



HAL
open science

Influence dynamique de l'Himalaya sur le climat en Extrême-Orient

Sylvain Mailler

► **To cite this version:**

Sylvain Mailler. Influence dynamique de l'Himalaya sur le climat en Extrême-Orient. Sciences de la Terre. Université Paris-Est, 2010. Français. NNT : 2010PEST1075 . tel-00598530

HAL Id: tel-00598530

<https://pastel.hal.science/tel-00598530>

Submitted on 6 Jun 2011

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.

**THÈSE DE DOCTORAT DE
L'UNIVERSITÉ PARIS-EST**

Spécialité

Océanologie, Météorologie et Environnement

(Ecole Doctorale Ville Environnement)

Présentée par

Sylvain Mailler

pour obtenir le grade de

DOCTEUR de l'UNIVERSITÉ PARIS-EST

Sujet de la thèse :

**INFLUENCE DYNAMIQUE DU PLATEAU TIBÉTAIN SUR LA
CIRCULATION ATMOSPHÉRIQUE EN EXTRÊME-ORIENT**

soutenue le 29 septembre 2010

devant le jury composé de :

M. Michel DÉQUÉ	Rapporteur
M. Laurent LI	Rapporteur
M. Joseph EGGER	Examinateur
M. Jean-François ROYER	Examinateur
M. François LOTT	Directeur de thèse

Remerciements

Je suis infiniment reconnaissant à François Lott d'avoir toujours su être à la fois un grand fournisseur d'idées et un aiguillon me poussant à préciser et affûter les miennes en me plaçant au niveau scientifique le plus élevé qui soit à ma portée. Travailler en étroite collaboration avec lui pendant plus de trois ans a été un immense privilège. Qu'il soit remercié ici de sa patience, de son attention et de son investissement, qui m'ont permis de construire cette thèse et de me former à son contact au travail scientifique.

Je remercie Laurent Li et Michel Déqué pour avoir bien voulu prendre la charge de rapporteur et s'être penché avec intérêt sur mon travail, Jean-François Royer et Joseph Egger pour avoir accepté de faire partie de mon jury et m'avoir aidé à affiner mes idées au cours de plusieurs discussions tout au long de cette thèse. Je remercie également Jean-Philippe Duvel pour avoir eu la patience de répondre à mes questions sur la mousson et la météorologie tropicale et Denis-Didier Rousseau pour d'utiles conversations sur le climat passé en extrême-orient.

Cette thèse n'aurait pas été possible sans Lionel Guez, qui m'a introduit aux arcanes de l'informatique scientifique et m'a permis de déjouer les pièges de LMDz et des super-calculateurs, Matthieu Perrault et Frédéric Bongat qui ont su résoudre tous mes problèmes informatiques, Marie-Christine Roos qui a su, par sa gentillesse, rendre agréables toutes les démarches administratives, Catherine Alcouffe et Marine Daniel pour avoir facilité mes relations avec l'Université. Je remercie tout particulièrement ma co-dirigée Pauline de faire vivre le laboratoire par sa bonne humeur, mais aussi de m'avoir aidé à réaliser plusieurs figures de cette thèse. Je remercie tous ceux qui ont contribué à la bonne ambiance de travail de laquelle j'ai bénéficié durant ces quelque quarante mois passés au LMD, parmi lesquels Jonathan Gula, Bruno Deremble, Bruno Ribstein, Fabio D'Andrea, Hugo Bellenger, Ronan James, Riwal Plougonven, Laurent Descamps, Émilie Scherer, Romain N'Guyen, Maximilien Bolot, Pietro Peterlongo, Ludivine Oruba, Alexis Chollet, Stefan Lohrey.

Je remercie également tous les habitués du Mayflower qui m'ont manqué à la fin de cette thèse : Mathieu, Benjamin et Ludovic, ainsi que Guillaume et Matthieu, les derniers rescapés parisiens parmi les anciens occupants du B4 à Montrouge, mes ami-e-s et camarades villejuifois qui ont donné sens à mon exil outre-périphérique, Yann et Jérémie pour toutes les discussions que nous avons eues en déjeunant, Sébastien pour m'avoir accueilli chez lui à plusieurs reprises pour de grandes bouffées d'oxygène, et plus généralement tous les amis qui m'ont donné l'opportunité de m'évader du quotidien pendant ces trois ans, Sylvain, Pierre, Antonin, Loïc et tous les autres. Je remercie la cordillère des Andes pour m'avoir donné à la fois un lieu d'application de nos constructions théoriques et de superbes vacances. Je remercie mes parents et ma sœur Cécile pour avoir toujours été à mes côtés au cours de ces trois ans, m'offrant des moments de repos inégalables lors de tous mes séjours à Bordeaux. Enfin, je remercie Dolores pour tous les moments de bonheur passés avec elle au cours de cette thèse, qui m'ont donné foi en l'avenir et l'envie de déplacer les montagnes et d'effacer les frontières.

Influence dynamique du Plateau tibétain sur la circulation atmosphérique en Extrême-Orient

Résumé

L'impact dynamique des montagnes sur la circulation de grande échelle de l'atmosphère passe généralement par des forces : pour cette raison, la partie de l'orographie qui n'est pas résolue par les modèles de circulation générale est prise en compte par la paramétrisation des forces qu'elle applique à l'atmosphère. Dans cette thèse, nous nous attacherons à comprendre l'impact des forces appliquées par les montagnes des moyennes latitudes, en particulier le Plateau tibétain, sur la circulation de l'atmosphère. Pour ce faire, nous utiliserons notamment le concept de couple appliqué par les montagnes sur l'atmosphère, traduction des forces à l'échelle globale.

Les chaînes de montagnes les plus importantes des moyennes latitudes génèrent, à l'échelle synoptique, d'importantes vagues de froid appelées *cold surges* dans la littérature anglophone, un terme que nous traduirons littéralement par *crues froides*. L'importance du couple équatorial des montagnes dans l'initiation des crues froides sur l'Asie de l'Est (impact du Plateau tibétain), l'Amérique du Nord (impact des montagnes Rocheuses) et l'Amérique du sud (impact de la cordillère des Andes) est mise en évidence par une étude statistique. À l'aide d'un modèle dynamique simple, une interprétation du mécanisme sous-jacent à ce forçage est proposée, montrant que les forces de portance appliquées par la montagne à l'atmosphère dans la phase initiale des crues froides suffisent à leur déclenchement.

L'impact dynamique du plateau tibétain sur la mousson d'hiver est-asiatique est important, en particulier sur les événements de convection en hiver sur la Mer de Chine Méridionale. Une séquence d'événements montrant cet impact a été identifiée statistiquement : un forçage dynamique de la circulation atmosphérique par le Plateau tibétain, se traduisant par un fort signal sur le couple des montagnes équatorial appliqué à l'atmosphère, est suivi par le déclenchement d'une crue froide puis, après quelques jours, par un renforcement de la convection profonde sur la Mer de Chine Méridionale. Cet effet dynamique du Plateau tibétain sur la mousson d'hiver s'étend au sud jusqu'à l'Indonésie et à l'ouest jusqu'à la Baie du Bengale.

L'utilisation du modèle de circulation générale du Laboratoire de Météorologie Dynamique, LMDz, permet de compléter les résultats observationnels décrits auparavant. Ce modèle ferme de manière satisfaisante le bilan de moment angulaire et permet de montrer que l'orographie sous-maille joue un rôle important sur la phase finale de l'évolution des crues froides. Des résultats nouveaux sont présentés sur le bilan de moment angulaire de l'atmosphère, en particulier en ce qui concerne l'impact du couple équatorial des montagnes et de la contribution du Plateau tibétain. Il est en particulier montré que le couple équatorial appliqué par le Plateau tibétain joue un rôle faible dans l'évolution temporelle du moment angulaire équatorial, mais un rôle significatif dans sa répartition spatiale.

Mots clés :

Plateau tibétain, vagues de froid, mousson est-asiatique, couple des montagnes, moment angulaire équatorial

Dynamical influence of the Tibetan Plateau on the atmospheric circulation in east Asia

Abstract

Mountains have an impact on the large scale circulation of the atmosphere, this impact being predominantly a consequence of the forces they exert on the atmosphere : for this reason, the part of the orography which is not resolved explicitly by the general circulation models is taken into account through parametrisations of the forces it applies to the atmosphere. This PhD thesis is focused on understanding the impact of the forces applied by the midlatitude mountains, particularly the Tibetan Plateau, on the atmosphere. For that purpose, we will consider the mountain torque applied by the mountains on the atmosphere, a global scale counterpart of the mountain forces.

The major midlatitude mountain ranges can trigger massive synoptic scale cold surges on their eastern flanks. This thesis uncovers the importance of the equatorial mountain torque in triggering the cold surges over east-Asia (impact of the Tibetan Plateau), north-America (impact of the Rockie Mountains) and south-America (impact of the Andes cordillera). Using a simple dynamical model, an interpretation of the mechanism underlying the forcing of the cold surges by the equatorial mountain torque is proposed, showing that the existence of a lift force applied by the mountain on the atmosphere is sufficient for the triggering of cold surges.

The dynamical impact of the Tibetan plateau on the east-asian winter monsoon, more specifically on the wintertime convection events on the South China Sea, is important. A typical sequence of events showing this dynamical impact has been identified statistically : a dynamical forcing of the atmospheric circulation by the Tibetan Plateau, materialized by a strong signal on the equatorial mountain torque on the atmosphere is followed quickly by the occurrence of a cold surge and, a few days later, by an outburst of deep convection over the South China Sea. This dynamical effect of the Tibetan Plateau on the winter monsoon extends as far south as Indonesia, and westward to the Bay of Bengal.

The use of the general circulation model of the *Laboratoire de Météorologie Dynamique* general circulation model, LMDz, makes it possible to extend the observational results described above. This model closes properly the budget of atmospheric angular momentum, and will be used to show that that sub-grid scale orography plays an important role in the terminal phase of the evolution of cold surges. New results are presented concerning the equatorial atmospheric angular momentum budget are presented, addressing specifically the impact of the equatorial mountain torque and that of the contribution of the Tibetan Plateau. It is shown that the equatorial mountain torque applied by the Tibetan Plateau has only a weak role in the temporal evolution of the equatorial angular momentum, but a significant role concerning its spatial repartition.

Keywords :

Tibetan plateau, cold surges, east-asian monsoon, mountain torque, equatorial angular momentum

Table des matières

1	Introduction générale : Montagnes et circulation atmosphérique	13
1.1	Influence dynamique des montagnes sur la circulation atmosphérique : des effets importants à toutes les échelles	13
1.1.1	Échelle planétaire	13
1.1.2	Échelle synoptique	15
1.1.3	Mésoéchelle	16
1.1.4	Petites échelles	16
1.2	Les crues froides	17
1.2.1	Des phénomènes à impact global	17
1.2.2	les crues froides nord-américaines	19
1.2.3	les crues froides sud-américaines	20
1.2.4	Les crues froides est-asiatiques	22
1.3	Plateau tibétain et circulation atmosphérique	23
1.3.1	Contexte géographique et géologique de l'Asie de l'Est	23
1.3.2	Soulèvement du Plateau tibétain et paléoclimat	23
1.3.3	Effets thermiques du Plateau tibétain	25
1.3.4	Effets dynamiques du Plateau Tibétain	26
1.4	La mousson Est-Asiatique	27
1.4.1	La notion de mousson	27
1.4.2	Mousson d'hiver est-asiatique	28
1.5	Moment angulaire de l'atmosphère	30
1.5.1	Définition du moment angulaire de l'atmosphère	30
1.5.2	Moment angulaire de l'atmosphère et paramètres orbitaux	32
1.6	Couple des montagnes, circulation atmosphérique et dynamique du moment angulaire de l'atmosphère	34
1.6.1	Couple polaire des montagnes, moment angulaire et circulation atmosphérique	34
1.6.2	Dynamique du moment angulaire équatorial de l'atmosphère	35
1.7	Démarche suivie dans cette thèse	36
2	Couple des Montagnes et vagues de froid	39
2.1	Couple équatorial des montagnes et préconditionnement des crues froides	39
2.2	Introduction	41
2.3	Statistical analysis	43
2.3.1	Spectral analysis of the Equatorial Mountain Torques	43
2.3.2	Regional circulation patterns	47
2.4	Theoretical model	52
2.4.1	basic equations	52
2.4.2	Model description	53

