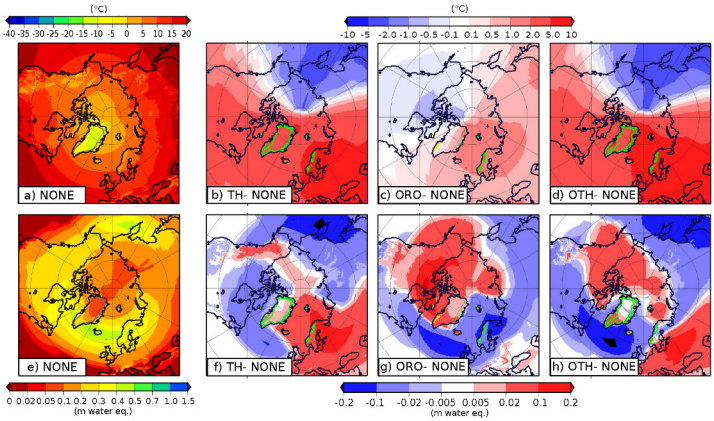


Fig. 2. Summer surface temperature at 125 ka in NONE-REF experiment (parameterization of SLP are removed) **(a)**, difference of summer surface air temperature between TH-REF (thermal parameterization) and NONE-REF **(b)**; ORO-REF (orographic parameterization) and NONE-REF **(c)** and OTH-REF (combination of both thermal and orographic parameterization) and NONE-REF **(c)** at 125 ka. Same for the snow accumulation **(e–h)**. The green line represents the limit where the ice thickness difference exceeds −500 m.

the impact of water-saturated sediments on basal sliding that favor the ice retreat has not been taken into account. These missing mechanisms may explain why the last glacial termination is not simulated satisfactorily in our experiments. Our following analysis therefore focuses on the 126–15 ka period. Our aim here is not to simulate a perfect picture of the last glacial–interglacial cycle in full agreement with all available paleo-data, but rather to investigate the impact of one or the other stationary wave parameterization on the evolution of the ice sheets and their interdependence.

4 Results

4.1 Impact of sea-level pressure on temperature and accumulation patterns

The calculation of sea-level pressure leads to modifications in winds which in turn influence humidity and heat transports, altering cloud formation, precipitation and air temperature. The relation between precipitation, temperature and sea-level pressure is complex due to numerous feedbacks involved in the climate system. Therefore, it is difficult to predict from SLP patterns what the temperature and accumulation patterns will be. However, we compared the CLIMBER response of the sea-level pressure to a change in topography to the response of the IPSL-CM5 model. We used two experiments carried out with both models (with the OTH SLP parameterization in CLIMBER) with exactly the same experimental set-up. The first one was run under pre-industrial conditions (PI) and the second one under LGM ones (except that the only ice sheet considered as boundary condition was the Laurentide ice sheet). Both model responses exhibit similar SLP patterns (not shown), despite slight disagreements in some places as for the amplitude of high and low pressures. In the present section, we examine the impact of different SLP parameterizations on snow accumulation and surface air temperature and thus on the ice-sheet surface mass balance. This analysis is made at 125 ka because at this time period there is no large ice sheet in the Northern Hemisphere except Greenland. Moreover, the 125 ka climate state has likely influenced the early phase of glacial inception and thus the construction and the further development of both Laurentide and Fennoscandia.

Figure 2 displays the simulated summer temperature (Fig. 2a) and accumulation (Fig. 2e) when the parameterization of sea-level pressure is removed (i.e. NONE experiment) as well as the difference of summer temperature and annual accumulation between each SLP parameterization (i.e. TH, ORO and OTH experiments, Figs. 2b–d and 2f–h). The azonal component in the SLP field produces a warming over a great part of the GRISLI domain (TH and OTH experiments) and over eastern longitudes and North Atlantic Ocean (ORO experiment), especially over Eurasia. Since the effect of the orography is weak in summer (see Sect. 3.1), its impact on summer temperature is less pronounced compared to the impact of the thermal effect (Fig. 2b and d). Over North America, where the orographic effects are accounted

for, temperature patterns are dominated by the thermal effect (Fig. 2d). An excess of accumulation with respect to the NONE experiment is produced over western Eurasia with the thermal forcing whereas accumulation is reduced over Canada, Beringia and eastern Eurasia (Fig. 2f). The orographic parameterization has almost the opposite effect (Fig. 2g). The response of accumulation in OTH experiment is a combination of the two previous responses in which the regions of large accumulation rates are northwestern Canada, Barents and Kara seas and southern Europe.

These accumulation and temperature patterns have a direct impact on the construction of ice sheets during glacial inception. The spatial distributions of the simulated ice sheets are displayed in Fig. 3 for 115 ka. At this period, the glacial inception has already started as suggested by the sea-level reconstructions (Waelbroeck et al., 2002). This figure shows that the ice sheet response strongly depends on the SLP parameterization.

Compared to the NONE experiment, results from the ORO simulation show that the orographic effect favors the growth of the Laurentide ice sheet (Fig. 3c). This is due to the large accumulation rate over Canada (Fig. 2g) combined with a cooling effect (Fig. 2c). The Fennoscandian ice sheet is rather sensitive to the thermal forcing (Fig. 3b) which produces a large accumulation rate over Scandinavia (Fig. 2f). However, the simulated Fennoscandian ice sheet is smaller than that simulated by the NONE experiment because the large accumulation rate is widely counterbalanced by the temperature warming effect (Fig. 2b). Combining both SLP perturbations (thermal and orographic) (Fig. 3d) leads to a much smaller ice volume over Scandinavia (with respect to TH experiment) due to less accumulation, and more ice over the Kara Sea (increased accumulation). Likewise, the Laurentide ice volume simulated on the OTH experiment is in between the TH and the ORO ones.

These first results highlight how the representation of stationary waves in CLIMBER (through SLP parameterizations) may influence accumulation and temperature patterns and therefore the construction of the ice sheets. They show that the simulated ice sheets are heavily different depending on the forcing effect that we take into account (i.e. thermal and/or orographic). In the following sections, we examine the mutual interactions of ice sheets under different SLP parameterizations.

4.2 Glacial inception: from 126 to 110 ka

Figure 4 displays the evolution of the simulated LIS and FIS ice volumes from 126 to 110 ka for the twelve experiments described in Sect. 3. For a given parameterization, the comparison between solid and dotted lines (Fig. 4a–b) and between solid and dashed lines (Fig. 4c–d) illustrates the difference between the standard simulations (referred to as X-REF in the following) and the simulations where σ_0^{FIS} (Fig. 4a–b) or σ_0^{LIS} (Fig. 4c–d) is reduced.

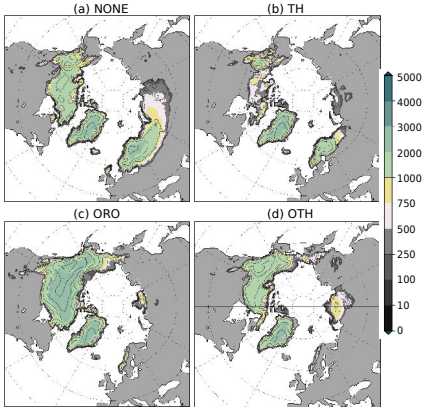


Fig. 3. Ice thickness (colors) and ice-sheet height (contours, isolines every 500 m) simulated at 115 ka with the four parameterizations (m).

4.2.1 Effect of smaller σ_0^{FIS}

As expected, for all SLP parameterizations, decreasing σ_0^{FIS} favors the growth of the FIS (Fig. 4a). However, the amplitude of this growth is more or less pronounced depending on the parameterization used. When stationary waves are off (i.e. azonal SLP component is set to zero), the simulated NONE-FIS ice volume (i.e. σ_0^{FIS} reduced) is around 30 % larger at 110 ka than the ice volume simulated in the baseline experiment. This increase is even more pronounced in TH and OTH experiments (270 % of ice volume difference between TH-FIS and TH-REF and 400 % between ORO-FIS and ORO-REF). In the ORO experiment, the ice volume is increased by 100% compared to the reference case, but due to the small amount of ice, this increase is not really significant. Figure 4b illustrates how a change in the Fennoscandian ice-sheet geometry influences the construction of the Laurentide ice sheet. Compared to the Laurentide ice volume simulated under orographic forcing (15×10^{15} m^3), the difference in Fennoscandian ice volumes between ORO-FIS and ORO-REF is not large enough (0.5×10^{15} m^3 at 110 ka) to substantially modify the construction of the Laurentide ice sheet. By contrast, when stationary waves are off or when thermal effect is accounted for, the increase of the Fennoscandian ice volume leads to an increase of the volume of the Laurentide ice sheet. This effect may be directly related to the cold temperature anomaly occurring in response to the development of the Fennoscandian ice sheet. The comparison of summer temperature between NONE-FIS and NONE-REF (Fig. 5) at 125 and 120 ka shows that this cold temperature anomaly

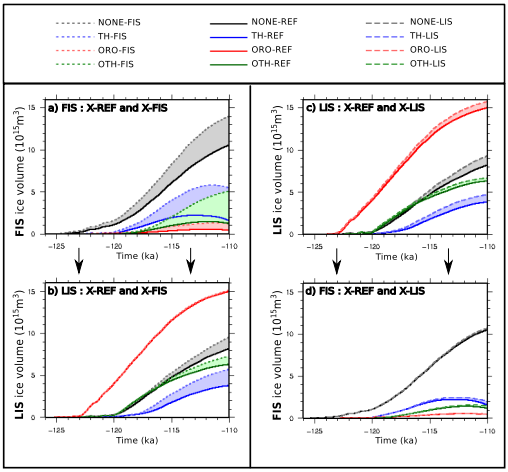


Fig. 4. The left part of the figure shows the evolution of Fennoscandian ice volume **(a)** for the reference experiments (solid lines, black when the waves are off, blue for the thermal parameterization, red for the orographic parameterization, and green when the two effects are on) and for the experiments with a smaller σ_0^{FIS} (plotted line, same color code). **(b)** shows the Laurentide ice volume for the same experiments. The right part of the figure shows the evolution of the Laurentide ice volume **(c)** for the reference experiments (solid lines) and for the ones with smaller σ_0^{LIS} (dotted lines), then the Fennoscandian ice volume **(d)** for the same experiments. For all panels, the evolution of ice volume is shown for the inception.

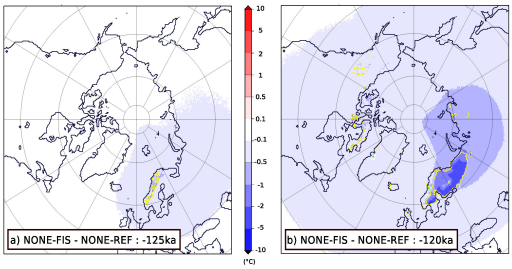


Fig. 5. Summer surface temperature differences between NONE-FIS and NONE-REF at 125 ka **(a)** and 120 ka **(b)**. The yellow line represents the limit where the ice thickness difference exceeds 500 m.

progressively spreads all over the GRISLI domain, favoring thereby the growth of the Laurentide ice sheet. The spreading of the cold temperature anomaly can also be observed in OTH and TH experiments. This suggests that the larger the Fennoscandia ice sheet, the greater the effect on the Laurentide ice sheet. However, the differences of Fennoscandian ice volumes between TH-REF and TH-FIS on one hand and between OTH-REF and OTH-FIS on the other hand are similar. However, the effect on the Laurentide ice sheet is twice as large under thermal forcing alone than the effect produced with the OTH experiment. This means that, in addition to the cooling effect (Fig. 5), another mechanism comes into play. Actually, in OTH experiments, the growth of Laurentide ice sheet leads to a high pressure over Canada (Fig. 6a–b). This causes a westward shift of the accumulation area (Fig. 6c–d) which in turn slows down the growth of the

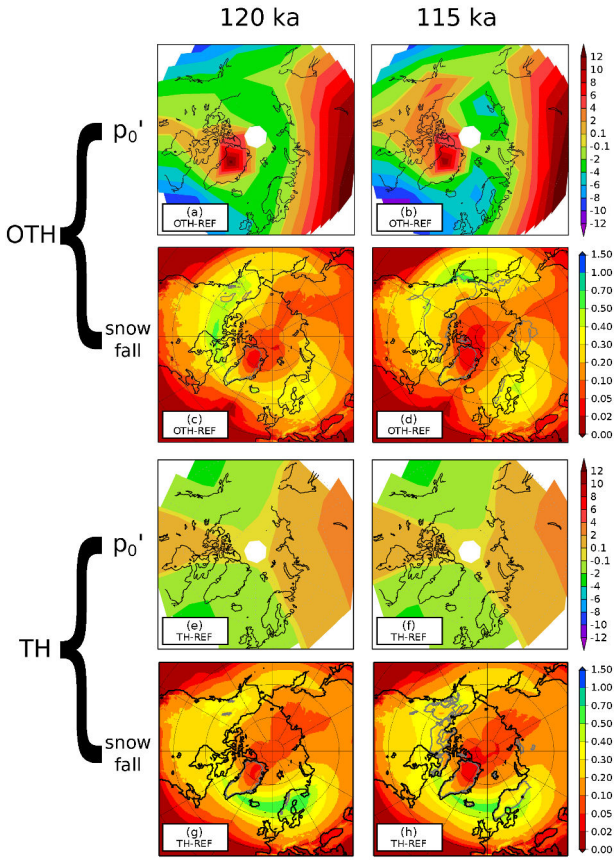


Fig. 6. Azonal sea-level pressure (in hPa) at 120 and 115 ka for OTH **(a–b)** and TH experiments **(e–f)**, respectively, and accumulation (in meter water equivalent) at 120 and 115 ka for OTH **(c–d)** and TH experiments **(g-h)**. Grey lines indicate the limits of the ice sheets.

Laurentide ice sheet. Note that this westward shift is also observed in the ORO experiments (not shown). Under thermal forcing, a slight extent of the high pressure area is also simulated with the growth of the Laurentide ice sheet. However, this extent remains insufficient to act on the displacement of the accumulation area. This makes the TH-FIS Laurentide ice sheet more sensitive to the cooling effect induced by a larger Fennoscandia than the ice sheet simulated in OTH-FIS. This also explains why the differences in simulated LIS ice volumes between TH-REF and TH-FIS are larger than those between OTH-REF and OTH-FIS.

4.2.2 Effect of a smaller σ_0^{LIS}

The reduction of σ_0^{LIS} has a smaller effect on the LIS than the effect of a lowered σ_0^{FIS} value on the FIS (Fig. 4c). Although, σ_0^{LIS} and σ_0^{FIS} are both reduced by 0.25 °C, the resulting changes in ablation are not equivalent due to the non-linearity of the PDD formulation. However, the lowering

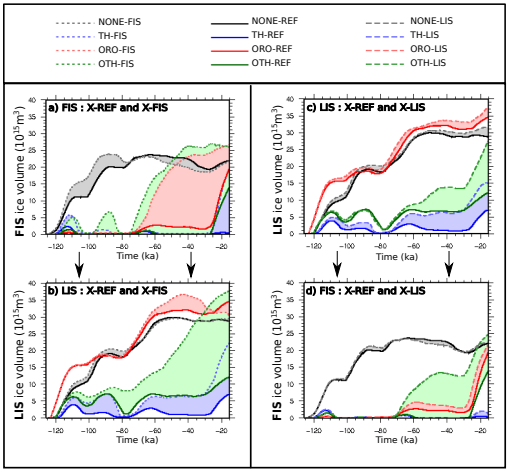


Fig. 7. The left part of the figure shows the evolution of Fennoscandian ice volume **(a)** for the reference experiments (solid lines, black when the waves are off, blue for the thermal parameterization, red for the orographic parameterization, and green when the two effects are on) and for the experiments with a smaller σ_0^{FIS} (plotted line, same color code). **(b)** shows the Laurentide ice volume for the same experiments. The right part of the figure shows the evolution of the Laurentide ice volume **(c)** for the reference experiments (solid lines) and for the ones with smaller σ_0^{LIS} (dotted lines), then the Fennoscandian ice volume **(d)** for the same experiments. For all panels, the evolution of ice volume is shown for the all glaciation.

of σ_0^{LIS} is large enough to produce a larger LIS (Fig. 4c). The ice-sheet growth is smaller in ORO-LIS and OTH-LIS experiments due to the westward shift of the accumulation mentioned above. In all experiments, the differences in the ice-sheet size (with respect to the standard simulations) are too small to significantly influence the construction of FIS (Fig. 4d), at least during glacial inception.

4.3 Full glacial state: from 80 to 30 ka

The evolution of the simulated FIS and LIS ice volumes over the entire last glaciation are displayed in Fig. 7. Around 70 kyr BP, there is a minimum of insolation in northern latitudes combined to a decrease of the atmospheric CO_2 concentration which allows a rapid decrease of summer temperature that accelerates the glaciation process.

4.3.1 Effect of a smaller σ_0^{FIS}

A large difference is observed in Fennoscandian ice volume (Fig. 7a) between ORO-REF (red solid line) and ORO-FIS (dotted-red line) from 75 ka to the end of the simulation. Actually, slight differences in simulated ice volumes between ORO-REF and ORO-FIS appear before 80 ka. They induce small differences in accumulation and temperature patterns as soon as 80 ka (Fig. 8). A small excess of accumulation over the Kara Sea is simulated in ORO-FIS (with respect to ORO-REF) as well as slightly colder temperatures over the Eurasian region. These tiny differences are sufficient to trigger a massive glaciation of the FIS in the ORO-FIS experiment, whereas in ORO-REF the ice volume remains at a low level ($< 3.0 \times 10^{15}\,\mathrm{m}^3$) until 30 ka. These results show how the decrease of insolation and atmospheric CO_2 concentration may be amplified by a small change in the ice-sheet surface mass balance. The development of both LIS and FIS in the ORO-FIS experiment leads to a cooling all over the GRISLI domain. This shifts southward the snow–rain limit (with respect to ORO-REF), increasing the accumulation rate in the North Atlantic and eastern Canada. This effect combined with the previous cooling effect leads to an acceleration of the LIS growth (Fig. 7b, red solid line with respect to red dashed line).

A similar behavior is observed for the FIS ice volume when both forcings are accounted for (OTH experiment) with an acceleration of the FIS growth in OTH-FIS after 75 ka (Fig. 7a, green lines). The underlying mechanism is similar to the one explained in the ORO case. However, it is more efficient because the differences at 80 ka between the LIS ice volumes simulated in the OTH-REF and OTH-FIS

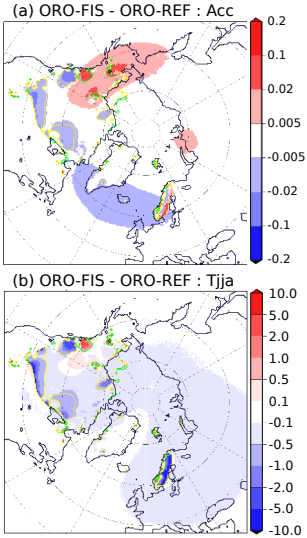


Fig. 8. (a) Accumulation difference (in meter water equivalent) between ORO-FIS and ORO-REF at 80 ka. The yellow line is the limit where the thickness difference exceeds 500 m, the green one where the difference is under −500 m. **(b)** Summer temperatures differences between ORO-FIS and ORO-REF at 80 ka (in °C).

experiments are larger than the differences between ORO-REF and ORO-FIS (Fig. 7b). Similarly to the ORO experiments, the acceleration of the FIS growth implies an acceleration of the LIS growth (with respect to OTH-REF).

Under the thermal parameterization, there is no difference in the FIS ice volumes between TH-REF and TH-FIS throughout the period spanning from 80 to 30 ka (Fig. 7a, blue lines), whereas the LIS is larger (TH-FIS experiment, Fig. 7b). As explained in Sect. 4.2.1, at the beginning of the glaciation, the decrease of σ_0^{FIS} leads to a larger FIS and in turn to a larger LIS. Actually, the LIS has remained larger in TH-FIS (with respect to TH-REF), even during periods where FIS was entirely melted (e.g. 100 ka). This means that the LIS ice volume differences between TH-FIS and TH-REF after 75 ka does not result from a direct effect of a change in FIS geometry, but rather comes from the fact that the LIS has remained glaciated throughout this period even around 80 ka when the FIS ice volume was very small but not zero.

Finally, we obtain a surprising result when the stationary waves are off: after 75 ka, the NONE-FIS experiment simulates a smaller FIS than the NONE-REF experiment (Fig. 7a, grey and black lines), despite a smaller σ_0^{FIS}. The comparison of accumulation and temperature patterns between both experiments (not shown) does not explain the decrease of the ice volume after 90 ka in the NONE-FIS experiment (Fig. 7a). Instead, a strong decrease of the simulated ice thickness in the southwestern part of the ice sheet (NONE-FIS) is associated with a decrease of ice flow velocities (not shown). This suggests that the mechanisms responsible for this behavior are closely linked to ice dynamical effects. However, an in-depth analysis of the ice dynamics is beyond the scope of this study.

4.3.2 Effect of a smaller σ_0^{LIS}

At the beginning of the glaciation, the decrease of σ_0^{LIS} does not have a significant influence on the growth of the ice sheets, at least until 75 ka (Fig. 7c and d). After 75 ka, when the LIS is large (NONE and ORO experiments), the decrease of σ_0^{LIS} has only a poor impact on the ice volume. With the TH and OTH parameterizations, the geometry of simulated ice sheets in both reference runs and runs carried out with a smaller σ_0^{LIS} value is similar around 80 ka (TH and OTH experiments). However, after 75 ka, the differences of ice volumes between TH-REF and TH-LIS and between OTH-REF and OTH-LIS become significant, in contrast to results obtained in the ORO and NONE experiments. The impact of a larger LIS on the evolution of FIS is clearly visible in the OTH runs but remains very weak with the TH forcing. To understand the origin of this different behavior, we examined the differences between OTH-LIS and OTH-REF and between TH-LIS and TH-REF in terms of summer temperature and accumulation patterns. To be relevant, this comparison has to be made at a time period when the differences of ice volumes between reference runs and small σ_0^{LIS} runs (hereafter called Δice) are roughly of similar magnitude in both OTH and TH experiments. Similar Δice values are obtained at 75 (OTH) and 71 ka (TH). Figure 9 displays the differences in SLP, accumulation and summer temperature patterns at these periods. Since we take into account the topography effect on sea-level pressure, the response of a similar LIS Δice on sea-level pressure is stronger in the OTH than in the TH experiment (Fig. 9a and b). Changes in accumulation are larger in the OTH case (Fig. 9e and f). A slight excess of accumulation is observed over the Kara Sea region in OTH-LIS experiment (with respect to OTH-REF), which seems to be sufficient to trigger the growth of FIS. Nevertheless, the impact on temperature in the TH experiment is more important than in the OTH experiment, due to a larger LIS Δice (Fig. 9c and d).

These results clearly show that the sensitivity of the atmospheric circulation to the presence of an ice sheet becomes significant when the topography effect is accounted for. Moreover, a change in sea-level pressure due to the growth of an ice sheet seems to mainly alter the accumulation with only a little influence on summer temperature.

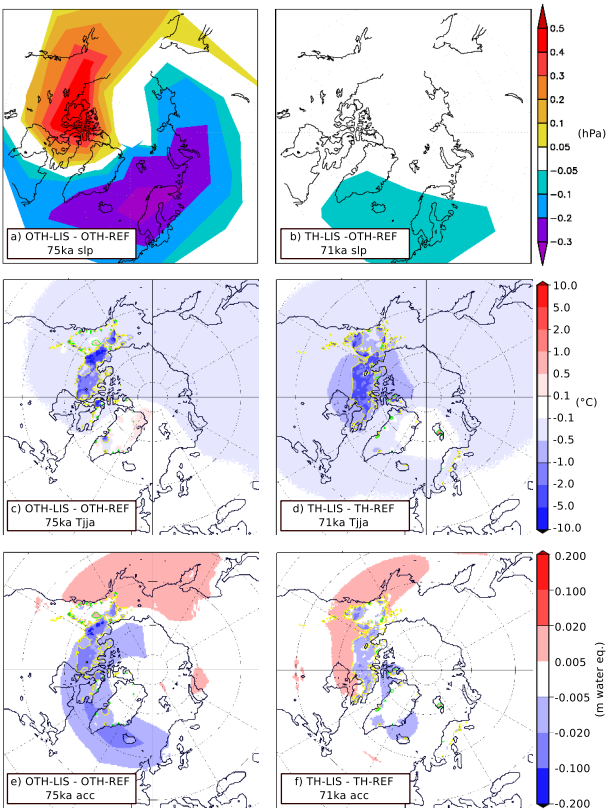


Fig. 9. Sea-level pressure differences (in hPa) between OTH-LIS and OTH-REF at 75 ka **(a)** and between TH-LIS and TH-REF at 71 ka **(b)**. Summer temperature difference between OTH-LIS and OTH-REF at 75 ka **(c)**; and TH-LIS and TH-REF at 71 ka **(d)**; accumulation difference between OTH-LIS and OTH-REF at 75 ka **(e)**; and TH-LIS and TH-REF at 71 ka **(f)**.

4.4 30 until 15 ka BP

After 30 ka, a new decrease in insolation concomitant with a decrease in atmospheric CO_2 concentration occurs. The response of the ice volume is more or less pronounced depending on the experiment (Fig. 7). As an example, a pronounced response of both ice sheets (Fig. 7a and b, blue dotted line) is simulated in TH-FIS, unlike NONE-REF, NONE-FIS and NONE-LIS. More generally, it should be noted that the response is absent or weak in simulations where both ice sheets have already reached a significant size at 35 ka (more than 18×10^{15} m^3 for the FIS and more than 28×10^{15} m^3 for the LIS). This can be explained by the dry cold air above continental-scale ice sheet. In contrast, when one ice sheet is large but the other is small (e.g. ORO-REF) at 35 ka, colder temperatures due to the decreasing of CO_2 atmospheric concentration and insolation favor the growth of the smaller ice sheet (e.g. FIS start to grow at 30 ka). In turn, this leads to even much colder temperatures and a further growth of the larger ice sheet too (LIS starting to grow at 35 ka). Therefore, the response of one ice sheet to an insolation/CO_2 decrease also depends on the size of both ice sheets.

5 Conclusions

In the present study, we investigated the atmospheric-based processes that relate the two main Northern Hemisphere ice sheets during the last glaciation. In particular, through appropriate parameterizations, we examined the effect of topography and surface temperature on the sea-level pressure, and we studied the impact of these effects in the relationship between ice sheets. The parameterization of ablation in the ice-sheet model is used as a trigger to change the size of one ice sheet and to investigate the mutual influence of the ice sheets. Our aim was to investigate the effect of a change in one ice-sheet geometry on the other one, depending on the sea-level pressure parameterization. First, at the beginning of the glaciation, we showed that the growth of the Laurentide ice sheet is favored by the topographic effect on sea-level pressure, due to a large accumulation rate in this area, whereas there is more accumulation over Fennoscandia with the thermal parameterization. Secondly, we showed that a larger ice sheet (e.g. FIS) leads locally to a cooling that progressively spreads over the northern latitudes and promotes the growth of the other ice sheet (e.g. LIS). This former mechanism is true whatever the sea-level pressure parameterization is. The second process is the shift of snowfall pattern when an ice sheet grows, altering thereby the accumulation over the other ice sheet. This mechanism is dominant when the orographic effect is on, because it increases the sensitivity of sea-level pressure to the presence of an ice sheet. In that case a change in sea-level pressure mainly affects the accumulation patterns. Owing to the fact that stationary waves are not explicitly computed in CLIMBER and due to the low resolution of the model, the importance of various feedbacks discussed in the present study as well as the amplitude of remote effects of ice sheets may be under- or overestimated. However, this study highlights the key role of topography on sea-level pressure and accumulation, and thus on the evolution of the ice sheets themselves. This means that it is necessary to take into account the mutual influence of past Northern Hemisphere ice sheets to properly understand the mechanisms underlying their own evolution. In the same way, our results suggest that feedbacks between ice sheets and stationary waves could be of key importance to understand the various configurations of ice-sheet shapes during different ice ages of the Quaternary era (e.g. Svendsen, 2004).

Acknowledgements. This work has benefited from fruitful discussions with Daniel Lunt. It has been supported by CEA, CNRS and UVSQ.

Edited by: V. Rath

The publication of this article is financed by CNRS-INSU.

References

Ambach, W.: Heat balance characteristics and ice ablation, western EGIG-profile, Applied hydrology in the development of northern basins, Danish Society for Arctic Technology, Copenhagen, 1988.

Berger, A.: Long-Term Variations of Daily Insolation and Quaternary Climatic Changes, J. Atmos. Sci., 35, 2362–2367, 1978.

Bonelli, S., Charbit, S., Kageyama, M., Woillez, M.-N., Ramstein, G., Dumas, C., and Quiquet, A.: Investigating the evolution of major Northern Hemisphere ice sheets during the last glacial-interglacial cycle, Clim. Past, 5, 329–345, doi:10.5194/cp-5-329-2009, 2009.

Braithwaite, R. J.: Calculation of degree-days for glacier-climate research, Z. Gletscherk. Glazialgeol., 20, 1–18, 1984.

Braithwaite, R. J.: Positive degree-day factors for ablation on the Greenland ice sheet studies by energy-balance modelling, J. Glaciol., 41, 153–160, 1995.

Braithwaite, R. J. and Zhang, Y.: Sensitivity of mass balance of five Swiss glaciers to temperature changes assessed by tuning a degree-day model, J. Glaciol., 46, 7–14, 2000.

Broccoli, A. J. and Manabe, S.: The influence of continental ice, atmospheric CO_2, and land albedo on the climate of the LGM, Clim. Dynam., 1, 87–99, 1987.

Charbit, S., Dumas, C., Kageyama, M., Roche, D. M., and Ritz, C.: Influence of ablation-related processes in the build-up of simulated Northern Hemisphere ice sheets during the last glacial cycle, The Cryosphere, 7, 681–698, doi:10.5194/tc-7-681-2013, 2013.

Clark, P. U.: Northern Hemisphere Ice-Sheet Influences on Global Climate Change, Science, 286, 1104–1111, 1999.

Clark, P. U., Clague, J., Curry, B., Dreimanis, A., Hicock, S., Miller, G., Berger, G., Eyles, N., Lamothe, M., Miller, B., Mott, R., Oldale, R., Stea, R., Szabo, J., Thorleifson, L., and Vincent, J.-S.: Initiation and development of the Laurentide and Cordilleran Ice Sheets following the last interglaciation, Quaternary Sci. Rev., 12, 79–114, 1993.

Cook, K. H. and Held, I. M.: Stationary Waves of the Ice Age Climate, J, Climate, 1, 807–819, 1988.

Dyke, A. S. and Prest, V. K.: Late Wisconsinan and Holocene History of the Laurentide Ice Sheet, Géographie physique et Quaternaire, 41, 237–263, 1987.

Fausto, R. S., Ahlström, A. P., van As, D., Johnsen, S. J., Langen, P. L., and Steffen, K.: Improving surface boundary conditions with focus on coupling snow densification and meltwater retention in large-scale ice-sheet models of Greenland, J. Glaciol., 55, 869–878, 2009.

Ganopolski, A., Calov, R., and Claussen, M.: Simulation of the last glacial cycle with a coupled climate ice-sheet model of intermediate complexity, Clim. Past, 6, 229–244, doi:10.5194/cp-6-229-2010, 2010.

Hall, N. M. J., Valdes, P. J., and Dong, B.: The Maintenance of the Last Great Ice Sheets: A UGAMP GCM Study, J. Climate, 9, 1004–1019, 1996.

Held, I. M., Ting, M., and Wang, H.: Northern Winter Stationary Waves: Theory and Modeling, J. Climate, 15, 2125–2144, 2002.

Hock, R.: Temperature index melt modelling in mountain areas, J. Hydrol., 282, 104–115, 2003.

Holton, J. R.: An introduction to dynamic meteorology, Academic Press, New York, 1979.

Hutter, K.: Theoretical glaciology: material science of ice and the mechanics of glaciers and ice sheets, Reidel, Terra Scientific Pub. Co., Sold and distributed in the USA and Canada by Kluwer Academic Publishers, 1983.

Kageyama, M. and Valdes, P. J.: Impact of the North American ice-sheet orography on the Last Glacial Maximum eddies and snowfall, Geophys. Res. Lett., 27, 1515, doi:10.1029/1999GL011274, 2000.

Kalnay, E., Kanamitsu, M., Kistler, R., Collins, W., Deaven, D., Gandin, L., Iredell, M., Saha, S., White, G., Woollen, J., Zhu, Y., Leetmaa, A., Reynolds, R., Chelliah, M., Ebisuzaki, W., Higgins, W., Janowiak, J., Mo, K. C., Ropelewski, C., Wang, J., Jenne, R., and Joseph, D.: The NCEP/NCAR 40-Year Reanalysis Project, B. Am. Meteorol. Soc., 77, 437–471, 1996.

Lambeck, K., Purcell, A., Funder, S., Kjaer, K., Larsen, E., and Müller, P.: Constraints on the Late Saalian to early Middle Weichselian ice sheet of Eurasia from field data and rebound modelling, Boreas, 35, 539–575, 2006.

Laîné, A., Kageyama, M., Salas-Mélia, D., Voldoire, A., Rivière, G., Ramstein, G., Planton, S., Tyteca, S., and Peterschmitt, J. Y.: Northern hemisphere storm tracks during the last glacial maximum in the PMIP2 ocean-atmosphere coupled models: energetic study, seasonal cycle, precipitation, Clim. Dynam., 32, 593–614, 2008.

Liakka, J., Nilsson, J., and Löfverström, M.: Interactions between stationary waves and ice sheets: linear versus nonlinear atmospheric response, Clim. Dynam., 38, 1249–1262, 2011.

MacAyeal, D. R.: Large-Scale Ice Flow Over a Viscous Basal Sediment: Theory and Application to Ice Stream B, Antarctica, J. Geophys. Res., 94, 4071–4087, 1989.

Morland, L. W.: Thermomechanical balances of ice sheet flows, Geophys. Astrophys. Fluid Dynam., 29, 237–266, 1984.

Oerlemans, J. and Vugts, H.: A meteorological experiment in the melting zone of the Greenland ice sheet, B. Am. Meteorol. Soc. USA, 74, 355–365, 1993.

Pausata, F. S. R., Li, C., Wettstein, J. J., Kageyama, M., and Nisancioglu, K. H.: The key role of topography in altering North Atlantic atmospheric circulation during the last glacial period, Clim. Past, 7, 1089–1101, doi:10.5194/cp-7-1089-2011, 2011.

Peltier, W.: Global glacial isostasy and the surface of the ice-age Earth: The ICE-5G (VM2) Model and GRACE, Annu. Rev. Earth Planet. Sci., 32, 111–149, 2004.

Petit, J., Jouzel, J., Raynaud, D., Barkov, N., Barnola, J.-M., Basile, I., Bender, M., Chappellaz, J., Davisk, M., Delaygue, G., Delmotte, M., Kotlyakov, V. M., Legrand, M., Lipenkov, V. Y., Lorius, C., Pépin, L., Ritz, C., Saltzman, E., and Stievenard, M.: Climate and atmospheric history of the past 420,000 years from the Vostok ice core, Antarctica, Nature, 399, 429–436, doi:10.1038/20859, 1999.

Petoukhov, V., Ganopolski, A., Brovkin, V., Claussen, M., Eliseev, A., Kubatzki, C., and Rahmstorf, S.: CLIMBER-2: a climate system model of intermediate complexity, Part I: model description and performance for present climate, Clim. Dynam., 16, 1–17, 2000.

Peyaud, V., Ritz, C., and Krinner, G.: Modelling the Early Weichselian Eurasian Ice Sheets: role of ice shelves and influence of ice-dammed lakes, Clim. Past, 3, 375–386, doi:10.5194/cp-3-375-2007, 2007.

Reeh, N.: Parameterization of melt rate and surface temperature on the Greenland ice sheet, Polarforschung, 59, 113–128, 1991.

Ritz, C., Rommelaere, V., and Dumas, C.: Modeling the evolution of Antarctic ice sheet over the last 420,000 years: Implications for altitude changes in the Vostok region, J. Geophys. Res., 106, 31943–31964, 2001.

Rivière, G., Laîné, A., Lapeyre, G., Salas-Mélia, D., and Kageyama, M.: Links between Rossby Wave Breaking and the North Atlantic Oscillation–Arctic Oscillation in Present-Day and Last Glacial Maximum Climate Simulations, J. Climate, 23, 2987–3008, 2010.

Roe, G. H. and Lindzen, R. S.: A one-dimensional model for the interaction between continental-scale ice sheets and atmospheric stationary waves, Clim. Dynam., 17, 479–487, 2001a.

Roe, G. H. and Lindzen, R. S.: The Mutual Interaction between Continental-Scale Ice Sheets and Atmospheric Stationary Waves, J. Climate, 14, 1450–1465, 2001b.

Svendsen, J.: Late Quaternary ice sheet history of northern Eurasia, Quaternary Sci. Rev., 23, 1229–1271, 2004.

Tarasov, L.: Understanding past ice sheet evolution: the challenges in integrating data and glaciological modelling, Quatern. Int., 279–280, 484–485, 2012.

Vallis, G. K.: Atmospheric and Oceanic Fluid Dynamics: Fundamentals and Large-scale Circulation, Cambridge University Press, 2006.

Waelbroeck, C., Labeyrie, L., Michel, E., Duplessy, J., McManus, J., Lambeck, K., Balbon, E., and Labracherie, M.: Sea-level and deep water temperature changes derived from benthic foraminifera isotopic records, Quaternary Sci. Rev., 21, 295–305, 2002.

Conclusion du chapitre

Dans cette première partie de la thèse, nous avons utilisé le modèle de climat de complexité intermédiaire CLIMBER couplé au modèle de calotte GRISLI pour étudier l'évolution des calottes pendant le dernier cycle glaciaire-interglaciaire. Le premier objectif était d'ajouter dans CLIMBER une paramétrisation de la pression au niveau de la mer prenant en compte l'effet de la topographie. Une paramétrisation permettant une bonne représentation de la pression au niveau de la mer en comparaison des réanalyses a été trouvé. Le deuxième objectif était d'utiliser cette nouvelle paramétrisation pour tester la synergie des calottes pendant la glaciation en fonction du forçage de la pression azonale utilisé. Un protocole expérimental a donc été mis en place, permettant la mise en évidence du rôle de la circulation atmosphérique dans la synergie entre les deux calottes de l'hémisphère nord pendant la dernière glaciation. Nous avons plus précisément démontré l'importance de la prise en compte de l'influence de la topographie sur la pression au niveau de la mer pour comprendre la relation existante entre les calottes.
Ce premier travail m'a également permis de mieux connaître certaines des limitations du modèle CLIMBER pour étudier la circulation atmosphérique et son impact sur les calottes. Pour la suite de ma thèse, j'ai

donc cherché à utiliser un modèle plus sophistiqué incluant une représentation explicite des processus impliqués dans la circulation atmosphérique à grande échelle.

3 Circulation atmosphérique pendant le Dernier Maximum Glaciaire : inter-comparaison des modèles PMIP3

Afin d'aller plus loin dans notre compréhension des relations entre circulation atmosphérique et calottes glaciaires, nous avons besoin de modèles qui prennent en compte explicitement les processus liés à la circulation atmosphérique de grande échelle. Deux modèles remplissant cette condition sont disponibles au LSCE. Le premier est le modèle de complexité intermédiaire iLOVECLIM (Roche et al. 2013), plus complexe et plus résolu que CLIMBER, bien que sa résolution reste assez grossière. Le modèle iLOVECLIM est couplé au modèle de glace GRISLI, permettant ainsi l'étude de l'évolution des calottes pendant plusieurs milliers d'années. Le second modèle

disponible est le modèle de circulation général de l'IPSL (Dufresne et al. 2013), bien mieux résolu, mais avec lequel il n'est pas possible d'effectuer des simulations aussi longues. De plus, le modèle de l'IPSL n'est pas encore couplé à un modèle de calotte. Il est donc apparu nécessaire d'examiner la circulation atmosphérique simulée par ces deux modèles, et de vérifier si les circulations simulées se comparaient raisonnablement bien aux réanalyses et aux réponses des GCMs. Dans cette partie, nous allons comparer la réponse de la circulation atmosphérique de LOVECLIM (composante atmosphérique, océanique et végétation de iLOVECLIM) et celle de neuf GCMs (dont l'IPSL) à des conditions aux limites correspondant à celles du dernier maximum glaciaire. Je décris dans une première partie l'intérêt de mener des exercices d'inter-comparaison de modèles ainsi que le protocole expérimental utilisé dans les simulations que nous avons utilisées. Nous présentons ensuite une inter-comparaison des ondes stationnaires et des vents simulés par les modèles au pré-industriel et au DMG. Cette inter-comparaison m'a permis de mettre en évidence un lien entre le décalage du courant jet en Atlantique Nord et les précipitations en Europe du sud-ouest. Cette étude a fait l'objet d'un article soumis à Climate Dynamics et présenté dans ce chapitre.