2.4.3	Equatorial Mountain Torques in the model	54
2.5	Model results and comparison with the composites	55
2.5.1	Experimental setup	55
2.5.2	Evolution of the surface fields and equatorial torques	56
2.5.3	Results with a modified lower boundary condition	60
2.6	Summary and discussion	63
3	Plateau Tibétain et mousson d'hiver	67
3.1	Introduction	69
3.2	data and methods	70
3.3	Equatorial torques due to the Tibetan plateau	72
3.4	Composites of the temperature and surface pressure fields before the convective events over the ESCS	72
3.5	Case study, and influence over other tropical regions	74
3.5.1	A strong convective event in November 1990	74
3.5.2	Composites keyed on the Himalayan Equatorial Torque	75
3.6	Conclusion	75
4	Utilisation du modèle de circulation générale LMDz	77
4.1	traitement de l'orographie sous-maille dans LMDz	77
4.1.1	Définition des paramètres de l'orographie sous-maille	77
4.1.2	valeurs des paramètres de l'orographie sous-maille sur la région asiatique	79
4.2	Forces dues à l'orographie sous-maille	81
4.2.1	Définition	81
4.2.2	Climatologie	81
4.2.3	Effet des forces appliquées par l'orographie sous-maille en Asie sur l'onde planétaire stationnaire	84
4.3	Couple des montagnes et vagues de froid dans LMDz	88
4.4	Impact de l'orographie sous-maille sur les vagues de froid	93
4.5	Le bilan de moment angulaire de l'atmosphère dans LMDz	95
4.6	Impact sur le bilan de moment angulaire équatorial des événements de couple équatorial des montagnes appliqués le Plateau tibétain	99
4.7	Conclusion	103
5	Conclusion et perspectives	105
A	Pistes pour l'amélioration de l'orographie sous-maille dans LMDz	109
A.1	Correctif pour l'orientation de l'orographie	109
A.2	Utilisation de données d'orographie avec une meilleure définition	111
A.3	Conclusion	114
B	Conservation du moment angulaire équatorial	117
B.1	équation de conservation pour la composante polaire	117
B.2	équation de conservation pour les composantes équatoriales	119
	Bibliographie	123

Chapitre 1

Introduction générale : Montagnes et circulation atmosphérique

1.1 Influence dynamique des montagnes sur la circulation atmosphérique : des effets importants à toutes les échelles

À toutes les échelles d'espace et de temps, l'influence directe ou indirecte des reliefs sur les circulations atmosphériques est fondamentale. Ces effets contribuent à façonner aussi bien les grandes circulations climatologiques de l'atmosphère que des phénomènes de petite échelle et de fort impact comme le mistral ou le foehn, couvrant ainsi une gamme d'échelle qui va de l'échelle planétaire à celle d'un sommet ou d'un glacier, et de la minute à l'année, et même jusqu'aux échelles géologiques, comme nous le verrons plus bas. Avant de nous intéresser plus spécifiquement au Plateau tibétain, il convient de réaliser un bref tour d'horizon des processus par lesquels les montagnes influent sur le climat et la météorologie, en procédant par échelles d'espace et de temps décroissantes.

1.1.1 Échelle planétaire

L'échelle planétaire est le domaine des ondes de Rossby dues aux variations du paramètre de Coriolis avec la latitude (effet β). À cette échelle, la circulation atmosphérique hivernale de l'hémisphère nord est caractérisée par une onde de Rossby stationnaire de nombre d'onde 3-4, visible par exemple sur les champs de géopotential à 500 hPa (Fig. 1.1). [Charney et Eliassen, 1949] ont montré à l'aide d'un modèle barotrope et à deux variables (longitude et temps, la latitude étant fixée) l'importance des montagnes non seulement pour la prévision numérique du temps aux moyennes latitudes, mais aussi pour la modélisation de l'onde de Rossby stationnaire des moyennes latitudes. Ils ont montré que cette dernière est, dans une large mesure, due à l'effet purement dynamique des chaînes de montagnes, en particulier le Plateau tibétain et les Rocheuses. Ces résultats sont confirmés et complétés par [Bolin, 1950] dans le cadre d'une étude des ondes planétaires stationnaires d'origine topographique avec un modèle plus complet, relâchant la contrainte de non dépendance des champs par rapport à la latitude. [Bolin, 1950] indique notamment que les différences de température hivernales entre l'Europe et l'Amérique du nord sont dues au moins en partie à cette onde planétaire, et donc au forçage dynamique de l'écoulement atmosphérique par les montagnes. La climatologie même de la circulation atmosphérique, non seulement au voisinage des montagnes mais aussi à l'échelle de tout l'hémisphère nord est donc impactée de façon importante par l'influence dynamique des montagnes, principalement les

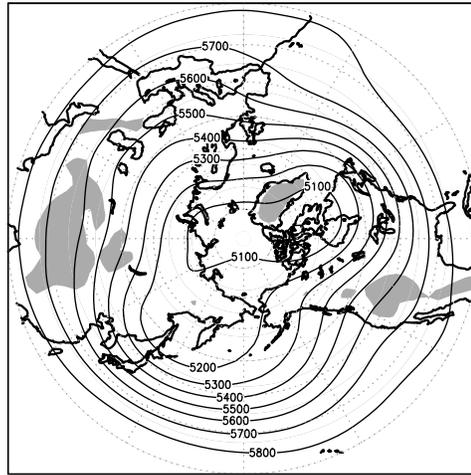


FIG. 1.1 – Climatologie du géopotiel à 500 hPa (en m) pour le mois de janvier dans l'hémisphère nord (réanalyse NCEP, 1979-2007). Les zones grisées sont celles où l'altitude du sol (dans les données NCEP) dépasse 1500 m

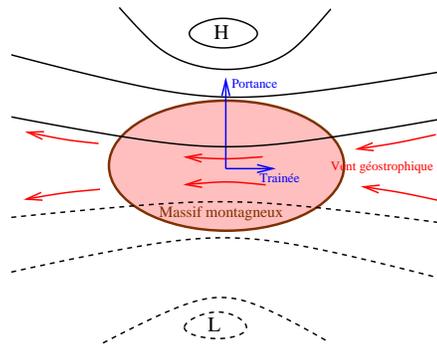


FIG. 1.2 – Forces de traînée et de portance appliquées par une chaîne de montagnes de grande échelle sur l'atmosphère

montagnes Rocheuses et le Plateau tibétain ([Valdes et Hoskins, 1989]). [Smith, 1979] lie ces ondes stationnaires de montagne aux forces de portance (*lift forces*) exercées par les montagnes sur l'écoulement (Fig. 1.2). Il analyse l'effet de différentes hypothèses fréquentes dans les modèles théoriques sur la modélisation de l'effet dynamique d'une montagne sur l'écoulement de l'atmosphère, et conclut que l'effet de la compressibilité de l'atmosphère est important, en particulier pour la compréhension de l'effet de la montagne sur l'écoulement lointain : pour toute modélisation théorique de l'effet des montagnes sur l'atmosphère, il est fondamental de prendre en considération la masse finie de l'atmosphère, soit par imposition d'un toit rigide, soit par une prise en compte de la compressibilité de l'atmosphère et de la décroissance de sa masse volumique avec l'altitude.

Dans cette direction, [Lott, 1999] montre l'importance de la représentation des forces de traînée (*drag forces*) et de portance exercées par les montagnes dans le modèle de circulation générale LMDz. Il montre en particulier que, en l'absence de topographie dans le modèle, la représentation des ondes stationnaires planétaires est très mauvaise,

mais que cela peut être résolu par l'introduction de forces de trainée et de portance réalistes. Alors, même en l'absence totale d'orographie explicitement résolue, le modèle reproduit de façon satisfaisante la circulation climatologique d'échelle planétaire. Cette étude permet en outre de montrer que les forces de portance sont cruciales pour représenter les ondes stationnaires planétaires. Ce résultat tend à montrer que l'influence des montagnes sur les ondes stationnaires des moyennes latitudes est essentiellement dynamique, puisqu'elle peut être expliquée par l'application de forces par les montagnes sur l'écoulement. Le forçage de l'onde planétaire stationnaire dépend donc des forces de portance appliquées par les structures de petite échelle des montagnes (blocage du flot dans les vallées en particulier), fournissant ainsi un exemple spectaculaire d'interaction d'échelle due au caractère fondamentalement non linéaire de la circulation atmosphérique. Un exemple similaire d'impact des circulations de petite échelle induites par les montagnes sur la circulation climatologique d'échelle planétaire est l'important freinage des courants-jets des moyennes latitudes par le déferlement des ondes de gravité dues à l'orographie de petite échelle ([Lott et Miller, 1997]).

À la suite des travaux précurseurs de [Charney et Eliassen, 1949], la circulation hivernale de l'hémisphère nord a été interprétée pendant plusieurs décennies d'un point de vue théorique comme la superposition d'un état de base, imposé en particulier par les montagnes, à des circulations transitoires. Ce schéma ne permettait toutefois pas d'expliquer les régimes de temps observés par les prévisionnistes et se caractérisant par la persistance pendant plusieurs jours de motifs de grande échelle aux moyennes latitudes. Ces régimes de temps (blocage, NAO⁺, NAO⁻, dorsale¹) peuvent persister pendant plus de dix jours, et modifier la dynamique de propagation des ondes baroclines ([Cheng et Wallace, 1993]). Il a été montré que ces régimes sont dus à l'existence induite par la topographie de plusieurs états métastables de l'atmosphère barotrope quasi-géostrophique, les transitions entre ces états stables pouvant être assurées par des processus baroclines ou de petite échelle. L'influence des montagnes à ces échelles de temps et d'espace (échelle planétaire, échelle de temps intrasaisonnaire) est fortement non linéaire, ce qui permet l'existence de ce système complexe où plusieurs états métastables de l'atmosphère coexistent ([Charney et DeVore, 1979]).

1.1.2 Échelle synoptique

L'échelle synoptique est l'échelle des dépressions et anticyclones des moyennes latitudes, se caractérisant par un nombre de Rossby faible devant 1, et donc par l'effet dominant des forces de Coriolis sur la dynamique. L'impact des montagnes à l'échelle synoptique se traduit par deux grandes familles de phénomènes : la cyclogénèse aval et les crues froides. Nous reviendrons longuement sur les crues froides dans la suite de cette thèse, mais la cyclogénèse aval doit également être mentionnée ici. Ce terme désigne la génération par une chaîne de montagne d'une dépression, en général en aval de la montagne (relativement au vent soufflant dans les basses couches). Il a été démontré ([Pettersen, 1956, Chung, 1977]) que des maxima dans la fréquence d'occurrence des cyclones se trouvent sur le flanc est des Rocheuses, des Andes, du Plateau tibétain et des chaînes de la péninsule indochinoise. Ce phénomène a également été étudié en aval des Alpes sur le golfe de Gênes ([Buzzi et Tibaldi, 1978]). Plusieurs modèles théoriques ont été proposés pour expliquer ce phénomène ([Smith, 1984, Smith, 1986, Speranza *et al.*, 1985, Pierrehumbert, 1985]), sans qu'aucun ne semble être capable de

¹NAO⁺ et NAO⁻ désignent, respectivement, les anomalies positives et négatives de l'oscillation nord-atlantique

reproduire le phénomène de façon réellement satisfaisante ([Egger, 1988]). À l’opposé de cet effet cyclogénétique, un effet cyclolytique des montagnes a été mis en évidence par [Martin et Lott, 2007]. Cet effet est dû aux perturbations du flux synoptique causées par les transferts de quantité de mouvement par les ondes de gravité.

Pour ce qui est de la cyclogénèse aval dans la région asiatique (voir Fig. 1.5 les principales caractéristiques topographiques de la région), [Chung *et al.*, 1976] ont montré que les principales sources de cyclogénèse aval dans cette zone sont le complexe Altaï-Khangay-Sayan (surtout en automne et au printemps), les monts Stanovoy, et le Plateau tibétain, qui produit de nombreuses dépressions au printemps et à l’été, ces dépressions tendant à stationner dans le bassin du Sichuan.

Pour les phénomènes d’échelle synoptique, le nombre de Rossby est faible devant 1, et la dynamique est dominée par les phénomènes quasi-géostrophiques, avec un rôle dominant de la force de Coriolis.

1.1.3 Mésoéchelle

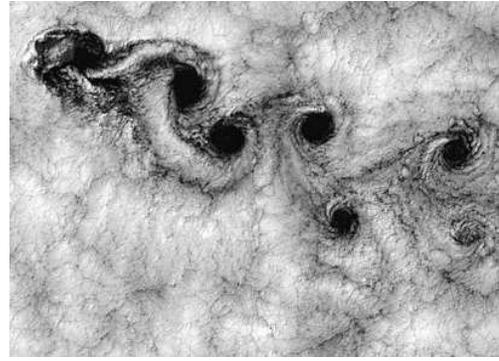
Dans la dynamique des phénomènes de mésoéchelle, l’impact de la force de Coriolis n’est plus dominant mais reste non négligeable, avec des nombres de Rossby de l’ordre de 1. Cette échelle est intermédiaire entre l’échelle synoptique où la force de Coriolis est dominante et le vent tend à être parallèle aux isobares, et les petites échelles pour lesquelles le vent tend à descendre le gradient de pression. De nombreux processus atmosphériques de mésoéchelle font intervenir l’influence dynamique des montagnes sur l’écoulement atmosphérique. Parmi ces phénomènes, on peut mentionner le piégeage de dômes d’air froid et lourd le long des montagnes se propageant de manière anticyclonique le long de ces montagnes, un phénomène observé par exemple en Grèce ([Lagouvardos *et al.*, 1998]), le long des Appalaches ([Bell et Bosart, 1988]), en Nouvelle-Zélande ([Reeder *et al.*, 2003]) et en Australie ([Reid et Leslie, 1999]). La dynamique de ces phénomènes baroclines est fondamentalement non-linéaire et agéostrophique, dominée par l’advection froide au front de l’anomalie ([Reason et Steyn, 1992]). Les vents côtiers de mésoéchelle comme le mistral (e.g. [Bastin *et al.*, 2006]), la tramontane ([Georgelin et Richard, 1996]) et la bora ([Grubisic, 2004]), entre autres, sont également des phénomènes mésoéchelle induits par la topographie. Ces vents ont une influence importante sur le climat de certaines zones, en particulier dans les régions méditerranéennes, ainsi que sur la formation d’eau profonde en hiver sur le golfe du Lion dans le cas du mistral et de la tramontane ([Madec *et al.*, 1996]). Un autre phénomène mésoéchelle dû aux montagnes est l’effet de foehn, qui se traduit par des anomalies chaudes et sèches en aval des massifs montagneux quand le vent souffle au dessus d’eux. Ce phénomène observé au voisinage des Alpes, des Pyrénées et des montagnes Rocheuses (*chinook*), mais aussi en Argentine (*zonda*) et au Chili (*puelche*) se traduit par des vents pouvant souffler en rafale jusqu’à 60 m s^{-1} dans le cas du *chinook*, 25 m s^{-1} dans le cas du foehn alpin. Dans le cas des Alpes, l’effet du foehn en termes de variation de la température, de l’humidité de l’air et de la couverture nuageuse peut se faire sentir à plus de 100 km de la crête montagneuse ([Hoinka, 1985]). Ce domaine est également le domaine des ondes d’inertie-gravité ([Queney, 1948]).