3.1 L'inter-comparaison de modèles : PMIP3

L'un des principaux défis de la modélisation est de pouvoir appréhender les incertitudes intrinsèques aux modèles utilisés. Une des façons d'établir la robustesse d'un résultat provenant d'un modèle climatique ou d'évaluer les incertitudes est de reproduire des expériences similaires à l'aide de plusieurs modèles. Afin de répondre à ce besoin, la communauté des modélisateurs du climat a mis en place le premier grand effort d'inter-comparaison de modèles dans les années quatre-vingt avec la création de l'AMIP (Atmospheric Modelling Intercomparison Project) suivi des projets CMIP (Coupled Model Intercomparison Project) et PMIP (Paleoclimate Modelling Intercomparison Project, Joussaume et Taylor (1995)). Ces projets d'inter-comparaison sont basés sur la réalisation d'expériences respectant le même protocole d'un modèle à l'autre. Les résultats issus de ces différents modèles sont ensuite comparés entre eux et mis à la disposition de toute la communauté scientifique. Les simulations menées dans le cadre des projets AMIP et CMIP concernent essentiellement le présent et le futur, tandis que la première phase du projet PMIP avait pour but de comparer des simulations de l'Holocène moyen (il y a 6 000 ans) et du DMG et d'envisager l'évaluation de ces modèles en comparant les résultats des simulations aux reconstructions

paléoclimatiques. Dans la première phase du projet PMIP (Joussaume et Taylor 1995), les modèles utilisés étaient des modèles de circulation générale atmosphérique (AGCM) pour lesquels les températures à la surface des océans ainsi que l'extension de la glace de mer étaient soit prescrits suivant les observations (e.g. CLIMAP 1981), soit découlaient d'un modèle de couche de mélange océanique (i.e. *slab-ocean*).

Nous en sommes désormais à la troisième phase du projet PMIP (Braconnot et al. 2012) (*https ://pmip3.lsce.ipsl.fr/*). Les modèles utilisés aujourd'hui sont tous des modèles couplés atmosphère-continent-océan-glace de mer. Dans le cadre de PMIP3, trois simulations à l'équilibre (pré-industriel, Holocène moyen et DMG) et une expérience transitoire (dernier millénaire) étaient proposées. Nous nous intéresserons ici aux simulations faites sous conditions pré-industrielles et glaciaires (i.e. DMG).

Les conditions limites utilisées pour les simulations pré-industrielles sont les mêmes que celles des simulations réalisées dans le cadre de CMIP5 (Taylor et al. 2012). Celles-ci incluent une prescription de la concentration des gaz à effet de serre, des paramètres orbitaux et de la végétation (sauf pour les modèles comprenant un module de végétation dynamique).

TABLE 3.1 – *Conditions aux limites imposées pour l'expérience 21ka dans le cadre de PMIP3.*
Experimental design of the PMIP3 LGM experiment.

	PMIP3-LGM
Orbital Parameter	ecc = 0.018994 - obl = 22.949° - peri-180° = 114.42°
Date of Vernal equinox	21 March at noon
CO_2	185 ppm (Lüthi et al. 2008)
CH_4	350 ppb (Loulergue et al. 2008)
N_2O	200 ppb (Spahni 2005)
CFC	0
O_3	same as PI
Ice sheets	prescribed : see figure 3.1
Land-sea mask	prescribed : see figure 3.1
Mean ocean salinity	+1 PSU everywere

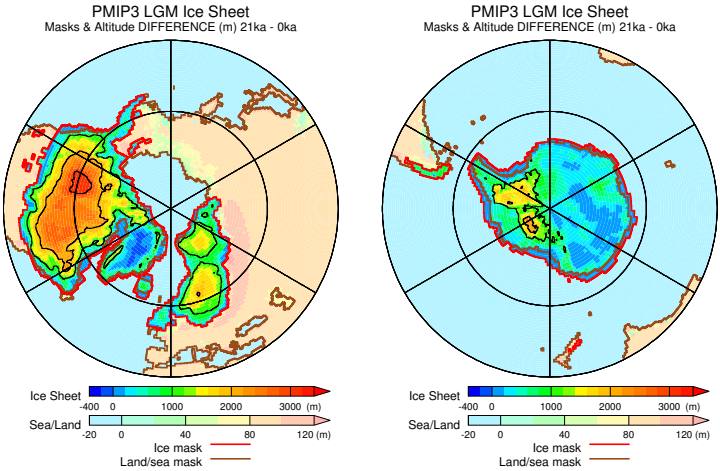


FIGURE 3.1 – *Calottes polaires et masques terre-mer prescrits pour les expériences du Dernier Maximum Glaciaire de PMIP3.*
Ice sheets and sea-land mask imposed for PMIP3 LGM experiments.
(PMIP3 website : https ://pmip3.lsce.ipsl.fr/)

Pour l'expérience à 21 ka (DMG), la baisse du niveau marin d'environ 120 mètres (Waelbroeck et al. 2002) a été prise en compte à travers la mise en place d'un masque terre-mer dans lequel les mers de Barents-Kara, le détroit de Béring et la baie d'Hudson sont asséchés, de même que les endroits où le niveau marin est peu profond (Patagonie, Indonésie, Australie et péninsule Indochinoise). Les conditions aux limites du DMG doivent prendre en compte la géométrie des calottes de glace (topographie, extension), la composition atmosphérique en gaz à effet de serre et les conditions orbitales. Les calottes utilisées dans PMIP3 (figure 3.1) sont issues d'une combinaison des trois reconstructions (ANU par Lambeck (2001), ICE-6G par Peltier (2009) et GLAC-1 par Tarasov et al. (2012)) présentées sur la figure 1.6. Une description de la méthode utilisée pour combiner ces trois reconstructions est disponible sur le site de PMIP3 (*http ://pmip3.lsce.ipsl.fr/*). Un résumé des conditions aux limites prises pour les expériences DMG est donné dans le tableau 3.1.

L'objectif de cette étude est de comprendre comment la présence des calottes polaires du DMG et les conditions climatiques glaciaires modifient la circulation atmosphérique de grande échelle par rapport à une situation interglaciaire. Pour cela, j'ai donc comparé la réponse de circulation atmosphé-

rique de différents modèles en conditions glaciaires et pré-industrielles. J'ai utilisé les simulations des neuf GCMs dont les résultats étaient disponibles au début de cette étude, ainsi que celles effectuées à l'aide du modèle LOVECLIM. La résolution des modèles ainsi que les caractéristiques des simulations utilisées sont décrites dans le tableau 3.2. On notera que les modèles GISS et LOVECLIM n'ont pas utilisé les calottes de PMIP3, mais la reconstruction ICE-5G (Peltier 2004).

Les résultats issus de cette inter-comparaison sont décrits dans la section suivante. Ils portent sur une analyse de la circulaton atmosphérique dans les régions extra-tropicales, puis sur le vent moyen aux moyennes latitudes.

3.2 Comparaison du Dernier Maximum Glaciaire avec le Pré-Industriel

3.2.1 Circulation atmosphérique dans les extra-tropiques : réponse des ondes stationnaires

Afin d'étudier le comportement de la circulation atmosphérique au-dessus des calottes, nous regardons tout d'abord l'anomalie zonale du géopotentiel à 500 hPa. Ce champ nous permet d'identifier facilement les zones anticycloniques et dépressionnaires. Précisons que les champs que nous allons étudier

Table 3.2 – *Modèles utilisés dans notre étude.*
Models used in this study.

Models	Atmospheric resolution	ice sheets used	Nb of years in the database	
			PI	LGM
COSMOS-aso	96x48xL19	PMIP3	400	600
MIROC-ESM	128x64xL80	PMIP3	630	100
MPI-ESM-P	196x98xL47	PMIP3	1156	100
MRI-CGCM3	360x160xL48	PMIP3	500	100
NCAR CCSM4-M	288x192xL26	PMIP3	1051	101
CNRM-CM5	256x128xL31	PMIP3	850	200
GISS Model-E2-R	144x90xL40	ICE-5G	100	100
IPSL-CM5A-LR	96x95xL39	PMIP3	1000	200
FGOALS-g2.0	128x60xL28	PMIP3	900	100
LOVECLIM	64x32xL3	ICE-5G		

dans la suite sont des moyennes sur la partie équilibrée de la simulation, la durée de celle-ci étant différente d'un modèle à l'autre (figure 3.2).

Les réanalyses NCEP et ERA-interim montrent à 500 hPa les grands ensembles cycloniques et anticycloniques que l'on a déjà présentés dans la section 1.2.4 avec le géopotentiel à 850 hPa (figure 3.2).

La comparaison des sorties de la simulation du climat pré-industriel de chaque modèle avec ces réanalyses NCEP et ERA-interim montre que la plupart des modèles reproduisent bien les grands ensembles cyclonique et anticyclonique : on retrouve les systèmes anticycloniques au-dessus des Rocheuses, du plateau tibétain et de l'Europe-Atlantique Nord dans tous les modèles excepté dans COSMOS, où les anticyclones des Rocheuses et du plateau tibétain sont faibles, voire inexistants. La faible résolution de COSMOS pourrait expliquer cette difficulté à reproduire les effets de la topographie. Les dépressions sur le Labrador et le Pacifique Ouest sont également bien reproduites par la plupart des modèles. L'amplitude de ces systèmes dépressionnaires et anticycloniques est néanmoins dépendante des modèles : dans la plupart d'entre eux, les amplitudes de la dépression du Labrador et de l'anticyclone de l'Atlantique Nord-Europe sont trop faibles par rapport à celles vues dans les réanalyses NCEP et ERA-interim. Seul le

modèle MRI simule des amplitudes d'ondes stationnaires hivernales comparables à celle des réanalyses.

Si on retrouve dans LOVECLIM l'anticyclone sur l'Europe, la dépression du Pacifique est située trop au nord, et l'anticyclone des Rocheuses est à peine présent, probablement à cause de la faible résolution du modèle qui induit une mauvaise représentation des Rocheuses. L'IPSL représente quant à lui bien mieux les structures anticycloniques et dépressionnaires, malgré une amplitude des ondes plus fortes que dans les réanalyses dans le Pacifique et sur les Rocheuses. De plus, on peut noter la zonalité de la limite dépression-anticyclone sur l'Atlantique Nord dans l'IPSL par rapport aux réanalyses.

Les conditions glaciaires ont globalement le même effet sur tous les modèles (figure 3.3) : l'amplitude des ondes est plus forte au DMG qu'au pré-industriel (PI), comme l'avait déjà souligné Manabe et Broccoli (1985), Li et Battisti (2008) et Kageyama et Valdes (2000). On retrouve notamment dans tous les modèles l'amplification du dipôle anticyclone à l'ouest/dépression à l'est sur la calotte nord-américaine et l'amplification de l'anticyclone de l'Atlantique Nord. Au-dessus de la calotte eurasienne, tous les modèles (excepté LOVECLIM) simulent une dépression sur les calottes de Barents et Kara. La réponse en marge du modèle LOVECLIM nous a démontré l'impossibilité de l'utiliser pour étu-

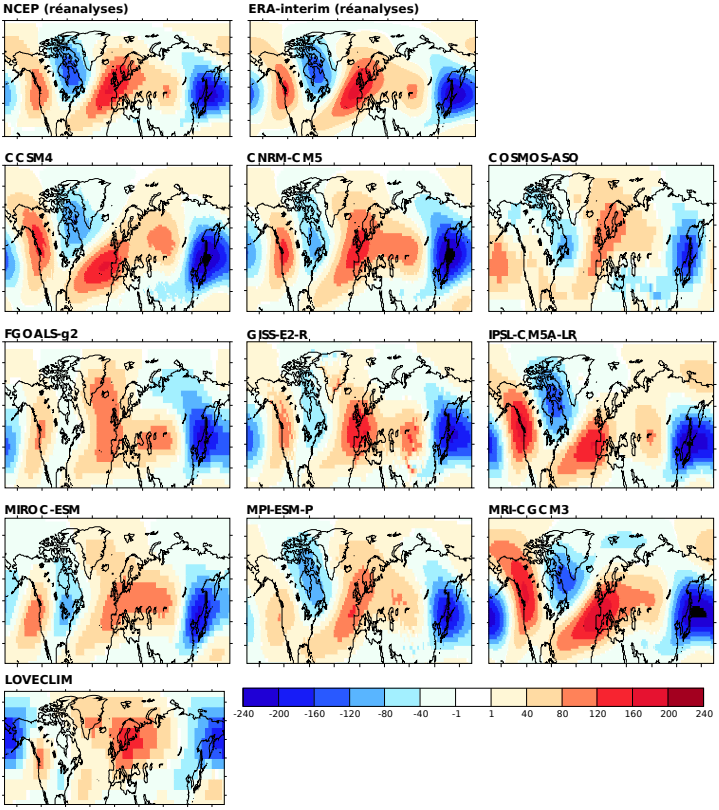


FIGURE 3.2 – *Anomalie zonale de la hauteur de géopotentiel à 500 hPa (m) en hiver boréal (DJF) pour les réanalyses NCEP et ERA-interim et pour chaque modèle participant à PMIP3 pour la simulation pré-industriel (PI).*
Pre-industrial zonal anomaly of 500 hPa geopotential height (m) in winter (DJF) coming from NCEP and ERA-interim reanalyse and from each PMIP3 model.

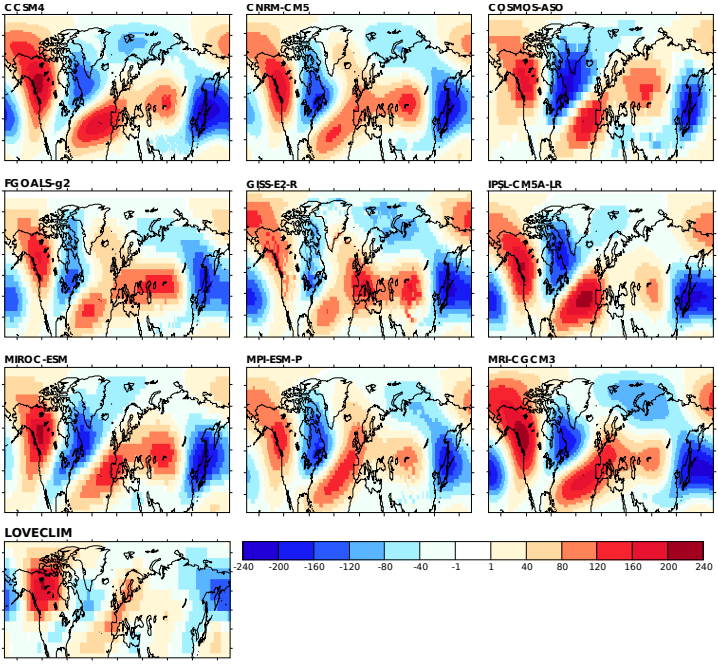


FIGURE 3.3 – *Anomalie zonale de la hauteur de géopotentiel à 500 hPa (m) en hiver boréal (DJF) pour chaque modèle participant à PMIP3 pour la simulation du dernier maximum glaciaire (DMG).*
Zonal anomaly of 500 hPa geopotential height (m) in winter (DJF) coming from each PMIP3 model for Last Glacial Maximum (LGM).

dier les interactions entre calottes et circulation atmosphérique. Nous l'excluons donc de notre intercomparaison pour la suite de l'étude.

La réponse du modèle de l'IPSL est quant à elle en accord avec la réponse des autres modèles. Dans la suite, je m'intéresse plus spécifiquement à la circulation atmosphérique aux moyennes latitudes, toujours dans le but de situer la réponse du modèle de l'IPSL par rapport à celle des autres GCMs.

3.2.2 Réponse du vent moyen aux moyennes latitudes

La figure 3.4 montre la moyenne multi-modèles de la différence entre le DMG et la période pré-industrielle (DMG−PI) de l'intensité du vent à 500 hPa. Les conditions glaciaires mènent à une forte diminution du vent moyen sur la côte ouest du Canada et sur le nord du Pacifique et à une augmentation en Atlantique Nord ainsi que vers 35°N dans le Pacifique Nord. Dans le Pacifique, il semble y avoir en moyenne un décalage vers l'équateur du vent moyen. L'écart-type entre modèles (figure 3.4a) montre une forte dispersion des modèles vers 50°N dans l'Atlantique Nord ainsi qu'autour de 40°N à l'ouest du Pacifique. Une hypothèse pour expliquer la dispersion des modèles en Atlantique Nord fait intervenir la disparité de l'extension de la glace de mer entre les modèles (figure 3.5). En effet, la glace de mer, par son albedo très différent de celui de l'océan libre, modi-

fie le bilan radiatif local, et donc les températures et la pression, et par là même la circulation atmosphérique. Pour vérifier cette hypothèse, il eut été nécessaire d'effectuer des études de sensibilité à l'extension de la glace de mer.

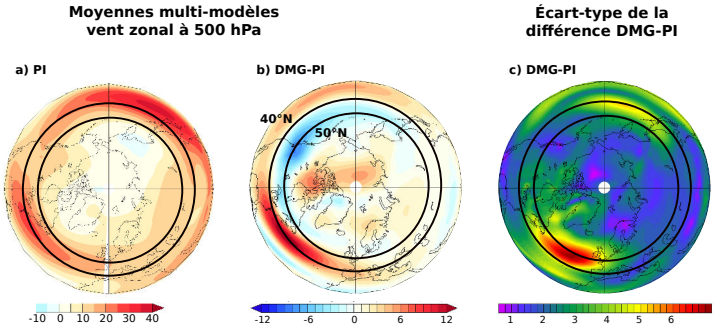


FIGURE 3.4 – *Moyenne multi-modèles du vent zonal (a) au PI et (b) différence entre le DMG et le PI. (c) écart-type entre les modèles de la différence de la norme du vent à 500 hPa entre le DMG et le PI* ($m \cdot s^{-1}$).
Model mean of (a) PI zonal wind and (b) difference between LGM and PI. (c) standard deviation between models of the difference of 500 hPa wind strength under glacial and pre-industrial conditions ($m \cdot s^{-1}$)

Afin d'examiner plus en détail la dispersion des modèles concernant la diminution du vent sur la côte ouest du Canada et l'augmentation de l'intensité du vent zonal en Atlantique Nord, on effectue une coupe zonale aux latitudes correspondant à ces extrema. La coupe zonale à 40°N (figure 3.6) nous indique que l'augmentation du vent au DMG à l'ouest de l'Atlantique Nord est une réponse commune à tous les modèles. De même, les modèles simulent tous la di-

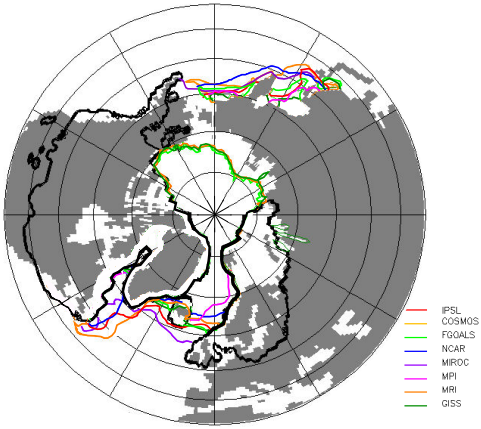


FIGURE 3.5 – *Limite où la fraction de glace de mer est supérieure à 50% dans une maille du modèle en hiver pendant le DMG. Cette variable n'était pas accessible pour COSMOS.*
Sea-ice extent for DJF during LGM for the different models. Limit is where concentration of sea-ice is above 50% in each grid box. This variable was not available for the COSMOS model.

minution du vent sur la côte ouest de l'Amérique du Nord à 50°N. On retrouve à 50°N la dispersion entre les modèles en Atlantique Nord ; cependant, à l'exception du modèle GISS, les modèles simulent tous une augmentation de l'intensité du vent en Atlantique bien que l'amplitude de cette augmentation diffère d'un modèle à l'autre. Le comportement différent du GISS peut s'expliquer par l'utilisation dans la simulation de la calotte ICE-5G, qui est plus haute que celle utilisée par les autres modèles. Cette plus haute calotte entraîne notamment une plus forte zonalité du jet, comme l'a montré Ullman et al. (2014), ce qui explique la diminution du vent moyen en At-

lantique à plus haute latitude. Le fort écart-type dans le Pacifique à 40°N est au contraire la signature de réponses totalement différentes entre les modèles (figure 3.6a) : alors que les modèles du GISS, de MRI et de l'IPSL simulent un vent moins fort dans le Pacifique, COSMOS, FGOALS et MIROC simulent quant à eux un vent plus fort et MPI et NCAR ne montrent pas de grandes différences entre le DMG et le PI.

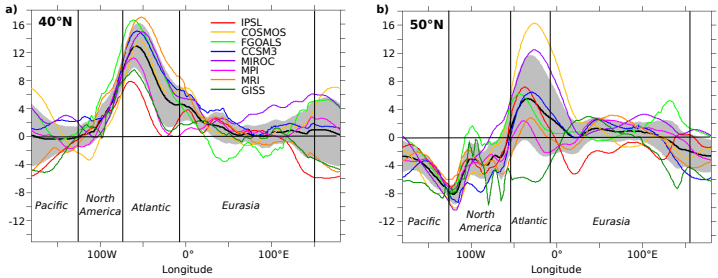


FIGURE 3.6 – *Différence entre la norme du vent hivernal à 500 hPa au DMG et au pré-industriel a) coupe à 40°N, b) coupe à 50°N. La courbe noire représente la moyenne de tous les modèles et l'enveloppe représente l'écart-type* ($m \cdot s^{-1}$).
Difference of wind strength between LGM and PI conditions for all models at (a) 40°N and (b) 50°N. The black line is the mean of models and the grey shaded area corresponds to the mean standard-deviation ($m \cdot s^{-1}$).

En terme d'intensité du vent, les modèles ont donc une réponse commune en aval et en amont de la calotte nord-américaine : intensification du jet à l'ouest de l'Atlantique Nord, et diminution au nord-est du Pacifique. Cet accord entre les modèles montre la robustesse de la réponse de l'intensité du vent à la présence d'une calotte.

L'intensification du vent en Atlantique Nord peut avoir un fort impact sur l'activité dépressionnaire, et donc sur le bilan de masse des calottes. Comprendre les causes et les conséquences des modifications du vent moyen en conditions glaciaires est donc important pour étudier la synergie potentielle entre les calottes glaciaires. Comme nous l'avons décrit dans le chapitre 1, le courant-jet subtropical joue un rôle important sur la position de l'activité dépressionnaire. Connaître sa position est donc important pour comprendre la distribution des précipitations. On s'intéresse donc maintenant à la position du courant-jet au PI et au DMG au-dessus de l'Atlantique Nord et du Pacifique, où il est plus facilement identifiable.

Bien que le courant-jet atteigne sa vitesse maximale près de la tropopause (environ 200 hPa), nous l'étudions ici à l'altitude de 850 hPa où l'on retrouve les systèmes dépressionnaires, mais au-dessus de la couche limite. À cette altitude, le lien entre le jet et les précipitations est plus direct. La figure **??** montre la comparaison de ce vent zonal à 850 hPa entre les réanalyses ERA-interim et chacun des modèles. En Atlantique Nord, excepté CCSM4 et MIROC, tous les modèles simulent un courant-jet trop au sud par rapport aux réanalyses. Dans le Pacifique, la différence entre modèle et réanalyses est plus disparate et moins marquée qu'en Atlantique, excepté pour MIROC et

COSMOS, qui modélisent tout deux un courant-jet trop au Nord. Malgré ces différences, regardons la réponses du courant-jet modélisé sous conditions glaciaires.

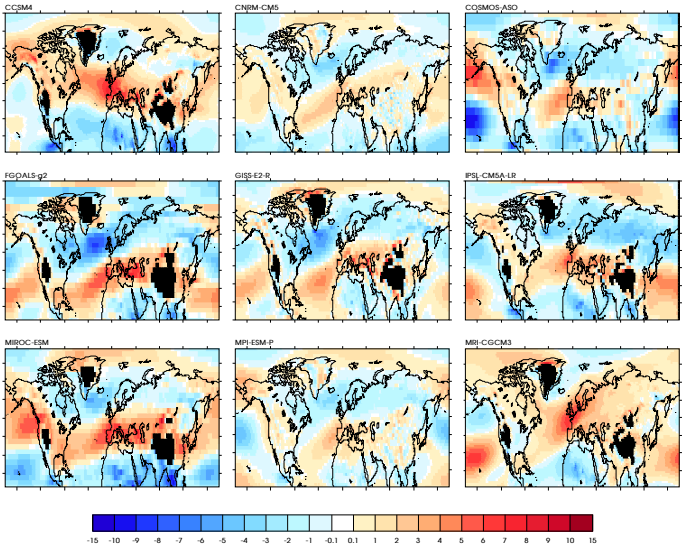


FIGURE 3.7 – *Différence entre le vent zonal à 850 hPa modélisé au pré-industriel et le vent zonal provenant des réanalyses ERA-interim* ($m \cdot s^{-1}$).
Difference between 850hPa zonal wind modelized at PI and ERA-interim reanalysis ($m \cdot s^{-1}$)

Pour définir la position du jet, sur chaque longitude du bassin océanique concerné, on cherche le maximum de la parabole passant par les trois points où le vent zonal u850 est maximum (figure 3.7). La position des jets ainsi obtenue est présentée sur la figure 3.8 pour le PI et le DMG sur le bassin Atlantique et Pacifique, pour chaque modèle. On peut

ainsi comparer le décalage du jet entre le PI et le DMG pour des modèles ayant des grilles différentes.

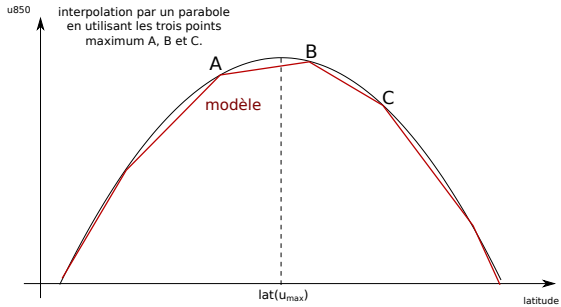


FIGURE 3.8 – *Schéma explicatif de la méthode d'interpolation pour obtenir la latitude où le jet est maximum, en s'affranchissant de la résolution des modèles.*
Scheme explaining the interpolation method used to obtain the latitude where the jet is maximum.

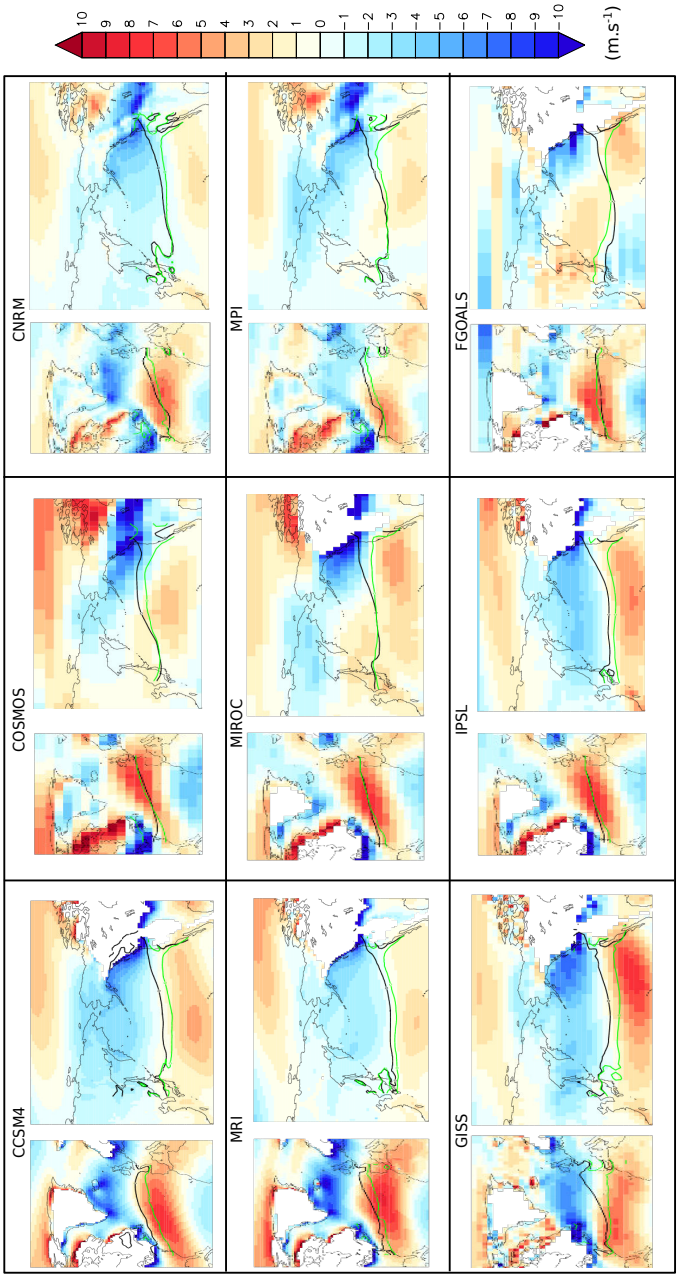


FIGURE 3.9 – *Différence du vent zonal hivernal à 850 hPa entre le DMG et le PI pour chaque modèle et position du maximum du vent au PI (ligne noire) et au DMG (ligne verte).*
Difference of 850 hPa zonal winter wind between LGM and PI (shaded) and position of the zonal wind maximum for the PI (black line) and the LGM (green line).

Certains modèles simulent un décalage du jet vers l'équateur dans les deux bassins Atlantique et Pacifique (CCSM4, MRI, GISS et MPI), tandis que d'autres ne simulent un décalage vers l'équateur que dans le Pacifique (COSMOS, MIROC, CNRM et l'IPSL). FGOALS ne simule pas de décalage, ni dans le Pacifique, ni dans l'Atlantique. La diversité des réponses dans le bassin Atlantique pose donc la question de l'impact de ces réponses sur les précipitations en Europe.

3.2.3 Précipitations

Les différences de précipitations annuelles entre le DMG et le PI (figure 3.10) montrent que les conditions glaciaires entraînent un assèchement de la mer de Norvège et de la Scandinavie. Cette réponse est commune à tous les modèles. L'Europe, elle, est plus ou moins asséchée selon les modèles. Certains modèles indiquent plus de précipitations au DMG au sud de la Scandinavie (CCSM4, COSMOS, CNRM, MRI, GISS et FGOALS). On observe également des disparités en ce qui concerne le sud de l'Europe, et en particulier au niveau de la Péninsule Ibérique. En effet, une partie des modèles (CCSM4, CNRM, MRI, MPI, IPSL et FGOALS) simulent plus de précipitations sur la Péninsule Ibérique pendant le DMG que pendant le PI, alors que d'autres modèles ne simulent que peu de changements (COSMOS, MIROC), ou

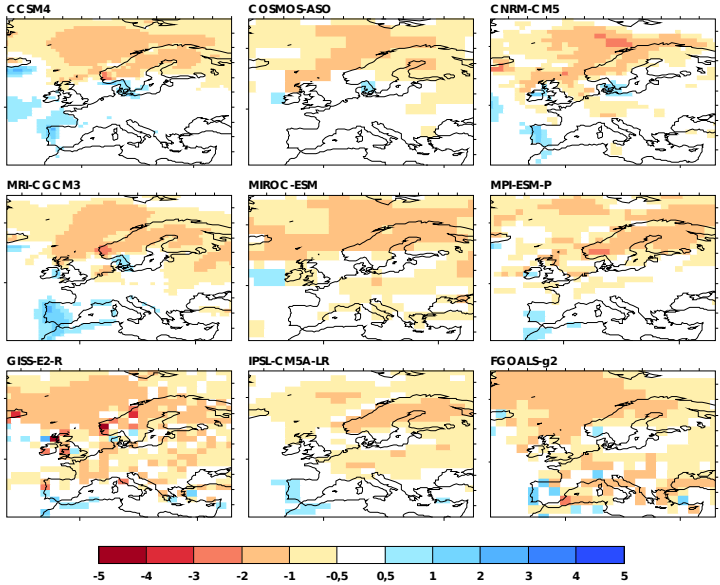


FIGURE 3.10 – *Différence de précipitation annuelle moyenne entre le DMG et le PI* (mm·jour^{-1})
Différence of mean annual précipitation between LGM and PI (mm·day^{-1})

même un assèchement dans le cas de GISS. Au vu de ces disparités, nous nous sommes posé la question d'une relation éventuelle entre le décalage du jet et les différences de précipitations observées en Péninsule Ibérique. Il faut cependant noter que nous nous concentrons ici sur un champ climatique assez mal représenté par les GCMs (Hawkins et Sutton 2011). Une comparaison rapide des précipitations simulées par les modèles à l'actuel avec des observations autour de la Péninsule Ibérique peut être trouvée dans l'annexe A.2.1. Cependant, le maximum de précipitation se situe à peu près au même endroit dans tous les modèles (sur la pointe nord-ouest de la Péninsule Ibérique), ce qui correspond aux observations.

3.3 What drives LGM precipitation over the Western Mediterranean ?

Suite aux inter-comparaisons de la circulation atmosphérique à l'aide des modèles PMIP3, je me suis plus particulièrement intéressée l'influence des changements de circulation atmosphérique induits par des conditions glaciaires sur le bilan de masse des calottes. En particulier, à la suite de l'observation de la position du jet dans les différents modèles (c.f. section 3.2.2), je me suis intéressée aux processus par lesquels le décalage du jet a pu influencer les précipitations en Europe. L'observation des champs de précipita-

tions a montré en hiver une diminution des précipitations au nord de l'Europe et au contraire une augmentation au sud, au moins dans certains modèles, et en particulier sur la Péninsule Ibérique. Cette augmentation hivernale des précipitations est plus forte dans les modèles simulant un décalage vers le sud du jet nord-Atlantique au DMG. Cette observation met en avant le rôle de la circulation atmosphérique de grande échelle dans l'anomalie des précipitations sur la Péninsule Ibérique. En été, au contraire, l'anomalie de précipitations semble directement reliée à la température, et donc à des phénomènes plus locaux tels que la convection. Or, les reconstructions de précipitations au DMG à partir des assemblages polliniques ou des études sur le niveau des lacs et des rivières, ou encore sur les spéléothèmes ne sont pas toutes en accord sur le niveau d'aridité de la Péninsule Ibérique au DMG. L'explication de l'origine des précipitations au DMG permet de mettre en perspective ces différences entre les données. Cette étude a fait l'objet d'un article soumis à Climate Dynamics et présenté ci-après.

WHAT DRIVES LGM PRECIPITATION OVER THE WESTERN MEDITERRANEAN ?

P. BEGHIN[1], S. CHARBIT[1], M. KAGEYAMA[1]
N. COMBOURIEU-NEBOUT[1], C. HATTE[1],C. DUMAS,[1],
J.Y. PETERSCHMITT[1]

Submitted to Climate Dynamics in October 2014.

ABSTRACT

The evolution of precipitation is one of the key question concerning future climatic changes, especially in regions like the Mediterranean area which are currently prone to droughts. The influence of atmospheric circulation changes (in the mid-latitudes westerlies or in the strength of the subtropical subsidence) along with changes in local mechanisms for generating precipitation (such as convection) makes it difficult to predict precipitation changes confidently over this area. In order to predict the future climate of this region, understanding its governing mechanisms is crucial. A possible approach is to test our understanding on different documented

past climatic contexts. This paper focuses on the Last Glacial Maximum period (LGM) over the Western Mediterranean and puts in perspective the available paleoclimatic reconstructions and the outputs of nine global climate models. We first review paleoclimate information about the LGM precipitation in this region. These reconstructions range from humid to semi-arid conditions. Model outputs from the PMIP3/CMIP5 database also yield a wide range of mean annual responses, from wetter to drier conditions in this area. This variety of responses allows to investigate the mechanisms governing LGM precipitation in the western Mediterranean area. Over the Iberian Peninsula and northern Morocco, most models simulate a larger amount of LGM precipitation in winter w.r.t. the pre-industrial period. This feature is mainly due to the large-scale effect of the southward shift of the North Atlantic jet stream. In summer, precipitation changes mainly result from convection and therefore from local processes. Our results show a correlation between the anomalies of summer precipitation and of surface surface air temperature, highlighting the key role of convective processes. These contrasted changes in winter and summer, linked to different mechanisms, could explain the range of climatic reconstructions, especially if the climatic indicators are more sensitive to seasonal precipitation.

1 *Laboratoire des Sciences du Climat et de l'Environnement, CEA-CNRS, Gif-sur-Yvette, France*

1 INTRODUCTION

Within the context of future climate change, more and more attention is paid to the Mediterreanean region. Increasing risks of droughts and stress on available water imply large potential socio-economical impact of climate change in this area (Lionello et al, 2006). It is therefore crucial to investigate the mechanisms governing precipitation in this region to predict its future climatic evolution more confidently and to better anticipate the ensuing consequences. Because of its geographical situation, the Mediterranean region is under the influence of both mid-latitude European and sub-tropical African climates. Its western part is also strongly impacted by the vicinity of the Atlantic Ocean (Seager et al., 2002; Nieto et al., 2006). Substantial amounts of precipitation can be brought by the North Atlantic westerlies, especially during the winter season (Cortesi et al., 2014, Ullmann et al., 2014) when the jet stream position is at its southernmost position. In summer, most precipitation is related to convective processes.

How these mechanisms are modified under different climatic conditions ? To answer this question, it is useful to study a range of different climatic conditions through numerical models and paleodata. During the Last Glacial Maximum (LGM) (-21 000 years BP, Svendsen et al., 2004; Mix et al., 2001), large ice sheets located above Canada and Northern Europe (Peltier, 2004; Lambeck et al., 2006; Tarasov et al., 2012; Clark et al. 1993; Dyke and Prest, 1987; Svendsen et al., 2004) exerted a strong influence on the mid-latitude climate (Clark, 1999). This has motivated extensive modeling studies of the LGM period as well as ample efforts in gathering paleoclimatic indicators, in particular through the PMIP project (Braconnot et al., 2012). Within this colder climatic context (with respect to

the present-day and pre-industrial climates), less evaporation and therefore drier conditions are expected. The southward displacement of the sea ice edge and the presence of large white ice sheets induce a cooling at mid- to high-latitudes, leading to a strengthening of the equator-to-pole temperature gradient. Several modeling studies have shown that this causes an intensification of the zonal wind (Cook and Held, 1988; Li and Battisti, 2008; Laîné et al., 2009) favoring baroclinic instabilities and thus impacting the intensity of the storm tracks (Kageyama et al., 1999; Kageyama and Valdes, 2000). Moreover, the presence of the high Laurentide ice sheet deflects the westerlies and therefore the position of the North Atlantic jet stream (Cook and Held, 1988; Broccoli and Manabe, 1987; Pausata et al., 2011). In the Southern hemisphere, Chavaillaz et al. (2012) studied the cause of the jet shift under different climate conditions. They found a relationship between the atmospheric temperature and the shift of the jet. They also pointed out the importance of the Antarctic ice-sheet topography during the LGM in causing this shift. Using four PMIP2 (Paleoclimate Modeling Intercomparison Project phase 2, Braconnot et al., 2007) models run under LGM conditions, Laîné et al. (2009) show an amplification of the synoptic activity between the Azores Islands and the Iberian Peninsula. In winter, the modification of the stationary waves due to the presence of the Laurentide ice sheet and the southward shift of the jet stream causes the advection of dry polar air over the western part of the Atlantic basin and a southeastward shift of precipitation at the end of the Atlantic storm track, bringing more precipitation over the Iberian Peninsula.

This excess of precipitation is supported by different observations such as the lake levels in eastern and central Spain (Moreno et al., 2012; Vegas et al., 2012) and the river levels in Morocco (El Amrani et al., 2008; Mercier et al., 2009). On the other hand,

palynological data indicate the presence of both steppic (Wu et al., 2007; Elenga et al., 2000) and temperate plants (Combourieu-Nebout et al., 2009; Naughton et al., 2007; Cheddadi et al., 2009) in the western Mediterranean area during the LGM. This suggests the co-existence of dry and wet climates within the LGM time slice, at a regional scale. Prentice et al. (1992) proposed an explanation for the apparent disagreement between the precipitation reconstructions from lake levels and pollen data in the eastern Mediterranean region: plants are rather sensitive to summer precipitation whereas lakes accumulate the available water throughout the year. However, this explanation is insufficient to elucidate the coexistence of temperate and steppic plants in the Iberian Peninsula since their sensitivity to seasonal precipitation is similar.

The aim of this paper is to investigate the mechanisms governing precipitation changes over the Iberian Peninsula and then to examine the extent to which the different reconstructions of precipitation at the LGM support modeling results. We first present a review of the available data documenting the amount of precipitation over the Iberian Peninsula and North Morocco during the LGM (section 2). Section 3 is devoted to the results of nine models participating in the PMIP3 exercise, with an analysis in terms of precipitation, temperature and atmospheric circulation over the area of interest. The discussion (section 4) examines whether the climatic mechanisms put forward through our multi-model approach are consistent with the available reconstructions. Finally a brief conclusion summarizes the main findings of this study (section 5).

2 DATA

2.1 Climatic indicators

Information about the amount of precipitation during the LGM can be found through different types of climatic indicators such as pollen data, speleothem calcite records, lake and river levels. Pollen from continental or marine sediment cores document vegetation assemblages prevailing at the period under study in a given site or a given region. Our data compilation (Fig. 1) includes three deep-sea cores off the Portuguese coast, representative of the western part of the Iberian Peninsula vegetation (MD 99-2331, Naughton et al., 2007; MD95-2039, Roucoux et al.,2005 and MD95-2042, Sanchez-Goni et al., 2009) and two in the Alboran sea (ODP 976, Combourieu-Nebout et al., 2009 and MD95-2043, Fletcher et al., 2008). Four continental sediment cores from the Iberian Peninsula compiled by Elenga et al. (2000) are also considered here and correspond to the series from Lourdes (South France, Reille and Andrieu, 1995), Ajo (Northwest Spain, Watts et al., 1986; Allen et al., 1996), Banyoles (Northeast Spain, Perez-Obiol and Julia, 1994) and Padul (South Spain, Pons and Reille, 1988). Finally, a core from the Ifrah lake (North Morocco, Cheddadi et al., 2009) is added to the pollen data compilation. All these cores provide pollen records that allow the reconstruction of vegetation changes during the LGM. Deep-sea cores contain pollen coming from vegetation at a regional-scale, thus allowing the reconstruction of a regional climate. Continental sediments contain pollen from a smaller region allowing the reconstruction of a more local climate. Thus the combined use of continental and marine records brings different but complementary information about past vegetation.

Paleoclimatic conditions can then be reconstructed through several

methods. One of the most widely used method is the Modern Analogue Technique (MAT), first developed by Hutson (1980) and Overpeck et al. (1985) and then extended by Guiot (1990) to reconstruct temperature and precipitation for key periods. By using a dissimilarity index, this method, described in several studies (e.g. Combourieu-Nebout et al, 2009), compares the fossil assemblages to a high-quality modern dataset sample in which each modern site characterizes a floral assemblage and particular climatic parameters. The closest modern samples (best analogues) are selected and their climate characteristics are attributed to the fossil sample. Another method consists in using a vegetation model such as the BIOME4 biome model to perform an inverse modeling of several climatic indicators (pollen, $\delta^{13}C$ and lake levels). For instance, Guiot et al. (2000) and Wu et al. (2007) use this model and take into account the change in atmospheric CO2 concentration to reconstruct the LGM climate. In the end, Guiot et al. (2009) show that the use of pollen alone provides incomplete and biased information about precipitation changes. Other proxies are therefore needed. To propose a larger range of data in the present compilation, a variety of other records are considered. The two lacustrine records from the Fuentillejo lake (Central Spain, Vegas et al., 2010) and the Banyoles lake (Valero-Garces et al., 1998; Moreno et al., 2012) bring information on lake level variations. For example, the water level of the Fuentillejo lake can be deduced from the analysis of TiO2, a proxy of lithogenic supply. Since this lake is considered as a closed system, the TiO2 record provides information about past precipitation (Minyuk et al., 2007).

Analyses of stalagmite calcite allow to determine the growth rate of the stalagmite, and therefore the available filtered water : stalagmites can only grow if enough water filters in the cave. The advantage of speleothem records relies on their very precise chronology (U-Th method) and their high resolution. However, the complete

lack of data when no water filters is a very limiting factor. Unfortunately, such hiatuses for the LGM are found in most of the European caves (Genty et al., 2005 in the Chauvet cave; Genty et al., 2003 in the Villars cave, southern France). A unique stalagmite, from the El Pindal cave and studied by Moreno et al. (2010) (North Spain), presents continuous growth and thus provides a rare speleothem record for the LGM.

Sediment accumulation in rivers allows the dating of the filling period of the river despite the high uncertainty and the low resolution of the chronology. Two studies performed in the Noun river (South Morrocco, Mercier et al., 2009) and the Kert river (North Morrocco, El Amrani et al., 2008) have given some indication on precipitation in North Africa at the LGM.

As mentioned above, there is a wide variety of paleoclimatic indicators providing information about the amount of past precipitation. However, the chronologies for the different records are established with different dating methods. It is therefore often difficult to properly establish accurate correlations between these various climatic indicators. Chronologies are indeed based either on 14C, OSL (Optically Simulated Luminescence), U/Th dating methods or on stratigraphic correlations. OSL-dating, used in both the Noun and Kert rivers in North Africa, leads to high uncertainties. 14C chronology used to date pollen samples is uncertain due to the dating material and well-known derived ageing effects (reservoir age, dead-carbon effect). The U/Th method used for the speleothem records is based on the assumption of closed systems which, if not satisfied, might cause rejuvenation. Stratigraphic correlations are based on the assumption of a perfect synchronicity of events at different locations. All in all, the large variety of data and of the associated chronological approaches led us to consider a rather wide window around 21 kyr BP. In this study, we therefore focus on the 24–18 kyr BP time slice.

2.2 Paleo-reconstructions of LGM precipitation over the Western Mediterranean

The reconstructions from the different climatic archives show various responses concerning precipitation changes. In the Pyrenees, the two palynological studies from continental cores from Lourdes (France, Reille and Andrieu, 1995) and Banyoles (Spain, Perez-Obiol and Julia, 1994) show the development of the Artemisia taxa, characteristic of semi-arid conditions (Elenga et al., 2000). Correlative $\delta^{13}C$ analysis from the Banyoles site also indicates a decrease of the primary productivity during the LGM, in agreement with drier conditions (Moreno et al., 2012). The two other continental cores in northwestern (Ajo, Watts et al., 1986; Allen et al., 1996) and southern Spain (Padul, Pons and Reille, 1992) agree with the evidence of LGM semi arid conditions derived from the dominance of the Artemisia taxa. The $\delta^{18}O$ signal, as well as the others indicators (Mg.Ca, Ba/Ca and $\delta^{13}C$) from the El Pindal speleothem also suggests a dry climate (Moreno et al., 2010), but the growth rate of the stalagmite during the LGM indicates more available water than during the first Heinrich event, marked by a hiatus of the stalagmite. In the interior of the Iberian Peninsula, the concentration of TiO2 recorded in Fuentillejo lake sediments (Vegas et al., 2012) indicates an increase of the lithogenic supply (Minyuk et al., 2007), suggesting wetter and warmer conditions during the LGM than during the two Heinrich events before and after the LGM. In the southwestern Mediterranean sector, the Kert river (North Morocco) depicts an important phase of sedimentary deposit between 30 and 12 kyr BP, related to the development of a herbaceous vegetation under cold and humid climate (El Amrani et al., 2008). Furthermore, in southwestern Morocco, sediments from the Noun River indicate a phase of filling, suggesting humid conditions at around 20 kyr BP (Mercier et al., 2009). The deep-sea cores collected off the

Portuguese coast (MD 99-2331, Naughton et al., 2007; MD95-2039, Roucoux et al.,2005 and MD95-2042, Sanchez-Goni et al., 2009) and in the Alboran sea (ODP 976, Combourieu-Nebout et al., 2009 and MD95-2043, Fletcher et al., 2008) recorded the past vegetation of the Iberian Peninsula and North Morocco (for the Alboran Sea ones). These five studies all agree with the presence of herbaceous vegetation and Ericaceae during the LGM, characteristic of a wetter climate, along with the presence of the semi-desert association Artemisia. Moreover, Combourieu-Nebout et al. (2009) found the presence of the temperate species Cedrus, probably developed only in North Morocco between 20 and 18 kyr BP, reinforcing the conclusion of a wetter LGM, especially during the second part of this period. The coexistence of semi-arid and temperate (Cedrus) plants is also found by Cheddadi et al. (2009) around the Ifrah lake in Morrocco. Cheddadi et al. (2009) interpret the presence of Cedrus as only local (around the lakes) and therefore not representative of the regional climate.

This compilation therefore leads to conflicting conclusions concerning the relative amount of LGM precipitation compared to the pre-industrial one. Hydrological indicators such as lake and river levels suggest a wet phase during the LGM in southern Iberia and North Morocco whereas pollen-based studies indicate the presence of both semi-arid and temperate plants. The difference between hydrological and pollen indicators may come from the difference of seasonal sensitivity: whereas hydrological indicators record the amount of precipitation throughout the year and are highly sensitive to extreme rainfall events, the plants could be more sensitive to the precipitation distribution along the year and coherently to the growth season precipitation. The association of both semi-arid and temperate plants found in marine cores results from the diversity of local climates and altitudes within a larger region and suggest that precipitation is spatially dependent. To investigate the mechanisms

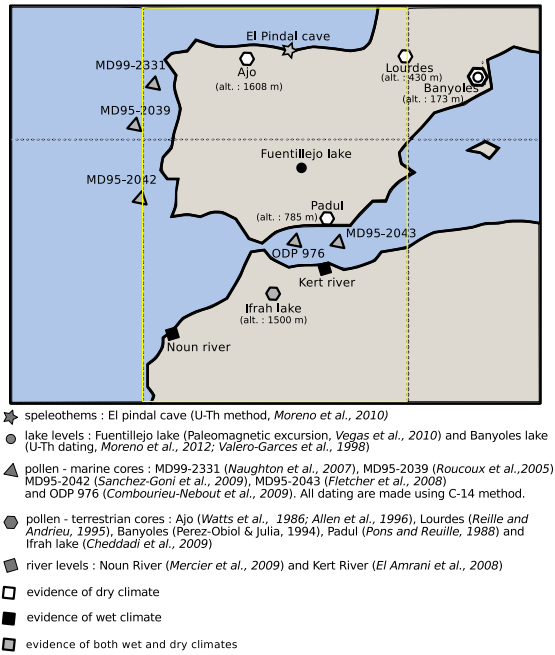


Figure 1: Position and description of the available data. Yellow box demarcates the 30°N:45°N and 10°W:0°zone.

governing precipitation changes over Western Mediterranean at the LGM, we turn to climate models.

3 MODELS RESULTS

3.1 Experimental design

Our analyses are based on climatic simulations carried out within the framework of PMIP3/CMIP5 under pre-industrial (PI) and Last Glacial Maximum conditions (Braconnot et al., 2012; Taylor et al., 2012). Nine atmosphere-ocean general circulation models (GCMs) were considered (IPSL-CM5A-LR, FUB-COSMOS-aso, LASG-CESS-FGOALS-G2, NCAR-CCSM4, MPI-ESM-P, MRI-CGCM3, NASA-GISS, CNRM-CM5). The model and run characteristics are reported in Table 1. In the following, these models will be referred to as IPSL, COSMOS, FGOALS, CCSM4, MPI, MRI, GISS and CNRM respectively. The PI experiments follow the CMIP5 protocol (Taylor et al., 2012). For the LGM simulations, the orbital forcing is taken at 21 kyr BP from Berger (1978), while green house gases concentrations are those recorded in Antarctic ice cores (CO_2 = 185 ppm, Lüthi et al., 2008; CH_4 = 350 ppb, Loulergue et al, 2008; N_2O =200 ppb, Spahni et al., 2005). The prescribed PMIP3 LGM ice sheets results from a combination of three reconstructions, namely ICE-6G v2.0 (Peltier, 2009), GLAC-1 (Tarasov, 2012) and ANU (Lambeck, 2001). The way this new reconstruction has been obtained is explained in detail on the PMIP3 website (http://pmip3.lsce.ipsl.fr/). All models used this new ice-sheet reconstruction, except the GISS model for which the ICE-5.2G reconstruction (Peltier, 2004) has been used. The LGM land-sea mask is also taken into account, with closed Bering Strait, and land in Hudson Bay and Barents Sea for LGM

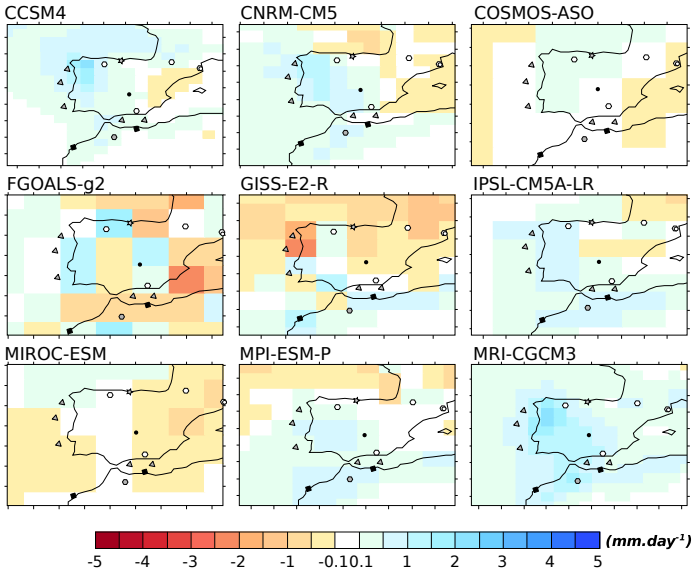


Figure 2: Difference of annual precipitation between LGM and PI for each model. Comparison with available data (same legend as figure 1)

experiments. Each group used the same model version for both PI and LGM simulations, making the comparison between both periods rigorous.

3.2 Annual precipitation

Figure 2 displays the difference of annual precipitation between LGM and PI for each model over the Western Mediterranean. The extrema of this precipitation difference, in absolute value, are strongly model-dependent, ranging from less than 1 mm/day for COSMOS, IPSL, MIROC and MPI to more than 2 mm/day for CCSM4 and MRI. Most models simulate a precipitation excess over the western part of the Iberian Peninsula at the LGM compared to the PI pe-

riod, except GISS and MIROC. In six models (CCSM4, CNRM, MPI, MRI, COSMOS, IPSL) the precipitation increase expands from the northern coast of the Iberian Peninsula to northern Morocco. In northern Iberia, most of the models also predict wetter conditions, except the GISS model. The responses of the models to LGM conditions are more contrasted over the central and eastern Iberian with five models (CCSM, COSMOS, GISS, MIROC and IPSL) simulating a decrease in precipitation, the others simulating either an increase (MIROC, MPI) or highly spatially variable precipitation anomaly (FGOALS).

3.3 Seasonality of precipitation

In this section we examine the seasonal cycle and investigate the different mechanisms governing precipitation changes in different seasons, in order to draw a more detailed picture of model responses in terms of precipitation and to better understand the range of model results. In winter, a positive anomaly of precipitation over the western part of the Iberian Peninsula is simulated by all models (Figure 3). In summer, six of the nine models simulate drier conditions in northern Iberia (Figure 4). The amplitude of this precipitation decrease is limited (less than 1 mm/day, and up to 2 mm/day for IPSL) w.r.t. the amplitude of winter differences. To further investigate the precipitation seasonality, we compute the average precipitation in a zone including the entire Iberian Peninsula, Gibraltar Strait and North Morocco (i.e. between 30-45°N and 10-0°W, see figure 1), hereafter called the Iberian-Moroccan zone. Figure 5 shows the difference of precipitation in this area between LGM and PI for each model and each season. The first striking result is that the models are in agreement only for the winter season, for which they all simulate larger precipitation at the LGM (w.r.t.

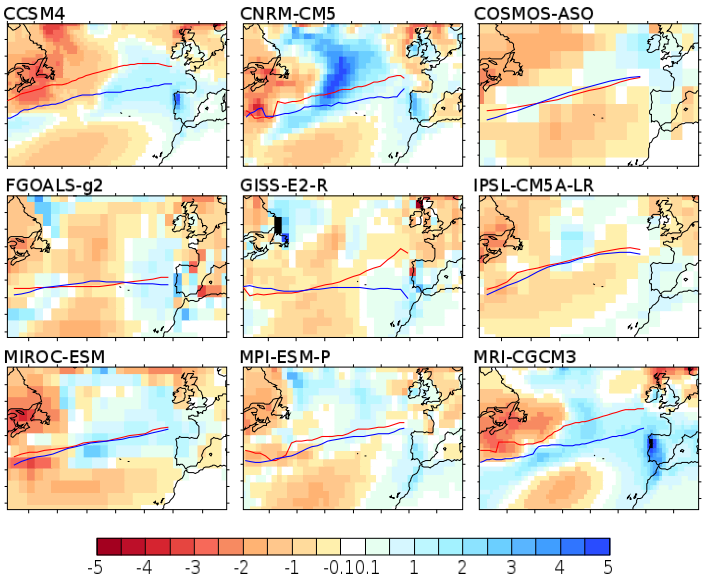


Figure 3: Winter precipitation anomaly between LGM and PI (mm/day) (shaded) and position of the 850 hPa jet at the PI (red line) and LGM (blue line) periods.

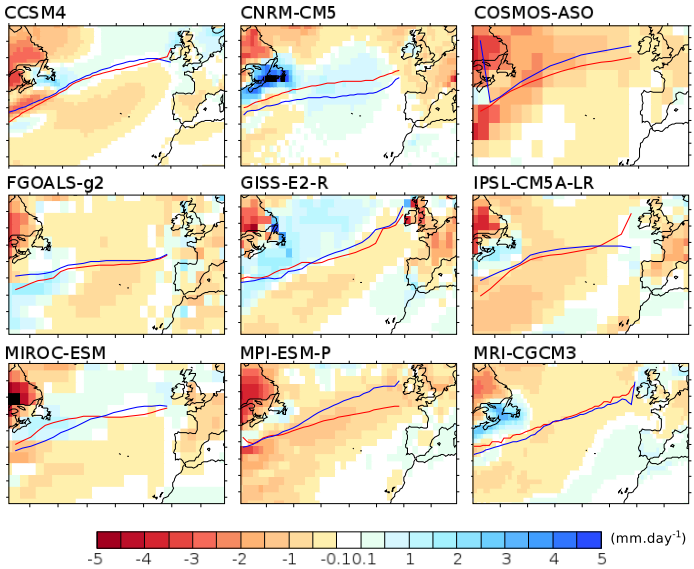


Figure 4: Summer precipitation anomaly between LGM and PI (mm/day) (shaded) and position of the 850 hPa jet at the PI (red line) and LGM (blue line) periods.

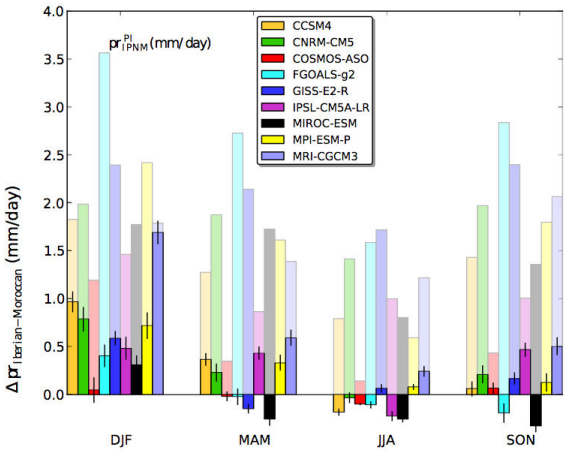


Figure 5: Average difference of precipitation between LGM and PI periods (opaque) and PI mean precipitation (pale) for each season for each model, over the whole Iberian Peninsula, Gibraltar and North Morocco (box between 10W:0, 30N:45N). The error bars represent the boundaries of the sample obtained with bootstrapping.

PI period). However the amplitude of this difference is model-dependent. For the three other seasons, the responses strongly depend on the models. GISS, MPI and MRI simulate more precipitation in all seasons. For the other models the seasonal responses differ from one model to the other. This suggests that the mechanisms triggering the precipitation in the Iberian-Moroccan zone are different between winter and the other seasons.

3.4 Large-scale vs convective precipitation

To investigate the origin of the different behaviors for winter and summer precipitation, we analyze the relative importance of large-scale and convective components of the total precipitation for both LGM and PI periods (Figure 6). For the PI period, seven mod-

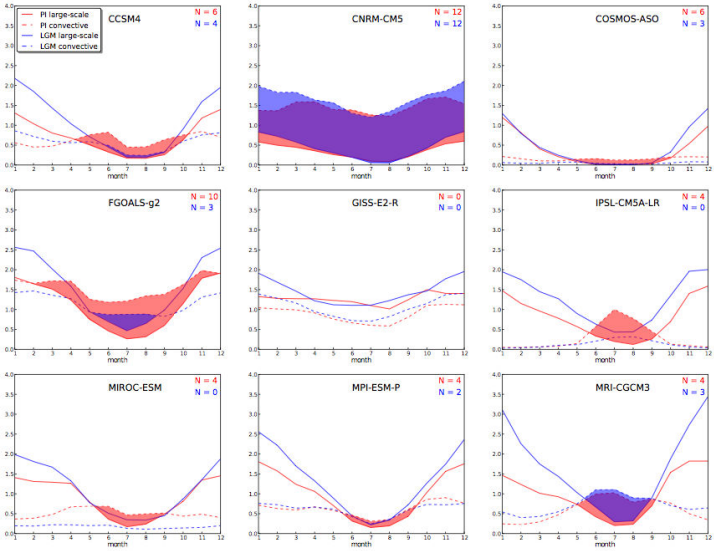


Figure 6: Evolution of convective (dashed) and large-scale (plain) precipitation (mm/day) for the LGM (blue) and the PI (red) period during the year. N is the number of months where the amount of large-scale precipitation is smaller than the amount of convective precipitation (shaded areas). N is indicated for the PI (red number) and for the LGM (blue number)

els (all but CNRM and GISS) indicate that the summer precipitation mainly results from convection whereas winter precipitation is mainly due to large-scale processes. In the CNRM model, the convective component is larger than the large-scale one throughout the year. The reverse situation is observed for the GISS model with a dominance of the large-scale component.

For the LGM period, the winter precipitation is still driven by large-scale processes in all models except CNRM. In summer, the convective component overcomes the large-scale one in only six models. (CCSM4, FGOALS, MPI, MRI and COSMOS, as well as CNRM for which the convective component always exceeds the

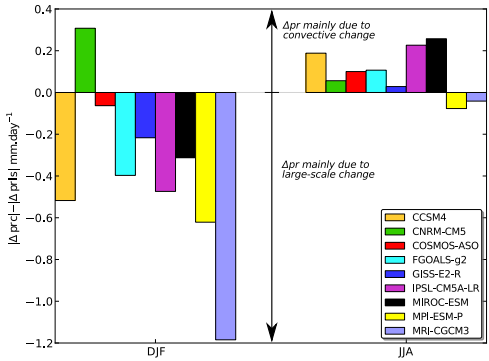


Figure 7: December-January-February and June-July-August difference between convective precipitation anomaly (LGM - PI) and large-scale precipitation anomaly (LGM - PI) over the Iberian-Moroccan region (mm.day -1). In winter (summer), the difference of precipitation between the LGM and the PI is mainly due to large-scale (convective) precipitation changes.

large-scale one, as during the PI period.) A common feature observed with all models is that the period during which convection dominates large-scale processes is shorter at the LGM than at the PI period (see N number in figure 6). This results from an increase of large-scale precipitation, or a decrease of convective precipitation, or both.

In winter, the LGM-PI decrease of convective precipitation is smaller than the increase in large-scale precipitation (Figures 6 and 7). This feature is found in all models, with the exception of CNRM, and suggests that the precipitation change between both periods is dominated by large-scale processes in winter. In summer, seven models (CCSM4, CNRM, COSMOS, FGOALS, GISS, IPSL and MIROC) out of nine simulate a convective precipitation anomaly larger than the large-scale one (Figure 7). This indicates that the change of precipitation between LGM and PI periods is dominated by convective processes in summer.

In the next two sections, we investigate the mechanisms responsible for seasonal change of precipitation regime between both periods.

3.5 North Atlantic jet stream and precipitation

As mentioned in the introduction, several modeling studies have shown that the LGM ice sheet plays a key role in changing the pattern of the atmospheric circulation (Broccoli and Manabe, 1987; Hall et al., 1996; Kageyama et al., 1999; Kageyama and Valdes, 2000; Li and Battisti, 2008; Rivière et al., 2010; Laîné et al., 2008, 2009; Pausata et al., 2011; Beghin et al., 2014), implying a shift of the jet stream in the northern hemisphere. Our goal here is not to understand the origin of this shift, but rather to examine the consequences of this shift on precipitation. Similarly to Chavaillaz et al. (2012), we use the 850 hPa zonal wind to define the jet stream. The jet positions at the LGM and PI periods are displayed in figures 4 and 5 for the winter and the summer seasons respectively.

In winter, five models out of nine (NCAR, CNRM, MPI, MRI and GISS) simulate a southward shift of the jet stream while the other models do not simulate any significant change (figure 3). GISS is the only model computing a more zonal jet during the LGM, which results in a large southward shift over the Iberian Peninsula. According to Ullman et al. (2014) who studied the influence of the topography on the position of the North Atlantic jet stream, this is likely due to the higher elevation of the LGM ICE-5G reconstruction (Peltier, 2004) used as ice-sheet boundary condition in the LGM GISS simulation. For the five models simulating a southward shift of the jet, we also observe an increase of winter precipitation in the western part of the Iberian Peninsula, whereas for the other four models, the difference of precipitation in this area re-

mains quite small (less than 2 mm/day, except for FGOALS with 4 mm/day). These observations suggest a relationship between the shift of the North Atlantic jet stream and the precipitation over the Iberian-Moroccan region. To confirm this assumption, we plot the shift of the jet ($\Delta\phi$) vs the precipitation difference between LGM and PI over the Iberian-Moroccan zone (Figure 8). $\Delta\phi$ is defined as the difference (between LGM and PI) in the latitude where the 850 hPa zonal wind is maximum. The latitude of this maximum has been found by computing the zonal mean of the zonal wind over the Atlantic basin (50W, 10W) and then by extrapolating the maximum by regression. This method allows to find the exact latitude of the jet maximum, independently of the model grid resolution. Figure 8a displays a linear relation between the jet shift and the difference of precipitation with a correlation coefficient r=0.90, and a p-value of less than 0.01. The quantification of the range of the precipitation anomalies and of the jet shifts is obtained by bootstrapping: we obtained a sample of thousand values by calculating the average of 1000 randomly picked samples of 75 years in the PI and the LGM original samples. Linear regressions of the 5th and 95th percentile of the bootstrapping sample confirm the close link between the southward shift of the North Atlantic jet and the precipitation changes over the Iberian-Moroccan zone between the LGM and the PI period in winter.

In summer, the LGM and PI North Atlantic jet streams are located northward compared to their winter position. These locations are also highly model-dependent (figure 4). While the CNRM model still simulates a southward jet displacement, a northward shift is observed with COSMOS and MPI and no shift at all with the other six models. Plotting the shift $\Delta\phi$ as a function of precipitation changes over the Iberian-Moroccan region (figure 8b) does not yield a clear correlation between both variables. Therefore, the difference of precipitation cannot be explained by the southward

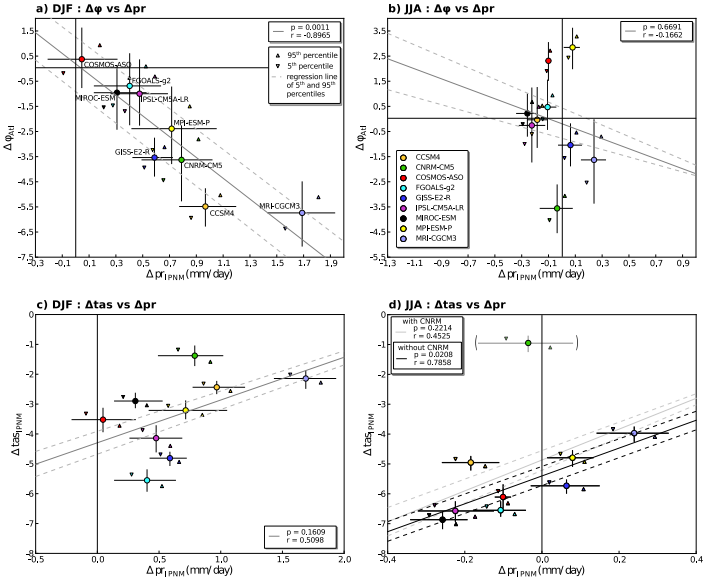


Figure 8: Difference of the latitude of the Northern Atlantic jet stream between LGM and PI (Δϕ) versus the difference of precipitation over the Iberian-Moroccan zone in (a) winter and (b) summer. Difference of the air surface temperature mean over the Iberian-Moroccan zone between LGM and PI versus the difference of precipitation mean over the same area in (c) winter and (d) summer. The cross ends represent the maxima and the minima of sample obtained with bootstrapping. The circle represent the average of the sample.

shift of the jet. This observation was expected because of the northward position of the jet during summer (w.r.t winter), excluding the Iberian-Moroccan region from its influence, and by the smaller activity of the storm tracks.

3.6 Temperature and precipitation

Since summer precipitation changes are mainly related to convective precipitation, we analyze the links between temperature and precipitation changes. Figures 8c-d display the anomaly (LGM-PI) of the mean surface temperature over the Iberian-Moroccan zone versus the precipitation anomaly for the winter (Figure 8c) and the summer (Figure 8d) seasons. During winter, no clear correlation is found between these variables (r=0,51 and p-value = 0,16). This result was expected because the precipitation changes between LGM and PI periods are driven by large-scale changes in atmospheric circulation (see section 3.5). In summer no correlation is found either when all models are taken into account. This is due to the results from the CNRM model for which the difference in temperature is quite small. In fact, when the CNRM model is removed, a more convincing relationship appears (r=0,78, p-value = 0,02). The range of simulated summer precipitation changes are therefore simply related to surface air temperature changes, which is consistent with the fact that summer precipitation changes come mainly from convective processes.

4 DISCUSSION

Our multi-model approach shows two different mechanisms governing winter and summer precipitation changes (LGM-PI) over

the Western Mediterranean. In winter, the positive anomaly of precipitation over the Iberian Peninsula results from an increase in large-scale precipitation, due itself to the southward shift of the North Atlantic jet stream. The results from the nine PMIP3 simulations show that the larger the southward shift of the jet-stream, the larger the precipitation increase. This result is in agreement with the conclusion of Laîné et al. (2009) who used PMIP2 models and found more precipitation over the Iberian Atlantic coast resulting from a southward shift of the storm tracks. In summer, the jet is northward of its winter position, excluding the Iberian Peninsula from its influence. For most of the models, the difference of summer precipitation between LGM and PI is mainly due to the changes of convective precipitation. This is shown by a positive correlation between the precipitation anomaly and the surface air temperature anomaly. The two different mechanisms for winter and summer precipitation changes lead to different signatures. Whereas the jet shift leads to a robust response (i.e more precipitation during the LGM than during the PI period), the summer response is less consistent, even in sign. This range of summer responses may come from differences in the convective scheme, which are specific to each model.

The period during which convection is dominant is longer during the PI than during the LGM. This result is consistent across the models, despite the diversity in the models convective schemes. This may be explained by the lengthening of the period of jet-stream influence on the Iberian-Moroccan zone because of the southward shift of the jet, and by the decrease of convective precipitation because of colder temperatures.

To which extent the available paleo-climatic indicators support these modeling results ? Wetter LGM mean-annual conditions sim-

ulated (w.r.t PI) in North Morocco, especially by the MRI and GISS models, and to a lesser extent by the CCSM4, CNRM, IPSL and MPI models, are supported by the experimental records of the high LGM levels of the Kert and Noun rivers (figure 1). For FGOALS, the model-data agreement in this region is less clear since drier conditions are simulated in the Gibraltar Strait, while wetter conditions are computed south of Kert and Noun rivers. In North Iberia, the wetter conditions predicted by most of the models is in contradiction with pollen record from Ajo. In the northeastern part, at the French-Spanish boarder, several models (CCSM4, CNRM, COSMOS, FGOALS, GISS and MIROC) simulate less precipitation at the LGM, compared to the PI period, which is supported by pollen and lake data in the Pyrenees. The drier condition found by the $\delta^{18}O$ of El Pindal stalagmite is in agreement with the CNRM, GISS, MIROC, and to a lesser extent MPI and IPSL.

The records of lake and river levels in Spain and North Morocco are in agreement with the mean annual precipitation simulated by most of the PMIP3 models (figure 2). In the Pyrenees, six out of nine models agree with the drier conditions reconstructed by pollen and lake of Lourdes and Banyoles. Reconstructions from pollen records of Ajo and Padul are more difficult to reconcile with the models annual mean. The high altitude of these sites could explain the disagreement with large-scale models. As outlined by Prentice et al. (1992), another possible explanation for this disagreement could be that plants are more sensitive to seasonal precipitation, contrary to lake and river levels and to speleothem growth rate. The model outputs considered in this study suggest that LGM-PI precipitation changes are smaller in summer than in winter. The simulated summer climate is even drier in six out of nine models. These results would therefore support the explanation brought by Prentice et al. (1992).

Pollen retrieved from marine cores in the Atlantic Ocean and the

Alboran Sea, reveal the coexistence of both temperate and semi-arid plants. Since pollen data found in deep-sea cores are representative of a vegetation at a regional scale and therefore of a climate a this scale, this suggests that, at the LGM, summer precipitation was highly variable at the regional scale, ranging from a wet to a dry climate. The resolution of PMIP3 models is not high enough to capture the regional features of precipitation over the western Mediterranean sector. Nevertheless, the model comparison highlights the predominant role of convective precipitation during summer. Convective precipitation depend on local humidity and temperature fields, and can therefore be spatially dependent. This could explain the coexistence of temperate and semi-arid plants found in regional pollen records coming from marine cores. Unfortunately, there are not many continental records documenting smaller spatial scales for the interior of the Iberian Peninsula, making it difficult to describe further the vegetation changes summarized by marine cores. It is worth noting that convective precipitation is often related to thunderstorms, yielding a lot of precipitation over a short-time period. Plants, which need continuous precipitation to grow, could not be very sensitive to changes in such intense rainfall events.

5 CONCLUSION

In this paper, we used a multi-model approach based on the PMIP3/CMIP5 results to investigate the mechanisms governing precipitation changes in the western Mediterranean region. Our analysis is based on the comparison between the LGM and the pre-industrial periods. The analysis of the seasonality of precipitation clearly shows that the mean annual precipitation signal is dominated by the winter signal, characterized, for most of the models, by a southward dis-

placement of the North Atlantic jet stream at the LGM with respect to its position under PI conditions. The multi-model approach allows to establish a clear correlation between the southward latitudinal shift of the jet with the amount of winter precipitation change: the larger the displacement, the wetter the LGM. Winter precipitation changes thus result from changes in large-scale processes. Conversely, in summer, precipitation changes are more model-dependent and are mainly due to convective precipitation changes. We found a correlation between summer surface air temperature changes and summer precipitation changes, supporting the conclusion of a predominant of convective precipitation changes.

While some of the precipitation reconstruction seem to provide contradictory information, our analysis allows to solve the apparent ambiguities 1/ by highlighting the crucial need for accounting for the seasonality of precipitation since proxies may be sensitive either to the annual accumulation of liquid water or to the summer precipitation, and 2/ by pointing out two different precipitation-related mechanisms in winter and summer. Our model-data comparison also underlines the limitations of our approach : to investigate more in-depth the small scale features of past precipitation changes over the Western Mediterranean, the use of regional high resolution climate models is clearly needed. Nevertheless, this study brings a new look at the mechanisms responsible for precipitation changes over the Western Mediterranean, thereby offering a new understanding of the various responses of the different proxies.

ACKNOWLEDGEMENTS

We acknowledge the World Climate Research Programme's Working Group on Coupled Modelling, which is responsible for CMIP, and the Paleoclimate Modelling Intercomparison Project (PMIP) and we thank the climate modeling groups (listed in Table 1 of this paper) for producing and making available their model output. For CMIP the U.S. Department of Energy's Program for Climate Model Diagnosis and Intercomparison provides coordinating support and led development of software infrastructure in partnership with the Global Organization for Earth System Science Portals. To analyze the CMIP5 data, this study benefited from the IPSL Prodiguer-Ciclad facility which is supported by CNRS, UPMC, Labex L-IPSL which is funded by the ANR (Grant ANR-10-LABX-0018) and by the European FP7 IS-ENES2 project (Grant 312979). Pauline Beghin received a grant from CEA and this work is supported by the Université Versailles Saint Quentin. The authors would like to thanks Pradeebane Vaittinada for the explanation of bootstrapping method and Dominique Genty for fruitful discussions about speleothems records.

REFERENCES

Allen, J. R. M., Huntley, B., and Watts, W. A. (1996). The vegetation and climate of northwest iberia over the last 14,000 years. *Journal of Quaternary Science*, 11(2):125–147.

Beghin, P., Charbit, S., Dumas, C., Kageyama, M., Roche, D. M., and Ritz, C. (2014). Interdependence of the growth of the northern hemisphere ice sheets during the last glaciation: the role of atmospheric circulation. *Climate of the Past*, 10(1):345–358.

Berger, A. and Loutre, M. (1991). Insolation values for the climate of the last 10 million years. *Quaternary Science Reviews*, 10(4):297–317.

Braconnot, P., Harrison, S. P., Kageyama, M., Bartlein, P. J., Masson-Delmotte, V., Abe-Ouchi, A., Otto-Bliesner, B., and Zhao, Y. (2012). Evaluation of climate models using palaeoclimatic data. *Nature Climate Change*, 2(6):417–424.

Braconnot, P., Otto-Bliesner, B., Harrison, S., Joussaume, S., Peterchmitt, J.-Y., Abe-Ouchi, A., Crucifix, M., Driesschaert, E., Fichefet, T., Hewitt, C. D., Kageyama, M., Kitoh, A., Laîné, A., Loutre, M.-F., Marti, O., Merkel, U., Ramstein, G., Valdes, P., Weber, S. L., Yu, Y., and Zhao, Y. (2007a). Results of PMIP2 coupled simulations of the mid-holocene and last glacial maximum – part 1: experiments and large-scale features. *Climate of the Past*, 3(2):261–277.

Braconnot, P., Otto-Bliesner, B., Harrison, S., Joussaume, S., Peterchmitt, J.-Y., Abe-Ouchi, A., Crucifix, M., Driesschaert, E., Fichefet, T., Hewitt, C. D., Kageyama, M., Kitoh, A., Loutre, M.-F., Marti, O., Merkel, U., Ramstein, G., Valdes, P., Weber, L., Yu, Y., and Zhao, Y. (2007b). Results of PMIP2 coupled simulations of the mid-holocene and last glacial maximum – part 2: feedbacks with emphasis on the location of the ITCZ and mid- and high latitudes heat budget. *Climate of the Past*, 3(2):279–296.

Brady, E. C., Otto-Bliesner, B. L., Kay, J. E., and Rosenbloom, N. (2013). Sensitivity to glacial forcing in the CCSM4. *Journal of Climate*, 26(6):1901–1925.

Broccoli, A. J. and Manabe, S. (1987). The influence of continental ice, atmospheric CO2, and land albedo on the climate of the last glacial maximum. *Climate Dynamics*, 1(2):87–99.

Chavaillaz, Y., Codron, F., and Kageyama, M. (2013). Southern westerlies in LGM and future (RCP4.5) climates. *Climate of the Past*, 9(2):517–524.

Cheddadi, R., Fady, B., François, L., Hajar, L., Suc, J.-P., Huang, K., Demarteau, M., Vendramin, G. G., and Ortu, E. (2009). Putative glacial refugia of *Cedrus atlantica* deduced from quaternary pollen records and modern genetic diversity. *Journal of Biogeography*, 36(7):1361–1371.

Combourieu Nebout, N., Peyron, O., Dormoy, I., Desprat, S., Beaudouin, C., Kotthoff, U., and Marret, F. (2009). Rapid climatic variability in the west mediterranean during the last 25 000 years from high resolution pollen data. *Climate of the Past*, 5(3):503–521.

Cook, K. H. and Held, I. M. (1988). Stationary waves of the ice age climate. *Journal of Climate*, 1(8):807–819.

Cortesi, N., Gonzalez-Hidalgo, J. C., Trigo, R. M., and Ramos, A. M. (2014). Weather types and spatial variability of precipitation in the iberian peninsula: WEATHER TYPES AND PRECIPITATION. *International Journal of Climatology*, 34(8):2661–2677.

El Amrani, M., Macaire, J.-J., Zarki, H., Bréhéret, J.-G., and Fontugne, M. (2008). Contrasted morphosedimentary activity of the lower kert river (northeastern morocco) during the late pleistocene and the holocene. possible impact of bioclimatic variations and human action. *Comptes Rendus Geoscience*, 340(8):533–542.

Elenga, H., Peyron, O., Bonnefille, R., Jolly, D., Cheddadi, R., Guiot, J., Andrieu, V., Bottema, S., Buchet, G., De Beaulieu, J.-L., Hamilton, A. C., Maley, J., Marchant, R., Perez-Obiol, R., Reille, M., Riollet, G., Scott, L., Straka, H., Taylor, D., Van Campo, E., Vincens, A., Laarif, F., and Jonson, H. (2000). Pollen-based biome reconstruction for southern europe and africa 18,000 yr bp. *Journal of Biogeography*, 27(3):621–634.

Fletcher, W. J. and Sánchez Goñi, M. F. (2008). Orbital- and sub-orbital-scale climate impacts on vegetation of the western mediterranean basin over the last 48,000 yr. *Quaternary Research*, 70(3):451–464.

Genty, D., Blamart, D., Ouahdi, R., Gilmour, M., Baker, A., Jouzel, J., and Van-Exter, S. (2003). Precise dating of dansgaard–oeschger

climate oscillations in western europe from stalagmite data. *Nature*, 421(6925):833–837.