1.1.4 Petites échelles

Aux échelles plus petites, l’échelle d’un sommet ou celle d’une vallée, le mouvement est régi par les équations tridimensionnelles classiques de la mécanique des fluides, sans force de Coriolis, mais avec des mouvements verticaux pouvant être importants et ne



(a) Ondes de gravité matérialisées par des bandes nuageuses, Colombie



(b) allée de Von Karman dans le sillage d'une île de l'archipel des Juan Fernandez (Chili), image Landsat 7



(c) nuages lenticulaires en Alaska



(d) drapeau nuageux sur le mont Cervin (Suisse)

FIG. 1.3 – Effets visibles de la topographie sur l'écoulement atmosphérique de petite échelle

vérifiant plus nécessairement l'approximation hydrostatique. Dans cette gamme de phénomènes, on trouve en particulier les ondes de gravité (Fig. 1.3a). Ces ondes peuvent être générées par les reliefs mais aussi par d'autres sources (fronts, convection, etc.). Comme mentionné plus haut, malgré leur caractère de petite échelle, les ondes de gravité ont un impact important sur la circulation atmosphérique à grande échelle et sont donc très étudiées. La formation de traînes (allées de Von Karman) en aval des îles (Fig. 1.3b), le blocage d'air froid au fonds des cuvettes (*cold pools*), les vents catabatiques à l'échelle d'un glacier ou d'une vallée, les nuages lenticulaires (Fig. 1.3c) ou les drapeaux nuageux à l'échelle d'un sommet (Fig. 1.3d) font également partie des impacts des montagnes sur la circulation atmosphérique de petite échelle. La dynamique des ces phénomènes est très variée, parfois intrinsèquement tridimensionnelle (drapeaux nuageux) ou au contraire quasi-bidimensionnelle (allées de Von Karman).

1.2 Les crues froides

1.2.1 Des phénomènes à impact global

Les crues froides, ou *cold surges* en anglais, sont des phénomènes qui se déroulent à l'est des principaux massifs montagneux : Andes, Rocheuses, Plateau tibétain (Fig. 1.4). Les crues froides de ces trois régions ont de nombreuses caractéristiques communes

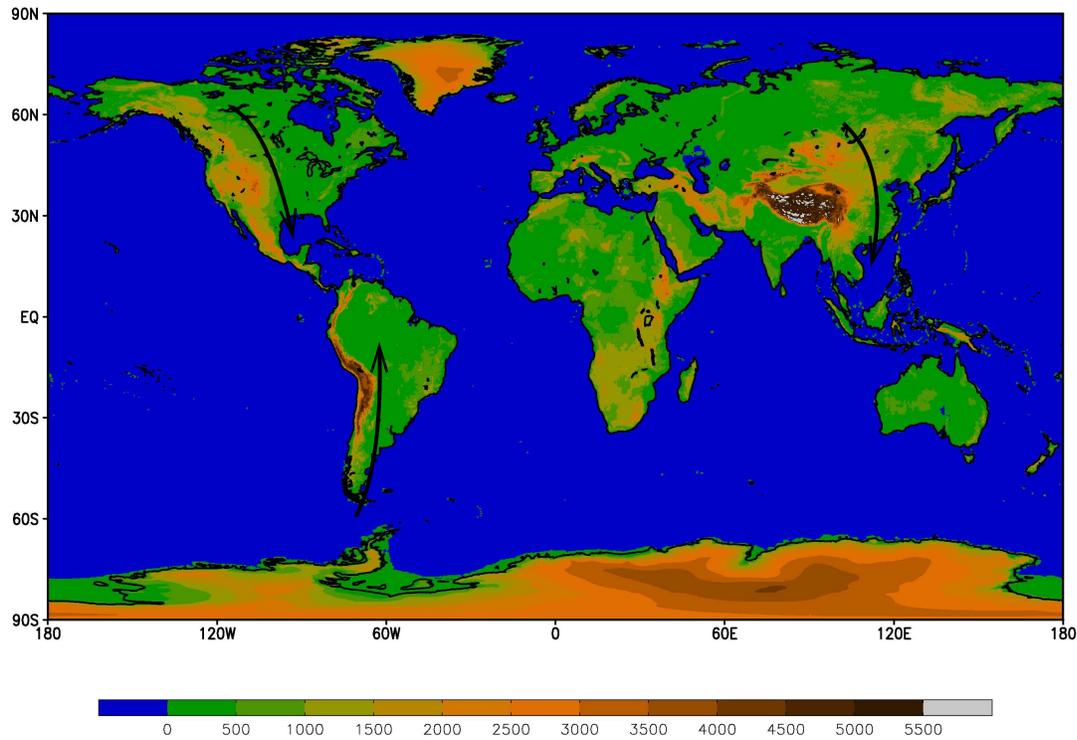


FIG. 1.4 – Topographie et zones d’occurrence des crues froides à l’est des principaux massifs montagneux

([Egger et Hoinka, 1992, Garreaud, 2001]) :

- Elles se produisent en hiver (hiver boréal dans le cas des Rocheuses et du Plateau tibétain, hiver austral dans le cas des Andes).
- Elles trouvent leur origine dans une anomalie anticyclonique de la basse et moyenne troposphère des moyennes latitudes.
- Cette anomalie déclenche la formation d’une masse d’air froid à l’est de la chaîne de montagne concernée, accompagnée par une haute pression en surface. L’épaisseur de la couche froide est dans les trois cas d’environ 1500 à 2000 m
- Les fortes anomalies froides et les hautes pressions de surface associées se déplacent vers l’équateur parallèlement à la chaîne de montagnes (c’est la crue froide proprement dite).
- En pénétrant dans les tropiques, la crue froide perd de son intensité en température (à cause des flux de chaleur en surface) mais est associée à un signal toujours significatif sur le vent méridien.

[Garreaud, 2001] et [Hsu et Wallace, 1985] ont montré que les crues froides sont des phénomènes significatifs à l’échelle globale. Elles contribuent à une part non négligeable des transferts d’énergie entre les tropiques et les moyennes latitudes (10% selon [Garreaud, 2001]). [Hsu et Wallace, 1985] ont effectué une analyse en « composantes principales tournées orthogonalement »² sur les pressions ramenées au niveau de la mer et moyennées par pentades pour les mois d’hiver (définis de novembre à mars). Cette procédure statistique fait ressortir six modes principaux pour l’hémisphère Nord (voir 1.1).

²une méthode de régionalisation des résultats obtenu par analyse en composantes principales, voir [Von Storch et Zwiers, 1999]

Pourcentage de variance	description	Structure
7.27%	Oscillation Nord-Atlantique	barotrope
6.07%	crue froide initiée en Sibérie	barocline
6.06%	crue froide (Rocheuses)	barocline
5.90%	crue froide initiée en Chine du Nord-Est	barocline
5.10%	Oscillation nord-pacifique	barotrope
4.74%	<i>Pacific/North American pattern</i>	barotrope

TAB. 1.1 – Pourcentage de variance des pressions au niveau de la mer expliqué par chacun des six premiers modes de la variabilité obtenus par [Hsu et Wallace, 1985]

Sur ces six modes, trois sont liés aux oscillations hivernales barotropes de l’atmosphère et les trois autres aux crues froides, ce qui dit bien l’importance cruciale de ces phénomènes au niveau de l’hémisphère nord (les résultats de [Garreaud, 2001] laissent penser qu’il en serait de même pour l’hémisphère sud). La méthode statistique employée amène à distinguer deux classes différentes de crues froides est-asiatiques, suivant que la position initiale du centre d’action (haute pression) se situe en Sibérie ou en Chine du nord-ouest³. Différentes hypothèses, linéaires (ondes de Kelvin ou de Rossby topographiques) ou non-linéaires (advection froide, phénomène auto-entretenu par le déclenchement de la convection tropicale) ont été avancées sur la dynamique de ces phénomènes. Ces différentes hypothèses ne s’excluent pas nécessairement et peuvent s’additionner ou intervenir à des phases différentes du développement de la crue froide ([Reason, 1994, Compo *et al.*, 1999, Mailler et Lott, 2010]).

1.2.2 les crues froides nord-américaines

Les crues froides nord-américaines, qui ont été étudiées depuis plusieurs décennies, sont souvent décrites comme « des arrivées massives d’air arctique sur la partie continentale des États-Unis » ([Dallavalle et Bosart, 1975]). Ces auteurs montrent que les anticyclones amenant ces vagues de froid se propagent depuis l’Alaska et les territoires canadiens du Nord-Ouest, vers le centre des États-Unis, avant de terminer leur vie au dessus du Golfe du Mexique ou de s’intensifier en se déplaçant vers la côte est des États-Unis. Il existe une importante différence d’échelle entre la largeur de ces phénomènes dans la direction transverse à la chaîne de montagne ($\simeq 1500$ km) et leur longueur dans la direction parallèle à celle-ci ($\simeq 4500$ km). Les anomalies de vent, températures et pression de surface sont associées à des vents pouvant dépasser 20 m s^{-1} au voisinage du front froid. Les crues froides se propagent très rapidement, de 65°N à 16°N en trois à quatre jours ([Mecikalski et Tilley, 1992]). Ces auteurs proposent une classification de ces crues froides selon deux critères principaux, la trajectoire du centre de haute pression et celle du front de température. Ils montrent que, dans la majeure partie des cas (48 sur les 92 étudiés), le centre de l’anticyclone apparaît au nord de 50°N (typiquement vers 60°N) et se propage au sud de 40°N (typiquement vers 30°N). Le front de température se propage jusqu’à la latitude de 18°N dans environ la moitié des cas. Ils observent aussi des événements « multiples », où deux ou plusieurs crues froides issues du même anticyclone se succèdent, la dernière étant généralement la plus forte. C’est ce qui semble s’être produit lors des vagues de froid successives qui ont affecté les États-

³Il faut toutefois noter que la procédure des « composantes principales tournées orthogonalement » ne permet pas de s’assurer que les modes obtenus soient indépendants les uns des autres : en particulier les variances expliquées par chacun des modes ne sont pas additives ([Von Storch et Zwiers, 1999])

Unis de décembre 2009 à janvier 2010 ([Grumm, 2010]). Dans certains cas extrêmes, ces crues froides donnent lieu à des vents du nord avec des bourrasques atteignant les 30 m s^{-1} au voisinage du front, et des baisses de températures de 15 K en 24 heures. Il arrive également que ces vents traversent l'Amérique centrale via les brèches des chaînes de montagne (col de Chivela au Mexique, lac Nicaragua, Panamá), auquel cas ils causent des vents violents sur l'océan Pacifique. Ce phénomène est particulièrement marqué dans le premier de ces trois cas, à cause de sa situation plus au nord que le lac Nicaragua et le Panamá et de la géométrie particulièrement favorable des chaînes montagneuses. Avec cet effet topographique local qui renforce les vents, ils peuvent atteindre 50 m s^{-1} de façon soutenue avec des rafales de 60 m s^{-1} [Schultz *et al.*, 1997].

[Colle et Mass, 1995] ont produit une revue des études précédentes ainsi qu'une étude détaillée de la chronologie des crues froides nord-américaines basée sur une étude de composite et deux études de cas. Ils ont également insisté sur l'importance du piégeage d'air froid par les montagnes (*cold air damming*) et de la configuration du jet dans la moyenne et haute troposphère pour les phénomènes de crues froides. Leurs résultats correspondent à ceux de [Hartjenstein et Bleck, 1991] qui, par l'étude d'un cas et la simulation numérique dans le cadre d'un modèle à deux couches, avaient montré que les crues froides semblent être un phénomène essentiellement adiabatique, dont la dynamique peut être reproduite de façon assez satisfaisante par un modèle d'eau peu profonde à 2 couches et demie avec une couche de bas niveau froide et lourde (d'une profondeur d'environ 150 hPa) évoluant sous une couche plus légère représentant la circulation barotrope de grande échelle de la troposphère, la circulation initiale de la couche chaude étant imposée par sa frontière avec une troisième couche stratosphérique inerte dynamiquement. Cette étude confirme l'importance du flux barotrope de grande échelle dans la troposphère (un flux d'ouest trop fort empêche alors le piégeage d'air froid contre la topographie, particulièrement si la masse d'air froid n'est pas suffisamment froide et massive), de la localisation initiale de la masse d'air froid au voisinage de la montagne (la crue froide peut se produire si la masse d'air froid est initialement proche de la montagne ou à l'ouest de celle-ci), et du nombre de Rossby pour la couche froide : un fort nombre de Rossby favorise la propagation de l'air froid vers le sud.

Les forts vents induits par les crues froides lorsqu'elles arrivent au voisinage de l'Amérique centrale et en particulier dans la zone du canal de Panamá, ainsi que les vagues qu'ils provoquent, posaient de graves problèmes au début du XX^e siècle pour la navigation au voisinage du Canal : naufrages, noyades, dégâts matériels, voir [Frankenfield et Kirkpatrick, 1917, Chapel, 1927]. Les impacts sont également importants sur les cultures d'agrumes au Mexique et en Floride, qui peuvent geler massivement : on estime que les fortes vagues de froid des hivers 1983 et 1985 ont détruit le tiers des citronniers de Floride ([García, 1996]). Ces vagues de froid destructrices pour l'agriculture en Floride et au Mexique sont associées à des mouvements d'anticyclones provenant du Canada au travers des Grandes Plaines des États-Unis, longeant les Rocheuses avant de dévier vers la côte est des États-Unis ([Rogers et Rohli, 1991]), ce qui correspond exactement à la chronologie et à la trajectoire des crues froides nord-américaines décrites par [Mecikalski et Tilley, 1992].

1.2.3 les crues froides sud-américaines

Les crues froides sud-américaines sont des phénomènes relativement similaires aux crues froides nord-américaines. Elles se traduisent par l'irruption de masses d'air froid vers les latitudes subtropicales en hiver. Elles ont fait l'objet de plusieurs études de cas entre les années 1970 et 1990. Certaines de ces études sont dirigées vers la com-

préhension des conditions synoptiques accompagnant ou précédant les épisodes de gelées dans le sud du Brésil, afin d'être capables de les prévoir quelques jours à l'avance ([Hamilton et Tarifa, 1978, Fortune et Kousky, 1983, Marengo *et al.*, 1997b, Seluchi et Nery, 1992]). Elles concluent que les conditions synoptiques favorables au déclenchement des crues froides en Amérique du sud sont caractérisées par l'existence d'un talweg dans la moyenne ou haute troposphère à l'est des Andes et d'une dorsale à l'ouest, ce qui correspond aux études statistiques menées plus tard sur la base de données de réanalyses ([Garreaud, 2000, Vera et Vigliarolo, 2000, Lupo *et al.*, 2001]). Cette anomalie tend à s'amplifier au cours de la crue froide, en particulier par l'advection d'air froid dans les basses couches qui vient renforcer le talweg à l'est des Andes. Dans le cas d'événements particulièrement forts, les gelées peuvent concerner toute l'Argentine, une large part du sud du Brésil jusqu'à 16°S, ainsi que le Paraguay et une partie de la Bolivie ([Fortune et Kousky, 1983]). La capacité des crues froides à amener des gelées aussi profondément dans les tropiques bien qu'elles ne soient pas alimentées par des masses d'air continentales très froides, contrairement aux cas de l'Asie de l'Est (anticyclone de Sibérie) et de l'Amérique du Nord (Nord-ouest canadien), serait due à la géométrie très favorable à ces phénomènes de la cordillère des Andes (barrière d'orientation nord-sud presque parfaitement rectiligne et très élevée qui se prolonge sur plus de 4000 km des moyennes latitudes de l'hémisphère sud jusqu'aux tropiques). Ces événements transitoires affectent également la climatologie de la région, en particulier la variabilité de la température, et l'advection méridionale d'énergie des tropiques vers les pôles dans la région ([Garreaud, 2000]). Ils sont le principal mode de la variabilité d'échelle synoptique à bas niveau sur la partie subtropicale de l'Amérique du Sud ([Vera et Vigliarolo, 2000]). Ce sont des phénomènes hivernaux⁴, qui se produisent avec un écart d'environ une à deux semaines entre deux événements successifs.

L'anomalie froide qui se déplace vers l'équateur le long de la cordillère des Andes dans la basse troposphère se traduit au sol par des températures très en dessous de la normale : un événement typique est associé à des températures de 12 K sous la normale entre 20 et 25°S ([Garreaud, 2000]). Ce sont des circulations très baroclines, où les signaux les plus forts sont cantonnées entre 1000 hPa et 700 hPa. Un élément fondamental de la dynamique des crues froides sud-américaines est le phénomène de blocage d'air froid par la topographie, en particulier au nord de 30°N, là où les Andes atteignent leur altitude maximale. Dès que le blocage est mis en place, l'advection froide due à la circulation agéostrophique de l'air au voisinage de la montagne devient très importante et permet la propagation de l'anomalie de température vers le nord. Cette circulation agéostrophique se fait avec une échelle caractéristique d'environ 1000 km à l'est des Andes ([Garreaud, 2000]).

Ces événements, appelés *friagem* ou *geada* au Brésil, ont des impacts importants sur l'agriculture du sud du pays, l'une des principales zones agricoles d'Amérique du Sud avec l'Argentine. Ils sont susceptibles d'avoir de graves conséquences sur la production de blé, de soja, d'agrumes, de maïs ou de canne à sucre, mais surtout de café : suite à des épisodes exceptionnels de gel en juillet 1975, la production brésilienne de café a été réduite de moitié pour la récolte 1976-1977 (560 000 t contre une moyenne de 1 100 000 t pour la période 1961-1980, cf. [Marengo *et al.*, 1997b]) ce qui a fait passer le cours du café de 75 c à 3,50\$ par livre sur la même période ([Hamilton et Tarifa, 1978]). Les fortes gelées du 26 juin 1994 ont également amené une baisse drastique de la production de café, de 1 700 000 t pour la récolte 1994 à 1 000 000 t pour la récolte 1995, et les cours

⁴même si on peut également détecter une circulation analogue mais beaucoup plus faible en été, [Garreaud, 2000]

mondiaux du café sur le marché de New York ont augmenté de 35% entre le vendredi 24 juin 1994 et le lundi 27 juin ([Marengo *et al.*, 1997b]).

1.2.4 Les crues froides est-asiatiques

Les crues froides est-asiatiques se caractérisent par le mouvement vers le sud, le long des pentes Est du Plateau tibétain, d'anomalies froides et de haute pression. Ces anomalies se propagent ensuite vers la Mer de Chine Méridionale et le Continent Maritime⁵, essentiellement sous la forme de forts signaux de vent (le signal en température étant perdu suite à l'interaction diabatique avec le continent puis avec la mer). Ces événements se produisent le plus souvent de novembre à mars et ont une durée comprise entre 5 et 14 jours. On compte en moyenne 13 crues froides par saison, dont deux peuvent être considérées comme fortes ([Zhang *et al.*, 1997]). Les variations interannuelles du nombre de crues froides sont fortes (le nombre d'événements varie de 8 à 18 d'une année à l'autre selon le même auteur). Si le nombre précis d'événements dépend des critères choisis, les variations interannuelles sont relativement robustes par rapport aux différents choix pour le critère. Des événements individuels sont associés à des variations brutales de la température et de la pression de surface avec des augmentations des pression ramenée au niveau de la mer de 30 hPa et des chutes de température de 20 K en deux jours. Les crues froides est-asiatiques sont des phénomènes essentiellement baroclines surtout quand elles atteignent les latitudes tropicales ou subtropicales, auquel cas les signaux de vent et de température sont cantonnés entre 1000 hPa et 700 hPa. Bien que leur définition dépende fortement des auteurs, leurs caractéristiques météorologiques sont relativement indépendantes du critère choisi ([Compo *et al.*, 1999]). Différentes études se sont intéressées aux événements précurseurs des crues froides afin d'améliorer leur prévision à quelques jours d'échéance. Des corrélations faibles mais significatives ont été trouvées avec des ondes stratosphériques ([Jeong *et al.*, 2006]) ainsi qu'avec le « motif eurasiatique » ([Sung *et al.*, 2009]).

Comme leurs contreparties américaines, les crues froides est-asiatiques sont des phénomènes largement guidés par la topographie, en l'occurrence le Plateau tibétain. Dès les années 1980, plusieurs études se sont attachées à tester la modélisation des crues froides est-asiatiques dans les modèles de prévision. [Sumi, 1983] a étudié la représentation d'un cas de crue froide dans un modèle de prévision numérique du temps, concluant que ce cas était bien représenté dans le modèle de l'Agence météorologique japonaise, et que la crue froide ne peut pas se produire en l'absence de topographie. Ils insistent sur l'importance du vent agéostrophique dans les basses couches au voisinage de la montagne, et sur l'importance de la représentation de la couche limite et de l'orographie sous-maille, en particulier au niveau de la péninsule indochinoise. En effet, la crue froide traverse cette péninsule dans le modèle numérique alors qu'elle reste bloquée à l'est de la topographie dans les données. Les résultats obtenus par [Chen et Dell'Osso, 1987] à l'aide d'une autre étude de cas numérique confirment ce résultat : la prise en compte de l'orographie sous-maille par l'introduction d'une orographie enveloppe ([Wallace *et al.*, 1983]), ou par le « remplissage des vallées » permet d'améliorer substantiellement la représentation du cas d'étude, avec des valeurs de vent méridien et de température plus proche des analyses et une meilleure pénétration de l'événement vers les tropiques, car les effets de blocage lui permettent de rester confinés à l'est de la péninsule indochinoise et donc de se propager en Mer de Chine Méridionale. Cette étude présente également l'intérêt

⁵le Continent Maritime désigne en météorologie la zone constituée d'îles et de bras de mers qui s'étend de Sumatra à la Papouasie-Nouvelle-Guinée. Cette zone est caractérisée par des températures de surface de la mer très élevées et une forte convection tout au long de l'année

d'étudier un cas de fin de saison (11 mai 1982). Contrairement aux épisodes hivernaux typiques qui n'amènent que peu de précipitations, cet épisode a été accompagné de chutes de neige significatives sur les pentes nord-est du Plateau tibétain et de graves conséquences sur les cultures de blé. [Chen et Dell'Osso, 1987] montrent l'importance des processus humides pour la modélisation des crues froides tardives, contrairement à celles qui se produisent en hiver pour lesquelles les phénomènes humides sont peu importants ([Murakami et Nakamura, 1983]).

Les crues froides est-asiatiques peuvent marquer le début de périodes froides persistant pendant des durées importantes, comme cela a été le cas du 12 janvier au 2 février 2008. Contrairement au comportement habituel des crues froides, l'air froid a stationné dans la Chine du sud (entre 25 et 30 °N), où il a interagi avec un flux de sud-ouest inhabituel à cette saison amenant de l'air humide depuis la Baie du Bengale et la Mer de Chine Méridionale ([Zhou *et al.*, 2009]). L'interaction de cet air humide avec le dome d'air froid amené par la crue froide initiale et réalimenté par de nouveaux événements froids a déclenché des précipitations sous forme de neige et de pluies verglaçantes. Cet événement de crue froide atypique a eu des effets catastrophiques sur les systèmes de transport et les lignes électriques, causant un bilan officiel de 107 morts (accidents de la route, effondrements de toits, froid) et un coût estimé à 15×10^9 \$⁶.

1.3 Plateau tibétain et circulation atmosphérique

1.3.1 Contexte géographique et géologique de l'Asie de l'Est

Le contexte géographique dans lequel se déroulera la majeure partie de cette thèse est caractérisé par l'importance des structures montagneuses existant en Asie, en particulier en Chine, en Mongolie et en Sibérie orientale. C'est l'influence dynamique de cette topographie de grande échelle (Fig. 1.5) sur le climat en extrême-orient que nous nous attacherons à étudier ici, et plus particulièrement celle du Plateau tibétain, de loin la structure topographique la plus remarquable à l'échelle de ce continent, avec une altitude dépassant les 4000 m sur une zone d'environ 3000 km de longueur et 1000 km de largeur, soit presque un quart de la superficie de la Chine. Le Plateau tibétain est bordé au sud par l'Himalaya, qui comprend les sommets les plus hauts du monde. Sur le Plateau tibétain s'élève également une autre chaîne de montagnes, le Kunlun, qui s'étend du Pamir vers l'est, traversant tout le Plateau, avec une élongation est-ouest de 3000 km. Cette chaîne culmine à 7160 m (« déesse de Kunlun »), et borde au sud le désert du Taklamakan. Ce complexe montagneux se prolonge vers le nord par une série de chaînes plus modestes : Tienshan, Altaï, Khangai, Sayan, Stanovoy, ainsi que le « Plateau du Loess », bordé au nord par le désert de Gobi.