Goñi, M. F. S., Turon, J.-L., Eynaud, F., and Gendreau, S. (2000). European climatic response to millennial-scale changes in the atmosphere–ocean system during the last glacial period. *Quaternary Research*, 54(3):394–403.

Guiot, J. (1990). Methodology of the last climatic cycle reconstruction in france from pollen data. *Palaeogeography, Palaeoclimatology, Palaeoecology*, 80(1):49–69.

Guiot, J., Torre, F., Jolly, D., Peyron, O., Boreux, J., and Cheddadi, R. (2000). Inverse vegetation modeling by monte carlo sampling to reconstruct palaeoclimates under changed precipitation seasonality and CO2 conditions: application to glacial climate in mediterranean region. *Ecological Modelling*, 127(2-3):119–140.

Guiot, J., Wu, H. B., Garreta, V., Hatté, C., and Magny, M. (2009). A few prospective ideas on climate reconstruction: from a statistical single proxy approach towards a multi-proxy and dynamical approach. *Climate of the Past*, 5(4):571–583.

Hall, N. M. J., Valdes, P. J., and Dong, B. (1996). The maintenance of the last great ice sheets: A UGAMP GCM study. *Journal of Climate*, 9(5):1004–1019.

Hays, J. D., Imbrie, J., and Shackleton, N. J. (1976). Variations in the earth's orbit: Pacemaker of the ice ages. *Science*, 194(4270):1121–1132.

Hutson, W. H. (1980). The agulhas current during the late pleistocene: Analysis of modern faunal analogs. *Science*, 207(4426):64–66.

Kageyama, M. and Valdes, P. J. (2000). Impact of the north american ice-sheet orography on the last glacial maximum eddies and snowfall. *Geophysical Research Letters*, 27(10):1515.

Kageyama, M., Valdes, P. J., Ramstein, G., Hewitt, C., and Wyputta, U. (1999). Northern hemisphere storm tracks in present day and

last glacial maximum climate simulations: A comparison of the european PMIP models*. *Journal of Climate*, 12(3):742–760.

Lambeck, K. (2001). Sea level change through the last glacial cycle. *Science*, 292(5517):679–686.

Laskar, J., Robutel, P., Joutel, F., Gastineau, M., Correia, A. C. M., and Levrard, B. (2004). A long-term numerical solution for the insolation quantities of the earth. *Astronomy and Astrophysics*, 428(1):261–285.

Laîné, A., Kageyama, M., Salas-Mélia, D., Voldoire, A., Rivière, G., Ramstein, G., Planton, S., Tyteca, S., and Peterschmitt, J. Y. (2008). Northern hemisphere storm tracks during the last glacial maximum in the PMIP2 ocean-atmosphere coupled models: energetic study, seasonal cycle, precipitation. *Climate Dynamics*, 32(5):593–614.

Li, C. and Battisti, D. S. (2008). Reduced atlantic storminess during last glacial maximum: Evidence from a coupled climate model. *Journal of Climate*, 21(14):3561–3579.

Loulergue, L., Schilt, A., Spahni, R., Masson-Delmotte, V., Blunier, T., Lemieux, B., Barnola, J.-M., Raynaud, D., Stocker, T. F., and Chappellaz, J. (2008). Orbital and millennial-scale features of atmospheric CH4 over the past 800,000 years. *Nature*, 453(7193):383–386.

Lüthi, D., Le Floch, M., Bereiter, B., Blunier, T., Barnola, J.-M., Siegenthaler, U., Raynaud, D., Jouzel, J., Fischer, H., Kawamura, K., and Stocker, T. F. (2008). High-resolution carbon dioxide concentration record 650,000–800,000 years before present. *Nature*, 453(7193):379–382.

Marti, O., Braconnot, P., Dufresne, J.-L., Bellier, J., Benshila, R., Bony, S., Brockmann, P., Cadule, P., Caubel, A., Codron, F., Noblet, N., Denvil, S., Fairhead, L., Fichefet, T., Foujols, M.-A., Friedlingstein, P., Goosse, H., Grandpeix, J.-Y., Guilyardi, E., Hourdin, F., Idelkadi, A., Kageyama, M., Krinner, G., Lévy, C., Madec, G., Mignot, J., Musat, I., Swingedouw, D., and Talandier,

C. (2010). Key features of the IPSL ocean atmosphere model and its sensitivity to atmospheric resolution. *Climate Dynamics*, 34(1):1–26.

Mercier, N., Hatté, C., Fontugne, M., Reyss, J.-L., Valladas, H., Wengler, L., Brugal, J.-P., Ouammou, A., and Weisrock, A. (2009). Chronology of upper pleistocene sequences at sidi messaoud (wadi noun, southwestern morocco) based on 14c, optical and u-series dating. *Quaternary Geochronology*, 4(4):326–334.

Minyuk, P. S., Brigham-Grette, J., Melles, M., Borkhodoev, V. Y., and Glushkova, O. Y. (2006). Inorganic geochemistry of el'gygytgyn lake sediments (northeastern russia) as an indicator of paleoclimatic change for the last 250 kyr. *Journal of Paleolimnology*, 37(1):123–133.

Mix, A. (2001). Environmental processes of the ice age: land, oceans, glaciers (EPILOG). *Quaternary Science Reviews*, 20(4):627–657.

Moreno, A., González-Sampériz, P., Morellón, M., Valero-Garcés, B. L., and Fletcher, W. J. (2012). Northern iberian abrupt climate change dynamics during the last glacial cycle: A view from lacustrine sediments. *Quaternary Science Reviews*, 36:139–153.

Moreno, A., Stoll, H., Jiménez-Sánchez, M., Cacho, I., Valero-Garcés, B., Ito, E., and Edwards, R. L. (2010). A speleothem record of glacial (25–11.6kyr BP) rapid climatic changes from northern iberian peninsula. *Global and Planetary Change*, 71(3-4):218–231.

Naughton, F., Sanchez Goñi, M., Desprat, S., Turon, J.-L., Duprat, J., Malaizé, B., Joli, C., Cortijo, E., Drago, T., and Freitas, M. (2007). Present-day and past (last 25000 years) marine pollen signal off western iberia. *Marine Micropaleontology*, 62(2):91–114.

Overpeck, J., Webb, T., and Prentice, I. (1985). Quantitative interpretation of fossil pollen spectra: Dissimilarity coefficients and the method of modern analogs. *Quaternary Research*, 23(1):87–108.

Pausata, F. S. R., Li, C., Wettstein, J. J., Kageyama, M., and Nisancioglu, K. H. (2011). The key role of topography in altering north atlantic atmospheric circulation during the last glacial period. *Climate of the Past*, 7(4):1089–1101.

Peltier, W. (2004). GLOBAL GLACIAL ISOSTASY AND THE SURFACE OF THE ICE-AGE EARTH: The ICE-5g (VM2) model and GRACE. *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*, 32(1):111–149.

Peltier, W. (2009). Closure of the budget of global sea level rise over the GRACE era: the importance and magnitudes of the required corrections for global glacial isostatic adjustment. *Quaternary Science Reviews*, 28(17-18):1658–1674.

Pons, A. and Reille, M. (1988). The holocene- and upper pleistocene pollen record from padul (granada, spain): A new study. *Palaeogeography, Palaeoclimatology, Palaeoecology*, 66(3-4):243–263.

Prentice, I. C., Guiot, J., and Harrison, S. P. (1992). Mediterranean vegetation, lake levels and palaeoclimate at the last glacial maximum. *Nature*, 360(6405):658–660.

Pèrez-Obiol, R. and Julià, R. (1994). Climatic change on the iberian peninsula recorded in a 30,000-yr pollen record from lake banyoles. *Quaternary Research*, 41(1):91–98.

Reille, M. and Andrieu, V. (1995). The late pleistocene and holocene in the lourdes basin, western pyrénées, france: new pollen analytical and chronological data. *Vegetation History and Archaeobotany*, 4(1).

Rivière, G., Laîné, A., Lapeyre, G., Salas-Mélia, D., and Kageyama, M. (2010). Links between rossby wave breaking and the north atlantic oscillation–arctic oscillation in present-day and last glacial maximum climate simulations. *Journal of Climate*, 23(11):2987–3008.

Roucoux, K., de Abreu, L., Shackleton, N., and Tzedakis, P. (2005). The response of NW iberian vegetation to north atlantic climate

oscillations during the last 65kyr. *Quaternary Science Reviews*, 24(14-15):1637–1653.

Spahni, R. (2005). Atmospheric methane and nitrous oxide of the late pleistocene from antarctic ice cores. *Science*, 310(5752):1317–1321.

Sueyoshi, T., Ohgaito, R., Yamamoto, A., Chikamoto, M. O., Hajima, T., Okajima, H., Yoshimori, M., Abe, M., O'ishi, R., Saito, F., Watanabe, S., Kawamiya, M., and Abe-Ouchi, A. (2013). Set-up of the PMIP3 paleoclimate experiments conducted using an earth system model, MIROC-ESM. *Geoscientific Model Development*, 6(3):819–836.

Tarasov, L., Dyke, A. S., Neal, R. M., and Peltier, W. (2012). A data-calibrated distribution of deglacial chronologies for the north american ice complex from glaciological modeling. *Earth and Planetary Science Letters*, 315-316:30–40.

Taylor, K. E., Stouffer, R. J., and Meehl, G. A. (2012). An overview of CMIP5 and the experiment design. *Bulletin of the American Meteorological Society*, 93(4):485–498.

Ullman, D. J., LeGrande, A. N., Carlson, A. E., Anslow, F. S., and Licciardi, J. M. (2014). Assessing the impact of laurentide ice sheet topography on glacial climate. *Climate of the Past*, 10(2):487–507.

Ullmann, A., Fontaine, B., and Roucou, P. (2014). Euro-atlantic weather regimes and mediterranean rainfall patterns: present-day variability and expected changes under CMIP5 projections: EURO-ATLANTIC WEATHER REGIMES AND MEDITERRANEAN RAINFALL PATTERNS. *International Journal of Climatology*, 34(8):2634–2650.

Valero-Garcés, B. L., González-Sampériz, P., Navas, A., Machín, J., Delgado-Huertas, A., Peña-Monné, J. L., Sancho-Marcén, C., Stevenson, T., and Davis, B. (2004). Paleohydrological fluctuations and steppe vegetation during the last glacial maximum in the central ebro valley (NE spain). *Quaternary International*, 122(1):43–55.

Vegas, J., Ruiz-Zapata, B., Ortiz, J. E., Galán, L., Torres, T., García-Cortés, A., Gil-García, M. J., Pérez-González, A., and Gallardo-Millán, J. L. (2010). Identification of arid phases during the last 50 cal. ka BP from the fuentillejo maar-lacustrine record (campo de calatrava volcanic field, spain). *Journal of Quaternary Science*, 25(7):1051–1062.

Voldoire, A., Sanchez-Gomez, E., Salas y Mélia, D., Decharme, B., Cassou, C., Sénési, S., Valcke, S., Beau, I., Alias, A., Chevallier, M., Déqué, M., Deshayes, J., Douville, H., Fernandez, E., Madec, G., Maisonnave, E., Moine, M.-P., Planton, S., Saint-Martin, D., Szopa, S., Tyteca, S., Alkama, R., Belamari, S., Braun, A., Coquart, L., and Chauvin, F. (2013). The CNRM-CM5.1 global climate model: description and basic evaluation. *Climate Dynamics*, 40(9-10):2091–2121.

Waelbroeck, C., Paul, A., Kucera, M., Rosell-Melé, A., Weinelt, M., Schneider, R., Mix, A. C., Abelmann, A., Armand, L., Bard, E., Barker, S., Barrows, T. T., Benway, H., Cacho, I., Chen, M.-T., Cortijo, E., Crosta, X., de Vernal, A., Dokken, T., Duprat, J., Elderfield, H., Eynaud, F., Gersonde, R., Hayes, A., Henry, M., Hillaire-Marcel, C., Huang, C.-C., Jansen, E., Juggins, S., Kallel, N., Kiefer, T., Kienast, M., Labeyrie, L., Leclaire, H., Londeix, L., Mangin, S., Matthiessen, J., Marret, F., Meland, M., Morey, A. E., Mulitza, S., Pflaumann, U., Pisias, N. G., Radi, T., Rochon, A., Rohling, E. J., Sbaffi, L., Schäfer-Neth, C., Solignac, S., Spero, H., Tachikawa, K., and Turon, J.-L. (2009). Constraints on the magnitude and patterns of ocean cooling at the last glacial maximum. *Nature Geoscience*, 2(2):127–132.

Watts, W. (1986). Stages of climatic change from full glacial to holocene in northwest spain, southern france and italy: A comparison of the atlantic coast and the mediterranean basin. In *Current Issues in Climate Research*, pages 101–112. A. Ghazy and R. Fantechi, Sophia-Antipolis, France.

Wu, H., Guiot, J., Brewer, S., and Guo, Z. (2007). Climatic changes in eurasia and africa at the last glacial maximum and mid-

holocene: reconstruction from pollen data using inverse vegetation modelling. *Climate Dynamics*, 29(2-3):211–229.

Yukimoto, S., Adachi, Y., Hosaka, M., Sakami, T., Yoshimura, H., Hirabara, M., Tanaka, T. Y., Shindo, E., Tsujino, H., Deushi, M., Mizuta, R., Yabu, S., Obata, A., Nakano, H., Koshiro, T., Ose, T., and Kitoh, A. (2012). A new global climate model of the meteorological research institute: MRI-CGCM3 ^|^mdash;model description and basic performance^|^mdash;. *Journal of the Meteorological Society of Japan*, 90A(0):23–64.

3.4 Une explication sur le décalage du jet ?

Après avoir enquêté sur les conséquences du décalage du courant jet dans l'Atlantique Nord, nous avons cherché à en comprendre les origines. Cette question a déjà fait l'objet de plusieurs études, principalement pour comprendre la cause d'un décalage du jet dans le contexte du réchauffement climatique futur (Rivière 2011). En effet, si la plupart des modèles CMIP5 modélisent un décalage vers le pôle du courant-jet en cas de réchauffement global (Yin 2005), les raisons de ce décalage sont encore débatues aujourd'hui. Grâce à des expériences idéalisées, Rivière (2011) met en évidence une relation entre le décalage du jet et la température. Dans la continuité de cette étude, Chavaillaz et al. (2013) trouvent une relation entre le décalage du jet dans l'hémisphère sud et les différences de température dans le cadre d'un réchauffement et d'un refroidissement à l'aide des mêmes modèles PMIP3. À la suite de ces études, j'ai voulu regarder s'il était possible de trouver des relations similaires dans les deux bassins océaniques de l'hémisphère nord entre le PI et le DMG.

Comme nous l'avons vu dans l'introduction, le jet résulte de la relation du vent thermique, et donc du gradient de température entre l'équateur et le pôle (équation (1.8). J'ai donc commencé par chercher une

relation entre la différence DMG-PI des gradients de température équateur-pôle à basse ($\Delta(\nabla T_{low})$) et à haute ($\Delta(\nabla T_{up})$) altitude et le décalage du jet. La position du jet peut être également influencée par les ondes transitoires, elles-même influencées par des changements de baroclinicité induits par des changements du vent moyen. Dans ce contexte, Rivière (2011) montrent qu'un réchauffement de la haute troposphère tropicale mène à un décalage du jet vers le pôle tandis qu'un réchauffement de la basse troposphère dans les hautes latitudes décale le jet vers l'équateur. J'ai donc également cherché s'il existait une relation d'une part entre la différence (DMG$-$PI) de température de l'atmosphère à la surface et au pôle (ΔT^{surf}_{pole}) et le décalage du jet, et d'autre part entre la différence de température en altitude aux tropiques (ΔT^{up}_{trop}) et le décalage du jet. Ces différences de températures sont schématisées sur la figure 3.11. Le décalage du jet $\Delta\phi$ est défini comme étant la différence entre les latitudes où le jet est maximum. Ces latitudes sont définies de la même façon que précédemment (figure 3.7), mais en utilisant la moyenne zonale du vent zonal à 850 hPa sur tout le bassin océanique. Les différents coefficients de corrélation obtenus sont donnés dans le tableau 3.3, sachant que pour les neuf modèles étudiés, la p-value (probabilité que la corrélation soit fausse) correspondante est de :
- 0.01 si $r > 0.7977$

- 0.02 si $r > 0.7498$
- 0.05 si $r > 0.6664$.

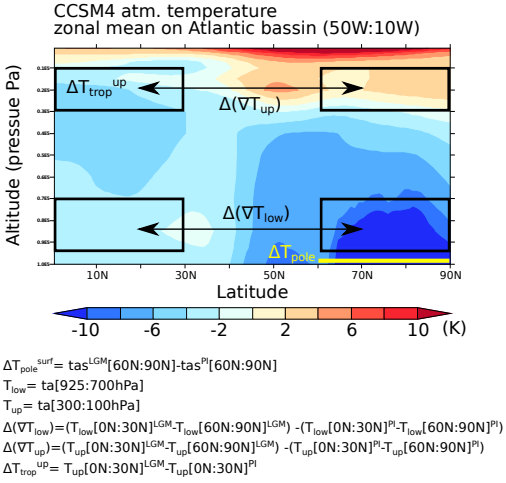


FIGURE 3.11 – *Schéma expliquant les différents champs de température testés pour trouver une explication au décalage du jet.*
Visualization of the temperature differences tested in order to find a correlation with the jet stream shift between LGM and PI.

Dans le Pacifique, aucun des coefficients de corrélation obtenu n'est suffisamment important pour déduire une relation entre la température et le jet. La seule corrélation ayant une p-value inférieure à 5% est celle entre la température de l'air à la surface au pôle et le décalage du jet (figure 3.12, surligné en jaune), en Atlantique en hiver. Cette relation est inverse : plus l'anomalie de température au sol est forte, moins le jet se décale vers l'équateur. L'anomalie de température vient donc contrebalancer le décalage vers l'équateur. Tout se passe donc comme si

Table 3.3 – *Coefficients de correlation entre le décalage du jet et les différences de températures testées.*
Correlation coeficient between the shift of the jet and the differences of temperatures figures 3.11

basin	season	$\Delta(\nabla T_{up})$	$\Delta(\nabla T_{low})$	ΔT^{up}_{trop}	ΔT^{surf}_{pole}
	ANN	0.59	0.33	0.31	-0.10
Pacific	DJF	0.49	0.34	0.45	0.01
(140E :240E)	JJA	0.03	0.29	0.04	-0.28
	ANN	-0.13	0.43	0.01	-0.55
Atlantic	DJF	-0.14	0.58	-0.05	-0.72
(50W :10W)	JJA	-0.10	0.62	0.06	-0.63

on avait un décalage vers le pôle dû à un refroidissement de la basse couche atmosphérique à haute latitude. Cette relation est cohérente avec l'expérience idéalisée de Rivière (2011) qui montre un décalage vers le pôle en cas de réchauffement. Cette relation doit néanmoins être considérée avec précaution car elle n'est vérifiée qu'en hiver, uniquement au-dessus de l'Atlantique, et avec un degré de confiance assez faible.

Si les relations entre décalage du jet et température sont quasiement inexistantes dans notre étude, cela ne signifie pas pour autant qu'elles n'existent pas. La géographie de l'hémisphère nord est en effet plus compliquée que celle de l'Océan Austral étudié par Chavaillaz et al. (2013), du fait de la présence des continents. Notamment, l'orientation sud-ouest/nord-est des côtes est de l'Amérique du

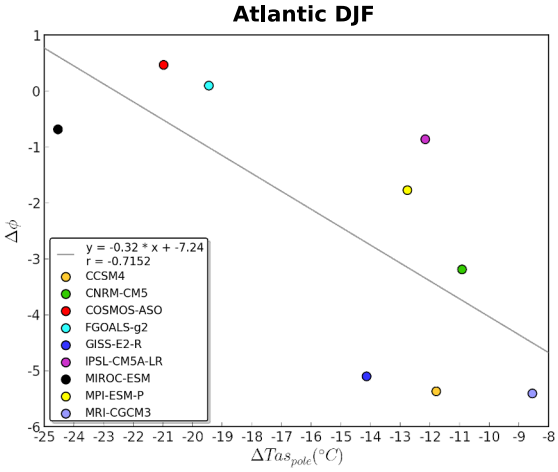


FIGURE 3.12 – *Corrélation entre le décalage du jet en Atlantique Nord et l'anomalie de température de l'air à la surface entre le DMG et le PI à haute latitude en hiver.*
Correlation between the shift of the Atlantic jet stream and the air surface temperature anomaly (LGM-PI) at high latitude in winter

Nord et de l'Asie induit un gradient de température équateur-pôle plus fort au-dessus de ces régions, perturbant probablement la position du courant-jet à l'ouest des deux bassins Atlantique et Pacifique. De plus, les observations NCEP ainsi que les modèles climatiques montrent que le courant-jet n'est pas purement zonal en Atlantique Nord dans la période actuelle. La pertinence de la méthode utilisée ici pour trouver le maximum du jet en faisant une moyenne zonale sur tout le bassin peut donc être discutée.

Dans le chapitre 4, nous reviendrons sur la cause du décalage du jet à l'aide des expériences menées avec le modèle LMDz, qui est la composante atmosphérique du modèle de l'IPSL.

Conclusion du chapitre

La raison première de cette inter-comparaison des modèles PMIP3 en période glaciaire était motivée par l'évaluation des modèles iLOVECLIM et IPSL ainsi que par l'identification des réponses communes (ou non) aux modèles concernant la circulation atmosphérique. La comparaison des ondes stationnaires nous a permis de mettre de côté le modèle iLOVECLIM pour l'étude de la circulation atmosphérique, la réponse de ce modèle de complexité intermédiaire

étant très divergente de celles des autres modèles et des réanalyses. La réponse du modèle de l'IPSL est se compare beaucoup mieux aux réanalyses pour le climat actuel, et la réponse de sa circulation atmosphérique à des conditions glaciaires est comparable à celle des autres modèles. Cette inter-comparaison a été l'occasion d'identifier les principales caractéristiques de la circulation atmosphérique en période glaciaire, à savoir : 1/ l'intensification des ondes planétaires, en particulier au-dessus de la calotte nord-américaine et 2/ le décalage vers l'équateur et l'intensification du courant-jet en Atlantique Nord. Ces réponses sont communes à la plupart des modèles. Nous avons également mis en avant l'une des conséquences de ce décalage du courant-jet en Atlantique Nord. Cette inter-comparaison a en effet permis d'expliquer les différences de précipitations entre le DMG et le PI en Péninsule Ibérique par le décalage du jet Nord Atlantique en hiver, et par les différences de températures en été. L'identification des mécanismes mis en jeu est en effet une étape indispensable pour comprendre la variété des reconstructions paléo-climatiques de précipitations obtenues grâce à différents indicateurs.

Dans la dernière partie de ce chapitre, nous avons tenté de comprendre l'origine du décalage du jet au-dessus de l'Atlantique Nord en cherchant une corrélation entre les différences de température entre le

DMG et le PI, à l'instar de Chavaillaz et al. (2013). L'absence de corrélation nous pousse donc à chercher la cause du décalage du jet dans un autre mécanisme. La taille des calottes glaciaires laisse penser que leur topographie ont sûrement un rôle à jouer sur la position du jet en Atlantique Nord. La comparaison entre le DMG et le PI ne permet pas d'identifier le rôle de chacune des calottes dans la réponse atmosphérique du modèle. Pour identifier le rôle de chacune des calottes de l'hémisphère nord dans la modification de la circulation atmosphérique, j'ai ensuite utilisé le modèle LMDz, qui est la composante atmosphérique du modèle de l'IPSL.

4 Impact de chacune des deux calottes de l'hémisphère Nord sur le climat du DMG

Cette dernière étude a pour objectif d'évaluer séparément l'impact sur le climat des calottes nord-américaine et eurasienne en période glaciaire afin d'identifier les mécanismes par lesquels les calottes peuvent s'influencer mutuellement. Nous avons réalisé pour cela des simulations à l'équilibre, en imposant différentes configurations de calottes. Notre but était d'évaluer l'impact d'une calotte seule sur le climat, et d'étudier comment les changements engendrés par la présence de cette calotte peuvent influencer le bilan de masse de l'autre calotte. Afin de se concentrer sur les relations atmosphère-cryosphère, j'ai pris le parti de n'utiliser que le modèle de circulation générale atmosphérique LMDZ5, et non le modèle couplé océan-atmosphère de l'IPSL. Cette approche permet de mener plu-

sieurs expériences de sensibilité, permettant ainsi de se concentrer sur l'explication de mécanismes. Ceci serait plus difficile avec le modèle couplé, principalement à cause d'un temps de calcul plus long. De plus, l'utilisation d'un modèle couplé implique la prise en compte de nombreuses rétroactions entre l'océan et l'atmosphère, qui rendent donc plus compliquée l'identification des processus physiques mis en jeu. Je décris dans une première partie l'approche que j'ai suivie pour cette étude, puis j'explique comment cette approche m'a permis d'identifier la cause du décalage du jet en Atlantique Nord (c.f. section 3.4). Je présente ensuite l'étude sur l'impact de la calotte nord-américaine sur le climat, et en particulier sur le climat nord-européen. Cette étude fait l'objet d'un article actuellement en cours de rédaction et qui sera très prochainement soumis à *Climate of the Past*. Enfin, j'aborde l'impact de la calotte eurasienne sur le climat, avant de dresser les conclusions de ce chapitre.

4.1 Approche générale

Le procédure suivie pour l'étude présentée dans ce chapitre consiste à forcer le modèle atmosphérique LMDZ avec différentes configurations de calottes afin de comprendre l'influence de chacune des calottes sur le climat. Ces différentes configurations sont : un dernier maximum glaciaire (gaz à effet de serre (GES), paramètres orbitaux et insolation) sans calottes eurasienne et nord-américaine, un DMG sans calotte nord-américaine, mais avec une calotte eurasienne, et un DMG sans calotte eurasienne mais avec une calotte nord-américaine. Pour chacune de ces configurations, j'ai effectué plusieurs études de sensibilité en testant différentes hauteurs de calottes afin d'isoler les effets dus à l'albédo des effets dus à la topographie de la calotte.

Dans la suite, nous décrions brièvement le modèle LMDZ5 utilisé, ainsi que le protocole expérimental utilisé.

4.1.1 Le modèle LMDZ

La version LMDZ5 utilisée dans ce travail est proche de LMDZ4 (Hourdin et al. 2006), qui est la composante atmosphérique du modèle couplé de l'IPSL-CM5A (Marti et al. 2010) utilisé pour les simulations CMIP5/PMIP3. LMDZ est la seconde

génération du modèle de climat développé au Laboratoire de Météorologie Dynamique (Sadourny et Laval 1984, Le Treut et al. 1994; 1998). Sa partie dynamique est basée sur une formulation en différences finies des équations primitives discrétisées sur une grille-C d'Arakawa [1] en longitude-latitude (Kasahara 1977). Cette discrétisation préserve la conservation de l'enstrophie (intégrale du carré de la vorticité) pour les écoulements barotropes (Sadourny 1975a;b) et du moment cinétique pour la composante axisymétrique. Le noyau dynamique est couplé à un ensemble de paramétrisations physiques, telles que le schéma de transfert radiatif, suivant Fouquart et Bonnel (1980) pour le rayonnement solaire et Morcrette et al. (1986) pour le rayonnement infra-rouge. La version utilisée dans ce manuscrit possède 19 niveaux verticaux, et tourne sur une grille de 96 x 95 (3.75°x1.9°). Une description complète du modèle peut être trouvée dans Hourdin et al. (2006).

1. Les grilles d'Arakawa sont des systèmes permettant de décrire différentes façon de représenter des quantités physiques sur des grilles rectangulaires. Avec la grille-C, sur chaque maille, les composantes zonale u et méridionnale v du vent sont calculées au milieu des faces gauche et droite de la maille pour u, et des faces haut et bas de la maille pour v. Les autres quantités physiques sont calculées aux quatre coins de la maille.

Table 4.1 – *Expériences menées avec LMDZ.*
Experimental design with LMDZ.

exp.	insolation SST et GHG	LIS		FIS	
		glace	hauteur	glace	hauteur
noIS	DMG	non	PI	non	PI
00dhL	DMG	oui	PI	non	PI
xxdhL	DMG	oui	xx% du DMG	non	PI
LIStot	DMG	oui	DMG	non	PI
FISalb	DMG	non	PI	oui	PI
FIStot	DMG	non	PI	oui	DMG

4.1.2 Protocole experimental

Dans toutes les expériences DMG, le forçage en gaz à effet de serre, le niveau marin, le masque terre-mer et l'insolation correspondent à des conditions du dernier maximum glaciaire telles qu'imposées dans les expériences DMG de PMIP3 (voir tableau 3.1 et figure 3.1 pour le masque terre-mer). Les températures de surface océanique et l'extension de la glace de mer proviennent des soixante années de simulation DMG du modèle couplé IPSL-CM5A décrite dans (Kageyama et al. 2013), permettant une variabilité interannuelle dans nos simulations. Les deux seules variables modifiées entre les différentes simulations sont le masque terre-glace et la hauteur des calottes de l'hémisphère nord. Un résumé des expériences menées est donné dans le tableau 4.1.

Nous nous intéressons d'abord à l'impact de la

calotte nord-américaine sur le climat, en testant différentes hauteurs de calotte. Nous examinons dans un premier temps comme la calotte nord-américaine modifie le jet en Atlantique Nord en hiver.

4.2 Impact de la calotte Nord-Américaine sur le climat : Décalage du jet Nord-Atlantique

Suite à l'étude que nous avons menée à l'aide des résultats des modèles de PMIP3, nous cherchons ici à comprendre les mécanismes par lesquels le courant-jet subtropical change de position entre le DMG et le PI. Nous avons d'abord cherché une relation entre le décalage du courant-jet et les différence de températures, à l'instar de Chavaillaz et al. (2013). Les résultats non concluants de cette étude nous ont amené à chercher une autre origine que les différences de température. Nous regardons donc ici l'impact de la hauteur de la topographie de la calotte nord-américaine sur le jet.

La figure 4.1 représente la topographie utilisée pour cinq des douze simulations effectuées. Nous regardons simultanément le vent à 500 hPa ainsi que sa composante zonale, la température à deux mètres et la position du jet (figure 4.2). La figure 4.2 montre que le courant-jet se décale légèrement vers le pôle

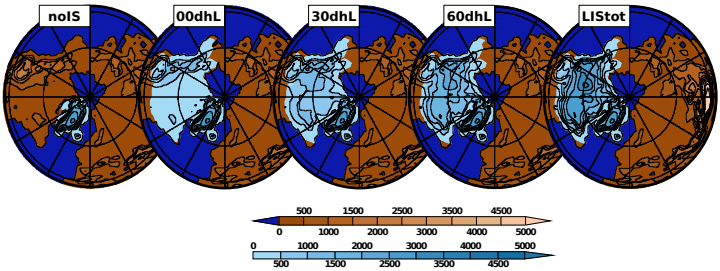


FIGURE 4.1 – *Hauteur des calottes (bleu clair) et des continents (marron) pris comme conditions aux limites pour cinq des douze expériences menées. La limite bleu-foncé / marron représente le masque terre-mer utilisé.*
Ice-sheets height (light blue scale) and land height (brown scale) taken as boundary conditions for five experiments of twelve carried out in this study. Dark blue-brown limit represents the sea-land mask, and brown-light blue limit represents the land-ice mask.

si on n'impose que des changements d'albédo sur l'amérique du nord (00dhL). Ce décalage vers le pôle particulièrement évident sur la moitié ouest de l'Atlantique, et est nul sur la moitié est. Or, la présence de la calotte nord-américaine plate induit un refroidissement des basses couches de l'atmosphère principalement à l'ouest. À l'est, on observe au contraire une légère augmentation de la température. Le décalage du jet vers le sud serait en accord avec l'étude de Rivière (2011) selon qui un réchauffement du pôle tend à décaler le jet vers l'équateur.

Plus la Laurentide est haute, plus le jet Nord-Atlantique se décale vers l'équateur, ce qui suggère que le décalage vers l'équateur observé au DMG dans la plupart des modèles PMIP3 (chapitre 3) est

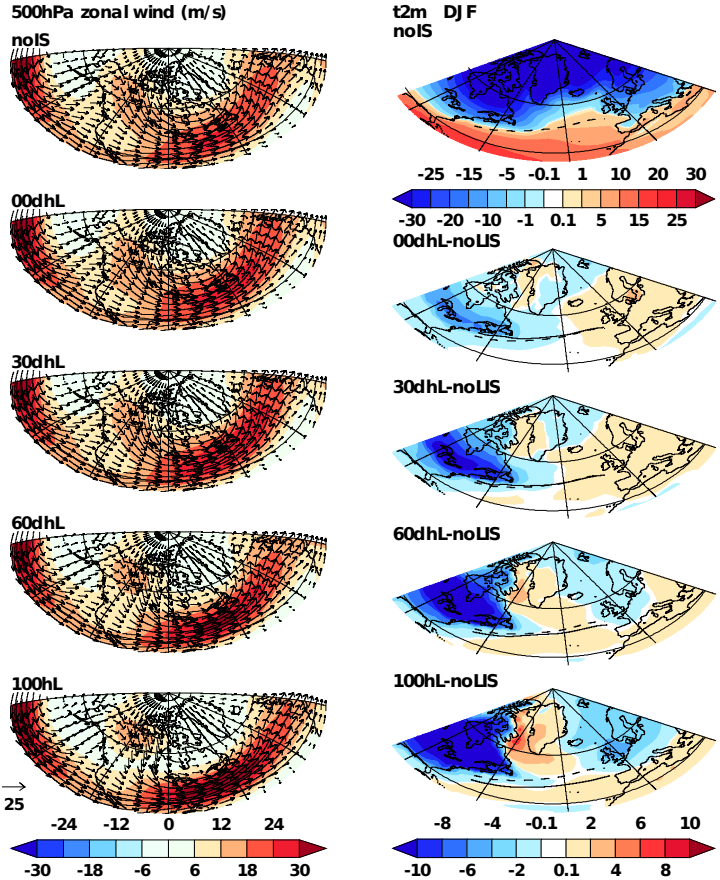


FIGURE 4.2 – *Gauche : vent à 500 hPa en hiver (flèches), et sa composante zonale (couleurs) en* $\mathrm{m{\cdot}s^{-1}}$. *Droite : température à deux mètres (°C) en hiver dans le cas "sans calotte" (noIS), et impact de la Laurentide sur la température en fonction de sa hauteur (xxdhL-noIS). Contours : position du jet à 850 hPa dans le cas "sans calotte" (tirets) et dans chacune des simulations (trait plein).*

Left panel : 500 hPa winter wind (arrows) and zonal wind (shaded) in $\mathrm{m{\cdot}s^{-1}}$. ***Right pannel : Winter 2-meter air temperature (°C) without the LIS or the FIS (noIS) and LIS impact on 2-meter temperature depending on its height (xxdhL-noIS) (shaded). Positions of the 850 hPa jet stream without ice sheets (dashed line) and for each simulation (solid line).***

dû à la présence de la calotte nord-américaine. La direction des vents nous montre que la hauteur de la calotte nord-américaine induit l'étalement d'une dépression sur le Labrador, "poussant" le vent d'ouest vers le sud. Les champs de température montrent un réchauffement des basses couches de l'atmosphère dans la mer du Labrador quand la Laurentide est plus haute. Ce réchauffement est du à l'augmentation du transport de chaleur méridient (non représenté ici) dû à l'intensification de la dépression sur le Labrador. D'après Rivière (2011), ce réchauffement pourrait également contribuer au décalage vers l'équateur du jet. Il reste cependant difficile d'identifier lequel de ces processus (réchauffement de l'atmosphère ou déviation du vent par l'onde stationnaire) est responsable du décalage du courant-jet vers l'équateur. Néanmoins, le réchauffement de la mer du Labrador étant lui-même une conséquence de la topographie de la calotte nord-américaine, on peut conclure que l'origine du décalage du jet vers l'équateur est liée à la topographie de la calotte Laurentide, alors que l'albédo de la calotte nord-américaine tend à décaler le jet vers le pôle sur la moitié ouest de l'Atlantique.

4.3 How might the Laurentide ice sheet influence the Northwestern Eurasian climate ?

Ce décalage du courant-jet va induire des modification sur le climat nord-européen. L'étude de l'impact de la calotte nord-américaine sur le climat nord-européen en utilisant les simulations noIS, 00dhL, xxdhL et 100dhL a fait l'objet d'un article en cours de rédaction présenté dans la partie suivante. En plus de l'étude des champs de LMDZ forcés par une calotte américaine, cette étude utilise les sorties de LMDZ résultant de ces différentes simulations pour forcer le modèle de glace GRISLI, déjà décrit dans la section 2.1.2. GRISLI calcule ainsi le bilan de masse en surface sur les zones qui nous intéressent, soit sur la Scandinavie-Barents-Kara avec la configuration DMG sans calotte eurasienne.

Un résumé en français des principales conclusions de cet article se trouve section 4.3.1.

HOW MIGHT THE NORTH AMERICAN ICE SHEET INFLUENCE THE NORTHWESTERN EURASIAN CLIMATE ?

P. BEGHIN[1], S. CHARBIT[1], C. DUMAS[1]
M. KAGEYAMA[1], C. RITZ[2]

Submitted to Climate of the Past in January 2015

ABSTRACT

During the last glacial period (~ 21 000 years ago), two continental-scale ice sheets covered Canada and northern Europe. It is now widely acknowledged that these past ice sheets exerted a strong influence on climate by causing changes in atmospheric and oceanic circulations. In turn, these changes may have impacted the development of the ice sheets themselves through a combination of different feedback mechanisms. The present study is designed to investigate the potential impact of the North American ice sheet on the surface mass balance (SMB) of the Eurasian ice sheet through simulated changes in the past glacial atmospheric circulation. Using

the LMDz5 atmospheric circulation model, we carried out twelve experiments run under constant Last Glacial Maximum (LGM) conditions for insolation, greenhouse gases and ocean. In all the experiments, the Eurasian ice sheet is removed. The twelve experiments differ in the North American ice-sheet topography, ranging from a white and flat (present-day topography) ice sheet to a full-size LGM ice sheet. This experimental design allows to disentangle the albedo and the topographic impacts of the North American ice sheet onto the climate. The results are compared to our baseline experiment where both the North American and the Eurasian ice sheets have been removed. In summer, we show that the only albedo effect of the American ice sheet modifies the pattern of planetary waves with respect to the no-ice sheet case, causing a cooling of the Eurasian region. By contrast, the atmospheric circulation changes induced by the topography of the North American ice sheet imply summer warming in Northwestern Eurasia. In winter, the Scandinavian and the Barents-Kara regions respond differently to the albedo effect: in response to atmospheric circulation changes, Scandinavia is warmed up and precipitation is more abundant whereas Barents-Kara area is cooled down, decreasing convection process and thus leading to less precipitation. The height increase of American ice sheet leads to less precipitation and snowfalls and colder temperatures over both Scandinavian and Barents-Kara sectors. The simulated temperature and precipitation fields have then been used to force an ice-sheet model and to compute the resulting surface mass balance over the Fennoscandian region as a function of the American ice-sheet configuration. It clearly appears that the SMB is dominated by the ablation signal. In response to the summer cooling induced by the American ice-sheet albedo, a highly positive SMB is simulated over the Eurasian ice sheet, leading thus to the growth of the ice sheet. On the contrary, the topography of

the American ice sheet leads to more ablation, hence limiting its growth.

1 INTRODUCTION

The last million years is characterized by alternating glacial and interglacial phases. During glacial periods, large ice sheets covering present-day Canada and northwestern Eurasia (Peltier, 2004; Lambeck et al., 2006; Tarasov et al., 2012; Clark et al., 1993; Dyke and Prest, 1987; Svendsen et al., 2004) exerted a strong influence on climate. Several studies highlighted the importance the climatic changes induced by continental-scale ice sheets (Clark, 1999). It has been recognized that the ice-sheet topography is likely to be the main factor altering the atmospheric circulation in the Northern hemisphere (Broccoli and Manabe, 1987; Pausata et al., 2011). As an example, the pioneering study carried out by Manabe and Broccoli (1985) with an atmospheric general circulation model (AGCM) shows that the North American ice sheet caused a split of the westerlies. The authors also highlight a larger amplitude of the planetary waves due to the presence of ice sheets. Recently, Ullman et al. (2014) tested the influence of different North American ice-sheet reconstructions on the climate. They showed that a higher American ice sheet leads to a more zonal Atlantic jet, and therefore confirmed the key role of ice-sheet topography on atmospheric circulation. Using model outputs from the Past Model Intercomparison Project 2 (PMIP2) Braconnot et al. (2007), Laîné et al. (2008) and Rivière et al. (2010) highlight a strengthening and an equatorward displacement of the sub-tropical jet-stream during the Last Glacial Maxium (LGM) w.r.t. pre-industrial (PI) period. Changes

[1] *Laboratoire des Sciences du Climat et de l'Environnement, CEA-CNRS, Gif-sur-Yvette, France*
[2] *Laboratoire de Glaciologie et de Géophysique de l'Environnement, CNRS, Saint Martin d'Hérès, France*

in the position and the strength of the North Atlantic jet stream induce changes in the storm tracks, and therefore in precipitation (Kageyama and Valdes, 2000; Hall et al., 1996; Laîné et al., 2008; Rivière et al., 2010). These changes have also an influence on the energy transport and therefore modify the temperature.