1.3.2 Soulèvement du Plateau tibétain et paléoclimat

Au cours des temps géologiques, le climat sur la Chine a subi de nombreuses modifications. La transition la plus importante se situe vers 22 Ma⁷. Avant cette période, on observait une ceinture aride dans toutes les zones subtropicales de la Chine, y compris la Chine de l'est qui bénéficie aujourd'hui d'un climat de mousson apportant une saison des pluies bien marquée (la mousson d'été est-asiatique). A partir de 22 Ma, on assiste à la mise en place d'un climat ressemblant plus au climat actuel, avec en particulier la mise en place du régime de mousson d'été sur l'est de la Chine. Cette transition relativement

⁶ Agence Xinhua, 13 février 2008, <http://english.sina.com/china/1/2008/0213/145647.html>

⁷ Ma : millions d'années avant notre ère

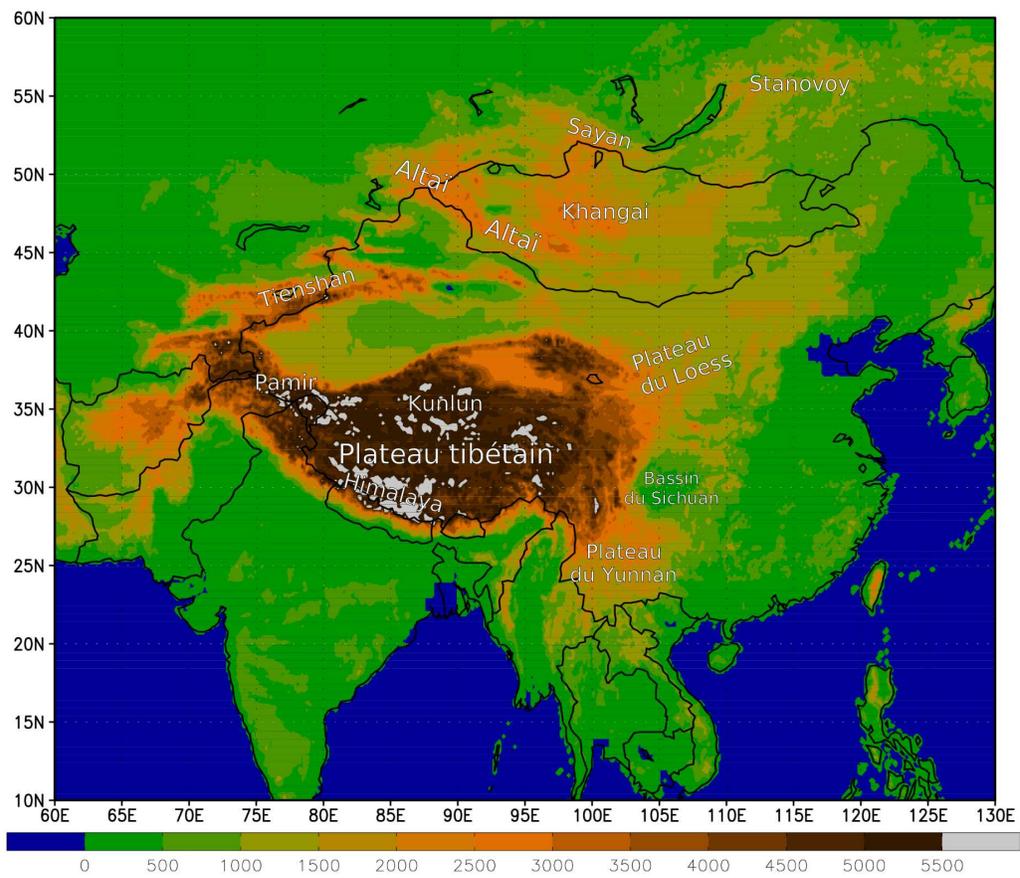


FIG. 1.5 – Les principaux reliefs de l'Asie centrale et orientale

nette correspond à deux événements géologiques majeurs : le soulèvement du Plateau tibétain, et la fermeture de la mer Parathetys qui couvrait une partie significative de l'Eurasie, du nord de l'emplacement actuel des Alpes à la mer d'Aral [Guo *et al.*, 2008]. Une étude numérique montre que ces deux facteurs ont eu un impact important sur le climat eurasiatique à cette époque, et contribuent tous les deux à l'établissement d'un climat proche de l'actuel avec des zones arides dans le nord-ouest de la Chine et un régime de mousson à l'est ([Zhongshi *et al.*, 2007]). C'est donc en partie sous l'effet du Plateau tibétain que le climat actuel caractérisé par des zones arides dans les moyennes latitudes (déserts de Gobi et du Turkestan) et des zones plus humides aux latitudes subtropicales (Chine de l'est) s'est mis en place.

La surrection⁸ du Plateau tibétain se serait poursuivie progressivement entre 8 Ma et 3 Ma. Des enregistrements paléoclimatiques permettent de constater que le climat est-asiatique a fortement varié au cours de cette période, sans qu'il soit évident de discerner à l'aide de ces seules données paléoclimatiques la cause de ces variations : surrection du Plateau Tibétain ou changements de la circulation océanique dus à la formation de l'isthme de Panama et à la quasi-fermeture du passage des masses d'eau entre l'océan Pacifique et l'océan Indien via l'Indonésie ([Li *et al.*, 2008]). [Liu et Yin, 2002] ont montré, dans le cadre d'un modèle de circulation générale que le régime de mousson d'hiver est-asiatique ne peut exister que si l'altitude du Plateau tibétain est égale ou supérieure à 50% de son altitude actuelle. Ces auteurs montrent également que la présence du Plateau tibétain permet le développement de l'anticyclone de Sibérie en hiver et l'établissement du talweg est-asiatique en aval du Plateau, et donc le renforcement du courant-jet est-asiatique. Il intervient donc sur toutes les caractéristiques fondamentales du climat régional est-asiatique, et a un impact profond sur le climat global.

1.3.3 Effets thermiques du Plateau tibétain

Les effets thermiques du Plateau tibétain sur la circulation atmosphérique sont particulièrement forts en été, période durant laquelle le sol est anormalement chaud par rapport à la température caractéristique de l'atmosphère à de telles altitudes. Le transfert de chaleur sensible qui en résulte entraîne l'établissement à la verticale du Plateau d'une anomalie chaude (1.6a) se traduisant par une dépression à la surface et une dorsale à la tropopause. L'existence de cette dorsale déplace le jet subtropical vers le nord du Plateau tibétain pour les mois d'été ([Murakami, 1987]). Un mouvement ascendant s'établit à la verticale du Plateau tibétain, favorisé par le réchauffement des masses d'air dans la couche de mélange. L'appel d'air des plaines environnantes vers le Plateau tibétain est un facteur de déclenchement et d'intensification de la mousson d'été indienne, puisqu'il permet l'établissement de forts mouvements ascendants sur les pentes sud de l'Himalaya dès le printemps ([Yanai et Wu, 2006]).

Au contraire, pendant l'hiver, le Plateau tibétain représente une source froide à cause du refroidissement radiatif de sa surface par effet d'albédo ([Yanai et Wu, 2006]). Cette source froide prolonge vers le sud la zone de basse température dans la moyenne troposphère associée à la masse continentale sibérienne (1.6b), ce qui entraîne l'installation d'une haute pression en surface et d'un talweg dans la haute troposphère. Ce talweg, contrastant avec la dorsale associée à la libération de chaleur par la convection dans la zone équatoriale engendre un fort gradient de géopotential au sud du Plateau tibétain, ce qui favorise l'établissement du jet subtropical au sud du Plateau pendant les mois d'hiver. Dans les basses couches, le refroidissement diabatique sur le Plateau tibétain a

⁸élévation du socle rocheux d'une région aux échelles géologiques

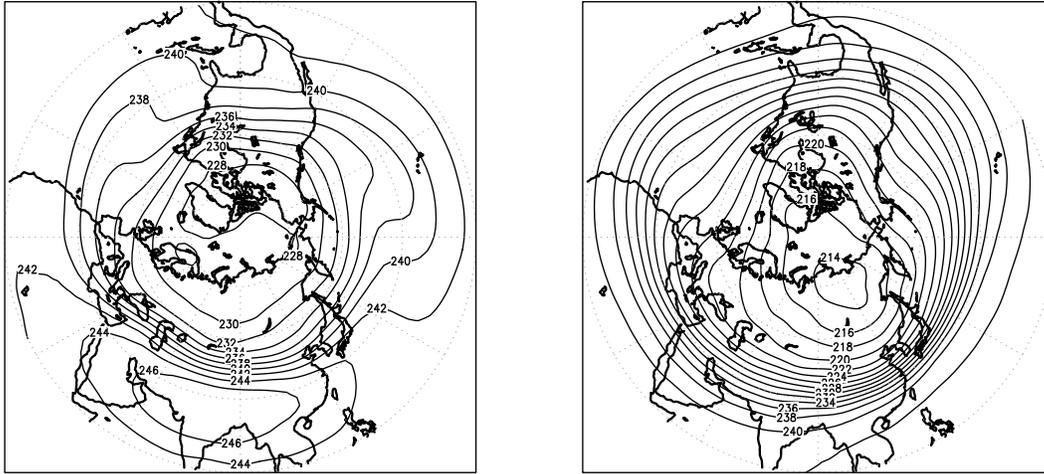


FIG. 1.6 – Température climatologique en K à 300 hPa (réanalyse NCEP, 1979-2007), pour (a) les mois d'été (JJA) ; et (b) les mois d'hiver (DJF)

d'importantes conséquences sur la climatologie de la région : les masses d'air refroidies diabatement tendent à descendre les pentes du Plateau tibétain, induisant un flux divergent du Plateau tibétain vers les plaines environnantes ([Yanai et Wu, 2006]), ce qui contribue au flux de mousson d'hiver qui se dirige vers l'équateur.

Le forçage thermique dû au Plateau tibétain est donc important pour les circulations de mousson, en particulier par le processus de « pompe atmosphérique », qui force une inversion saisonnière du champ de vent divergent au voisinage du Plateau tibétain (flux divergent au voisinage du Plateau tibétain en hiver, convergent en été). Il contribue donc par ce biais à l'inversion saisonnière du champ de vent caractéristique des régimes de mousson. La source de chaleur que représente le Plateau tibétain dans la moyenne troposphère dès le printemps contribue également au déclenchement de la mousson d'été indienne, et le forçage thermique renforce le déplacement saisonnier nord-sud du jet subtropical dans la zone ([Yanai et Wu, 2006]).

1.3.4 Effets dynamiques du Plateau Tibétain

Le Plateau tibétain a un important impact dynamique par le rôle d'obstacle qu'il joue sur la circulation. En particulier, sa haute altitude empêche le flux incident de monter au dessus du Plateau, le contraignant dans les basses couches à dévier vers le nord ou vers le sud, ce qui se reflète y compris pour les jets circulant au niveau de la tropopause à cause du caractère essentiellement barotrope de la circulation de grande échelle. En aval du Plateau tibétain, les flux circulant au nord et au sud du Plateau tibétain ne convergent de nouveau que vers 120°E , permettant ainsi l'établissement d'une zone de vent stagnant qui s'étend sur environ 1000 km dans les basses couches en aval du plateau tibétain. Cette zone de vents faibles est accompagnée d'un dipôle de vorticité relative ([Murakami, 1987]), une circulation analogue à grande échelle à celle observée dans la couche limite en aval d'une île.

L'altitude élevée du Plateau tibétain force le flux des basses couches à le contourner, et entraîne l'impossibilité pour les jets atmosphériques de grande échelle de circuler au dessus du Plateau tibétain. Cette impossibilité est due à un mécanisme de colonnes de Taylor (e.g. [Pedlosky, 1979]) interdisant à la colonne fluide entière de franchir un obstacle topographique, y compris à des altitudes supérieures à la hauteur de l'obstacle.

Dans le cas du Plateau tibétain, cette effet est sensible jusqu'à la zone des courants-jets, entre 200 et 300 hPa ([members of Academia Sinica, 1958, Murakami, 1981a]), forçant le jet subtropical à s'établir soit au nord du Plateau tibétain soit au sud. En conséquence de cette contrainte dynamique et du forçage thermique présenté plus haut, la localisation du jet subtropical au voisinage du plateau tibétain est discontinue : il se déplace nettement du sud au nord du Plateau tibétain entre l'hiver et l'été, pouvant se scinder en deux courants, l'un au sud et l'un au nord, pendant les phases de transition ([Yanai et Wu, 2006]). La topographie joue également un rôle fondamental dans l'établissement et le maintien de l'anticyclone de Sibérie : il a été montré que, dans un modèle où la topographie n'est pas incluse, l'anticyclone de Sibérie est à la fois mal localisé (centré aux latitudes subtropicales) et beaucoup plus faible que ce qui est observé. À cause de l'effet mécanique évoqué plus haut, la position latitudinale du jet subtropical en été est également erronée dans ce cas ([Murakami, 1987]).

À l'échelle synoptique, le Plateau tibétain joue également un rôle crucial dans la génération des crues froides. Nous y reviendrons longuement aux chapitres 2 et 3.

1.4 La mousson Est-Asiatique

1.4.1 La notion de mousson

Le terme « mousson » est le plus souvent utilisé pour désigner la mousson d'été sud-asiatique, qui amène des pluies diluviennes sur le sous-continent indien de juin à septembre. Pourtant, le mot « mousson » vient de l'arabe *mawsim*, qui signifie « saison ». Ce mot aurait été utilisé par les navigateurs arabes, qui connaissaient l'inversion saisonnière des vents sur l'océan indien et savaient l'utiliser pour leurs voyages vers l'Inde, avant d'être utilisé pour la première fois en Occident par le navigateur portugais João de Barros en 1553, avec le même sens d'inversion des vents. Jusqu'au XIX^e siècle, le mot « mousson » sera vu en Occident du point de vue du navigateur et gardera ce même sens d'inversion du régime des vents. Au contraire, les cultures populaires du sous-continent indien, qui n'ignoraient pas l'inversion du champ de vent, accordaient une importance plus grande à l'alternance entre la saison sèche (dominée par le soleil), jusqu'au solstice d'été), et la saison humide (dominée par la lune), dans les mois qui suivent le solstice ([Zimmermann, 1987]). À mesure que la connaissance du climat asiatique s'est améliorée, le lien entre ce régime de vents et le cycle annuel des précipitations a été mieux compris, et la notion de mousson en est venue à « inclure presque tous les phénomènes associé au cycle annuel dans les parties tropicales et subtropicales des continents d'Asie, d'Australie et d'Afrique, et les mers et océans adjacents » ([Webster, 1987]).

Avec cette généralisation de la notion de mousson, il est devenu nécessaire de lui donner une définition objective. Plusieurs définitions sont possibles, toutes associant inversion saisonnière du champ de vent (vision synoptique) et fort contraste saisonnier dans les précipitations (vision plus locale). En se basant sur cette définition, [Webster, 1987] propose un recensement des systèmes de mousson existant : Afrique (du Sahel au Mozambique), Asie du Sud (Inde et Bangladesh), Asie de l'Est, nord de l'Australie. Certains auteurs parlent de « mousson nord-américaine », mais cette notion ne fait pas l'unanimité, en particulier, parce que le cycle annuel des précipitations n'y est pas assez marqué. En incluant les surfaces océaniques concernées (océan Indien, est de l'Atlantique tropical, Pacifique ouest et nord-ouest), on peut considérer qu'environ la moitié des tropiques et un quart de la surface du globe sont concernés par les climats de mousson.

Le climat de l'Asie de l'Est et de larges portions du Pacifique nord-ouest présente ces deux caractéristiques fondamentales : inversion saisonnière du champ de vent et fort

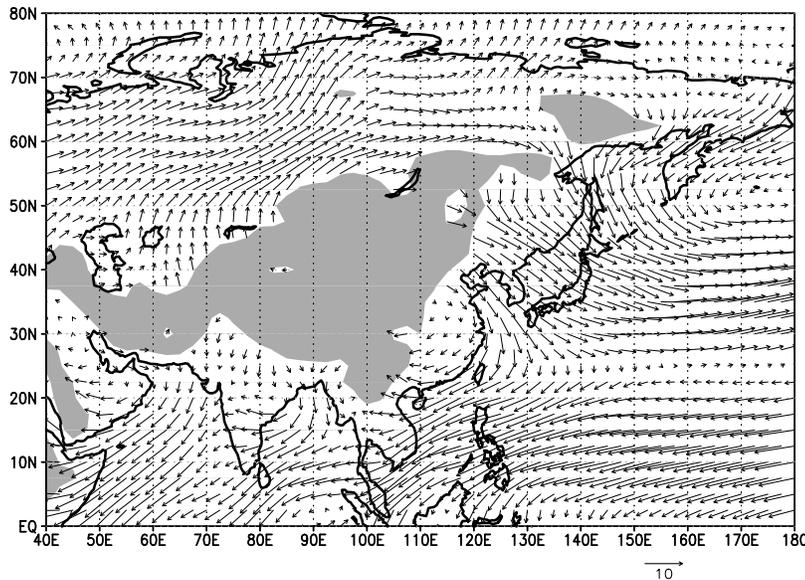


FIG. 1.7 – vent moyen en ms^{-1} en hiver (DJF) à 925 hPa sur l’Asie de l’Est dans les données de réanalyse NCEP (1979-2007)

cycle annuel de précipitations. Le régime saisonnier des vents et des précipitations sur ces régions est appelé mousson est-asiatique, par opposition à la mousson sud-asiatique, qui concerne le sous-continent indien. Dans cette thèse, nous nous intéresserons tout particulièrement à la mousson d’hiver est-asiatique.

1.4.2 Mousson d’hiver est-asiatique

La mousson d’hiver est-asiatique (novembre-mars) constitue la composante la plus importante du système de mousson asiatique en hiver aux moyennes latitudes (Japon, Corée, Chine de l’est), mais affecte aussi les latitudes subtropicales (sud de la Chine, Hong-Kong, Taiwan, péninsule indochinoise) et tropicales (Malaisie, Borneo, mer de Chine méridionale). Les principales caractéristiques de la mousson d’hiver sont la présence de forts gradients de température de surface sur la Chine de l’est, d’un anticyclone extrêmement fort sur la Sibérie qui tend à se prolonger sur la Chine de l’Est le long des pentes du Plateau tibétain, et d’une dépression sur le Pacifique nord (dépression aléoutienne) ([Chang *et al.*, 2006]).

La Fig. 1.7 montre le champ de vent climatologique à 925 hPa en hiver dans la région concernée. La principale caractéristique de ce champ de vent est l’établissement d’un vent de nord-est dans la basse troposphère à l’est du plateau tibétain, amenant de l’air des moyennes latitudes vers la Mer de Chine du Sud. Bien que les précipitations moyennes associées à la mousson d’hiver soient beaucoup plus faibles que celles associées à la mousson indienne d’été (Fig. 1.8a et 1.8e), la mousson d’hiver est-asiatique se caractérise par une importante variabilité des précipitations sur les zones voisines de la Mer de Chine du Sud (Malaisie, Borneo, Philippines), entre 5°S et 15°N (Fig. 1.8b). La localisation de ces maxima de variabilité sur les côtes est due au fait que ces précipitations sont liées à l’interaction du flux de mousson incident avec la topographie locale. Nous reviendrons sur le lien entre la circulation de mousson d’hiver et les précipitations au voisinage de la Mer de Chine du Sud au chapitre 3.

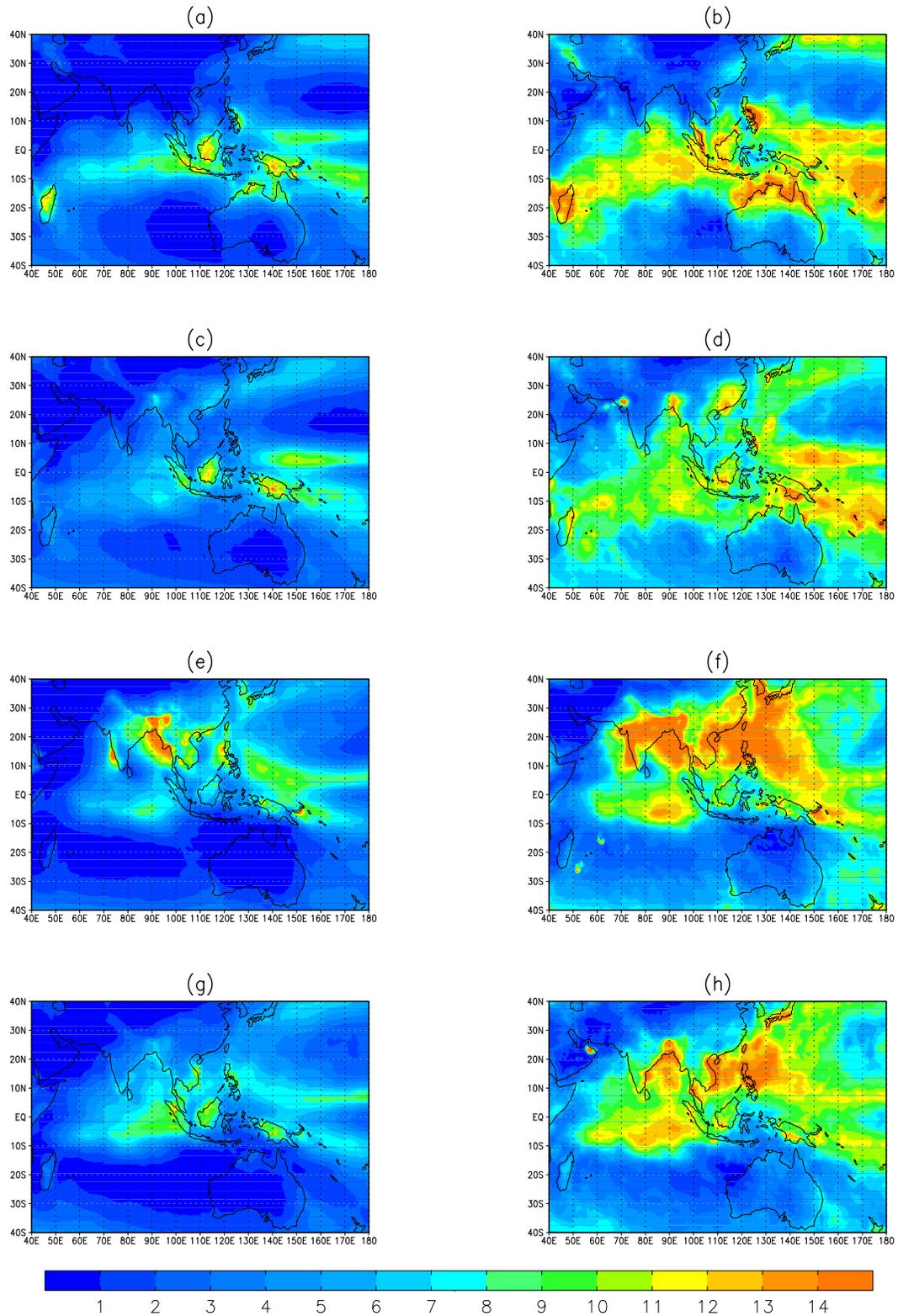


FIG. 1.8 – (a) précipitation moyenne en mm j^{-1} pour l'hiver (DJF) dans les données GPCP ; (b) écart-type de la précipitation en mm j^{-1} (DJF) dans les données GPCP ; (c) comme (a) mais pour le trimestre MAM ; (d) comme (b) mais pour le trimestre MAM ; (e) comme (a) mais pour le trimestre JJA ; (f) comme (b) mais pour le trimestre JJA ; (g) comme (a) mais pour le trimestre SON ; (h) comme (b) mais pour le trimestre SON.

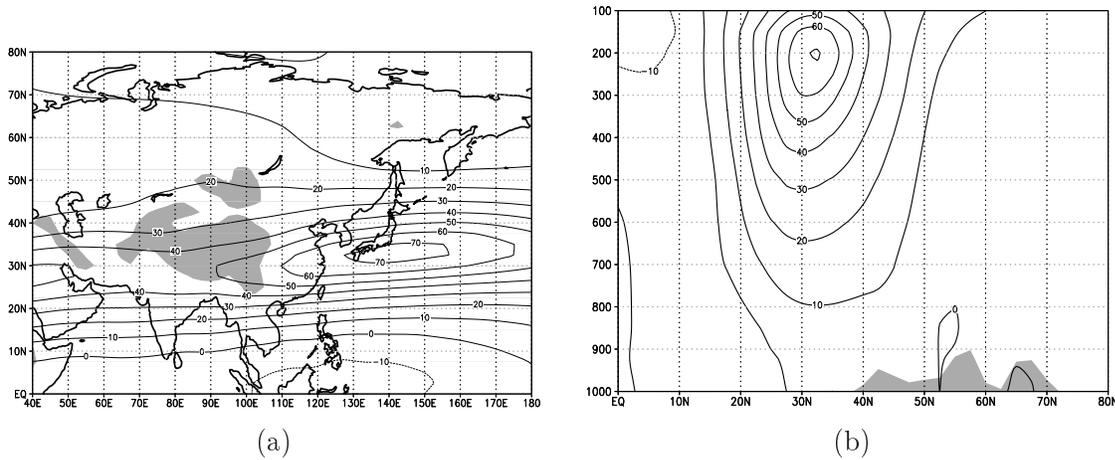


FIG. 1.9 – Vent zonal moyenné pour les mois d’hiver (DJF) dans les données de la réanalyse NCEP (1979-2007), (a) structure à 200 hPa, et (b), coupe à 130°E.