The climatic changes induced by large-scale ice sheets exert an influence on both temperature and precipitation that drive the ice-sheet surface mass balance, defined as the sum of snow accumulation and ablation. Using a simple ice-sheet model based on an idealized geometry coupled to a stationary-wave model, Roe and Lindzen (2001b,a) highlight the importance of accounting for the feedbacks between ice sheets and temperatures induced by changes in stationary waves to properly simulate the evolution of an ice sheet. They show that the self-induced temperature anomaly due to an ice sheet leads to a warming over the ice-sheet western part. This may explain the absence of ice over Alaska at the LGM. They also suggest that the stationary waves excited by the North American ice sheet ice sheet may have contributed to a warming over Europe, influencing the development of the Eurasian ice sheet. In the same way, with a three-dimensional stationary wave model, Liakka et al. (2011) showed that the southern margin of ice sheets strongly depends on the temperature anomalies due to stationary waves, which are modified by the ice-sheet itself. More recently, with the use of the CAM3 atmospheric model run under four different climatic contexts (last interglacial, MIS5b, MIS4, and LGM periods), Löfverström et al. (2014) show how the atmospheric circulation changes induced by the ice sheets could have influenced the growth of the ice sheets themselves. Like Roe and Lindzen (2001a), they show that the summer atmospheric circulation change due to the presence of ice sheets may cause a sufficient warming over Siberia and Alaska to inhibit ice growth. They also perform two experiments under MIS4 conditions to test the influence of one ice

sheet on the other one. They conclude that the summer temperature anomaly due to the presence of the MIS4 American ice sheet is too weak to explain the small size of the European ice sheet at that period, but may have contributed to the westward shift of the ice-sheet mass center. Although several studies have been devoted to the influence of one ice sheet on the other one (Roe and Lindzen, 2001a; Beghin et al., 2014; Löfverström et al., 2014), no study has specifically investigated the mechanisms through which the American ice sheet may have influenced the European climate, and therefore the European ice-sheet surface mass balance.

The aim of this paper is to investigate the American ice sheet albedo and topography effects on the Scandinavian and Barents-Kara climates. To achieve this goal, we use the LMDz5 atmospheric general circulation model run with different thicknesses of the North American ice sheet taken as boundary conditions, with no ice at all over Eurasia. We investigate the mechanisms by which the American ice sheet may change the surface mass balance of the Eurasian ice sheet. Finally, we use climatic fields simulated by the LMDz5 model as inputs to a three-dimensional ice-sheet model to compute the surface mass balance of the European ice sheet. The description of the climate and ice-sheet models are made in section 2 as well as the experimental design. The model results are presented in both section 3 and 4. Section 5 summarizes the main findings of our study.

2 MODEL AND EXPERIMENT

2.1 The atmospheric model

The atmospheric LMDz5 model used in this study is a climate model developed at Laboratoire de Météorologie Dynamique (Sadourny and Laval, 1984; Le Treut et al., 1994, 1998). LMDz is the atmospheric part of the IPSL-CM5A coupled ocean-atmosphere model. The dynamical equations are discretized on a longitude-latitude-staggered Arakawa C-grid (Kasahara, 1977). The model ensures the conservation of both enstrophy (square of wind rotational) for baroclinic flows (Sadourny, 1975a,b) and the axi-symmetric component of the angular momentum. The model version used in this study has 39 vertical levels and runs on a 96x95 model grid resolution (3.75°x1.9°). A complete description of the model can be found in Hourdin et al. (2006).

2.2 The ice-sheet model

The ice-sheet model GRISLI is a three-dimensional thermo-mechanical model which simulates the evolution of ice-sheet geometry (extension and thickness) and the coupled temperature-velocity fields in response to climate forcing. A comprehensive description of the model can be found in Ritz et al. (2001) and Peyaud et al. (2007). Here, we only summarize the main characteristics of this model. The equations are solved on a cartesian grid (40 km x 40 km). Over the grounded part of the ice sheet, the ice flow resulting from internal deformation is governed by the shallow-ice approximation (Morland et al., 1984; Hutter, 1983). The model also deals with ice flow through ice shelves using the shallow-shelf approximation (MacAyeal, 1989). It also predicts the large-scale characteristics of

the ice streams using criteria based on the effective pressure and hydraulic load. At each time step, the velocity and vertical profiles of temperature in the ice are computed as well as the new geometry of the ice sheet. The isostatic adjustment of bedrock in response to ice load is governed by the flow of the asthenosphere, with a characteristic time constant of 3000 years, and by the rigidity of the lithosphere. The temperature field is computed both in the ice and in the bedrock by solving a time-dependent heat equation. The surface mass balance is defined as the sum between accumulation and ablation computed by the empirical positive degree day (PDD) method (Reeh, 1991; Fausto et al., 2009). This method assumes that melt rates of snow and ice are linearly related to the number of PDD through degree-day factors for snow and ice materials(Braithwaite, 1984, 1995).

2.3 Experimental set-up

In order to investigate the albedo and topography effects induced by the North American ice sheet on the Eurasian climate at the LGM, we carried out 12 simulations under LGM conditions (GHG, insolation, sea-surface temperatures and sea-ice). In this series of simulation, the altitude of the North American ice sheet surface ranges from that of the present-day surface to 100% of that used in the PMIP3 LGM experiments. The PMIP3 LGM ice sheets result from a combination of three reconstructions, namely ICE-6G v2.0 (Peltier, 2009), GLAC-1 (Tarasov et al., 2012) and ANU (Lambeck, 2001). The way this new reconstruction has been obtained is explained in detail on the PMIP3 website (http://pmip3.lsce.ipsl.fr). In our baseline experiment (noIS), the land-ice mask is modified (w.r.t. PMIP3) to remove both the European ice sheet and the American ice sheet (figure 1). In the other simulations, we only removed

the European ice-sheet mask. These simulations are referred to as xxdhL, where dhL represents the surface height difference between the PMIP3 LGM ice sheet and the present-day surface, and xx represents the percentage of dh taken into account. Note that to simplify the writing, the all American and all Eurasian ice sheets are respectively referred to as the 'Laurentide ice sheet' (LIS) and the 'Fennoscandian ice sheet' (FIS) in all figures and in the following text.

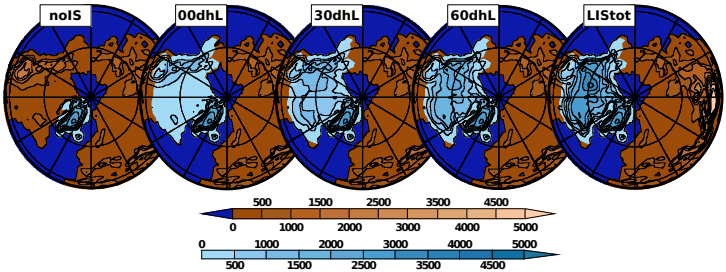


Figure 1: Ice-sheets height (light blue scale) and land height (brown scale) taken as boundary conditions for the five selected experiments out of twelves. Dark blue-brown limit represents the sea-land mask, and brown-light blue limit represents the land-ice mask.

The topography of the 00dhL experiment is therefore the same as today, but the land-ice mask is set to the LGM one (figure 2). Greenland and Antarctica ice sheets are the same as in the PMIP3 experimental set-up. Both insolation and GHG boundary conditions are similar to those defined in the PMIP3 protocol: The orbital forcing is taken at 21 kyr BP from Berger et al. (1998), while atmospheric greenhouse gas concentrations are those recorded in Antarctic ice cores (CO_2 = 185 ppm, (Lüthi et al., 2008); CH_4 = 350 ppb, (Loulergue et al., 2008); N_2O =200 ppb, (Spahni, 2005)). The LGM land-sea mask is also taken into account, with closed Bering Strait, and land in Hudson Bay and Barents Sea (figure 1). The sea-surface temperatures (SST) and the sea-ice come from the IPSL

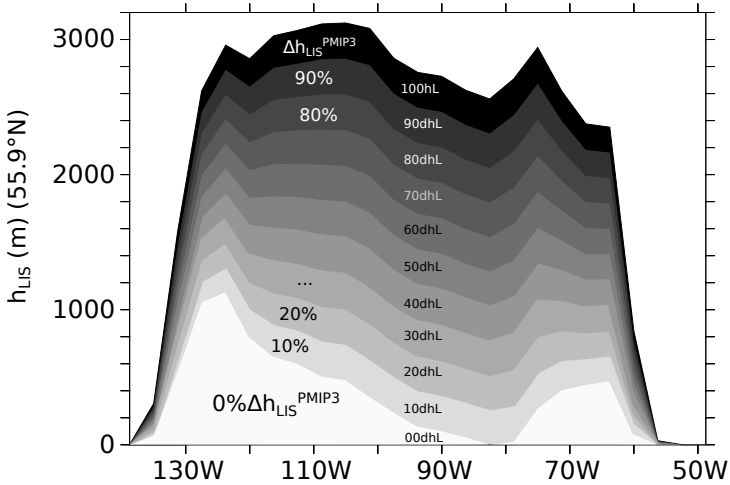


Figure 2: Laurentide ice sheet height depending on the simulation (with name of the corresponding experiment). The height of the LIS depends on the relative difference between PMIP3 Laurentide ice-sheet height and present-day topography (Δh^{LIS}_{PMIP3}).

PMIP3 LGM run outputs (Kageyama et al., 2013), and have therefore an interannual variability. The simulations are run for 60 years, and we study the last 40 years to be at equilibrium.

3 AGCM RESULTS

In this section, we focus on how the LIS influences the climatic fields having an impact on the surface mass balance of an ice sheet. If we use the PDD method to compute ablation, the key climatic variables are therefore the monthly temperatures and the monthly total (solid and liquid) precipitation.

3.1 Impact of the LIS on temperature

We first consider the LIS albedo effect using the comparison between the 00dhL and the noIS experiment. The LIS albedo effect on the Scandinavian-Barents-Kara (SBK) summer 2-meters air temperature leads to a cooling over the whole Eurasian continent (figure 3, 00dhL experiment, left column) with a maximum centered over the Barents-Kara seas (more than -10°C). This maximum corresponds to the zone where the albedo is the largest (orange contours). This is due to the LGM land-sea mask used in this study: The Barents-Kara seas are represented as land in our simulations, allowing snow accumulation and therefore higher albedo in this area. There is therefore a positive feedback on temperature. Figure 3 also displays the 2m mean summer temperature over the SBK region for different altitudes of the LIS. Note that we only give results of selected experiments to simplify the presentation of our results. Figure 3 clearly shows that the SBK cooling gets smaller when the LIS gets higher. When the LIS reaches its full LGMsize (100hL-noIS), the cooling over Barents-Kara seas reaches 4-6°C. The topography of the LIS has therefore a warming effect on the SBK region.

In winter, (figure 3 right panels), the LIS albedo induces warmer temperatures (+3°C) over Scandinavia and the British Isles, and cooler temperatures over Barents-Kara (-3°C). In the 60dhL experiment, the cooling spreads across the entire Scandinavia-Barents-Kara area, and the cooling is stronger when the LIS is higher. The LIS topography therefore leads to colder winter temperatures over the Scandinavia-Barents-Kara area.

To understand the origin of these contrasted responses, we investigate through which processes the changes in the altitude of the Laurentide ice sheet modify the atmospheric circulation.

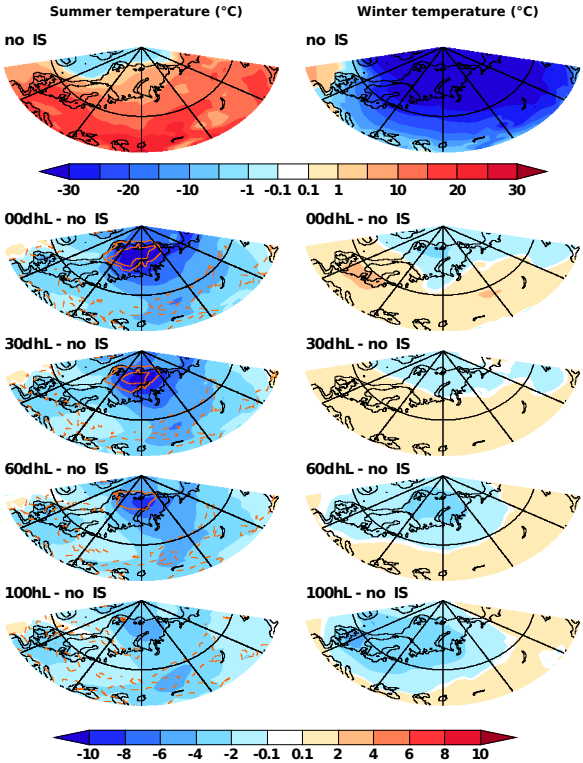


Figure 3: 2-meter summer (left) and winter (right) temperature without the LIS (noIS) and anomaly of the 2-meter temperature between the xxdhL experiment and the noIS experiment: we can therefore quantify the impact of the LIS presence, depending on its topography. Orange contours (left column) are the visible surface albedo difference between xxdhL and noIS (contour every 0.2, dashed line is the zero, dotted lines are for negative values).

3.2 Atmospheric circulation

The comparison of the 500 hPa summer geopotential height zonal anomaly between noLIS and 00dhL shows that the sole albedo effect of the LIS is sufficient to drastically change the atmospheric circulation (figure 4, 00dhL, left column). The ridge over the Rockies, clearly visible in noLIS, has disappeared in 00dhL, and the trough over the Labrador sector is more expanded. Ridges over the North Atlantic, the Greenland ice sheet and northern Europe are more developed in 00dhL (w.r.t. noIS). By contrast the troughs over Iceland, the Norvegian and Barents seas in noIS are weaker or even vanished in 00dhL. In noIS, the trough over Svalbard implies southerlies over the Barents sea (figure 4, right column), and therefore warm temperatures in this area (figure 3). The weakening of this trough in 00dhL as well as the stronger ridge over Greenland induces northerlies over Svalbard and the Barents sea (figure 4), and therefore colder temperatures (figure 3).

The Labrador trough and the North Atlantic ridge become stronger when the LIS gets higher, until it reaches 60% of its full size. Beyond 60dhL, the Labrador trough and the Atlantic ridge keep more or less the same amplitude. When the LIS gets higher, the Greenland ridge gets weaker, the European ridge remains more or less the same (figure 4), and there is a return of the Iceland-Svalbard-Barents trough. This new trough, centered between Greenland and Svalbard, along with the weakening of the Greenland ridge, brings southerlies again over the northern Barents sea. The Barents winds shift from northerlies to southerlies when the LIS is 60% of its full size. The southerlies bring warmer temperatures, explaining the decrease of the SBK cooling with the increase of the LIS height (figures 3 and 4).

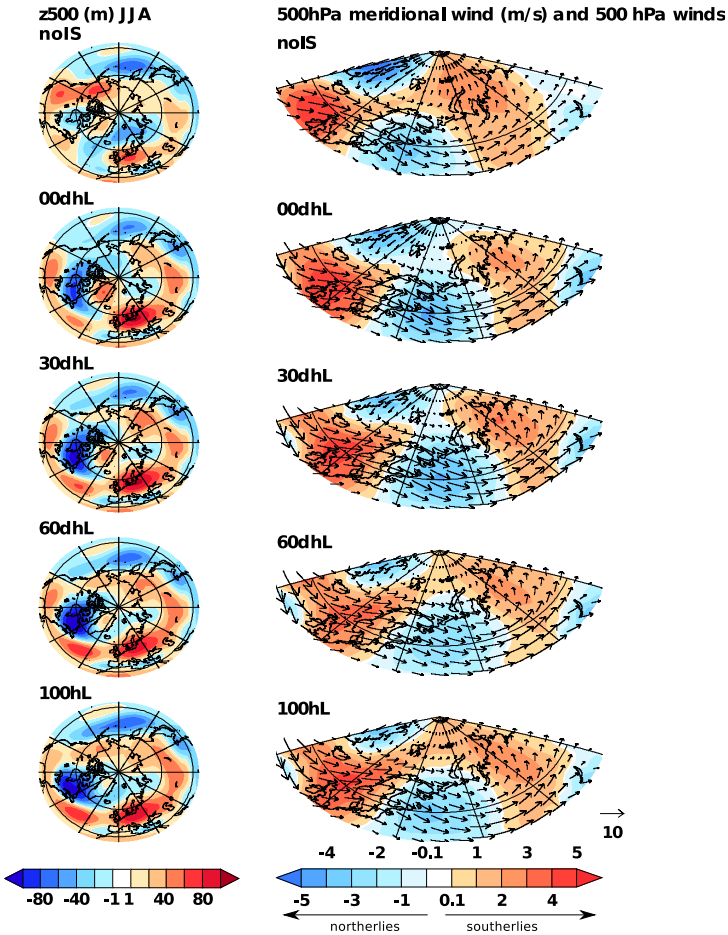


Figure 4: 500 hPa summer geopotential zonal anomaly (left panels) and 500 hPa wind (arrows) and meridional wind (shaded) (right panels)

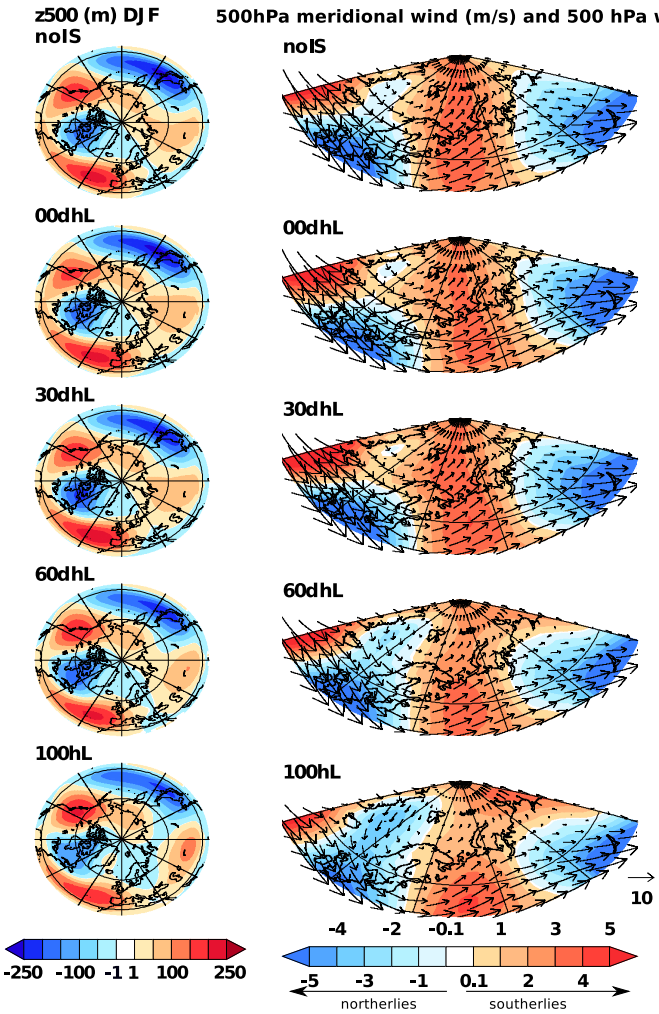


Figure 5: 500 hPa winter geopotential zonal anomaly (left panels) and 500 hPa wind (arrows) and meridional wind (shaded) (right panels)

In winter (figure 5), the sole albedo effect of the LIS does not drastically change the geopotential anomaly. However, the meridional wind field shows a slight decrease of the southerlies over the Barents sea, explaining the cooling over this region. One can also observe a slight decrease of the northerlies over the British Isles, Europe and southern Scandinavia, consistent with the slight warming simulated over this region.
A higher LIS implies the emergence of a trough over the Scandinavian-Barents sector. This trough comes with northerlies over the Norvegian sea and weaker southerlies over the Barents sea (figure 5, right column), consistently with colder temperatures over this area, as seen in figure 3.

This analysis explains why opposite temperature reponses are obtained in both summer and winter seasons. Since ablation is rather sensitive to the summer season, more ice is expected over the Fennoscandian area when the sole albedo effect of the LIS is operating (i.e. 00dhL experiment). The development of an ice sheet in this area also crudely depends on snow accumulation. Therefore, we examine hereafter the LIS impact on the SBK precipitation and snowfall.

3.3 Impact of the LIS on northwestern Eurasian precipitation and snowfall

In this section, we investigate the impact of the LIS on the northwestern Eurasian annual precipitation and snowfall. Figure 6 shows that the sole albedo effect (00dhL-noIS panel) induces more precipitation over the northern British Isles and Scandinavia, but less precipitation over the Barents-Kara area. However, over the whole SBK region, the snowfall anomaly is positive due to a negative tem-

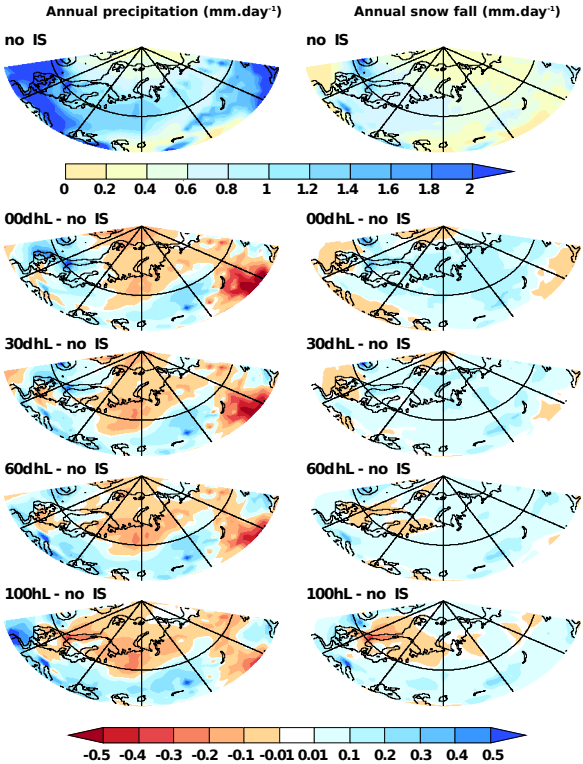


Figure 6: Same as figure 3 for annual precipitation (left column) and annual snowfall (right column)

perature anomaly (see figure 3) allowing to increase the fraction of solid precipitation and to maintain the snow cover.

When the LIS becomes higher, the positive anomaly of precipitation over Scandinavia simulated in the 00dhL experiment shifts southward, even reaching the French and the Iberian Peninsula Atlantic coasts as the LIS reaches its LGM altitude (100dhL-noIS). Concomitantly, the negative anomaly of precipitation over the Barents-Kara region in 00dhL expands westward leading to a dryer climate and to a decrease of snowfall. These results suggest that the Barents-Kara and the Scandinavian region are sensitive to different characteristics of the LIS: Whereas the precipitation over Scandinavia appears to be sensitive to the LIS height, the precipitation anomaly over the Barents-Kara regions seems to mainly result from the albedo effect of the LIS and is rather insensitive to height.

To disentangle the mechanisms responsible for precipitation changes in these regions we split up the precipitation into its large-scale and convective components (figure 7). In the large-scale component (figure 7, left panels), the positive anomaly of precipitation simulated over the British Isles and over Scandinavia in 00dhL, and the southward shift of this pattern simulated when the LIS gets higher are also found. In the same way, drier Scandinavian conditions with the full-LGM LIS (100dhL-noIS) are still present. This strongly suggests that the Scandinavian precipitation, as expected, is driven by large-scale processes.

The negative anomaly of precipitation appearing in the Arctic Ocean north of the Barents-Kara area is also found in the large-scale component, but the large negative precipitation anomaly south of the Novaya Zemlya clearly comes from convective processes. The decrease of the convective precipitation negative anomaly when the LIS is higher can be easily explained by the decrease of the negative anomaly of summer temperatures mentioned above (see

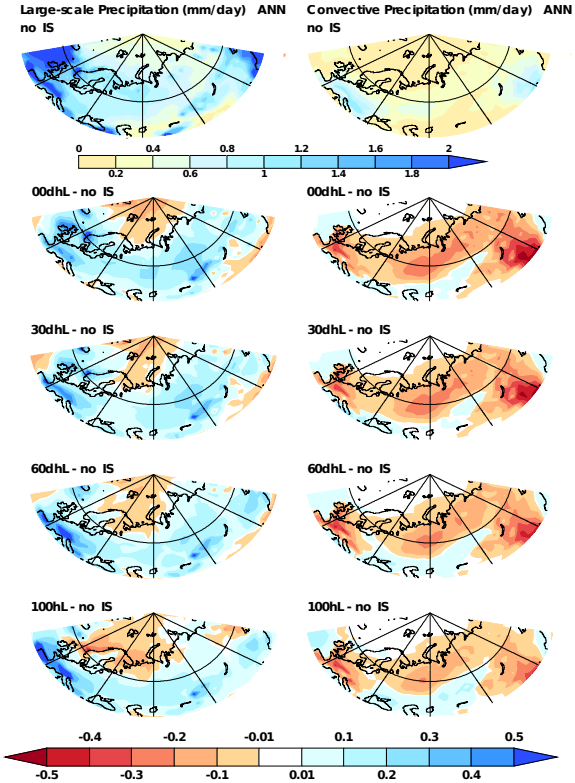


Figure 7: Large-scale (left pannels) and convective (right pannels) annual precipitation without LIS (noLIS experiment), and difference between the xxdhL and noLIS experiment of large-scale and convective precipitation.

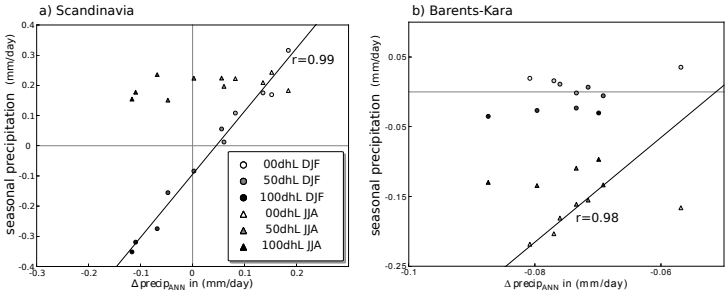


Figure 8: (a) Scandinavian and (b) Barents-Kara precipitation anomaly during winter (circles) and summer (triangles) versus annual precipitation anomaly.

section 3.1).

To further investigate the mechanisms governing precipitation over the Scandinavian and Barents-Kara regions, we first examine the seasonality of precipitation. To achieve this goal, we compute the average precipitation above Scandinavia (55-70°N: 0-20°E) (figure 8a) and the Barents-Kara region (65°-90°N:20°-100°E) (figure 8b), and we compare summer and winter precipitation anomalies with the annual precipitation anomaly. This shows that winter precipitation changes are clearly correlated with annual precipitation (r=0.99) over Scandinavia. This means that the annual signature observed over Scandinavia (figures 6 and 7) is mainly due to winter precipitation. By contrast, the Barents-Kara sector is linked to the summer precipitation, at least for LIS sizes up to 60% of the full LGM size (figure 8b).

3.4 Precipitation changes over Scandinavia: implication of the jet stream shift

We therefore look for a winter mechanism explaining Scandinavian precipitation. Using PMIP3 model outputs for the LGM, Beghin et al. (tted) found a correlation between the southward shift of the North Atlantic jet stream between PI and LGM runs and the winter precipitation over the Iberian Peninsula. Following the same approach, we examine whether a mechanism similar to the one found in Beghin et al. (tted) may explain the precipitation changes over Scandinavia in case of changes in LIS characteristics.

Similarly to Chavaillaz et al. (2013), we use the 850 hPa zonal wind to define the jet stream. The position of the jet displayed in figure 9 corresponds to the position of the 850 hPa meridional wind maximum. The LIS albedo effect induces a slight northward shift of the North Atlantic jet stream (00dhL-noIS pannel). As the LIS becomes higher, the jet goes progressively southward and shifts southward of its noIS position between 30dhL and 50dhL. In these experiments, the Scandinavian winter precipitation anomaly becomes negative. This suggests a relationship between the shift of the North Atlantic jet stream and the precipitation over the Scandinavian region.

To confirm this assumption, we plot the shift of the jet ($\Delta\phi$) as a function of the precipitation difference between the noIS and the xxdhL experiments over Scandinavia (figure 10). $\Delta\phi$ is defined as the difference of latitudes between noIS and xxdhL experiments where the 850 hPa zonal wind is maximum. The latitude of this maximum has been found by computing the zonal mean of the zonal wind over the Atlantic basin (50W-10W) and then by extrapolating the maximum by regression. This method allows to find the exact latitude of the jet maximum (Chavaillaz et al., 2013; Beghin et al., tted). We find a good correlation between the shift of the

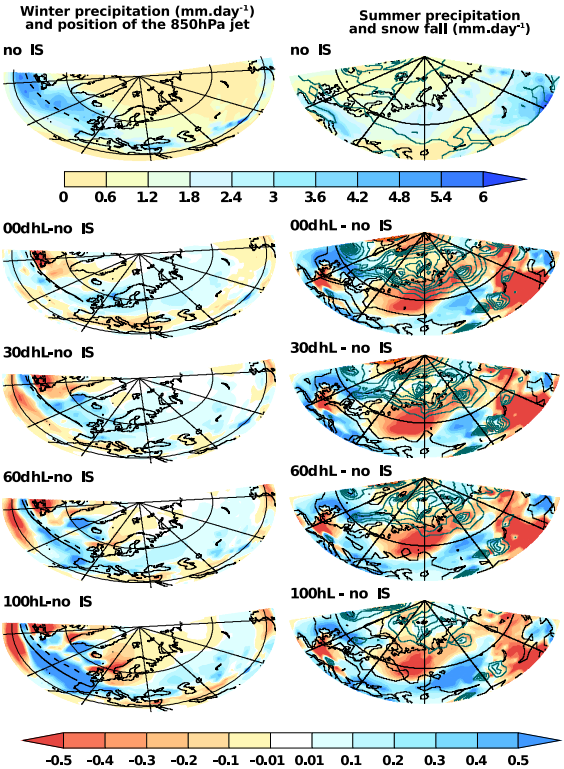


Figure 9: left column : same as figure 3 for winter precipitation (shaded) and position of the Atlantic jet stream without LIS (dashed) and for the corresponding experiment (continuous line). Right column: summer precipitation (shaded) and snowfall (contour every 0.1 mm/day, blue contour for positive values, orange for negative values).

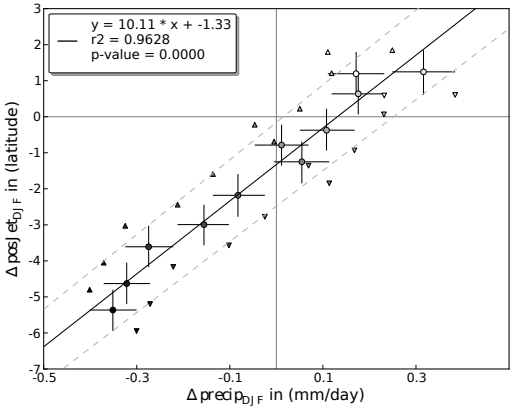


Figure 10: 850 hPa winter jet-stream shift (latitude) versus winter precipitation anomaly over Scandinavian region. Sample of values are obtained by bootstrapping. Triangle up and down represent repectively the 5th precipitation percentile versus the 95th jet position percentile, and the 95th precipitation percentile versus the 5th jet position percentile. Circles are the average and crosses delimited the 5th and 95th percentiles.

North Atlantic jet and the Scandinavian precipitation anomaly during the winter season (figure 10). The quantification of the range of the precipitation anomalies and of the jet shift is obtained by bootstrapping: A sample of thousand values is obtained by calculating the average of 1000 randomly picked samples of 40 year-duration in the noIS and the xxdhL original samples. Linear regressions of the 5th and 95th percentiles of the bootstrapping sample confirm the close link between the shift of the North Atlantic jet stream and the winter precipitation changes over Scandinavia due to the effect of LIS.

The 500 hPa geopotential zonal anomaly (figure 5) shows a slight southward expansion of the Labrador trough as the LIS gets higher. Figure 11 shows that the expansion of the Labrador trough as the LIS gets higher pushes the westerlies southward. Moreover, the strengthening of the European trough pushes the westerlies southward over the eastern Atlantic (figure 5). These two effects explain the southward shift of the North Atlantic jet stream when altitude of the LIS increases.

3.5 Precipitation changes over Barents-Kara area

The comparison of the annual (figure 6), summer and winter (figure 9) precipitation anomalies over Barents-Kara, and more specifically, the comparison of seasonal precipitation (figure 8b) suggests that the summer response dominates the annual signal when the LIS remains at a relatively low level (60% of PMIP3 LIS height). The total amount of summer precipitation is lower when the only LIS albedo effect is accounted for (i.e. 00dhL w.r.t. noIS experiment), but the snowfall anomaly is positive (more than +0.5 mm/day). When the LIS becomes higher, the summer precipitation anomaly

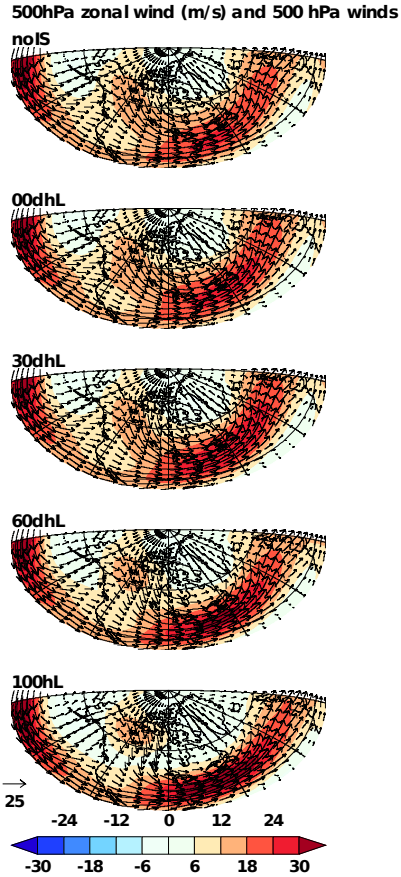


Figure 11: 500 hPa winter wind (arrows) and zonal wind (shaded) in m·s^{-1}

is less negative, probably due to more convective precipitation resulting from warmer temperatures (figure 3, section 3.1).

To summarize, the LIS albedo effect induces colder summer temperatures over the northwestern Eurasia (SBK area) w.r.t. the noIS experiment, and more precipitation over Scandinavia and the British Isles due to a northward shift of the winter jet. It also induces less precipitation over the Barents-Kara area due to colder temperatures, and therefore less convective precipitation. The snowfall amount over the Barents-Kara region is however larger with a flat and white LIS, due to colder temperatures. Over Scandinavia, the winter temperatures are warmer, due to weaker northerlies and to the poleward shift of the Atlantic jet stream.
The higher the LIS, the weaker the negative anomaly of summer temperature over Barents-Kara, due to changes in the atmospheric circulation. The higher the LIS, the smaller the amounts of annual precipitation and snowfall over the Scandinavian and the Barents-Kara areas, in response to the equatorward shift of the jet.

4 CONSEQUENCES ON THE EUROPEAN ICE SHEET SURFACE MASS BALANCE

To go a step further, we investigate the impact of the LIS on the surface mass balance of both Scandinavian and Barents-KAra areas. To do this, we use the LMDz5 monthly temperatures and precipitation fields of each experiment to force the ice-sheet model GRISLI. LMDz5 climatic fields are downscaled over the GRISLI grid using a bilinear interpolation. Due to the difference of resolution between the atmospheric and the ice-sheet models, temperature is vertically corrected using a linear vertical gradient of 6°K/km. Precipitation

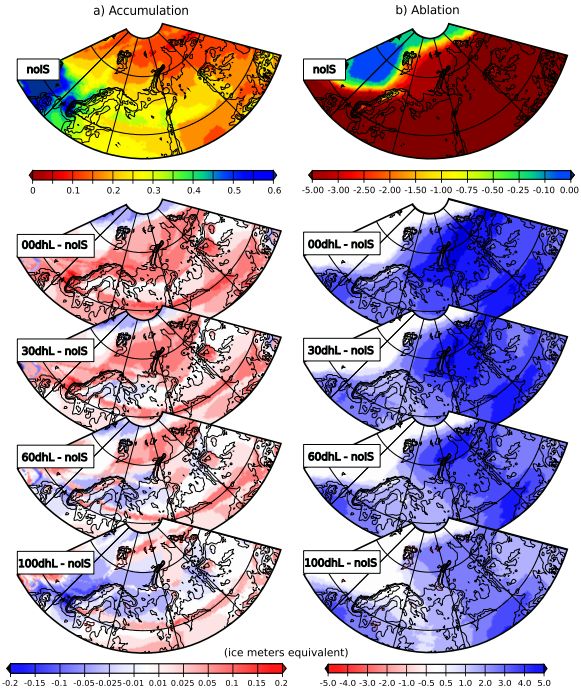


Figure 12: (a) accumulation computed by the ice-sheet model with the noIS experiment outputs, and anomaly of the accumulation between the xxdhL experiment and the noIS experiment. (b) same for the ablation.

is also vertically corrected using an exponential function of the temperature (Charbit et al., 2002, 2007). Snowfall is recalculated using the downscaled precipitation and temperature because the more detailed topography seen by GRISLI allows snowfall when LMDz5 provides only liquid precipitation.

Figure 12 displays the snow accumulation and the ablation fields computed by GRISLI for the five selected experiments. As expected from the LMDz5 results of annual precipitation and snowfall, snow

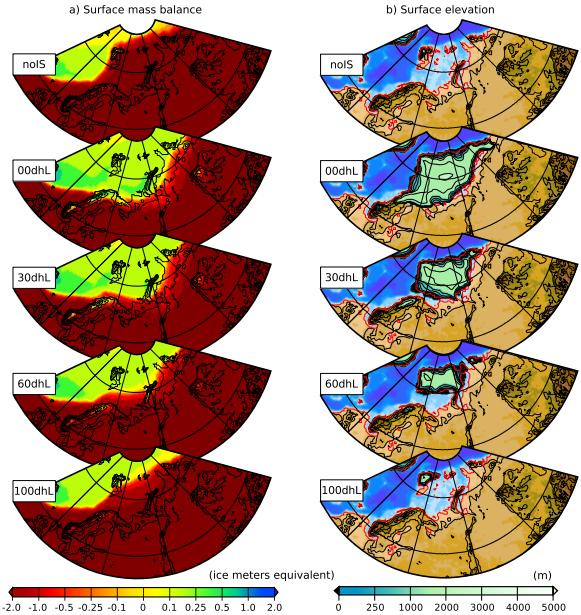


Figure 13: (a) surface mass balance at the beginning of the simulation and (b) surface elevation at the end of the simulation computed by the ice-sheet model for the selected experiments.

accumulation over Scandinavia is larger when the LIS is flat and decreases as the LIS is higher. A similar observation can be made over the Barents-Kara region. Consistently with the simulated summer temperatures, when the LIS is flat, the ablation is weaker over the entire SBK region, and increases as the LIS gets higher. Nevertheless, even with the full-LGM LIS, the ablation remains weaker than in the noIS experiment.

The resulting surface mass balance is shown in figure 13a. The similarities between the ablation (figure 12b) and the surface mass balance patterns indicate that the surface mass balance is dominated by the ablation. In the absence of LIS, the surface mass bal-

ance is positive over only a small part of the SBK area, that is over the Svalbard. Under these conditions, no ice sheet can therefore grow (figure 13(b)). When the LIS is flat, the surface mass balance is positive over the Barents-Kara seas and over the northern part of Scandinavia, allowing the growth of ice. Note that the simulated FIS is less extended than those provided by the ICE-6G (Peltier, 2009) and the ANU (Lambeck, 2001) reconstructions. This is likely due to the absence of albedo feedback, since our approach is only based on a one-way coupling. As the LIS gets higher, the limit of the positive surface mass balance shifts westward and northward, excluding the Kara sea and Scandinavia from the positive surface-mass balance area. When the LIS has its full LGM size, the surface mass balance is positive only over the Svalbard. As a consequence, the simulated FIS is smaller.

5 DISCUSSION

Geomorphological reconstructions revealed that the Fennoscandian ice sheet eastern limit reached the Putorana Mountains in Siberia during the Early Weichselian (90-80 kyr BP) (Svendsen et al., 2004; Mangerud et al., 1998). According to Svendsen et al. (2004), this eastern limit moved back to the Kara sea around 60 kyr BP, along with the southward extension of the Scandinavian ice sheet (Mangerud et al., 1998; Andersen and Mangerud, 1989; Lundqvist, 1992; Houmark-Nielsen, 1999). At the LGM, the ice sheet finally reached the British Isles, and the Kara ice shelf did not cover the entire Kara sea anymore (Svendsen et al., 2004; Landvik et al., 1998; Ehlers et al., 2004). The recent study of Kleman et al. (2013) shows that the FIS reached its maximum ice volume at 60 kyrs BP.