À haute altitude, la principale caractéristique de la région est-asiatique en hiver est la force du jet subtropical en aval du Plateau tibétain, 70 ms^{-1} en moyenne hivernale (voir figure 1.9). La mousson d’hiver est donc une zone de forte baroclinicité avec une advection froide importante dans toute la troposphère, ces deux caractéristiques étant essentiellement dues au forçage orographique par le Plateau tibétain, ainsi qu’aux différences de chauffage de l’atmosphère, avec une source de chaleur latente due à la précipitation dans le Pacifique nord-ouest et un puits de chaleur sur la Sibérie et le Plateau tibétain ([Chang *et al.*, 2006]).

Dans les tropiques, la zone de convection la plus active en hiver se situe sur le Continent Maritime, se déplaçant de la Mer de Chine Méridionale en octobre à la ligne de changement de date au mois de février soit un fort déplacement d’ouest en est entre l’automne et l’hiver. Au cours des mois d’hiver, de janvier à mars environ, le maximum de convection se situe entre 5 et 10°S, beaucoup plus proche de l’équateur que dans le cas de la mousson d’été où le maximum de convection se situe sur des zones subtropicales. Le maximum du cycle annuel de précipitations se produit ainsi en automne sur l’est de la Malaisie et le nord-ouest de Borneo, en hiver sur Java et la nouvelle-Guinée. Sur toutes ces zones (péninsule indochinoise, Malaisie, Borneo, Java), l’intensité des précipitations dépend de l’interaction des flux de nord-ouest dans les basses couches associé à la mousson d’hiver avec la topographie importante des îles et péninsules de la région, et le régime de mousson d’hiver sur les précipitations s’observe jusqu’à 5°N, en particulier sur la côte est des Philippines et du Vietnam ([Chang *et al.*, 2006]).

La mousson d’hiver concerne un domaine extrêmement étendu en latitude, depuis la Sibérie jusqu’au Continent Maritime : c’est donc le régime de mousson qui permet les interactions les plus fortes entre tropiques et moyennes latitudes, en particulier via l’impact des crues froides sur la convection associée au régime de mousson d’hiver dans les tropiques (chap. 3).

1.5 Moment angulaire de l’atmosphère

1.5.1 Définition du moment angulaire de l’atmosphère

Un des fils conducteurs de cette thèse est l’idée que l’effet dynamique des montagnes se mesure par les forces qu’elles exercent sur l’atmosphère. Lorsque l’on considère des

massifs montagneux de la taille de Plateau tibétain, le formalisme le plus pertinent pour étudier ces forces est celui du couple, bien adapté à la géométrie sphérique de l'atmosphère. À échelle globale, les couples agissent sur les trois composantes du moment angulaire de l'atmosphère. Nous rappelons donc ici la définition des trois composantes du moment angulaire de l'atmosphère et leurs équations de bilan.

Le moment angulaire d'un volume matériel \mathcal{S} par rapport à un point O dans un référentiel galiléen \mathcal{R} est donné par l'équation :

$$M_{\mathcal{S}/\mathcal{R}} = \int_{\mathcal{S}} \overrightarrow{OM} \times (\rho \vec{v}_{\mathcal{S}/\mathcal{R}}) dV, \quad (1.1)$$

où $\rho(M)$ est la masse volumique au point M et $\vec{v}_{\mathcal{S}/\mathcal{R}}(M)$ la vitesse du point M appartenant au système \mathcal{S} par rapport au référentiel \mathcal{R} . Si le volume matériel \mathcal{S} est fermé, comme c'est le cas pour l'atmosphère si l'on néglige les échanges de vapeur d'eau avec l'océan et les surfaces continentales, ce moment angulaire vérifie le théorème du moment cinétique :

$$\frac{d}{dt} (M_{\mathcal{S}/\mathcal{R}}) = \vec{T}_{ext \rightarrow \mathcal{S}}, \quad (1.2)$$

où $\vec{T}_{ext \rightarrow \mathcal{S}}$ est la somme des couples extérieurs qui s'appliquent au système \mathcal{S} . Si le système \mathcal{S} est l'atmosphère terrestre et si le référentiel \mathcal{R} est un référentiel galiléen⁹, alors le moment angulaire de l'atmosphère par rapport au centre de masse du système Terre-Océan-Atmosphère peut s'exprimer de la façon suivante (en reprenant les notations de [Feldstein, 2006]) :

$$\vec{M} = \vec{M}_r + \vec{M}_\Omega, \quad (1.3)$$

avec

$$\begin{cases} \vec{M}_r = \iiint_{\Phi, \lambda, z} \rho \vec{r} \times \vec{v} dV \\ \vec{M}_\Omega = \iiint_{\Phi, \lambda, z} \rho \vec{r} \times (\vec{\Omega} \times \vec{r}) dV \end{cases} \quad (1.4)$$

\vec{M}_r est le *moment angulaire relatif*, ou *moment angulaire de vent*, associé au mouvement des masses d'air relativement à la surface terrestre. \vec{M}_Ω est le *moment angulaire d'inertie*, qui correspond à l'entraînement de l'atmosphère par la rotation de la Terre.

Si l'on se place dans le référentiel terrestre tournant à la vitesse angulaire $\vec{\Omega}$, le théorème du moment cinétique (1.2) appliqué à l'atmosphère donne

$$\frac{d\vec{M}}{dt} + \vec{\Omega} \times \vec{M} = \vec{T}_{ext \rightarrow atmo}, \quad (1.5)$$

où $\vec{T}_{ext \rightarrow atmo}$ est la somme de tous les couples qui s'appliquent sur l'atmosphère, en particulier \vec{T}_B , couple appliqué à l'atmosphère par le renflement équatorial du géoïde, \vec{T}_M , couple appliqué par les montagnes, \vec{T}_{gw} , couple appliqué par le déferlement des ondes de gravité, \vec{T}_g , couple dû aux forces gravitationnelles, et \vec{T}_f , couple dû à la friction dans la couche limite. Toutefois, comme indiqué par [Bell, 1994] et [Egger et Hoinka, 2002], la relation suivante se simplifie considérablement en remarquant que le terme « centrifuge » $\vec{\Omega} \times \vec{M}_\Omega$ compense exactement la somme du couple dû aux forces gravitationnelles et de celui dû au renflement équatorial du géoïde :

$$\vec{\Omega} \times \vec{M}_\Omega = \vec{T}_B + \vec{T}_g \quad (1.6)$$

⁹Dans la suite, le référentiel géocentrique, centré au centre d'inertie de la terre et dont les trois axes sont définis par trois étoiles lointaines, sera considéré comme galiléen

Cet équilibre est dû au fait que la surface du géoïde est normale à la gravité locale apparente (compte tenu de la « force centrifuge »). Compte tenu de cette compensation, (1.5) devient :

$$\frac{d\vec{M}}{dt} + \vec{\Omega} \times \vec{M}_r = \vec{T}_M + \vec{T}_f + \vec{T}_{gw}. \quad (1.7)$$

Dans la suite de cette thèse, nous développerons le moment angulaire équatorial selon le repère classique du référentiel terrestre (Fig. 1.10). Dans ce repère, les expressions des moments angulaires relatifs et de masse sur chaque axe obtenues à partir de (1.4) sont données par les équations suivantes :

$$M_{r1} = a \iiint_{\Phi, \lambda, z} \rho (v \sin \lambda - u \cos \lambda \sin \Phi) dV, \quad (1.8a)$$

$$M_{r2} = a \iiint_{\Phi, \lambda, z} \rho (-v \cos \lambda - u \sin \lambda \sin \Phi) dV, \quad (1.8b)$$

$$M_{r3} = a \iiint_{\Phi, \lambda, z} \rho u \cos \Phi dV, \quad (1.8c)$$

$$M_{m1} = a \iiint_{\Phi, \lambda, z} -\rho \sin \Phi \cos \lambda dV, \quad (1.8d)$$

$$M_{m2} = a \iiint_{\Phi, \lambda, z} -\rho \sin \Phi \sin \lambda dV, \quad (1.8e)$$

$$M_{m3} = a \iiint_{\Phi, \lambda, z} \rho \cos \Phi dV. \quad (1.8f)$$

Projetée sur ces axes, l'équation de bilan (1.7) devient :

$$\frac{dM_1}{dt} - \Omega M_{2r} = T_{f1} + T_{M1} + T_{gw1}, \quad (1.9a)$$

$$\frac{dM_2}{dt} + \Omega M_{1r} = T_{f2} + T_{M2} + T_{gw2}, \quad (1.9b)$$

$$\frac{dM_3}{dt} = T_{f3} + T_{M3} + T_{gw3}. \quad (1.9c)$$

Il est à noter que, si, compte tenu de (1.9), le couple de renflement \vec{T}_B n'a pas d'influence dynamique sur l'évolution du moment angulaire de l'atmosphère, il joue un rôle fondamental dans les transferts de moment angulaire équatorial entre l'atmosphère et la terre solide, assurant la conservation du moment angulaire équatorial du système terre solide-atmosphère-océan. (1.9) étant obtenue par l'application à l'atmosphère du théorème du moment cinétique et la constatation de l'équilibre entre la force centrifuge et le couple appliqué par la force de gravité apparente, il est intéressant de vérifier que cette équation est également vérifiée si l'on fait les approximations usuelles dans l'étude des mouvements atmosphériques, en particulier :

- terre parfaitement sphérique,
- force de gravitation exactement radiale,
- non prise en compte de la « force centrifuge ».

Ce point est vérifié dans l'annexe B. Il est très important car les modèles de circulation générale font ces trois approximations.

1.5.2 Moment angulaire de l'atmosphère et paramètres orbitaux

Les variations du moment angulaire de l'atmosphère et de l'océan se traduisent par des variations de signe opposé du moment angulaire de la terre solide (le moment

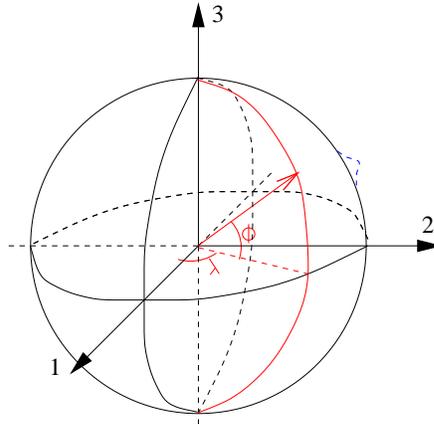


FIG. 1.10 – Système de coordonnées utilisé. L'axe 3 est l'axe des pôles, l'axe 1 coupe le méridien de Greenwich à l'équateur, l'axe 2 coupe le méridien au point de coordonnées $(0^\circ\text{N}; 90^\circ\text{E})$. En bleu, la position de l'Himalaya dans ce système d'axes.

angulaire total du système terre-atmosphère-océan étant globalement conservé).

Ces variations du moment angulaire de la terre solide, dues aux variations du moment angulaire de l'atmosphère et de l'océan, se traduisent par des changements des paramètres orbitaux de la terre : changements de la vitesse de rotation de la terre autour de son axe polaire (variations de la longueur du jour) et déplacement de l'axe des pôles. La longueur du jour subit des variations de l'ordre de la milliseconde, avec un fort cycle annuel et semi-annuel, ainsi qu'une période privilégiée de 50 jours. À toutes ces échelles de temps, les variations de la longueur du jour sont très bien corrélées aux variations du moment angulaire M_3 de l'atmosphère, montrant que celui-ci joue un rôle plus important que le moment angulaire de l'océan (le rôle de l'océan et de la Terre solide devient important aux échelles de temps plus longues). En particulier, le pic spectral à 50 jours dans les variations de longueur du jour est lié à l'oscillation de Madden-Julian ([Madden et Julian, 1971]).

Différents phénomènes expliquent les déplacements de l'axe des pôles. Ces déplacements ont une amplitude d'environ 20 mètres, avec des périodes dominantes de 435 jours (oscillation de Chandler) et 365 jours (oscillation saisonnière). L'oscillation de Chandler est une oscillation libre de la Terre, due à la nutation de la terre autour de l'axe principal de son tenseur d'inertie¹⁰, et amortie par les frottements visqueux dans le manteau terrestre. L'oscillation annuelle est une oscillation forcée par les changements saisonniers dans la répartition de la masse de l'atmosphère et celle de l'océan ([Feldstein, 2008]). Ces deux oscillations ayant des amplitudes voisines, la proximité de leurs périodes fait que leur interférence produit de forts battements dans l'amplitude de l'oscillation de la position du pôle, qui varie pour une direction donnée entre 20 mètres et 5 mètres avec une périodicité de 6,4 ans (Fig. 1.11).