Löfverström et al. (2014) propose to attribute the westward shift

of the FIS and the decrease of the Kara ice sheet to warmer temperatures over Siberia induced by the LIS, along with the upslope precipitation effect proposed by Sanberg and Oerlemans (1983).

Contrary to Löfverström et al. (2014), our simulations used non-realistic LIS geometry, and are therefore idealized experiments. The advantage of our experimental setup is that the impact of the LIS albedo and topography can be studied separately. Our study clearly shows that the LIS impact on the FIS depends on its topography. Within a glaciation context, a large but low LIS will favor a positive SMB over the SBK sector, and therefore the FIS maintenance. By contrast, as the LIS gets higher, ablation increases leading to a smaller FIS. Our results therefore suggest that the LIS growth after 60 kyrs BP may have contributed to progressively slow down the FIS growth and finally to trigger the westward retreat of the ice sheet, which is in agreement with findings of Kleman et al. (2013). These results could also suggest that the larger size of the FIS during the late Saalian (around 140 ka) w.r.t. the LGM was due to a smaller LIS.

6 CONCLUSION

The goal of this study was to investigate the atmospheric processes through which the LIS can influence the northwestern Eurasian climate, and therefore how it can influence the FIS surface mass balance. We performed twelve simulations under LGM conditions, but with different ice-sheet configurations. In our baseline experiment, the LIS and the FIS are removed. In the other simulations, we only removed the FIS, and the LIS has different heights. We therefore identified the effect of the LIS albedo and topography on

the northwestern European climate. We focus on the fields having an impact on ice-sheet surface mass balance, i.e. the temperature and the precipitation. We show that:

1/ The LIS albedo decreases the summer temperatures over the Fennoscandian sector. This decrease is amplified by positive snow albedo feedback. This positive feedback is somewhat related to our experimental setup, which includes land over Barents-Kara instead of water, allowing snow maintenance. The temperature decrease is weaker when the LIS is higher, due to atmospheric circulation changes.

2/ In winter, the LIS albedo impact decreases the Barents-Kara temperature, but increases the Scandinavian temperature. The higher the LIS, the colder the temperature over the whole Fennoscandian sector.

3/ The effect of LIS albedo also tends to shift poleward the North Atlantic jet stream, and to bring more precipitation and snowfall over Scandinavia. When the LIS is higher, the Atlantic jet shifts equatorward, bringing less precipitation over northern Europe. As a consequence, precipitation and snowfall decrease over Scandinavia and Barents-Kara sectors when the LIS is higher.

We used the LMDz5 precipitation and temperature fields to force the ice-sheet model GRISLI. We therefore took a look on the LIS impact on ablation, accumulation, and ice-sheet shape. The GRISLI simulations show that the presence of the LIS albedo favors the growth of the FIS, essentially because of weak ablation. As the LIS gets higher, the FIS is smaller due to more ablation, in accordance with the LMDz5 summer temperature conclusions. When the LIS reaches its full-LGM size, there is ice only over Svalbard.

This study highlights the mechanisms by which the LIS can influence the FIS surface mass balance. The use of the ice-sheet model allows to illustrate the impact of climatic changes due to the LIS

presence on the FIS. It shows that the albedo of the LIS favors the FIS growth whereas the LIS topography acts against the FIS growth. Even if this study does not simulate a transient glaciation, it gives clues about the relation the two ice sheets may have had during their build-up. The ablation increase over Barents-Kara seas when the LIS has its LGM size may have contributed to the LGM FIS small size.

REFERENCES

Andersen, B. G. and Mangerud, J. (1989). The last interglacial-glacial cycle in Fennoscandia. *Quaternary International*, 3:21–29.

Beghin, P., Charbit, S., Dumas, C., Kageyama, M., Roche, D. M., and Ritz, C. (2014). Interdependence of the growth of the northern hemisphere ice sheets during the last glaciation: the role of atmospheric circulation. *Climate of the Past*, 10(1):345–358.

Beghin, P., Charbit, S., Kageyama, M., Combourieu-Nebout, N., Hatte, C., Dumas, C., and Peterschmitt, J. (2015, submitted). What drives LGM precipitation over the Western Mediterranean? *submitted to á Climate Dynamics*.

Berger, A., Loutre, M. F., and Gallée, H. (1998). Sensitivity of the LLN climate model to the astronomical and CO 2 forcings over the last 200 ky. *Climate Dynamics*, 14(9):615–629.

Braconnot, P., Otto-Bliesner, B., Harrison, S., Joussaume, S., Peterchmitt, J.-Y., Abe-Ouchi, A., Crucifix, M., Driesschaert, E., Fichefet, T., Hewitt, C., et al. (2007). Results of PMIP2 coupled simulations of the Mid-Holocene and Last Glacial Maximum–Part 1: experiments and large-scale features. *Climate of the Past*, 3(2):261–277.

Braithwaite, R. (1984). Calculation of degree-days for glacier-climate research. *Zeitschrift für Gletscherkunde und Glazialgeologie*, 20:1–18.

Braithwaite, R. J. (1995). Positive degree-day factors for ablation on the Greenland ice sheet studied by energy-balance modelling. *Journal of Glaciology*, 41(137):153–160.

Broccoli, A. and Manabe, S. (1987). The influence of continental ice, atmospheric CO2, and land albedo on the climate of the Last Glacial Maximum. *Climate Dynamics*, 1(2):87–99.

Charbit, S., Ritz, C., Philippon, G., Peyaud, V., and Kageyama, M. (2007). Numerical reconstructions of the Northern Hemisphere ice sheets through the last glacial-interglacial cycle. *Climate of the Past*, 3(1):15–37.

Charbit, S., Ritz, C., and Ramstein, G. (2002). Simulations of Northern Hemisphere ice-sheet retreat: sensitivity to physical mechanisms involved during the Last Deglaciation. *Quaternary Science Reviews*, 21(1):243–265.

Chavaillaz, Y., Codron, F., and Kageyama, M. (2013). Southern westerlies in LGM and future (RCP4.5) climates. *Climate of the Past*, 9(2):517–524.

Clark, P., Clague, J., Curry, B., Dreimanis, A., Hicock, S., Miller, G., Berger, G., Eyles, N., Lamothe, M., Miller, B., Mott, R., Oldale, R., Stea, R., Szabo, J., Thorleifson, L., and Vincent, J.-S. (1993). Initiation and development of the laurentide and cordilleran ice sheets following the last interglaciation. *Quaternary Science Reviews*, 12(2):79–114.

Clark, P. U. (1999). Northern hemisphere ice-sheet influences on global climate change. *Science*, 286(5442):1104–1111.

Dyke, A. S. and Prest, V. K. (1987). Late wisconsinan and holocene history of the Laurentide ice sheet. *Géographie physique et Quaternaire*, 41(2):237.

Ehlers, J., Eissmann, L., Lippstreu, L., Stephan, H.-J., and Wansa, S. (2004). Pleistocene glaciations of north Germany. *Developments in Quaternary Sciences*, 2:135–146.

Fausto, R. S., Ahlström, A. P., van As, D., Johnsen, S. J., Langen, P. L., and Steffen, K. (2009). Improving surface boundary conditions with focus on coupling snow densification and meltwater retention in large-scale ice-sheet models of Greenland. *Journal of Glaciology*, 55(193):869–878.

Hall, N. M. J., Valdes, P. J., and Dong, B. (1996). The maintenance of the last great ice sheets: A UGAMP GCM study. *Journal of Climate*, 9(5):1004–1019.

Houmark-Nielsen, M. (1999). A lithostratigraphy of Weichselian glacial and interstadial deposits in Denmark. *Bulletin of the Geological Society of Denmark*, 46(1):101–114.

Hourdin, F., Musat, I., Bony, S., Braconnot, P., Codron, F., Dufresne, J.-L., Fairhead, L., Filiberti, M.-A., Friedlingstein, P., Grandpeix, J.-Y., et al. (2006). The LMDZ4 general circulation model: climate performance and sensitivity to parametrized physics with emphasis on tropical convection. *Climate Dynamics*, 27(7-8):787–813.

Hutter, K. (1983). *Theoretical glaciology: material science of ice and the mechanics of glaciers and ice sheets*. Reidel ; Terra Scientific Pub. Co. ; Sold and distributed in the U.S.A. and Canada by Kluwer Academic Publishers, Dordrecht; Boston; Tokyo, Japan; Hingham, MA.

Kageyama, M., Braconnot, P., Bopp, L., Caubel, A., Foujols, M.-A., Guilyardi, E., Khodri, M., Lloyd, J., Lombard, F., Mariotti, V., Marti, O., Roy, T., and Woillez, M.-N. (2013). Mid-holocene and last glacial maximum climate simulations with the ipsl model-part i: comparing ipsl-cm5a to ipsl-cm4. *Climate Dynamics*, 40(9-10):2447–2468.

Kageyama, M. and Valdes, P. J. (2000). Impact of the North American ice-sheet orography on the Last Glacial Maximum eddies and snowfall. *Geophysical Research Letters*, 27(10):1515–1518.

Kasahara, A. (1977). Computational aspects of numerical models for weather prediction and climate simulation. *General circulation models of the atmosphere.(A 78-10662 01-47) New York, Academic Press, Inc.*, pages 1–66.

Kleman, J., Fastook, J., Ebert, K., Nilsson, J., and Caballero, R. (2013). Pre-LGM northern hemisphere ice sheet topography. *Climate of the Past*, 9(5):2365–2378.

Laîné, A., Kageyama, M., Salas-Mélia, D., Voldoire, A., Rivière, G., Ramstein, G., Planton, S., Tyteca, S., and Peterschmitt, J. Y. (2008). Northern hemisphere storm tracks during the last glacial maximum in the PMIP2 ocean-atmosphere coupled models: energetic study, seasonal cycle, precipitation. *Climate Dynamics*, 32(5):593–614.

Lambeck, K. (2001). Sea level change through the Last Glacial Cycle. *Science*, 292(5517):679–686.

Lambeck, K., Purcell, A., Funder, S., Kjaer, K., Larsen, E., and Möller, P. (2006). Constraints on the late saalian to early middle weichselian ice sheet of eurasia from field data and rebound modelling. *Boreas*, 35(3):539–575.

Landvik, J. Y., Bondevik, S., Elverhoi, A., Fjeldskaar, W., Mangerud, J., Salvigsen, O., Siegert, M. J., Svendsen, J.-I., and Vorren, T. O. (1998). The last glacial maximum of Svalbard and the Barents Sea area: ice sheet extent and configuration. *Quaternary Science Reviews*, 17(1-3):43–75.

Le Treut, H., Forichon, M., Boucher, O., and Li, Z.-X. (1998). Sulfate aerosol indirect effect and CO2 greenhouse forcing: Equilibriumresponse of the LMD GCM and associated cloud feedbacks. *Journal of climate*, 11(7):1673–1684.

Le Treut, H. L., Li, Z., and Forichon, M. (1994). Sensitivity of the LMD general circulation model to greenhouse forcing associated with two different cloud water parameterizations. *Journal of climate*, 7(12):1827–1841.

Liakka, J., Nilsson, J., and Löfverström, M. (2011). Interactions between stationary waves and ice sheets: linear versus nonlinear atmospheric response. *Climate Dynamics*, 38(5-6):1249–1262.

Löfverström, M., Caballero, R., Nilsson, J., and Kleman, J. (2014). Evolution of the large-scale atmospheric circulation in response

to changing ice sheets over the last glacial cycle. *Climate of the Past*, 10(4):1453–1471.

Loulergue, L., Schilt, A., Spahni, R., Masson-Delmotte, V., Blunier, T., Lemieux, B., Barnola, J.-M., Raynaud, D., Stocker, T. F., and Chappellaz, J. (2008). Orbital and millennial-scale features of atmospheric CH4 over the past 800,000 years. *Nature*, 453(7193):383–386.

Lundqvist, J. (1992). Glacial stratigraphy in Sweden. *Geological Survey of Finland, Special Paper*, 15:43–59.

Lüthi, D., Le Floch, M., Bereiter, B., Blunier, T., Barnola, J.-M., Siegenthaler, U., Raynaud, D., Jouzel, J., Fischer, H., Kawamura, K., and Stocker, T. F. (2008). High-resolution carbon dioxide concentration record 650,000-800,000 years before present. *Nature*, 453(7193):379–382.

MacAyeal, D. R. (1989). Large-scale ice flow over a viscous basal sediment: Theory and application to ice stream b, antarctica. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth (1978–2012)*, 94(B4):4071–4087.

Manabe, S. and Broccoli, A. J. (1985). The influence of continental ice sheets on the climate of an ice age. *Journal of Geophysical Research*, 90(D1):2167.

Mangerud, J., Dokken, T., Hebbeln, D., Heggen, B., Ingolfsson, O., Landvik, J. Y., Mejdahl, V., Svendsen, J. I., and Vorren, T. O. (1998). Fluctuations of the svalbard–barents sea ice sheet during the last 150 000 years. *Quaternary Science Reviews*, 17(1-3):11–42.

Morland, L., Smith, G., and Boulton, G. (1984). Basal sliding relations deduced from ice sheet data. *J. Glaciol*, 30(105):131–139.

Pausata, F. S. R., Li, C., Wettstein, J. J., Kageyama, M., and Nisancioglu, K. H. (2011). The key role of topography in altering North Atlantic atmospheric circulation during the last glacial period. *Climate of the Past*, 7(4):1089–1101.

Peltier, W. (2004). Global glacial isostasy and the surface of the ice-age earth: the ICE-5G (VM2) Model and GRACE. *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*, 32(1):111–149.

Peltier, W. (2009). Closure of the budget of global sea level rise over the GRACE era: the importance and magnitudes of the required corrections for global glacial isostatic adjustment. *Quaternary Science Reviews*, 28(17-18):1658–1674.

Peyaud, V., Ritz, C., and Krinner, G. (2007). Modelling the Early Weichselian Eurasian Ice Sheets: role of ice shelves and influence of ice-dammed lakes. *Climate of the Past Discussions*, 3(1).

Reeh, N. (1991). Parameterization of melt rate and surface temperature on the Greenland ice sheet. *Polarforschung*, 59(3):113–128.

Ritz, C., Rommelaere, V., and Dumas, C. (2001). Modeling the evolution of antarctic ice sheet over the last 420,000 years: Implications for altitude changes in the Vostok region. *Journal of Geophysical Research*, 106(D23):31943–31964.

Rivière, G., Laîné, A., Lapeyre, G., Salas-Mélia, D., and Kageyama, M. (2010). Links between Rossby wave breaking and the North Atlantic Oscillation-Arctic Oscillation in Present-Day and Last Glacial Maximum climate simulations. *Journal of Climate*, 23(11):2987–3008.

Roe, G. H. and Lindzen, R. S. (2001a). The mutual interaction between continental-scale ice sheets and atmospheric stationary waves. *Journal of Climate*, 14(7):1450–1465.

Roe, G. H. and Lindzen, R. S. (2001b). A one-dimensional model for the interaction between continental-scale ice sheets and atmospheric stationary waves. *Climate Dynamics*, 17(5-6):479–487.

Sadourny, R. (1975a). Compressible model flows on the sphere. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 32(11):2103–2110.

Sadourny, R. (1975b). The dynamics of finite-difference models of the shallow-water equations. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 32(4):680–689.

Sadourny, R. and Laval, K. (1984). January and july performance of the LMD general circulation model. *New Perspectives in Climate Modeling*, 1:173–197.

Sanberg, J. and Oerlemans, J. (1983). Modelling of pleistocene European ice sheets: the effect of upslope precipitation. *Geologie en Mijnbouw*, 62:267–273.

Spahni, R. (2005). Atmospheric methane and nitrous oxide of the Late Pleistocene from Antarctic ice cores. *Science*, 310(5752):1317–1321.

Svendsen, J. I., Alexanderson, H., Astakhov, V. I., Demidov, I., Dowdeswell, J. A., Funder, S., Gataullin, V., Henriksen, M., Hjort, C., Houmark-Nielsen, M., et al. (2004). Late quaternary ice sheet history of northern Eurasia. *Quaternary Science Reviews*, 23(11):1229–1271.

Tarasov, L., Dyke, A. S., Neal, R. M., and Peltier, W. (2012). A data-calibrated distribution of deglacial chronologies for the North American ice complex from glaciological modeling. *Earth and Planetary Science Letters*, 315-316:30–40.

Ullman, D. J., LeGrande, A. N., Carlson, A. E., Anslow, F. S., and Licciardi, J. M. (2014). Assessing the impact of Laurentide ice sheet topography on glacial climate. *Climate of the Past*, 10(2):487–507.

4.3.1 Résumé et conclusions de l'article

Le but de cet article est de comprendre par quels processus la calotte nord-américaine a pu influencer le climat nord-européen. On regarde pour cela l'impact de l'albédo et de la topographie de la calotte nord-américaine sur les champs de température et de précipitation, en particulier sur la région Scandinavie-Barents-Kara (SBK). L'analyse de ces résultats montre que la présence d'une calotte nord-américaine "plate" (topographie actuelle) mais blanche (albédo glaciaire) entraîne un refroidissement estival de la région SBK. Plus la calotte nord-américaine est haute, moins ce refroidissement est fort. Cette anomalie de température peut s'expliquer par la modification des ondes planétaires.

En hiver, l'albédo de la calotte nord-américaine mène à un refroidissement sur les zones Barents-Kara, mais à un réchauffement de la Scandinavie. Plus la calotte nord-américaine est haute, plus les températures diminuent sur l'ensemble de l'Europe du Nord.

Par ailleurs, la présence d'une calotte nord-américaine "plate" entraîne un décalage vers le pôle du jet Nord-Atlantique en hiver, amenant plus de précipitations et de chutes neigeuses sur la Scandinavie. Plus la calotte nord-américaine est haute, plus le jet Nord-Atlantique se décale vers l'équateur, provoquant ainsi un décalage de l'anomalie positive

de précipitation vers le sud de l'Europe, et une diminution des précipitations et des chutes neigeuses au-dessus de la Scandinavie.

Dans un second temps, nous avons utilisé les champs de températures et de précipitations simulés par LMDZ pour forcer le modèle de glace GRISLI, déja décrit dans la section 2.1.2. L'accumulation neigeuse et l'ablation calculées par GRISLI montrent que la présence d'une calotte nord-américaine "plate" favorise la croissance de la calotte eurasienne ; inversement, plus la calotte nord-américeine est haute, plus la calotte eurasienne est petite. Cet effet est directement relié aux observations faites sur la température estivale, qui joue un rôle primordial sur l'ablation.

La topographie de la calotte nord-américaine exerce quant à elle un fort impact sur la Scandinavie via d'une part le décalage du jet vers le sud qui va rendre cette région trop sèche pour la construction d'une calotte, mais également via le réchauffement estival de la région. La hauteur de la calotte nord-américaine influence également la région de la mer de Kara en induisant un réchauffement de ce secteur. L'impact de la topographie est plus faible sur la région de la mer de Barents ; ceci est lié à la présence du Svalbard, qui, dans un climat plus froid, est moins sensible aux variations de température. En effet, le climat actuel est déjà suffisament froid pour

permettre au glacier de se maintenir. Ces dernières observations nous amènent à la conclusion principale de cette étude : la géométrie de la Laurentide peut jouer un rôle dans la capacité à se construire de chacune des calottes constituant la calotte eurasienne. Une calotte nord-américaine plate mais étendue va favoriser la formation de glace sur la Scandinavie tandis qu'une calotte nord-américaine haute et de même extension induit une calotte eurasienne plus petite, et surtout centrée autour de la mer de Barents.

Cette étude permet d'identifier les mécanismes par lesquels la calotte nord-américaine peut influencer la calotte eurasienne via la circulation atmosphérique. Dans le contexte de la dernière glaciation, malgré le fait que nos simulations ne soient pas transitoires et ne prennent donc pas en compte les rétroactions entre les calottes et le climat, notre étude donne des pistes de réflexion quant au rôle de la calotte nord-américaine sur la petite taille de la calotte eurasienne pendant le DMG.

4.4 Impact de la calotte Eurasienne sur le climat

4.4.1 Protocole expérimental

Pour compléter l'étude décrite ci-dessus, j'ai également voulu tester l'impact de la calotte eurasienne sur le climat. Les expériences de sensibilité que j'ai réalisées utilisent les mêmes conditions aux limites (gaz à effet de serre, insolation, glace de mer et SST) que celles utilisées dans les expériences précédentes. La seule différence concerne donc le masque terre-glace de la Fennoscandie et l'abscence de Laurentide, comme le montre la figure 4.3. Nous nous interessons donc aux expériences noIS, FISalb et FIStot du tableau 4.1.

Pour l'étude de ces simulations, nous suivons la même démarche que dans l'article présenté précédemment, en analysant tout d'abord l'impact de la calotte nord-européenne sur la température et la circulation atmosphérique. Nous regardons ensuite l'impact sur la précipitation.

4.4.2 Influence sur la température

La figure 4.4 représente l'impact de l'albédo de la calotte nord-européenne (FISalb-noIS) et l'impact d'une calotte nord-européenne "complète" (FIStot-noIS) sur la température de l'atmosphère en été et

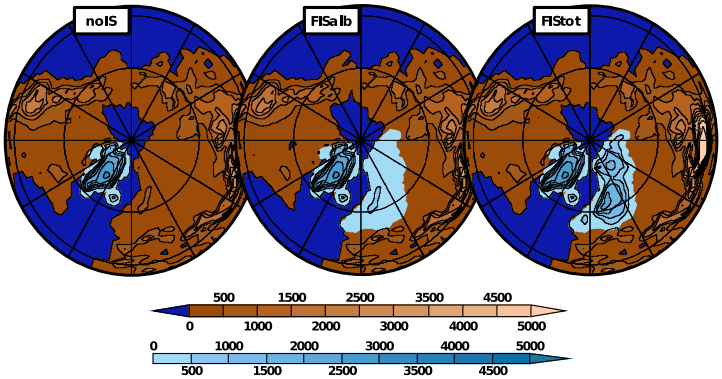


FIGURE 4.3 – *Hauteur des calottes (échelle bleu clair) et du terrain nu (échelle marron) prise comme conditions aux limites dans les trois expériences. La limite bleu foncé-marron représente le masque terre-mer et la limite marron-bleue claire le masque terre-glace.*
Ice-sheets height (light blue scale) and land height (brown scale) taken as boundary conditions for carried out experiments. Dark blue-brown limit represents the sea-land mask, and brown-light blue limit represents the land-ice mask.

en hiver. En été, le principal impact de l'albédo de la calotte européenne est un refroidissement de l'Eurasie et, dans une moindre mesure (moins de 1 °C), de l'Amérique du Nord. Ce refroidissement est plus marqué au-dessus de la calotte à cause du fort albédo de la glace. La réponse hivernale est plus surprenante, avec une légère augmentation de la température sur l'Amérique du Nord et l'Eurasie. La différence de température au-dessus de la calotte est moins marquée en hiver, probablement du fait de la présence de neige dans cette région dans la simulation de référence (noIS), et donc d'une différence d'albédo nulle entre les deux simulations.

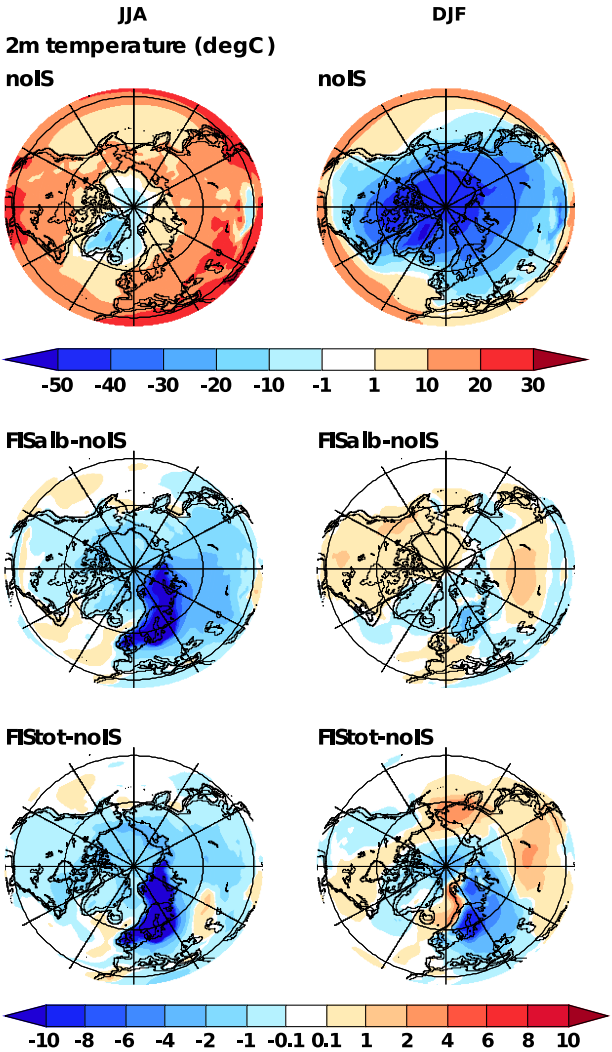


FIGURE 4.4 – *Température de l'atmosphère à deux mètres en été (à gauche) et en hiver (à droite) dans la simulation sans calotte (noIS en haut), différence entre la simulation avec une calotte nord-européenne blanche mais sans épaisseur et la simulation sans calotte (FISalb-noIS au milieu), et différence entre la simulation avec une calotte nord-européenne complète et la simulation sans calotte (FIStot-noIS en bas)* ***Summer and winter 2-meter atmospheric temperature without ice-sheet (noIS), difference between the simulation with a white flat Fennoscandian ice sheet and no ice sheet (FISalb-noIS), and difference between the simulation with the full Fennoscnadian ice sheet and the no ice sheet case (FIStot-noIS)***

Lorsque la calotte eurasienne est complète (topographie + abédo, FIStot), on observe toujours un léger refroidissement estival sur la plupart des régions, mais également une légère augmentation de la température au sud-est de la calotte eurasienne. Ces différences de température restent néanmoins inférieures à 2 °C. On note cependant une diminution de la température comprise entre −2 °C et −4 °C au nord de la Sibérie orientale. En hiver, les anomalies de température sont plus importantes, avec notamment une augmentation de la température allant jusqu'à 4 °C sur la Béringie, en Asie centrale et le long de la côte ouest de la calotte eurasienne. On peut aussi noter une très légère tendance au réchauffement (refroidissement) sur la moitié est (ouest) du Canada.

L'amplitude des différences de températures induite par la présence de la calotte nord-européenne est bien moins importante que celle induite par la présence de la calotte nord-américaine (figure 3 de l'article section 4.3), ce qui était attendu au vu des tailles respectives de ces deux calottes. Il est néanmoins intéressant de noter les anomalies positives de températures hivernales induites par la calotte nord-européenne, que l'on prenne en compte la calotte "complète" ou uniquement son effet d'albédo. Si les températures hivernales ont un moindre impact

sur l'ablation d'une calotte, quelques degrés suffisent pour modifier la fraction des précipitations neigeuses par rapport à la précipitation totale. Dans la suite, nous étudions donc ces deux champs.

4.4.3 Précipitation et chutes neigeuses

L'influence de la calotte nord-européenne sur les précipitations et sur les chutes neigeuses est présentée sur la figure 4.5. Lorsque seul l'albédo de la calotte nord-européenne est pris en compte, on observe un assèchement d'une grande partie de l'Eurasie. La réponse en termes de précipitations neigeuses est cependant opposée, avec une légère augmentation des chutes neigeuses (entre +0.01 et +0.2 mm/jour), en particulier sur la Scandinavie du sud (jusqu'à +0.3 mm/jour), en accord avec le refroidissement de la région en hiver observé sur la figure 4.4.
La présence d'une calotte nord-européenne "complète" assèche l'ouest de l'Eurasie, mais renforce les précipitations sur la côte ouest de la calotte nord-européenne et sur le secteur de Kara. On retrouve ces mêmes anomalies pour les chutes neigeuses. On devine également de fortes variations des précipitations dans la zone subtropicale, en particulier en Asie orientale, mais nous n'étudierons pas ici cette région en détail.

Aussi bien pour la température que pour les préci-

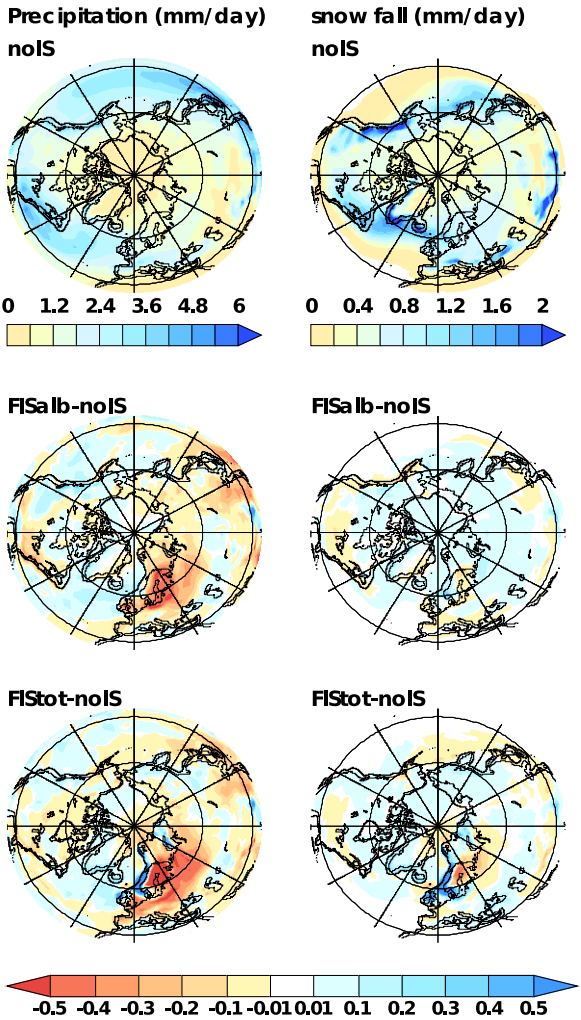


FIGURE 4.5 – *Similaire à la figure 4.4 pour la précipitation (liquide et solide) et les chutes neigeuses en moyenne annuelle (mm/jour).*
Same as figure 4.4 for annual precipitation (liquid and solid) and annual snowfall (mm/day).

pitations, les principaux changements induits par la calotte nord-européenne sont situés essentiellement autour de la calotte même. L'influence de la calotte nord-européenne sur le bilan de masse en surface de la calotte nord-américaine semble, tout au moins d'après nos résultats, très faible. Néanmoins, l'effet de la calotte sur son propre bilan de masse semble loin d'être négligeable. C'est pourquoi nous nous concentrons dans la suite de cette étude sur la région nord-européenne, en tentant de diagnostiquer les causes des changements de températures et de précipitations simulés. Nous commençons par décomposer la précipitation en sa composante grande échelle et sa composante convective (figure 4.6).

La décomposition de la précipitation montre que les différences de précipitations observées sur la calotte lorsque celle-ci est "complète", et en particulier sur sa côte ouest, proviennent clairement de la circulation grande échelle. L'assèchement de l'ouest de l'Eurasie est quant à lui dû à la fois aux précipitations de grande échelle mais également aux précipitations convectives sur tout le continent européen. La diminution de la convection est directement reliée à la diminution de la température observée (figure 4.4), principalement en été. Les précipitations dues aux phénomènes de grande échelle sont ensuite analysées séparément en été et en hiver (figure 4.7).

Lorsque l'on ne prend en compte que l'albédo

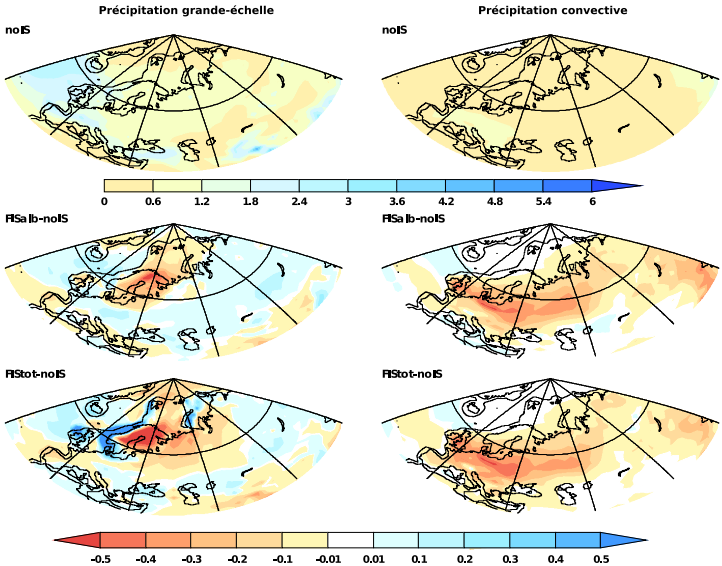


FIGURE 4.6 – *Similaire à la figure 4.4 pour la précipitation grande échelle (à gauche) et convective (à droite) en mm/jour*
Same as figure 4.4 for large-scale (left) and convective (right) precipitation in mm/day.

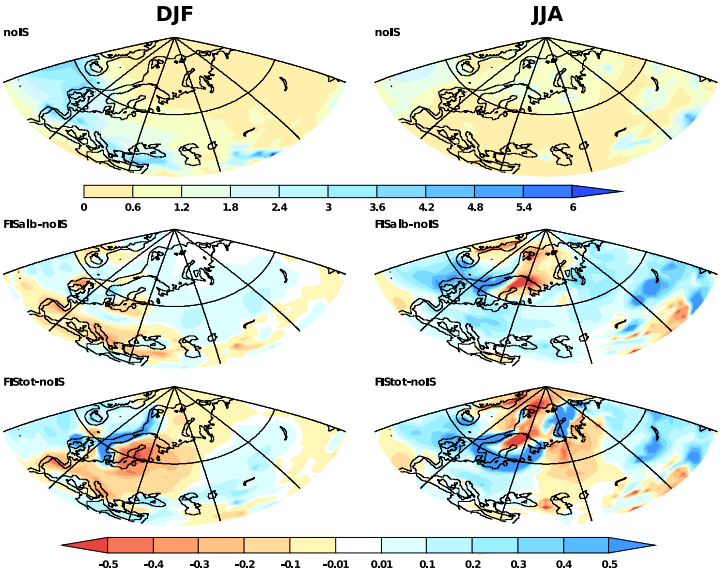


FIGURE 4.7 – *Similaire à la figure 4.4 pour la précipitation grande échelle en hiver (gauche) et en été (droite) (mm/jour).*
Same as figure 4.4 for winter (left) and summer (right) large-scale precipitation (mm/day).

de la calotte, la réponse de la précipitation grande échelle n'est remarquable qu'en été, quand la différence d'albédo est importante. Cette différence d'albédo entraîne un assèchement au-dessus de la calotte et une augmentation des précipitations en amont de la calotte sur le nord de l'Atlantique Nord (figure 4.7).
La topographie de la calotte induit en hiver une augmentation des précipitations sur la côte ouest de la calotte et sur les îles britanniques, et un assèchement sur la Scandinavie, comme observé en moyenne annuelle. L'assèchement hivernal de l'Europe est quant à lui contrebalancé par une augmentation des précipitations en été (figure 4.7). On note également une augmentation des précipitations estivales de grande échelle sur la mer de Kara.

Pour comprendre ces réponses de précipitations de grande échelle, nous nous intéressons maintenant à la circulation atmosphérique moyenne.

4.4.4 Influence sur la circulation atmosphérique et sur le transport

Nous commençons par étudier les changements de circulation atmosphérique en hiver, puis nous les relions aux changements de précipitations et de températures décrits précédemment. Nous regardons ensuite la circulation atmsphérique en été.

Hiver

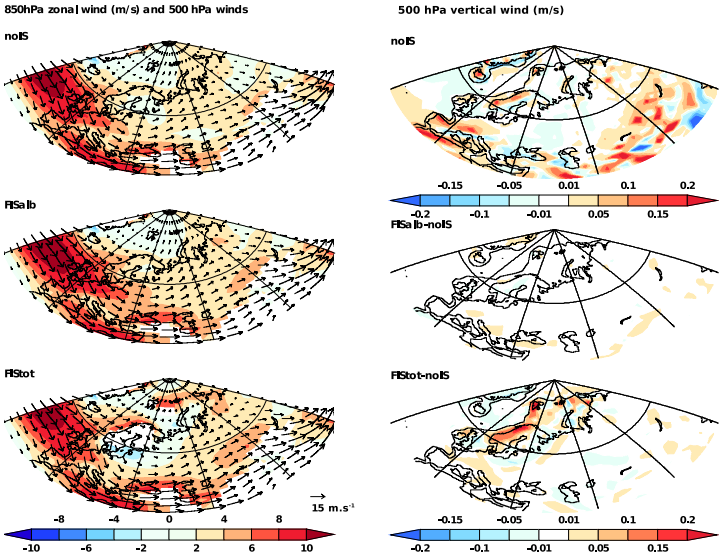


FIGURE 4.8 – *Gauche : Vent zonal à 850 hPa (couleurs) et direction du vent à 500 hPa (flèches) pour les trois simulations (m/s) en hiver (moyenne sur décembre, janvier, février). Droite : similaire à la figure 4.4 pour le vent vertical à 500 hPa en hiver (m/s).*
Left pannel : winter (DJF) 850 hPa zonal wind (shaded) and 500 hPa wind (arrows) for the three simulations (m/s). Right pannel : winter 500 hPa vertical wind (m/s).

L'analyse du vent à 850 hPa sur le nord-ouest de l'Eurasie (figure 4.8) montre peu de changements en présence d'une calotte blanche sans épaisseur. À l'opposé, une calotte haute entraîne une division du vent d'ouest en deux branches contournant la calotte Finno-scandinave. La branche la plus au nord remonte la côte Scandinave et entraîne une augmen-

tation des flux d'énergie zonaux et méridionaux dans la mer de Norvège, comme le montre la figure 4.9.

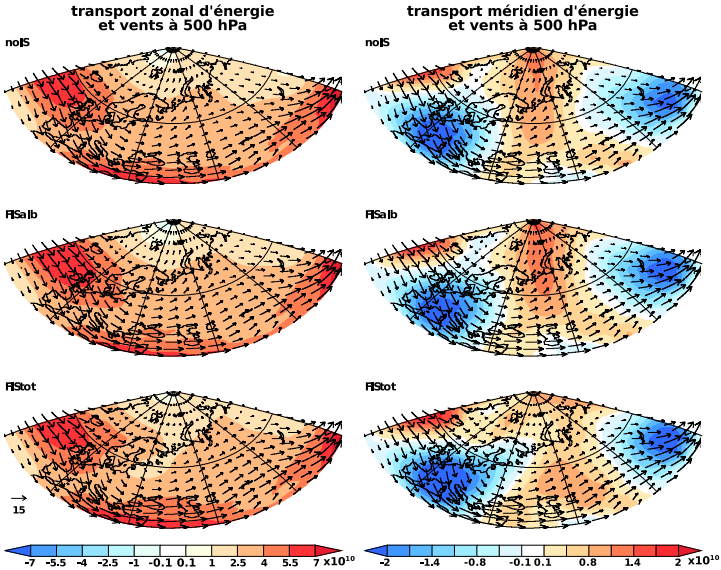


FIGURE 4.9 – *Transport d'énergie zonal (à gauche) et méridien (à droite) pour chaque expérience en moyenne sur l'hiver* ($\mathrm{J{\cdot}m^{-1}{\cdot}s^{-1}}$). ***Winter zonal (left) and meridional (right) energy transport for the three experiments*** ($\mathrm{J{\cdot}m^{-1}{\cdot}s^{-1}}$)**.**

Cette augmentation du transport d'énergie explique l'augmentation de température observée en hiver en mer de Norvège (figure 4.4). L'anomalie du vent vertical (figure 4.8) montre également une augmentation de la composante verticale du vent sur le versant ouest de la calotte nécessaire pour franchir la calotte. Alors que le vent remonte la pente ouest de la calotte, l'air chargé en humidité se refroidit et la vapeur d'eau se condense, entraînant un renforcement des précipitations sur ce versant de la calotte, comme

montré sur la figure 4.7. De plus, le changement d'état de la vapeur d'eau entraîne un dégagement de chaleur latente (non montré ici), en partie responsable de l'anomalie positive de température observée en hiver sur le flan ouest de la calotte (figure 4.4).

Le renforcement des précipitations sur le versant ouest de la calotte nord-européenne a déjà été mis en évidence par Sanberg et Oerlemans (1983) à l'aide d'expériences idéalisées. Ils proposent ce mécanisme comme étant une explication au décalage vers l'ouest de la calotte pendant la dernière glaciation (voir discussion de l'article section 4.3). Si tout le contenu en eau des masses d'air précipite sur le versant ouest de la calotte, on peut alors s'attendre à un assèchement de l'est de la calotte, ce qui pourrait expliquer le retrait de la glace sur la Sibérie occidentale et sur la mer de Kara pendant la dernière glaciation (Svendsen et al. 2004, Kleman et al. 2013). Cependant, on observe en moyenne annuelle une augmentation des précipitations et des chutes neigeuses sur la mer de Kara (figure 4.5), due à l'augmentation des précipitations estivales de grande échelle dans la mer de Kara (figure 4.7). Afin d'aller plus loin dans notre compréhension des mécanismes, il est donc nécessaire d'examiner les processus à l'origine des précipitations d'été, en particulier sur la mer de Kara.

Été

La figure 4.10 montre le vent zonal à 850 hPa, le vent moyen à 500 hPa, ainsi que l'anomalie zonale de la hauteur de géopotentiel à 500 hPa en moyenne sur les mois de juin-juillet-août. L'albédo de la calotte (FI-Salb) induit une augmentation de l'intensité du vent d'ouest sur la mer de Norvège, due à l'intensification de la dépression au-dessus de la mer de Barents et de la mer de Norvège, elle même liée à l'anomalie froide due à la différence d'albédo. Ce vent d'ouest provenant de l'océan Atlantique apporte plus d'humidité (figure 4.11). En arrivant sur la calotte où la température est plus froide, les masses d'air se déchargent en eau sous forme de précipitations, comme le montre la figure 4.7.

Lorsque la topographie de la calotte est prise en compte, à l'instar de de qu'il se passe en hiver, le vent d'ouest se sépare en deux branches à l'ouest de la calotte. L'augmentation des précipitations sur le versant ouest de la calotte Scandinave observée en été (figure 4.7) n'est pas dû à une augmentation des transport d'humidité comme dans le cas de la calotte sans épaisseur, mais à l'augmentation du vent vertical (non montré) à cause d'une plus haute calotte, suivant le même processus qu'en hiver.

On observe au-dessus de Kara l'apparition d'une composante négative du vent zonal, liée à un vent du

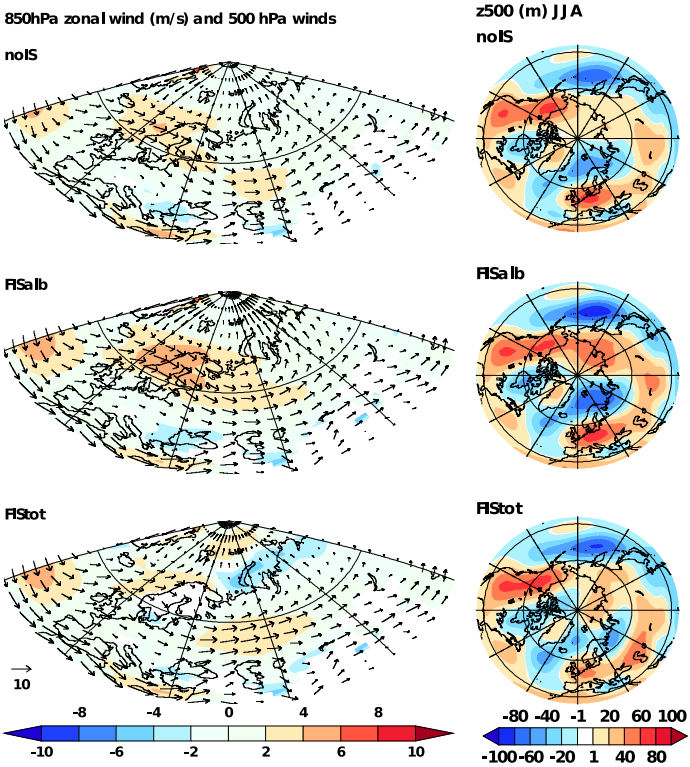


FIGURE 4.10 – *Gauche : Vent zonal à 850 hPa (couleurs) et vent moyen à 500 hPa (flèches) en moyenne estivale (juin-juillet-août) (m.s^{-1}). Droite : anomalie zonale de la hauteur de géopotentiel à 500 hPa en moyenne estivale (m).*

Left : Summer mean 850 hPa zonal wind (shaded) and 500 hPa wind (arrows) (m s^{-1}). Right : Summer 500 hPa geopotential height zonal anomaly (m).

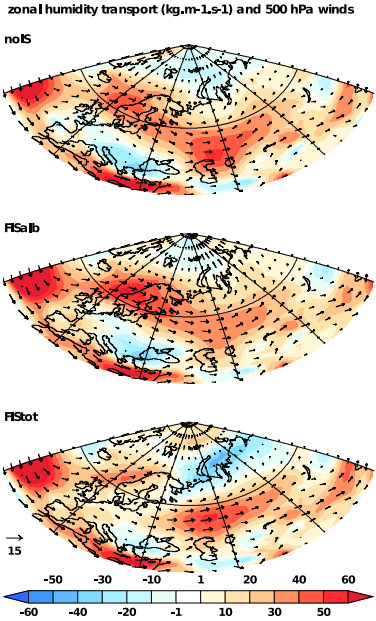


FIGURE 4.11 – *Transport zonal d'humidité en moyenne sur la colonne verticale en moyenne estivale* ($\mathrm{kg{\cdot}m^{-1}{\cdot}s^{-1}}$) *(couleurs), et vent à 500 hPa (flèches).*
Summer humidity zonal transport (shaded) in $\mathrm{kg{\cdot}m^{-1}{\cdot}s^{-1}}$ ***and summer 500 hPa wind (arrows).***

sud-est. Ce vent résulte de la dépression au sud de la Nouvelle-Zemble et de l'anticyclone s'étendant de l'océan Arctique à la Sibérie. La composante zonale négative induit un transport d'humidité provenant de la Sibérie (figure 4.11). La rencontre de ces masses d'air chargées en humidité avec la calotte de Barents, plus froide, entraîne l'augmentation des précipitations observée sur la mer de Kara en été (figure 4.7). Ces précipitations (liquides et solides) sont également visibles en moyenne annuelle (figure 4.5).

4.4.5 Conclusion

L'étude de l'impact de la calotte eurasienne sur le climat moyen en période glaciaire nous a montré que, avec notre modèle, l'impact de la calotte eurasienne sur le bilan de masse de la calotte nord-américaine est assez faible. La calotte eurasienne induit cependant une augmentation non négligeable des températures hivernales sur la Béringie, ce qui a pu influencer les précipitations neigeuses dans cette région dépourvue de glace au DMG. Les simulations LMDZ ne mettent cependant pas en avant une diminution de l'accumulation neigeuse dans cette région.

La calotte eurasienne a cependant un fort impact sur le climat alentour, et donc sur les champs climatiques susceptibles d'influencer son bilan de masse en surface. Les principaux impacts de la calotte eur-

asienne sont :
- un assèchement global de l'ouest de l'Eurasie dû à une diminution des précipitations convectives estivales, phénomène directement relié aux températures plus froides induites par l'effet d'albédo.
- une augmentation des précipitations sur la côte ouest de la calotte, le long de la Scandinavie, induite par un effet barrière de la topographie de la calotte.
- une augmentation des précipitations sur la mer de Kara due à une modification de la circulation atmosphérique estivale, qui induit un apport d'humidité provenant de la Sibérie.

Ces résultats suggèrent que la géométrie de la calotte eurasienne telle qu'elle était lors de la dernière période glaciaire aurait donc eu tendance à favoriser son extension vers l'ouest à l'aide de précipitations plus abondantes et de températures plus froides. Ce refroidissement induit néanmoins une diminution des précipitations sur l'Eurasie, limitant l'extension de la calotte vers le sud ainsi que sur la Sibérie. Ces résultats sont particulièrement intéressants dans le contexte de l'histoire de la glaciation, comme nous le verrons dans la conclusion du chapitre. Il faut cependant noter qu'une partie de nos résultats dépendent de la représentation des précipitations de LMDZ5. Or, une comparaison avec les observations actuelles (voir annexe A.2.2) montre que le modèle LMDZ si-

mule trop de précipitations sur le Sibérie par rapport aux observations. Cependant, puisque nos résultats reposent sur une analyse des anomalies de précipitations, ces limitations ne modifient pas nos conclusions, à condition toutefois que les biais observés restent les mêmes en conditions glaciaires.

Conclusion du chapitre

Dans ce chapitre, j'ai détaillé deux études menées avec le modèle atmosphérique LMDZ. Dans la première, nous avons analysé l'impact de la calotte nord-américaine du DMG sur le climat, et en particulier sur le climat nord-européen. Nous avons ainsi mis en évidence qu'une calotte américaine étendue mais basse favorise la construction d'une calotte européenne, alors qu'une calotte américaine haute défavorise l'englacement de la calotte eurasienne. De plus, nous avons mis en évidence le rôle clé de la topographie de la calotte américaine sur la position du courant-jet de l'Atlantique Nord pendant le dernier maximum glaciaire.
Dans une deuxième partie, nous considérons l'impact de la calotte eurasienne sur le climat. Il est montré qu'avec notre modèle, le climat induit par la calotte elle-même favorise sa propre extension vers l'ouest, mais limite son extension vers le sud.
Ces résultats ont des implications sur les scénarios

possibles de glaciation.

Comme expliqué dans la partie discussion de l'article section 4.3, la calotte eurasienne était plus étendue vers l'est au début de la glaciation (figure 4.12). En effet, il y a environ 90 000 ans, la mer de Kara et le plateau du Poutorana (ouest de la Sibérie) étaient recouverts de glace, ainsi que la mer de Barents et une partie de la Scandinavie. Au fur et à mesure de la glaciation, la Sibérie et une partie de la mer de Kara se sont libérées de la glace, alors que la calotte s'est étendue à l'ouest jusqu'aux îles britanniques et au sud par-delà la mer Baltique.

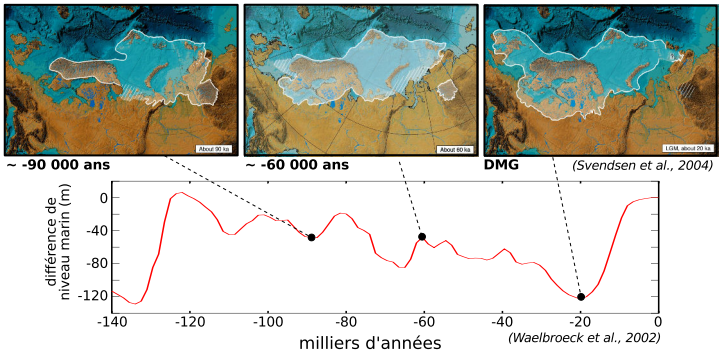


FIGURE 4.12 – *Extension de la calotte eurasienne à différents stade de la glaciation d'après les reconstructions de Svendsen et al. (2004), et différence de niveau marin par rapport au présent provenant de Waelbroeck et al. (2002).*
Eurasian ice-sheet extension at three glaciation stages, from Svendsen et al. (2004) reconstructions, and sea-level change w.r.t. present day from Waelbroeck et al. (2002).

Sanberg et Oerlemans (1983) proposent d'attri-

buer ce décalage vers l'ouest du centre de masse de la calotte aux précipitations plus importantes sur le versant ouest de la calotte du fait de son altitude, en accord avec ce que l'on observe dans nos simulations avec la calotte eurasienne seule dans la section 4.4. Si ce phénomène explique bien l'extension de la calotte vers l'ouest, il n'explique cependant pas le recul de sa limite est pendant la glaciation. On pourrait en effet penser que les masses d'air provenant de l'ouest se vident de leur humidité sur la côte ouest, et arrivent asséchées sur la mer de Kara et sur la Sibérie, ne permettant pas le maintien de la glace sur ces régions. Or, nos simulations montrent que la présence de la Fennoscandie et de la calotte sur la région de Barents change la circulation atmosphérique de façon à amener des précipitations sur la mer de Kara provenant de l'est. Nos résultats tendent donc à montrer que le recul de la limite est de la calotte eurasienne est piloté par un autre processus.

Au contraire, l'étude menée dans la première partie de ce chapitre tend à montrer que plus la calotte nord-américaine est haute, plus le bilan de masse de surface de la calotte nord-européenne est négatif.

Bien entendu, ces résultats sont à considérer avec précaution pour plusieurs raisons. D'abord, notre raisonnement sur l'impact de la calotte nord-

européenne sur son propre bilan de masse repose essentiellement sur l'observation des précipitations, connues comme étant mal représentées dans les GCMs (Hawkins et Sutton 2011). Pour pouvoir conclure sur l'impact de la calotte nord-européenne sur la précipitation, et donc sur sa propre évolution, il serait nécessaire d'effectuer les mêmes simulations à l'aide de plusieurs modèles pour tester la robustesse des processus mis en avant dans cette étude. Effectuer des simulations avec descentes d'échelle au-dessus des calottes pourrait s'avérer intéressant pour comprendre plus finement les mécanismes liés à la topographie des calottes. De plus, nous utilisons ici comme conditions aux limites les calottes du DMG. Or, il est tout à fit possible que la calotte eurasienne d'il y a 60 000 ans, plus étendue vers l'est, n'ait pas eu le même impact sur la circulation atmosphérique, et donc sur le transport d'humidité.

Ces limitations nous interdisent d'établir des conclusions définitives quant aux rôles respectifs de la calotte américaine et de la calotte eurasienne dans le recul de la limite est de la calotte eurasienne. Néanmoins, notre analyse met en avant des mécanismes plausibles qui peuvent avoir une grande importance sur l'évolution de la taille et de la géométrie de la calotte eurasienne. Notre étude a mis en évidence que la question de la glaciation de l'Eurasie ne peut

être abordée sans prendre en compte l'ensemble des paléo-calottes et leurs interactions mutuelles.

Conclusions et Perspectives

Le Dernier Maximum Glaciaire (DMG) est caractérisé par la présence de deux grandes calottes de glace recouvrant l'actuel Canada et le nord de l'Eurasie. Ces calottes interagissent activement avec les différentes composantes du système climatique, et en particulier avec la circulation atmosphérique. L'objectif de ce travail de thèse était de déterminer si la circulation atmosphérique de grande échelle pouvait induire une synergie entre les calottes eurasienne et nord-américaine en période glaciaire, et si oui, d'en expliquer les mécanismes grâce à la modélisation. La démarche privilégiée pour étudier les mécanismes qui sous-tendent ce type d'interaction repose sur l'étude du comportement transitoire des calottes, soit à différentes périodes clés de leur formation, soit au cours de l'ensemble d'un cycle glaciaire. Il était donc nécessaire de pouvoir effectuer des simulations sur plusieurs milliers d'années. À ce titre, mon choix s'est tout d'abord porté sur l'utilisation du modèle simplifié CLIMBER couplé au modèle de calotte GRISLI, dont le faible temps de calcul permettait de réaliser des simulations longues, mais également de nombreuses expériences de sensibilité. En particulier, j'ai

pu tester séparément la rétroaction de l'albédo et de la topographie des calottes sur leur propre construction à travers une paramétrisation de la pression au niveau de la mer. Les expériences réalisées avec ce modèle ont permis de mettre en évidence une synergie entre les paléo-calottes de l'hémisphère nord via les changements de circulation atmosphérique induits par la formation des calottes elles-mêmes au cours du dernier cycle glaciaire (Beghin et al. 2014). Avec ce modèle couplé, les rétroactions d'une calotte sur l'autre sont positives en présence de la rétroaction des ondes planétaires. Autrement dis, une grosse calotte nord-américaine favorise la croissance de la calotte eurasienne, et une grosse calotte eurasienne favorise la croissance de la calotte nord-américaine. Toutefois, les limitations du modèle CLIMBER liées à la représentation simplifiée de certains processus et à la résolution spatiale grossière du modèle n'ont pas permis une analyse détaillée des processus physiques mis en jeu dans la synergie entre les calottes nord-américaine et eurasienne. L'utilisation de modèles plus complexes était donc nécessaire pour accéder à une compréhension plus fine de ces mécanismes.

Les autres modèles climatiques disponibles au LSCE étaient le modèle de complexité intermédiaire iLOVECLIM, couplé lui aussi au modèle de calotte GRISLI, mais de résolution plus fine que CLIMBER.

L'autre candidat était le modèle de circulation générale de l'IPSL. L'avantage du modèle iLOVECLIM porte, à l'instar de CLIMBER, sur la possibilité de réaliser des simulations transitoires. À l'inverse, le modèle de l'IPSL, dont le temps de calcul est beaucoup plus élevé, est davantage adapté à des simulations à l'équilibre, mais avec une représentation plus détaillée des processus. Pour examiner le comportement de ces deux modèles, j'ai tout d'abord choisi d'effectuer une inter-comparaison de l'ensemble des modèles ayant participé à l'exercice PMIP3 dans laquelle figuraient également iLOVECLIM et le modèle de l'IPSL. Les résultats de cette inter-comparaison m'ont permis d'arrêter mon choix sur le modèle de l'IPSL et d'adapter ma démarche en fonction des possibilités offertes par ce modèle.

Afin de se concentrer sur les mécanismes par lesquels la circulation atmosphérique et les calottes interagissent, j'ai choisi de n'utiliser que la composante atmosphérique du modèle de l'IPSL, le modèle LMDZ. J'ai ainsi pu tester l'influence de chacune des calottes eurasienne et nord-américaine sur la circulation atmosphérique. Ces expériences ont permis de montrer que l'albédo de la calotte nord-américaine influence positivement la calotte eurasienne en diminuant la température estivale et en augmentant les précipitations sur la Scandinavie. Cette rétroaction

positive de la calotte américaine sur la calotte eurasienne est en accord avec les résultats obtenus avec CLIMBER-GRISLI. À l'opposé, l'orographie de la calotte américaine a pour effet d'augmenter la température estivale et d'assécher les mers de Barents-Kara et la Scandinavie. La topographie de la calotte nord-américaine a donc un impact négatif sur le bilan de masse de la calotte eurasienne, en contradiction avec ce qui a été trouvé avec CLIMBER-GRISLI. L'impact de la calotte eurasienne sur le climat nord-américain est quant à lui très faible, voir inexistant avec le modèle LMDZ, toujours en contradiction avec les résultats de CLIMBER-GRISLI. Les différences obtenues entre LMDZ et CLIMBER-GRISLI pourraient s'expliquer par la résolution de CLIMBER, qui va induire une propagation rapide de l'anomalie négative de température induite par la présence d'une calotte. Ce mécanisme va donc privilégier une rétroaction positive d'une calotte sur l'autre en diminuant l'ablation.

L'étude menée avec LMDZ a entre autres montré une relation linéaire entre la hauteur de la calotte nord-américaine et la position du courant-jet en Atlantique Nord : plus la calotte nord-américaine est haute, plus le courant-jet nord-Atlantique se décale vers l'équateur. Ce décalage vers l'équateur du vent d'ouest semble induire une diminution des précipita-

tions en Scandinavie et une augmentation des précipitations en Péninsule Ibérique. L'inter-comparaison menée à l'aide de PMIP3 précédemment montre qu'en conditions glaciaires, certains modèles représentent un courant-jet nord Atlantique plus au sud qu'au pré-industriel, tandis que d'autre modèles ne représentent aucun déplacement du courant-jet. La variété des réponses des modèles PMIP3 concernant le courant-jet Nord-Atlantique a permis de mettre en évidence un lien entre la différence de position du courant-jet en Atlantique Nord (entre le DMG et le PI) et les précipitations en Europe. En particulier, le décalage du courant-jet hivernal est directement relié à l'anomalie de précipitation sur la Péninsule Ibérique due à des conditions glaciaires. Le rôle clé du courant-jet sur les précipitations de cette région permet de mettre en perspective les reconstructions de précipitations obtenues à l'aide de différents types de proxies, et dont les résultats divergent d'une étude à l'autre (Beghin et al. soumis). De plus, cette relation linéaire entre décalage du courant-jet et précipitations hivernales retrouvée avec les modèles PMIP3 permet de confirmer le mécanisme expliquant les variations de précipitations en Scandinavie mis en avant avec LMDZ.

La question se pose maintenant sur la cause de ce décalage du courant-jet en période froide. Les

études de sensibilité que j'ai menées à l'aide du modèle atmosphérique LMDZ en conditions glaciaires avec différentes hauteurs de calotte nord-américaine semblent relier le décalage du courant-jet vers l'équateur à l'orographie de la calotte nord-américaine. L'inter-comparaison des modèles PMIP3 tend à montrer que ce décalage dû au forçage mécanique de la calotte est minimisé par l'anomalie froide de température polaire de l'air à la surface. En effet, celle-ci tend à décaler le courant-jet vers le pôle. Ce décalage du courant-jet vers le pôle en cas de refroidissement est néanmoins étonnant au vu d'autres études montrant un décalage du courant-jet vers le pôle en cas de réchauffement climatique (Yin 2005). Cependant, l'étude de Rivière (2011), qui montre qu'une anomalie positive de température polaire dans les basses couches de l'atmosphère tend à décaler le courant-jet vers l'équateur, serait elle tout à fait cohérente avec la réponse que nous avons obtenue. Cette réponse est cependant peu contrainte, en partie à cause de la géométrie complexe du bassin Atlantique, avec notamment la présence du Groenland au Nord, mais aussi du fait de la non-zonalité du courant-jet dans ce bassin. Ces éléments rendent en effet difficile la détermination précise des températures moyennes et des latitudes moyennes du jet que nous avons utilisées pour obtenir une correlation entre température et décalage du jet. L'étude réalisée à l'aide de

LMDZ montre néanmoins que la déviation mécanique du vent moyen dû à la présence de la calotte nord-américaine est un élément clé intervenant sur la position du courant-jet en Atlantique Nord.

Dans le contexte de la glaciation, les résultats obtenues pendant ce travail de thèse sont particulièrement intéressants si on les met en regard des reconstructions fournies par Svendsen et al. (2004). Selon cette reconstruction, la calotte eurasienne se serait d'abord construite à l'est. Son centre de masse se serait ensuite décalé vers l'ouest, et la glace présente sur la Sibérie occidentale au début de la glaciation aurait disparu au DMG. Le décalage vers l'ouest de la calotte eurasienne peut facilement s'expliquer par un surplus des précipitations neigeuses sur le versant ouest de la calotte, comme simulé par LMDZ dans la dernière partie de cette thèse. Cependant, les modifications de circulation atmosphérique induites par la calotte eurasienne seule ne permettent pas d'expliquer l'absence de glace sur la Sibérie. Or, les expériences avec la calotte nord-américaine seule montrent que plus celle-ci est haute, plus le bilan de masse en Eurasie, et en particulier sur la Sibérie et sur la région de Kara, diminue.

À partir de ces résultats, on peut donc imaginer le scénario de glaciation suivant : au début de la

glaciation, la calotte américaine favorise la formation de la calotte eurasienne. Celle-ci se construit donc d'abord sur la Sibérie, les mers de Barents-Kara et la Scandinavie, puis s'étend jusqu'aux îles britanniques. Simultanément, la calotte nord-américaine prend de l'altitude, puis finit par stopper la croissance de la calotte eurasienne, en particulier sur la Sibérie, jusqu'à induire un bilan de masse négatif sur cette région, faisant ainsi fondre la glace sur la Sibérie occidentale et une partie de la calotte de Kara.

Notre étude est bien entendu insuffisante pour valider ce scénario, et ce pour de nombreuses raisons. D'abord, les expériences réalisées avec LMDZ se situent toutes au DMG (en termes de concentration de GES et d'insolation), qui est l'état juste avant la déglaciation, et n'est donc vraisemblablement pas la période la plus adéquate pour l'étude de la glaciation. De plus, nous utilisons des simulations à l'équilibre pour étudier des phénomènes qui sont transitoires (la glaciation), et pour lesquels la prise en compte des rétroactions entre calottes et climat est essentielle, comme nous l'avons montré dans les simulations de glaciation avec CLIMBER-GRISLI (c.f. article Climate of the Past chapitre 2). Enfin, comme déjà énoncé dans le dernier chapitre, une grande partie de notre raisonnement est basé sur le champ de précipitation, qui est connu comme étant un

champ mal représenté dans les GCMs. Pour évaluer plus finement l'impact des calottes sur la circulation atmosphérique, il serait nécessaire de recourir à des modèles de plus haute résolution, comme par exemple celles des modèles atmosphériques régionaux. Malheureusement, de tels modèles appliqués à lensemble de l'hémisphère nord ne sont pas disponibles, et demanderaient le cas échéant un temps de calcul prohibitif, inaccessible aux super-calculateurs actuels.

Malgré ces limitations, ce travail de thèse a néanmoins permis de mettre en avant les mécanismes liés à l'atmosphère par lesquels les calottes de l'hémisphère nord ont pu interférer pendant la dernière période glaciaire. Ces résultats soulignent donc clairement la nécessité de prendre en compte les interactions qui ont pu intervenir entre les calottes pour comprendre leur géométrie lors des différents âges glaciaires.

Perspectives

Dans la continuité directe de ce travail de thèse, nous pouvons concevoir de nouvelles expériences qui permettraient de lever les incertitudes liées aux limitations citées précédemment.

Une solution évidente pour tester notre scénario

de glaciation serait d'effectuer des simulations transitoires de quelques milliers d'années avec un modèle couplé GCM-calotte. Mais de telles simulations nécessitent un temps de calcul élevé, ce qui les rend difficilement accessibles dans l'immédiat compte tenu des contraintes technologiques. On peut néanmoins concevoir de nouvelles expériences de sensibilité à la géométrie des calottes qui permettraient de renforcer les hypothèses émises sur le scénario de glaciation ou au contraire de les infirmer. Une expérience possible consisterait par exemple à forcer LMDZ avec une calotte nord-américaine de type DMG, et une calotte eurasienne plus volumineuse, de type Saalien (140 ka). À l'instar de la démarche que nous avons suivie pour les expériences décrites dans le chapitre 4, les sorties climatiques du modèle LMDZ seraient ensuite utilisées pour calculer le bilan de masse de surface de la calotte eurasienne. Selon notre scénario, l'impact climatique des calottes nord-américaine et eurasienne devraient se traduire par un bilan de masse de surface de la calotte eurasienne négatif sur sa partie orientale. De telles expériences offrent donc la possibilité de vérifier l'hypothèse selon laquelle l'effet topographique de la calotte nord-américaine entraîne une diminution du volume et de l'extension de la calotte eurasienne. Inversement, il serait également intéressant d'examiner l'impact d'une calotte nord-américaine plus petite que celle du DMG sur une ca-

lotte eurasienne plus grosse et plus étendue de façon à apporter de nouveaux éléments de réflexions permettant d'aller vers une meilleure compréhension de la différence de géométrie entre la calotte eurasienne du Saalien et celle du DMG.

Nos expériences de sensibilité du climat à la présence de calottes effectuées avec le modèle LMDZ ont été menées dans le cadre de conditions aux limites correspondant à celles du Dernier Maximum Glaciaire. Pour affiner nos conclusions sur l'impact climatique des calottes, il serait nécessaire de reproduire ces expériences en utilisant des conditions aux limites adaptées à celles d'autres périodes. De plus, si la baisse du niveau des mers au Saalien était sensiblement équivalente à celle du DMG, les différentes reconstructions de niveau marin indiquent au contraire de fortes disparités entre les maximums glaciaires des périodes plus anciennes. Effectuer des expériences similaires à celles décrites précédemment pour différents contextes climatiques et avec un choix judicieux de géométrie de calottes semble donc constituer une approche privilégiée pour mieux comprendre les différentes configurations de calottes nord-américaine et eurasienne lors des différents états glaciaires.

Dans notre étude, les conditions limites océaniques (températures de surface et extension de la glace de mer) proviennent d'une simulation réalisée

avec le modèle de l'IPSL. Nous n'avons pas testé l'influence de ces conditions sur la circulation atmosphérique. Pourtant, la couverture de glace de mer influence bien évidemment les échanges entre l'océan et l'atmosphère, et représente donc un élément important pour la prise en compte des changements de circulation atmosphérique. En particulier, l'étude de (Löfverström et al. 2014) indique que l'extension de la glace de mer peut avoir un fort impact sur la position du courant-jet, et donc sur la télé-connexion entre les deux calottes. On comprend ainsi la nécessité de tester également la sensibilité de nos résultats à l'extension de la glace de mer.

Une condition nécessaire pour valider la robustesse des résultats obtenus avec le modèle LMDZ est d'effectuer les mêmes expériences avec d'autres modèles de circulation générale atmosphérique. En effet, comme nous l'avons vu dans le chapitre 3, les modèles ne sont pas tous en accord quant à la réponse de la circulation atmosphérique à des conditions glaciaires. En particulier, le décalage du courant-jet en Atlantique Nord pendant le DMG n'est pas une signature commune à tous les modèles. L'influence de la calotte nord-américaine sur le courant-jet peut donc varier d'un modèle à l'autre. Effectuer les mêmes expériences que nous avons réalisées avec d'autres modèles permettrait de mettre

en perspective nos conclusions concernant l'impact de la topographie de calotte nord-américaine sur le courant-jet de l'Atlantique Nord, et sur le climat nord-européen. De la même façon, il serait intéressant de connaître la réponse d'autres modèles atmosphériques à la présence d'une calotte eurasiennede type DMG, et d'examiner en particulier s'ils simulent également une augmentation des précipitations sur la mer de Kara ; cet aspect étant un élément clé pour la compréhension de l'histoire de la glaciation, comme nous l'avons vu précédemment.

Jusqu'ici nous nous sommes concentrés uniquement sur les interactions entre calottes glaciaires et atmosphère. Pourtant, les changements de circulation atmosphérique liés à la présence des calottes peuvent induire des effets importants sur la circulation océanique, notamment à travers les changements de direction et d'intensité des vents qui agissent directement sur la couche de mélange et par là même peuvent modifier la circulation de retournement (Wunsch 2006). En retour, les modifications de la circulation océanique peuvent influencer l'évolution des calottes et leurs interactions mutuelles via le couplage avec l'atmosphère. Il serait donc intéressant de refaire les mêmes expériences avec un modèle couplé océan-atmosphère pour tester le rôle de l'océan dans les interactions calotte-calotte.

De même, le couplage du modèle de l'IPSL avec le modèle de calottes GRISLI devrait apporter des éléments nouveaux à notre compréhension des mécanismes. Une procédure de couplage entre IPSL et GRISLI est actuellement en cours de développement pour la version Groenland haute résolution. Une fois validée, cette procédure sera ensuite appliquée à la version de GRISLI développée pour la géométrie des calottes de l'hémisphère nord. Il sera alors possible de mener des simulations à l'équilibre permettant de tester, comme nous l'avons fait, l'impact d'une calotte sur l'autre, mais en prenant cette fois en compte la rétroaction des calottes sur le climat.

Outre les différents aspects du couplage climat-calottes que nous venons d'évoquer, notre étude ouvre la voie sur des questions plus larges. En effet, les sorties provenant de nos expériences menées avec le modèle LMDZ n'ont pas encore été exploitées au maximum de leur potentialité. Nous nous sommes concentrés ici sur l'analyse de l'impact d'une calotte sur le climat de l'hémisphère nord, en particulier de l'Atlantique et de l'Europe du Nord. Or, les autres régions du globe sont également touchées par la présence des calottes. Par exemple, les champs de précipitation indiquent de forts changements sur la position de l'ITCZ en présence d'une calotte. Une étude approfondie de ces résultats pourrait se révéler

intéressante pour mieux comprendre le rôle de chacune des calottes sur les régions tropicales.

Enfin, il serait également intéressant d'examiner ce que nos résultats peuvent apporter à la compréhension de la variabilité rapide observée en période glaciaire. Plusieurs études (Wunsch 2003; 2006, Farrell et Ioannou 2003) suggèrent en effet que l'existence des événements de Dansgaard-Oeschger, tels qu'enregistrés au Groenland, serait une conséquence directe de l'interaction entre circulation atmosphérique et paléo-calottes de l'hémisphère nord. Les changements de phase des ondes stationnaires induites par la présence des calottes pourraient provoquer des modifications, même mineures, des vents d'ouest et induire des changements abrupts des champs de température et de précipitations retrouvés dans les enregistrements du Groenland, qui induiraient à leur tour un changement rapide des vents de surface et donc de la circulation océanique. Ces changements océaniques seraient donc à l'origine de l'enregistrement d'événements de même nature que les événements de Dansgaard-Oeschger, retrouvés en différents endroits du globe.

Une étude encore plus récente (Roberts et al. 2014) suggère que les changements d'altitude des calottes pourraient provoquer des changements climatiques suffisamment importants pour déclencher les instabi-

lités dynamiques glaciaires associées aux événements de Heinrich.

Il faut souligner que jusqu'à présent, aucun consensus n'a pu être établi pour expliquer l'origine de la variabilité rapide glaciaire. Néanmoins les études de Wunsch (2003; 2006), Farrell et Ioannou (2003) et Roberts et al. (2014) montrent que les hypothèses émises jusqu'à présent nécessitent d'être revisitées à la lumière des interactions atmosphère calottes.

Annexes

A

A.1 Précisions sur la dynamique atmosphérique

A.1.1 Équation de Quantité de Mouvement

Notations utilisées :

— $\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \vec{v} \cdot \vec{\nabla}$ est la dérivée particulaire
— $\vec{v}$ représente un champ de vitesse décomposable en une composante zonale u, méridinale v et vertical w. Donc : $\vec{v} = u\vec{i} + v\vec{j} + w\vec{k}$

Pour une particule d'air à l'équilibre, sur laquelle agit la force de Coriolis (référentiel tournant), un gradient de pression et la gravité, la seconde loi de Newton s'exprime comme suit :

$$\frac{d\vec{v}}{dt} = -2\vec{\Omega} \times \vec{v} - \frac{1}{\rho}\vec{\nabla}p + \vec{g} + \vec{F_{fric}} \tag{A.1}$$

où $\vec{V}$ est le vent, $\vec{\Omega}$ est la vitesse angulaire de la Terre, ρ est la densité de l'air, p est la pression, $\vec{F_{fric}}$ une force de friction et $\vec{g}$ la gravité.

A.1.2 L'approximation quasi-géostrophique

L'approximation quasi-géostrophique permet de simplifier les équations du mouvement régissant l'atmosphère et l'océan en admettant certaines hypothèses :

- le fluide est peu profond (profondeur du fluide petite devant ses dimensions horizontales) => faibles fluctuations de la densité ρ, de la température T et de la pression p ($\rho' \ll \bar{\rho}$, $T' \ll \bar{T}$, $p' \ll \bar{p}$)
- le nombre de Rossby est petit ($Ro \ll 1$))
- le paramètre de Coriolis varie peu ($\beta L \ll f$)

Les équations de bases sont ensuite développées en prenant en compte ces hypothèses.

Domaine de validité

- Nombre de Rossby :

Le nombre de Rossby (Ro), très utilisé en dynamique des fluides, représente le rapport entre les forces d'inertie et les forces dues à la rotation de la Terre :

$$Ro = \frac{v}{fL} \tag{A.2}$$

avec L la dimension horizontale caractéristique du mouvement que l'on étudie, f le paramètre de Coriolis (grand aux hautes latitudes), et v la vitesse.
$Ro \ll 1$ est vérifié pour des phénomènes de dimensions $L_c \geq 1000$ km aux moyennes latitudes et $L \geq 10000$ km dans les tropiques.

- Paramètre de Coriolis variant peu :

Aux moyennes latitudes, on a $\beta \simeq 10^{-11}\ m^{-1}.s^{-1}$ et $f \simeq 10^{-4}\ s^{-1}$. Il faut donc, pour vérifier $\beta L \ll f$, $L \leq 1000$ km.

L'approximation géostrophique n'est donc valable que dans des échelles autours de 1000 km dans les moyennes latitudes.

A.1.3 Vorticité et conservation de la vorticité potentielle

Pour la partie suivante, je me suis largement inspirée des cours de dynamique de Francis Codron disponible ici : http ://www.lmd.jussieu.fr/ fcodron/COURS/

La vorticité (ou tourbillon) est une région où le fluide est en rotation. Le vecteur tourbillon permet de décrire les caractéristiques de cette rotation. Il est décrit par le rotationel de la vitesse :

$$\vec{\zeta} = \vec{\nabla} \times \vec{v} \tag{A.3}$$

Donc en coordonnées cartésiennes, pour un champ de vitesse $\vec{v} = (u, v, w)$, les trois composantes

de la vorticité sont :

$$\begin{aligned} \zeta_x &= \frac{\partial w}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial z} \\ \zeta_y &= \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial x} \\ \zeta_z &= \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \end{aligned} \tag{A.4}$$

Dans l'atmosphère, les mouvements de grandes échelles sont plus importants dans le sens horizontal que dans le sens vertical. La composante verticale de la vorticité ζ_z, qui ne dépend que des composantes horizontales du mouvement, est donc la composante la plus importante. On ne s'intéressera donc qu'à celle-ci, et on notera $\vec{\omega} = \zeta\vec{k}$, et donc :

$$\vec{\nabla} \times \vec{v} = \vec{\omega} = \zeta\vec{k} \tag{A.5}$$

Référentiel terrestre

La vitesse absolue $\vec{v_a}$ se décompose en une vitesse relative, qui est la vitesse par rapport à la surface $\vec{v_r}$ et une vitesse d'entraînement $\vec{v_e}$ qui est la vitesse d'un point immobile à la surface. On a donc $\vec{v_a} = \vec{v_r} + \vec{v_e}$. En prenant le rotationnel ($\vec{\nabla}\times$) de cette relation, on obtient :

$$\vec{\omega_a} = \vec{\omega_r} + 2\Omega \tag{A.6}$$

avec $\vec{\omega_r}$ la **vorticité relative** et $\vec{\omega_e} = 2\vec{\Omega}$ la **vorticité planétaire** avec $\vec{\Omega}$ la vitesse angulaire de la Tere, la vorticité d'une rotation solide de vitesse angulaire $\vec{\Omega} = \Omega\vec{k}$ étant de façon générale $2\vec{\Omega}$.
En projetant ceci sur l'axe vertical, on obtient la vorticité relative et le paramètre de Coriolis f en fonction de la latitude ϕ :

$$\begin{aligned} \zeta_a &= \zeta_r + f \\ \zeta_r &= \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \\ f &= 2\Omega \sin(\phi) \end{aligned} \tag{A.7}$$

Notons que f varie avec la latitude : il est nul à l'équateur, positif (négatif) dans l'hémisphère nord (sud). Sa valeur absolue augmente avec la latitude.

Équation d'évolution de la vorticité absolue

On peut trouver une équation d'évolution de la vorticité absolue en ré-écrivant l'équation du mouvement A.1 en utilisant les relations A.5 et A.6 et la relation vetorielle suivante :

$$(\vec{v} \cdot \vec{\nabla})\vec{v} = \vec{\nabla}(\frac{1}{2}v^2) + (\vec{\nabla} \times \vec{v}) \times \vec{v})$$

On obtient :

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \frac{1}{2}\vec{\nabla} v^2 + \vec{\omega_a} \times \vec{v} = \vec{g} - \frac{1}{\rho}\vec{\nabla} p \qquad \text{(A.8)}$$

On applique ensuite un rotationnel, et sachant que $\vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} A) = 0$ et que g est constant, on obtient :

$$\frac{\partial \vec{\omega_a}}{\partial t} + \vec{\nabla} \times (\vec{\omega_a} \times \vec{v}) = \frac{1}{\rho^2}\vec{\nabla}\rho \times \vec{\nabla} p \qquad \text{(A.9)}$$

en utilisant l'identité vectorielle :

$$\vec{\nabla} \times (\vec{\omega_a} \times \vec{v}) = (\vec{v} \cdot \vec{\nabla})\vec{\omega_a} - (\vec{\omega_a} \cdot \vec{\nabla})\vec{v} + \vec{\omega_a}\vec{\nabla} \cdot \vec{v} - \vec{v}\vec{\nabla} \cdot \vec{\omega_a}$$

et sachant que la divergence de ω_a est nulle, on obtient :

$$\frac{d\vec{\omega_a}}{dt} = (\vec{\omega_a} \cdot \vec{\nabla})\vec{v} - \vec{\omega_a}\vec{\nabla} \cdot \vec{v} + \frac{1}{\rho^2}\vec{\nabla}\rho \times \vec{\nabla} p \qquad \text{(A.10)}$$

Le premier élément $(\vec{\omega_a} \cdot \vec{\nabla})\vec{v}$ est un effet de la déformation des tubes de vorticité par l'écoulement. Le deuxième terme $\vec{\omega_a}\vec{\nabla} \cdot \vec{v}$ est proportionel à la divergence de la vitesse. Il est nul pour un fluide incompressible, ou dans l'atmosphère, il peut être éliminé en remplaçant $\vec{\omega_a}$ par la vorticité massique $\vec{\omega_a}/\rho$. Le dernier élément est le terme barocline, nul quand les isobares et les lignes de même densité (isopycnes) sont parallèles, soit dans un fluide barotrope.

Approximation quasi-géostrophique

Si l'on replace l'équation A.10 dans le cadre de l'approximation quasi-géostrophique, dans un écoulement dans un fluide de densité uniforme ρ_0 et de hauteur totale $H(x, y, t)$, on peut éliminer le terme barocline et la divergence de la vitesse. En projetant A.10 sur l'axe vertical, on obtient alors :

$$\frac{d(\zeta_r + f)}{dt} = (\zeta_r + f)\frac{\partial w}{\partial z} \tag{A.11}$$

avec w la vitesse verticale. En intégrant cette équation sur toute la hauteur H entre la surface S et la base B, sachant que la vorticité est indépendante de z on a :

$$H\frac{d(\zeta_r + f)}{dt} = (\zeta_r + f)(w_S - w_B)$$

avec w_S et w_B les vitesses respectives à la surface et à la base du fluide. En considérant $w_S - w_B = \dfrac{dH}{dt}$, on obtient la **conservation de la vorticité potentielle** :

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{\zeta_r + f}{H}\right) = 0 \tag{A.12}$$

A.2 Comparaison des précipitations simulées avec les observations

A.2.1 Péninsule Ibérique et modèles PMIP3

Cette annexe présente une comparaison des précipitations actuelles simulées par les modèles étudiés dans le chapitre 3 avec les données GPCCv6 (Rudolf et al. 2010). Pour cette comparaison, nous utilisons les simulations AMIP : la partie atmosphérique de chaque modèle est forcée par des températures de surface et une extension de glace de mer correspondant aux observations entre 1979 et 2010. Comparer uniquement la partie atmosphérique permet de tester la représentation des mécanismes liés à l'atmosphère seule, sans avoir à interpréter les rétroactions entre les différentes composantes du système climatique. Nous regardons les précipitations simulées par les modèles autour de la Péninsule Ibérique, dans le cadre de l'étude du chapitre 3 sur le lien entre ces précipitations et le courant-jet de l'Atlantique Nord.

Sur la Péninsule Ibérique, les modèles simulent des précipitations relativement en accord avec les observations. On note cependant que les modèles FGOALS, GISS et CNRM sont un peu plus humides, en particulier sur la pointe nord-ouest de la Péninsule Ibérique. À l'opposé, le modèle de l'IPSL est lui un peu sec par rapport aux observations, en particulier sur la moitié sud de la Péninsule Ibérique. Le

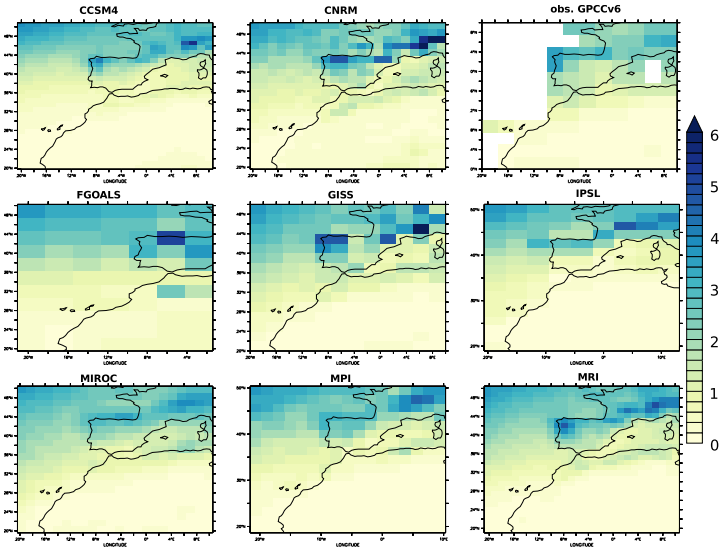


FIGURE A.1 – *Précipitations modélisées par chacun des modèles atmosphérique en moyenne entre 1979 et 2010, comparé aux données GPCCv6 (Rudolf et al. 2010).* (mm·jour^{-1})

maximum de précipitation est cependant à peu près au même endroit dans tous les modèles et dans les observations, à savoir, sur la pointe nord-ouest de la Péninsule Ibérique.

A.2.2 Comparaison du modèle LMDZ

La comparaison des sorties du modèle LMDZ5 avec les observations (figure A.2) montre que les précipitations simulées par LMDZ sont assez bien représentées sur la côte ouest de la Scandinavie, sur le Svalbard et la Nouvelle Zemble, mais sont en général un peu trop abondantes sur la Sibérie et l'Europe.

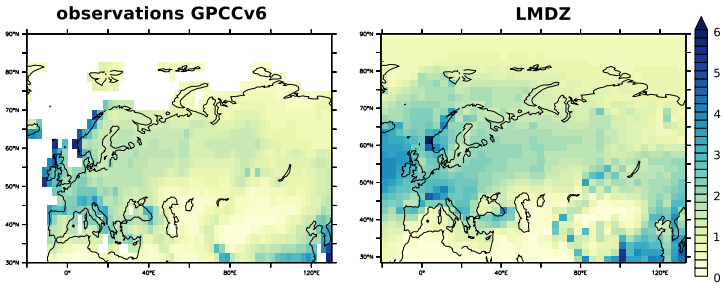


FIGURE A.2 – *Comparaisons des précipitations modélisées par le modèle atmosphérique LMDZ5 en moyenne entre 1979 et 2010 avec les données GPCCv6 (Rudolf et al. 2010).* (mm·jour^{-1})

Bibliographie

Abe-Ouchi, A., Segawa, T., et Saito, F. Juillet 2007, Climatic conditions for modelling the northern hemisphere ice sheets throughout the ice age cycle. *Climate of the Past*, 3(3) : 423–438. URL `http://www.clim-past.net/3/423/2007/`. (Cité page 97.)

Abe-Ouchi, A., Saito, F., Kawamura, K., Raymo, M. E., Okuno, J., Takahashi, K., et Blatter, H. 2013, Insolation-driven 100,000-year glacial cycles and hysteresis of ice-sheet volume. *Nature*, 500(7461) : 190–193. (Cité page 19.)

Adhémar, J. A. 1842, *Révolutions de la mer déluges periodiques*. Carilian-Goeury and Dalmont V., Paris, France. (Cité page 8.)

Agassiz, L. et Bettannier, J. 1840, *Etudes sur les glaciers*. Jent et Gassmann, Neuchâtel, Switzerland.

Ahrens, C. 2012, *Meteorology Today : An Introduction to Weather, Climate, and the Environment*. Cengage Learning, USA. (Cité page 26.)

Alley, R. Janvier 1989, Water-pressure coupling of sliding and bed deformation : I. water system. *Journal of Glaciology*, 35(119) : 108–118. (Cité page 74.)

Aristote. 1863, *Météorologie, Livre 1, Jules Barthélemy Saint-Hilaire*. Durand.

Arrhenius, S. et Holden, E. S. 1897, On the influence of carbonic acid in the air upon the temperature of

the Earth. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 9(54) : 14–24.

Bassinot, F. C., Labeyrie, L. D., Vincent, E., Quidelleur, X., Shackleton, N. J., et Lancelot, Y. 1994, The astronomical theory of climate and the age of the Brunhes-Matuyama magnetic reversal. *Earth and Planetary Science Letters*, 126(1) : 91–108. (Cité page 17.)

Beghin, P., Charbit, S., Dumas, C., Kageyama, M., Roche, D. M., et Ritz, C. Février 2014, Interdependence of the growth of the northern hemisphere ice sheets during the last glaciation : the role of atmospheric circulation. *Climate of the Past*, 10(1) : 345–358. URL `http://www.clim-past.net/10/345/2014/`. (Cité page 262.)

Beghin, P., Charbit, S., Kageyama, M., Combourieu-Nebout, N., Hatte, C., Dumas, C., et Peterschmitt, J. soumis, What drives LGM precipitation over the Western Mediterranean ? *soumis á Climate Dynamics*. (Cité page 265.)

Bonelli, S., Charbit, S., Kageyama, M., Woillez, M.-N., Ramstein, G., Dumas, C., et Quiquet, A. Juillet 2009, Investigating the evolution of major Northern Hemisphere ice sheets during the last glacial-interglacial cycle. *Climate of the Past*, 5(3) : 329–345. URL `http://www.clim-past.net/5/329/2009/`. (Cité pages 60 et 92.)

Boulton, G. et Clark, C. 1990, The Laurentide ice sheet through the last glacial cycle : the topology of drift lineations as a key to the dynamic behaviour of former ice sheets. *Transactions of the Royal Society of*

Edinburgh : Earth Sciences, 81(04) : 327–347. (Cité page 96.)

Braconnot, P., Harrison, S. P., Kageyama, M., Bartlein, P. J., Masson-Delmotte, V., Abe-Ouchi, A., Otto-Bliesner, B., et Zhao, Y. 2012, Evaluation of climate models using palaeoclimatic data. *Nature Climate Change*, 2(6) : 417–424. (Cité pages 50 et 120.)

Braithwaite, R. 1984, Calculation of degree-days for glacier-climate research. *Zeitschrift für Gletscherkunde und Glazialgeologie*, 20 : 1–18. (Cité page 68.)

Braithwaite, R. et Olesen, O. B. Calculation of glacier ablation from air temperature, West Greenland. Dans *Glacier Fluctuations and Climatic Change*, volume 6, pages 219–233. Oerlemans, Johannes, Amsterdam, (Cité page 70.)

Braithwaite, R. J. et Zhang, Y. Février 2000, Sensitivity of mass balance of five swiss glaciers to temperature changes assessed by tuning a degree-day model. *Journal of Glaciology*, 46 (152) : 7–14. URL `http://openurl.ingenta.com/content/xref?genre=article&issn=0022-1430&volume=46&issue=152&spage=7`. (Cité page 70.)

Brayshaw, D. J., Hoskins, B., et Blackburn, M. 2009, The basic ingredients of the North Atlantic storm track. Part I : Land-sea contrast and orography. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 66(9) : 2539–2558. (Cité page 45.)

Brigham-Grette, J. Janvier 2001, New perspectives on Beringian Quaternary paleogeography, stratigraphy, and glacial history.

Quaternary Science Reviews, 20(1-3) : 15–24. URL http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0277379100001347. (Cité page 96.)

Broccoli, A. et Manabe, S. 1987, The influence of continental ice, atmospheric CO2, and land albedo on the climate of the Last Glacial Maximum. *Climate Dynamics*, 1(2) : 87–99. (Cité pages 47 et 52.)

Brovkin, V., Ganopolski, A., et Svirezhev, Y. Août 1997, A continuous climate-vegetation classification for use in climate-biosphere studies. *Ecological Modelling*, 101(2-3) : 251–261. (Cité page 65.)

Charbit, S., Dumas, C., Kageyama, M., Roche, D. M., et Ritz, C. Avril 2013, Influence of ablation-related processes in the build-up of simulated northern hemisphere ice sheets during the last glacial cycle. *The Cryosphere*, 7(2) : 681–698. (Cité pages 60 et 98.)

Charbit, S., Ritz, C., Philippon, G., Peyaud, V., et Kageyama, M. Janvier 2007, Numerical reconstructions of the Northern Hemisphere ice sheets through the last glacial-interglacial cycle. *Climate of the Past*, 3(1) : 15–37. URL http://www.clim-past.net/3/15/2007/. (Cité page 97.)

Charbit, S., Kageyama, M., Roche, D., Ritz, C., et Ramstein, G. Octobre 2005, Investigating the mechanisms leading to the deglaciation of past continental northern hemisphere ice sheets with the climber-gremlins coupled model. *Global and Planetary Change*, 48(4) : 253–273. URL http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0921818105000329. (Cité pages 59, 60 et 97.)

Chavaillaz, Y., Codron, F., et Kageyama, M. Mars 2013, Southern westerlies in LGM and future (RCP4.5) climates. *Climate of the Past*, 9(2) : 517–524. URL `http://www.clim-past.net/9/517/2013/`. (Cité pages 178, 181, 185 et 192.)

CLIMAP. 1981, *Seasonal reconstructions of the earth's surface at the last glacial maximum*. Geological Society of America. (Cité page 120.)

De Angelis, H. et Skvarca, P. 2003, Glacier surge after ice shelf collapse. *Science*, 299(5612) : 1560–1562. (Cité page 76.)

De Saussure, H. 1804, *Voyages dans les Alpes, précédés d'un essai sur l'histoire naturelle des environs le Genève*. Numéro vol. 2 dans Voyages dans les Alpes, précédés d'un essai sur l'histoire naturelle des environs le Genève. L. Fauche-Borel, imprimeur, France.

Deblonde, G. et Peltier, W. 1991, Simulations of continental ice sheet growth over the last glacial-interglacial cycle : Experiments with a one-level seasonal energy balance model including realistic geography. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres (1984–2012)*, 96(D5) : 9189–9215. (Cité page 96.)

Dufresne, J.-L., Foujols, M.-A., Denvil, S., Caubel, A., Marti, O., Aumont, O., Balkanski, Y., Bekki, S., Bellenger, H., Benshila, R., et al. 2013, Climate change projections using the IPSL-CM5 Earth System Model : from CMIP3 to CMIP5. *Climate Dynamics*, 40 (9-10) : 2123–2165. (Cité page 118.)

Dumas, C. *Modélisation de l'évolution de l'Antarctique depuis le dernier cycle glaciaire-interglaciaire jusqu'au*

futur : importance relative des différents processus physiques et rôle des données d'entrée. PhD thesis, Université Joseph Fourier - Grenoble I, 2002. (Cité pages 66 et 67.)

Emiliani, C. 1955, Pleistocene temperatures. *The Journal of Geology*, pages 538–578. (Cité page 14.)

EPICA members. 2004, Eight glacial cycles from an Antarctic ice core. *Nature*, 429(6992) : 623–628. (Cité pages 16, 17 et 90.)

Farrell, B. F. et Ioannou, P. J. 2003, Structural stability of turbulent jets. *Journal of the atmospheric sciences*, 60(17) : 2101–2118. (Cité pages 275 et 276.)

Fausto, R. S., Ahlström, A. P., van As, D., Johnsen, S. J., Langen, P. L., et Steffen, K. Décembre 2009, Improving surface boundary conditions with focus on coupling snow densification and meltwater retention in large-scale ice-sheet models of Greenland. *Journal of Glaciology*, 55(193) : 869–878. (Cité pages 70 et 98.)

Foldvik, A., Gammelsrød, T., Nygaard, E., et Østerhus, S. 2001, Current measurements near ronne ice shelf : Implications for circulation and melting. *Journal of Geophysical Research : Oceans (1978–2012)*, 106(C3) : 4463–4477. (Cité page 76.)

Fouquart, Y. et Bonnel, B. 1980, Computations of solar heating of the earth's atmosphere- a new parameterization. *Beitraege zur Physik der Atmosphaere*, 53 : 35–62. (Cité page 190.)

Ganopolski, A. et Calov, R. Décembre 2011, The role of orbital forcing, carbon dioxide and regolith in

100 kyr glacial cycles. *Climate of the Past*, 7(4) : 1415–1425. URL http://www.clim-past.net/7/1415/2011/. (Cité page 60.)

Ganopolski, A., Calov, R., et Claussen, M. Avril 2010, Simulation of the last glacial cycle with a coupled climate ice-sheet model of intermediate complexity. *Climate of the Past*, 6(2) : 229–244. URL http://www.clim-past.net/6/229/2010/. (Cité page 60.)

Ganopolski, A. et Rahmstorf, S. 2001, Rapid changes of glacial climate simulated in a coupled climate model. *Nature*, 409(6817) : 153–158. (Cité page 60.)

Greve, R. 2005, Relation of measured basal temperatures and the spatial distribution of the geothermal heat flux for the Greenland ice sheet. *Annals of Glaciology*, 42(1) : 424–432. (Cité pages 70 et 97.)

Hawkins, E. et Sutton, R. 2011, The potential to narrow uncertainty in projections of regional precipitation change. *Climate Dynamics*, 37(1-2) : 407–418. (Cité pages 138 et 258.)

Hays, J. D., Imbrie, J., et Shackleton, N. J. Décembre 1976, Variations in the Earth's orbit : Pacemaker of the Ice Ages. *Science*, 194(4270) : 1121–1132. (Cité page 15.)

Held, I. M., Ting, M., et Wang, H. Août 2002, Northern winter stationary waves : Theory and modeling. *Journal of Climate*, 15(16) : 2125–2144. (Cité page 87.)

Hoskins, B. J. et Karoly, D. J. Juin 1981, The steady linear response of a spherical atmosphere to thermal

and orographic forcing. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 38(6) : 1179–1196. (Cité page 87.)

Hourdin, F., Musat, I., Bony, S., Braconnot, P., Codron, F., Dufresne, J.-L., Fairhead, L., Filiberti, M.-A., Friedlingstein, P., Grandpeix, J.-Y., et al. 2006, The LMDZ4 general circulation model : climate performance and sensitivity to parametrized physics with emphasis on tropical convection. *Climate Dynamics*, 27(7-8) : 787–813. (Cité pages 189 et 190.)

Hulbe, C. L. 1997, An ice shelf mechanism for heinrich layer production. *Paleoceanography*, 12(5) : 711–717. (Cité page 77.)

Hulbe, C. L., MacAyeal, D. R., Denton, G. H., Kleman, J., et Lowell, T. V. 2004, Catastrophic ice shelf breakup as the source of heinrich event icebergs. *Paleoceanography*, 19(1). (Cité page 77.)

Hutter, K. 1983, *Theoretical glaciology : material science of ice and the mechanics of glaciers and ice sheets*. Reidel ; Terra Scientific Pub. Co. ; Sold and distributed in the U.S.A. and Canada by Kluwer Academic Publishers, Dordrecht ; Boston ; Tokyo, Japan ; Hingham, MA. (Cité page 73.)

Huybrechts, P., Letreguilly, A., et Reeh, N. 1991, The greenland ice sheet and greenhouse warming. *Palaeogeography, Palaeoclimatology, Palaeoecology*, 89(4) : 399–412. (Cité page 97.)

Imbrie, J., Berger, A., Boyle, E. A., Clemens, S. C., Duffy, A., Howard, W. R., Kukla, G., Kutzbach, J., Martinson, D. G., McIntyre, A., Mix, A. C., Molfino, B., Morley, J. J., Peterson, L. C., Pisias, N. G., Prell, W. L., Raymo, M. E., Shackleton, N. J., et

Toggweiler, J. R. Décembre 1993, On the structure and origin of major glaciation cycles 2. the 100,000-year cycle. *Paleoceanography*, 8(6) : 699–735. (Cité page 17.)

Jacobs, S. S., Gordon, A. L., et Ardai, J. 1979, Circulation and melting beneath the ross ice shelf. *Science*, 203(4379) : 439–443. (Cité page 76.)

Janssens, I. et Huybrechts, P. 2000, The treatment of meltwater retention in mass-balance parameterizations of the Greenland ice sheet. *Annals of Glaciology*, 31(1) : 133–140. (Cité page 70.)

Jean de Charpentier. 1841, *Essai sur les glaciers et sur le terrain erratique du bassin du Rhône*. M. Ducloux, Lausanne. (Cité page 4.)

Jenkins, A. 1991, A one-dimensional model of ice shelf-ocean interaction. *Journal of Geophysical Research : Oceans (1978–2012)*, 96(C11) : 20671–20677. (Cité page 76.)

Joussaume, S. et Taylor, K. 1995, Status of the paleoclimate modeling intercomparison project (PMIP). *World Meteorological Organisation-Publications-WMO TD*, pages 425–430. (Cité pages 119 et 120.)

Jouzel, J., Masson-Delmotte, V., Cattani, O., Dreyfus, G., Falourd, S., Hoffmann, G., Minster, B., Nouet, J., Barnola, J.-M., Chappellaz, J., et al. 2007, Orbital and millennial Antarctic climate variability over the past 800,000 years. *science*, 317(5839) : 793–796. (Cité page 16.)

Kageyama, M., Charbit, S., Ritz, C., Khodri, M., et Ramstein, G. 2004, Quantifying ice-sheet feedbacks

during the last glacial inception. *Geophysical Research Letters*, 31(24). URL http://doi.wiley.com/10.1029/2004GL021339. (Cité pages 59 et 60.)

Kageyama, M., Valdes, P. J., Ramstein, G., Hewitt, C., et Wyputta, U. Mars 1999, Northern hemisphere storm tracks in present day and Last Glacial Maximum climate simulations : A comparison of the european PMIP models*. *Journal of Climate*, 12(3) : 742–760. (Cité page 50.)

Kageyama, M., Braconnot, P., Bopp, L., Caubel, A., Foujols, M.-A., Guilyardi, E., Khodri, M., Lloyd, J., Lombard, F., Mariotti, V., Marti, O., Roy, T., et Woillez, M.-N. Mai 2013, Mid-holocene and last glacial maximum climate simulations with the ipsl model-part i : comparing ipsl-cm5a to ipsl-cm4. *Climate Dynamics*, 40(9-10) : 2447–2468. URL http://link.springer.com/10.1007/s00382-012-1488-8. (Cité page 191.)

Kageyama, M. et Valdes, P. J. 2000, Impact of the North American ice-sheet orography on the Last Glacial Maximum eddies and snowfall. *Geophysical Research Letters*, 27(10) : 1515–1518. (Cité pages 47, 52 et 126.)

Kasahara, A. 1977, Computational aspects of numerical models for weather prediction and climate simulation. *General circulation models of the atmosphere.(A 78-10662 01-47) New York, Academic Press, Inc.*, pages 1–66. (Cité page 190.)

Kaspi, Y. et Schneider, T. Mars 2011, Winter cold of eastern continental boundaries induced by warm ocean waters. *Nature*, 471

(7340) : 621–624. URL http://www.nature.com/doifinder/10.1038/nature09924. (Cité page 45.)

Kiehl, J. et Trenberth, K. E. 1997, Earth's annual global mean energy budget. *Bulletin of the American Meteorological Society*, 78(2) : 197–208. URL http://journals.ametsoc.org/doi/abs/10.1175/1520-0477%281997%29078%3C0197%3AEAGMEB%3E2.0.CO%3B2. (Cité page 25.)

Kleman, J., Fastook, J., Ebert, K., Nilsson, J., et Caballero, R. 2013, Pre-LGM northern hemisphere ice sheet topography. *Climate of the Past*, 9(5) : 2365–2378. (Cité page 249.)

Kutzbach, J. et Wright Jr, H. 1985, Simulation of the climate of 18,000 years BP : Results for the North American/North Atlantic/European sector and comparison with the geologic record of North America. *Quaternary Science Reviews*, 4(3) : 147–187. (Cité page 46.)

Laîné, A., Kageyama, M., Salas-Mélia, D., Voldoire, A., Rivière, G., Ramstein, G., Planton, S., Tyteca, S., et Peterschmitt, J. Y. Avril 2008, Northern hemisphere storm tracks during the last glacial maximum in the PMIP2 ocean-atmosphere coupled models : energetic study, seasonal cycle, precipitation. *Climate Dynamics*, 32(5) : 593–614. (Cité pages 50 et 51.)

Lambeck, K. Avril 2001, Sea level change through the Last Glacial Cycle. *Science*, 292(5517) : 679–686. (Cité pages 20, 21 et 122.)

Laskar, J., Robutel, P., Joutel, F., Gastineau, M., Correia, A. C. M., et Levrard, B. Décembre 2004, A long-term numerical solution for the insolation quantities of the Earth. *Astronomy and Astrophysics*, 428(1) : 261–285. (Cité page 90.)

Le Treut, H. L., Li, Z., et Forichon, M. 1994, Sensitivity of the LMD general circulation model to greenhouse forcing associated with two different cloud water parameterizations. *Journal of climate*, 7(12) : 1827–1841. (Cité page 190.)

Le Treut, H., Forichon, M., Boucher, O., et Li, Z.-X. 1998, Sulfate aerosol indirect effect and CO2 greenhouse forcing : Equilibriumresponse of the LMD GCM and associated cloud feedbacks. *Journal of climate*, 11(7) : 1673–1684. (Cité page 190.)

Li, C. et Battisti, D. S. 2008, Reduced Atlantic storminess during Last Glacial Maximum : Evidence from a coupled climate model. *Journal of Climate*, 21(14) : 3561–3579. (Cité pages 47, 49, 50, 51, 52 et 126.)

Liakka, J. Janvier 2012, Interactions between topographically and thermally forced stationary waves : implications for ice-sheet evolution. *Tellus A*, 64(0). (Cité page 53.)

Liakka, J. et Nilsson, J. Août 2010, The impact of topographically forced stationary waves on local ice-sheet climate. *Journal of Glaciology*, 56(197) : 534–544. (Cité pages 52 et 53.)

Liakka, J., Nilsson, J., et Löfverström, M. Février 2011, Interactions between stationary waves and ice

sheets : linear versus nonlinear atmospheric response. *Climate Dynamics*, 38(5-6) : 1249–1262. (Cité page 53.)

Löfverström, M., Caballero, R., Nilsson, J., et Kleman, J. Juillet 2014, Evolution of the large-scale atmospheric circulation in response to changing ice sheets over the last glacial cycle. *Climate of the Past*, 10(4) : 1453–1471. (Cité pages 53 et 272.)

Loulergue, L., Schilt, A., Spahni, R., Masson-Delmotte, V., Blunier, T., Lemieux, B., Barnola, J.-M., Raynaud, D., Stocker, T. F., et Chappellaz, J. Mai 2008, Orbital and millennial-scale features of atmospheric CH4 over the past 800,000 years. *Nature*, 453(7193) : 383–386. URL `http://www.nature.com/doifinder/10.1038/nature06950`. (Cité page 121.)

Lüthi, D., Le Floch, M., Bereiter, B., Blunier, T., Barnola, J.-M., Siegenthaler, U., Raynaud, D., Jouzel, J., Fischer, H., Kawamura, K., et Stocker, T. F. Mai 2008, High-resolution carbon dioxide concentration record 650,000-800,000 years before present. *Nature*, 453(7193) : 379–382. (Cité pages 18 et 121.)

MacAyeal, D. R. 1989, Large-scale ice flow over a viscous basal sediment : Theory and application to ice stream b, antarctica. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth (1978–2012)*, 94(B4) : 4071–4087. (Cité page 75.)

Malardel, S. 2005, *Fondamentaux de météorologie : à l'école du temps*, volume 45. Cepadues. (Cité page 36.)

Manabe, S. et Broccoli, A. J. 1985, The influence of continental ice sheets on the climate of an ice age. *Journal of Geophysical Research*, 90(D1) : 2167. (Cité pages 46, 47, 48, 52 et 126.)

Marshall, S. J. et Koutnik, M. R. 2006, Ice sheet action versus reaction : Distinguishing between heinrich events and dansgaard-oeschger cycles in the north atlantic. *Paleoceanography*, 21(2). (Cité page 77.)

Marti, O., Braconnot, P., Dufresne, J.-L., Bellier, J., Benshila, R., Bony, S., Brockmann, P., Cadule, P., Caubel, A., Codron, F., et al. 2010, Key features of the ipsl ocean atmosphere model and its sensitivity to atmospheric resolution. *Climate Dynamics*, 34(1) : 1–26. (Cité page 189.)

Milankovitch, M. 1920, *Théorie mathématique des phénomènes thermiques produits par la radiation solaire*, volume 339. Paris. (Cité page 11.)

Milankovitch, M. 1941, *Kanon des Erdbestrahlung und seine Anwendung auf des Eizeitenproblem*. Belgrade. (Cité page 11.)

Morcrette, J.-J., Smith, L., et Fouquart, Y. 1986, Pressure and temperature dependence of the absorption in longwave radiation parametrizations. *Beiträge zur Physik der Atmosphäre*, 59(4) : 455–469. (Cité page 190.)

Morland, L., Smith, G., et Boulton, G. 1984, Basal sliding relations deduced from ice sheet data. *J. Glaciol*, 30(105) : 131–139. (Cité pages 73 et 75.)

NCEP. Reanalysis derived data provided by the NOAA/OAR/ESRL PSD, Boulder, Colorado, USA,

from their Web site at. URL http://www.esrl.noaa.gov/psd/. (Cité pages 28, 85 et 86.)

Oerlemans, J. 1979, A model of a stochastically driven ice sheet with planetary wave feedback. *Tellus*, 31 (6) : 469–477. (Cité page 46.)

Oerter, H., Kipfstuhl, J., Determann, J., Miller, H., Wagenbach, D., Minikin, A., et Graf, W. 1992, Evidence for basal marine ice in the filchner-ronne ice shelf. *Nature*, 358 : 399–401. (Cité page 76.)

Oke, T. R. 1992, *Boundary layer climates*. Routledge, London ; New York. (Cité page 26.)

Paillard, D. 2001, Glacial cycles : toward a new paradigm. *Reviews of Geophysics*, 39(3). (Cité page 15.)

Paillard, D. 2013, *Paléoclimatologie : enquête sur les climats anciens. Tome 2*. Duplessy J. Cl. and Ramstein G., Les Ulis, Paris. (Cité page 8.)

Paillard, D. Janvier 2015, Quaternary glaciations : from observations to theories. *Quaternary Science Reviews*, 107 : 11–24. URL http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0277379114003898. (Cité page 8.)

Pattyn, F. 2000, Ice-sheet modelling at different spatial resolutions : focus on the grounding zone. *Annals of Glaciology*, 31(1) : 211–216. (Cité page 76.)

Pattyn, F., Huyghe, A., De Brabander, S., et De Smedt, B. 2006, Role of transition zones in marine ice sheet dynamics. *Journal of Geophysical Research : Earth Surface (2003-2012)*, 111(F2). (Cité page 76.)

Pausata, F. S. R., Li, C., Wettstein, J. J., Kageyama, M., et Nisancioglu, K. H. Octobre 2011, The key role of topography in altering North Atlantic atmospheric circulation during the last glacial period. *Climate of the Past*, 7(4) : 1089–1101. (Cité pages 47 et 87.)

Peixoto, J. P. et Oort, A. H. 1992, *Physics of climate*. American Institute of Physics, New York. (Cité page 39.)

Peltier, W. R. et Marshall, S. 1995, Coupled energy-balance/ice-sheet model simulations of the glacial cycle : A possible connection between terminations and terrigenous dust. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres (1984–2012)*, 100(D7) : 14269–14289. (Cité page 96.)

Peltier, W. Mai 2004, Global glacial isostasy and the surface of the ice-age earth : the ICE-5G (VM2) Model and GRACE. *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*, 32(1) : 111–149. URL `http://www.annualreviews.org/doi/abs/10.1146/annurev.earth.32.082503.144359`. (Cité pages 92 et 123.)

Peltier, W. Août 2009, Closure of the budget of global sea level rise over the GRACE era : the importance and magnitudes of the required corrections for global glacial isostatic adjustment. *Quaternary Science Reviews*, 28(17-18) : 1658–1674. (Cité pages 20, 21 et 122.)

Petoukhov, V., Ganopolski, A., Brovkin, V., Claussen, M., Eliseev, A., Kubatzki, C., et Rahmstorf, S. Janvier 2000, CLIMBER-2 : a climate system model of intermediate complexity. part I : model description

and performance for present climate. *Climate Dynamics*, 16(1) : 1–17. (Cité pages 59 et 61.)

Peyaud, V., Ritz, C., et Krinner, G. 2007, Modelling the Early Weichselian Eurasian Ice Sheets : role of ice shelves and influence of ice-dammed lakes. *Climate of the Past Discussions*, 3(1). (Cité pages 66 et 67.)

Philippon, G., Ramstein, G., Charbit, S., Kageyama, M., Ritz, C., et Dumas, C. Août 2006, Evolution of the antarctic ice sheet throughout the last deglaciation : A study with a new coupled climate-north and south hemisphere ice sheet model. *Earth and Planetary Science Letters*, 248(3-4) : 750–758. URL `http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0012821X06004390`. (Cité pages 59, 60 et 92.)

Quiquet, A., Punge, H. J., Ritz, C., Fettweis, X., Gallée, H., Kageyama, M., Krinner, G., Salas y Mélia, D., et Sjolte, J. Septembre 2012, Sensitivity of a greenland ice sheet model to atmospheric forcing fields. *The Cryosphere*, 6(5) : 999–1018. URL `http://www.the-cryosphere.net/6/999/2012/`. (Cité page 66.)

Reeh, N. 1991, Parameterization of melt rate and surface temperature on the Greenland ice sheet. *Polarforschung*, 59(3) : 113–128. (Cité pages 68, 70, 71 et 98.)

Ringler, T. D. et Cook, K. H. 1997, Factors controlling nonlinearity in mechanically forced stationary waves over orography. *Journal of the atmospheric sciences*, 54(22) : 2612–2629. (Cité page 87.)

Ritz, C., Fabre, A., et Letréguilly, A. 1997, Sensitivity of a Greenland ice sheet model to ice flow and ablation parameters : consequences for the evolution through the last climatic cycle. *Climate Dynamics*, 13(1) : 11–23. (Cité pages 77 et 97.)

Ritz, C., Rommelaere, V., et Dumas, C. 2001, Modeling the evolution of antarctic ice sheet over the last 420,000 years : Implications for altitude changes in the Vostok region. *Journal of Geophysical Research*, 106(D23) : 31943–31964. (Cité pages 66, 67 et 97.)

Rivière, G. Juin 2011, A dynamical interpretation of the poleward shift of the jet streams in global warming scenarios. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 68(6) : 1253–1272. URL `http://journals.ametsoc.org/doi/abs/10.1175/2011JAS3641.1`. (Cité pages 178, 179, 181, 193, 195 et 266.)

Rivière, G., Laîné, A., Lapeyre, G., Salas-Mélia, D., et Kageyama, M. Juin 2010, Links between Rossby wave breaking and the North Atlantic Oscillation-Arctic Oscillation in Present-Day and Last Glacial Maximum climate simulations. *Journal of Climate*, 23(11) : 2987–3008. (Cité pages 50 et 51.)

Roberts, W. H., Valdes, P. J., et Payne, A. J. 2014, Topography's crucial role in Heinrich Events. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, page 201414882. (Cité pages 275 et 276.)

Robinson, A., Calov, R., et Ganopolski, A. 2010, An efficient regional energy-moisture balance model for simulation of the Greenland Ice Sheet response to climate change. *The Cryosphere*, 4(2) : 129–144. (Cité page 97.)

Roche, D. M., Dumas, C., Bügelmayer, M., Charbit, S., et Ritz, C. 2013, Adding a dynamical cryosphere into iLOVECLIM (version 1.0) - Part 1 : Coupling with the GRISLI ice-sheet model. *Geoscientific Model Development Discussions*, 6(4) : 5215–5249. URL `http://www.geosci-model-dev-discuss.net/6/5215/2013/`. (Cité page 117.)

Roe, G. H. et Lindzen, R. S. Mars 2001a, A one-dimensional model for the interaction between continental-scale ice sheets and atmospheric stationary waves. *Climate Dynamics*, 17(5-6) : 479–487. (Cité pages 52 et 53.)

Roe, G. H. et Lindzen, R. S. Avril 2001b, The mutual interaction between continental-scale ice sheets and atmospheric stationary waves. *Journal of Climate*, 14 (7) : 1450–1465. (Cité pages 52 et 53.)

Rossby, C.-G. 1940, Planetary flow patterns in the atmosphere. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc*, 66 : 68–87. (Cité page 41.)

Rudolf, B., Becker, A., Schneider, U., Meyer-Christoffer, A., et Ziese, M. 2010, Gpcc status report december 2010. *GPCC, December*. (Cité pages 286, 287 et 288.)

Sadourny, R. 1975a, Compressible model flows on the sphere. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 32 (11) : 2103–2110. (Cité page 190.)

Sadourny, R. et Laval, K. 1984, January and july performance of the LMD general circulation model. *New Perspectives in Climate Modeling*, 1 : 173–197. (Cité page 190.)

Sadourny, R. 1975b, The dynamics of finite-difference models of the shallow-water equations. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 32(4) : 680–689. (Cité page 190.)

Sanberg, J. et Oerlemans, J. 1983, Modelling of pleistocene European ice sheets : the effect of upslope precipitation. *Geologie en Mijnbouw*, 62 : 267–273. (Cité pages 249 et 256.)

Schoof, C. 2007, Ice sheet grounding line dynamics : Steady states, stability, and hysteresis. *Journal of Geophysical Research : Earth Surface (2003–2012)*, 112 (F3). (Cité page 76.)

Seager, R., Battisti, D. S., Yin, J., Gordon, N., Naik, N., Clement, A. C., et Cane, M. A. Octobre 2002, Is the Gulf Stream responsible for Europe's mild winters ? *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 128(586) : 2563–2586. URL `http://doi.wiley.com/10.1256/qj.01.128`. (Cité page 45.)

Semtner Jr, A. J. 1976, A model for the thermodynamic growth of sea ice in numerical investigations of climate. *Journal of Physical Oceanography*, 6(3) : 379–389. (Cité page 65.)

Shabtaie, S. et Bentley, C. R. 1987, West antarctic ice streams draining into the ross ice shelf : Configuration and mass balance. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth (1978–2012)*, 92(B2) : 1311–1336. (Cité page 76.)

Spahni, R. Novembre 2005, Atmospheric methane and nitrous oxide of the Late Pleistocene from Antarctic ice cores. *Science*, 310(5752) : 1317–1321.

URL http://www.sciencemag.org/cgi/doi/10.1126/science.1120132. (Cité page 121.)

Stocker, T. F., Mysak, L. A., et Wright, D. G. 1992, A zonally averaged, coupled ocean-atmosphere model for paleoclimate studies. *Journal of Climate*, 5 (8) : 773–797. (Cité page 64.)

Stone, E., Lunt, D., Rutt, I., et Hanna, E. 2010, Investigating the sensitivity of numerical model simulations of the modern state of the Greenland ice-sheet and its future response to climate change. *The Cryosphere, Volume 4, Issue 3, 2010, pp. 397-417*, 4 : 397–417. (Cité page 97.)

Svendsen, J. I., Alexanderson, H., Astakhov, V. I., Demidov, I., Dowdeswell, J. A., Funder, S., Gataullin, V., Henriksen, M., Hjort, C., Houmark-Nielsen, M., et al. 2004, Late quaternary ice sheet history of northern Eurasia. *Quaternary Science Reviews*, 23(11) : 1229–1271. URL http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0277379103003421. (Cité pages 21, 22, 249, 256 et 267.)

Swingedouw, D., Fichefet, T., Huybrechts, P., Goosse, H., Driesschaert, E., et Loutre, M.-F. 2008, Antarctic ice-sheet melting provides negative feedbacks on future climate warming. *Geophysical Research Letters*, 35(17). (Cité page 97.)

Tarasov, L., Dyke, A. S., Neal, R. M., et Peltier, W. Janvier 2012, A data-calibrated distribution of deglacial chronologies for the North American ice complex from glaciological modeling. *Earth and Planetary Science Letters*, 315-316 : 30–40. URL http://linkinghub.elsevier.com/

retrieve/pii/S0012821X11005243. (Cité pages 20, 21 et 122.)

Tarasov, L. et Peltier, W. R. 2002, Greenland glacial history and local geodynamic consequences. *Geophysical Journal International*, 150(1) : 198–229. (Cité page 70.)

Taylor, K. E., Stouffer, R. J., et Meehl, G. A. Avril 2012, An overview of CMIP5 and the experiment design. *Bulletin of the American Meteorological Society*, 93(4) : 485–498. URL http://journals.ametsoc.org/doi/abs/10.1175/BAMS-D-11-00094.1. (Cité page 120.)

Tyndall, J. 1861, On the absorption and radiation of heat by gases and vapours, and on the physical connexion of radiation, absorption, and conduction. *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, 22(146) : 169–194.

Ullman, D. J., LeGrande, A. N., Carlson, A. E., Anslow, F. S., et Licciardi, J. M. Mars 2014, Assessing the impact of Laurentide ice sheet topography on glacial climate. *Climate of the Past*, 10(2) : 487–507. (Cité pages 51 et 131.)

Valdes, P. J. et Hoskins, B. J. 1991, Nonlinear orographically forced planetary waves. *Journal of the atmospheric sciences*, 48(18) : 2089–2106. (Cité page 87.)

Venetz, I. 1821, Mémoire sur les variations de la température dans les Alpes de la Suisse. *Mém. Soc. Helv. Sci*, 1 : 1–38.

Vizcaíno, M., Mikolajewicz, U., Gröger, M., Maier-Reimer, E., Schurgers, G., et Winguth, A. M. 2008,

Long-term ice sheet–climate interactions under anthropogenic greenhouse forcing simulated with a complex Earth System Model. *Climate dynamics*, 31 (6) : 665–690. (Cité page 97.)

Waelbroeck, C., Labeyrie, L., Michel, E., Duplessy, J., McManus, J., Lambeck, K., Balbon, E., et Labracherie, M. Janvier 2002, Sea-level and deep water temperature changes derived from benthic foraminifera isotopic records. *Quaternary Science Reviews*, 21(1-3) : 295–305. URL `http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0277379101001019`. (Cité pages 83, 90, 91, 122 et 256.)

Winsborrow, M., Clark, C. D., et Stokes, C. R. 2004, Ice streams of the laurentide ice sheet. *Géographie physique et Quaternaire*, 58(2-3) : 269–280. (Cité page 77.)

Wunsch, C. 2003, Determining paleoceanographic circulations, with emphasis on the Last Glacial Maximum. *Quaternary Science Reviews*, 22(2) : 371–385. (Cité pages 275 et 276.)

Wunsch, C. 2006, Abrupt climate change : An alternative view. *Quaternary Research*, 65(2) : 191–203. (Cité pages 273, 275 et 276.)

Wyputta, U. et McAvaney, B. 2001, Influence of vegetation changes during the Last Glacial Maximum using the BMRC atmospheric general circulation model. *Climate Dynamics*, 17(12) : 923–932. (Cité page 96.)

Yin, J. H. 2005, A consistent poleward shift of the storm tracks in simulations of 21st century climate.

Geophysical Research Letters, 32(18). (Cité pages 178 et 266.)