Les mouvements des pôles liés au forçage atmosphérique, bien que d'amplitude plus faible (quelques centimètres) que celle de l'oscillation saisonnière et de l'oscillation de Chandler, sont prédominants aux périodes intrasaisonnières (13-90 jours). Quand l'oscillation de Chandler et l'oscillation saisonnière sont dans une phase d'interférence destructive, comme cela était le cas par exemple pendant l'hiver 2005-2006 (Fig. 1.11), les

¹⁰à cause du renflement équatorial de la Terre, son tenseur d'inertie n'est pas isotrope mais présente une direction privilégiée, l'axe des pôles

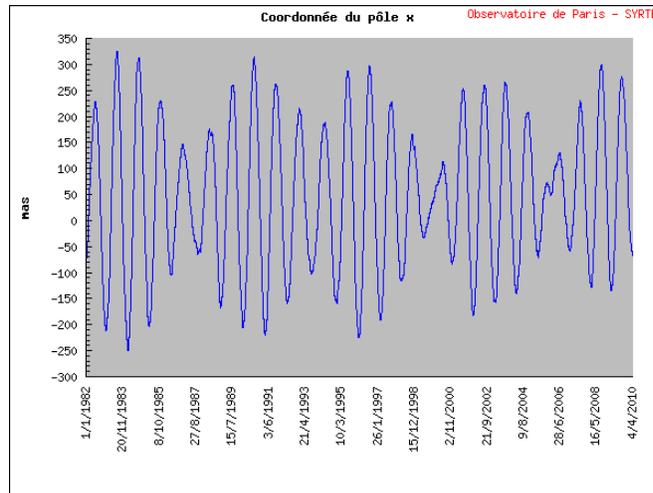


FIG. 1.11 – Mouvement de l’axe de rotation de la terre relativement à la croûte terrestre en milliseconde d’arc (mas, 1 mas = 3,1 cm), projection sur le premier axe équatorial.

mouvements du pôle forcés directement par l’atmosphère peuvent être observés sur la trajectoire du pôle sous la forme de boucles d’une amplitude d’environ dix centimètres ([Feldstein, 2008]). Ces mouvements d’amplitude faible sont également le principal terme de forçage qui permet l’excitation de l’oscillation de Chandler, permettant le maintien de cette oscillation : sans forçage, l’oscillation se serait progressivement amortie par les frottements dans le manteau terrestre ([Eubanks *et al.*, 1988, Chao, 1993, Feldstein, 2008]).

1.6 Couple des montagnes, circulation atmosphérique et dynamique du moment angulaire de l’atmosphère

1.6.1 Couple polaire des montagnes, moment angulaire et circulation atmosphérique

Le couple des montagnes est une cause importante de variation du moment angulaire de l’atmosphère ([Newton, 1971a, Newton, 1971b]), avec une importance équivalente au couple de friction pour les basses fréquences ($T > 25$ j) et nettement supérieure pour les fréquences plus rapides ([Lott et d’Andrea, 2005]). La cause principale de variation du couple des montagnes pour les échelles de temps synoptiques est la dynamique atmosphérique au voisinage des montagnes de moyenne latitude ([Iskenderian et Salstein, 1998]), tandis que pour les échelles de temps intrasaisonniers, le signal sur le couple des montagnes est dominé par la dynamique tropicale ([Weickmann et Sardeshmukh, 1994]). En retour, l’impact du couple des montagnes sur le moment angulaire de l’atmosphère (qui est une grandeur caractéristique fondamentale de l’écoulement atmosphérique, décrivant à la fois la force des courants-jet et la répartition des masses entre tropiques et moyennes latitudes) a pour conséquence que les événements sur T_{M3} ont également une action sur la circulation atmosphérique au niveau global. Dans cette direction, [Metz, 1985] a montré que les événements positifs sur T_{M3} étaient suivis par une accélération des jets subtropicaux, tandis que [Lott *et al.*, 2004, Lott *et al.*, 2005] ont montré que T_{M3} agit sur les deux termes du moment angulaire de l’atmosphère M_3 :

- Redistribution de la masse vers l’équateur (augmentation de $M_{\Omega 3}$)

- Renforcement des jets des moyennes latitudes (augmentation de M_{r3})

L'impact sur le moment angulaire de vent M_{r3} correspond à l'effet du couple sur les courants-jets, tandis que l'impact sur le moment angulaire de masse $M_{\Omega3}$ correspond à une accumulation de masse vers les tropiques, et donc à une anomalie positive de l'oscillation arctique (dans l'hémisphère nord). Les relations entre couple polaire des montagnes et circulation de l'atmosphère représentent donc une interaction complexe : le couple des montagnes est déterminé par la circulation atmosphérique, et force en retour des variations du moment angulaire de l'atmosphère qui elles-mêmes déterminent en partie certaines circulations atmosphériques, dont l'oscillation arctique. Le couple polaire des montagnes est donc à la fois un diagnostic de la circulation atmosphérique, mais aussi un prédicteur de celle-ci, son action sur la circulation atmosphérique étant une action dynamique par l'intermédiaire du moment angulaire de l'atmosphère. Cette boucle de rétroaction non linéaire entre le couple des montagnes et la circulation atmosphérique permet d'ailleurs l'instabilité topographique, qui peut expliquer les phénomènes de régimes de temps dans l'atmosphère ([Charney et DeVore, 1979]).

1.6.2 Dynamique du moment angulaire équatorial de l'atmosphère

Le moment angulaire équatorial de l'atmosphère est la partie du moment angulaire de l'atmosphère contenue dans le plan équatorial, c'est à dire le vecteur ayant pour composantes $(M_1; M_2)$ dans le repère représenté Fig. 1.10. Il a été démontré que ce vecteur tourne d'est en ouest avec une période de 8 à 12 jours ([Brzezinski, 1987]). Cette période observée a été expliquée par la propagation de modes propres barotropes de l'atmosphère (les ondes planétaires libres) ayant un nombre d'onde zonal $s = 1$, et $n = 3$, soit une structure méridienne de la fonction de circulation présentant deux nœuds entre les pôles avec une contribution forte au moment angulaire de masse ([Bell, 1994]). Cet auteur a également montré qu'une contribution importante au moment angulaire de vent est la contribution de la marée atmosphérique diurne forcée thermiquement ($n = 1, s = 1$), et que dans le cas où une onde monochromatique tourne d'est en ouest autour du globe avec une pulsation ω , la relation suivante est vérifiée entre son moment angulaire de masse et son moment angulaire de vent :

$$\mathbf{M}_{\Omega} = \frac{\Omega - \omega}{\omega} \mathbf{M}_r. \quad (1.10)$$

Cette équation entraîne en particulier que, pour des ondes avec une période de 8 à 12 jours, le moment angulaire de vent est un ordre de grandeur plus faible que le moment angulaire de masse (cette conclusion étant toutefois seulement valable dans le cas d'une aquaplanète). Elle implique également que les ondes diurnes de marée ($\omega = \Omega$) ne peuvent pas avoir de moment angulaire de masse. Ces caractéristiques de la dynamique du moment angulaire sur les aquaplanètes ont également été documentées par [Feldstein, 2003], à l'aide d'un modèle de circulation générale. Cet auteur a également montré que les modulations de la norme du moment angulaire de l'atmosphère sont principalement dues aux processus humides associés à l'onde de Yanai équatoriale de nombre d'onde $s = 1$. La rotation d'est en ouest du moment angulaire équatorial avec une périodicité de 8 à 12 jours est également observée dans les réanalyses, mais avec un plus grand étalement spectral que dans le cas d'une aquaplanète, en particulier à cause de l'influence de la topographie ([Feldstein, 2006]). La fermeture du bilan de moment angulaire équatorial de l'atmosphère (1.9a)-(1.9b) dans la réanalyse NCEP/NCAR n'est toutefois pas satisfaisante, ce qui pourrait être dû au fait que le moment angulaire de vent \vec{M}_r est une quantité difficile à estimer et que son évolution temporelle dépend

fortement du jeu de données utilisée ([Bell, 1994, De Viron *et al.*, 2005]). Cette non-fermeture du bilan de moment angulaire est également observée dans la réanalyse ERA-15 ([Egger et Hoinka, 2002]). [Feldstein, 2006] et [Egger et Hoinka, 2002] concluent que la fermeture du bilan de moment angulaire équatorial dépend de la compensation entre ΩM_{r2} et T_{M1} dans (1.9a) et des termes analogues dans (1.9b), et que $\frac{dM_1}{dt}$ (resp. $\frac{dM_2}{dt}$) est fortement corrélé à ΩM_{r2} (resp. $-\Omega M_{r1}$), les corrélations avec T_{M1} (resp. T_{M2}) étant beaucoup plus faibles. Une récente revue de ce champ d'études a été fournie par [Egger *et al.*, 2007]. La seule étude se penchant sur le bilan de moment angulaire dans un modèle de circulation générale complet (incluant la topographie) est celle de [De Viron *et al.*, 2005], qui étudie ce bilan à l'échelle diurne et semi-diurne, montrant qu'à ces fréquences le bilan de moment angulaire dans LMDz est bien fermé, ce qui n'est le cas ni dans la réanalyse NCEP ni dans les analyses opérationnelles du centre européen.

Dans les dix dernières années, à la suite de l'étude de [Egger et Hoinka, 2000], une certaine attention a été apportée au couple équatorial des montagnes. Ces auteurs ont montré que le couple équatorial des montagnes est faible mais pas négligeable par rapport au couple dû au renflement équatorial. À la suite de cette étude, [Egger et Hoinka, 2008] ont examiné de nombreuses propriétés des signaux observés sur le couple équatorial des montagnes appliqué par le Plateau tibétain et des circulations qui y sont associées, utilisant le couple équatorial des montagnes comme indicateur de l'interaction des systèmes synoptiques avec la topographie. Nous utiliserons cette approche tout au long de cette thèse, en cherchant à déterminer dans quelle mesure le couple équatorial des montagnes joue également un rôle de forçage sur la circulation atmosphérique et le budget de moment angulaire équatorial, de façon analogue aux travaux de [Lott *et al.*, 2004, Lott *et al.*, 2005] sur le couple polaire des montagnes.

1.7 Démarche suivie dans cette thèse

Cette thèse a pour but de caractériser l'impact dynamique du Plateau tibétain sur la circulation de l'atmosphère, en utilisant les composantes du couple équatorial des montagnes comme indicateurs de cet impact dynamique : cette méthode s'est révélée féconde avec l'utilisation du couple polaire des montagnes et n'a été que peu testée dans le cas du couple équatorial des montagnes. Cette approche en termes de couple équatorial des montagnes étant transposable à tous les massifs montagneux¹¹, elle nous permettra de faire ressortir les traits communs entre la dynamique qui leur est associée sur les principaux massifs montagneux des moyennes latitudes : Plateau tibétain, Rocheuses et cordillère des Andes. Nous verrons que, sur ces trois massifs, certains signaux observés sur le couple équatorial des montagnes sont suivis de façon statistiquement significative par des crues froides, et qu'il est possible de proposer une explication dynamique simple montrant que le forçage dynamique de l'écoulement par un couple est suffisant pour le déclenchement des crues froides (chapitre 2).

Les crues froides est-asiatique étant le vecteur de fortes interactions entre les moyennes latitudes et les tropiques dans le cadre de la mousson est-asiatique, l'étude de l'impact du couple équatorial du Plateau tibétain sur les crues froides se prolonge naturellement par une étude de l'impact du Plateau tibétain sur la convection en Mer de Chine Méridionale. L'impact du couple appliqué par le Plateau tibétain sur l'atmosphère, après avoir déclenché une crue froide en zone subtropicale, se prolonge donc de façon signifi-

¹¹et d'autant plus pertinente que le massif est de grande échelle, sans quoi la sphéricité de la terre devient négligeable et il n'y a pas d'inconvénient à traduire les couples en forces

cative vers les latitudes équatoriales, provoquant un excès de convection sur la mer de Chine équatoriale (chapitre 3).

Enfin, nous avons utilisé les capacités du modèle de circulation générale LMDz pour apporter un nouvel éclairage aux résultats des chapitres 2 et 3, en particulier en examinant le bilan de moment angulaire équatorial dans LMDz (nous montrerons en particulier que ce bilan est assez bien fermé, contrairement aux données de réanalyse), la représentation de l'impact du couple équatorial des montagnes sur les crues froides au voisinage du Plateau tibétain, et l'importance des processus liés à l'orographie de petite échelle, dite « sous-maille » (chapitre 4).

Chapitre 2

Couple des Montagnes et vagues de froid

2.1 Couple équatorial des montagnes et préconditionnement des crues froides

Les résultats qui suivent consistent tout d’abord en une analyse statistique du comportement du couple des montagnes global et des contributions régionales de cinq massifs montagneux majeurs : le Plateau tibétain, les Andes, les Rocheuses, le Groënland et l’Antarctique. Pour les trois premiers de ces massifs, ceux situés totalement ou en partie dans les moyennes latitudes, les principales caractéristiques associées en surface aux signaux importants sur le couple équatorial des montagnes sont analysées, montrant que certains signaux sur le couple équatorial des montagnes appliqué par ces massifs précèdent de façon statistiquement très significative les événements de crues froides, avec un délai de un à deux jours.

Enfin, une interprétation dynamique de cette relation entre couple appliqué par les montagnes et crues froides est proposée et étayée par l’utilisation d’un modèle simple de la circulation atmosphérique, forcé par la topographie, permettant la prise en compte d’un cisaillement de vent. Dans ce modèle, l’impact de la topographie est équivalent à celui d’une force de portance égale à celle introduite par [Smith, 1979]. Les simulations réalisées avec ce modèle montrent que l’introduction d’une telle force suffit à reproduire de façon réaliste la relation observée dans les données de réanalyse entre le forçage de la circulation atmosphérique par la topographie et le déclenchement des crues froides, *via* l’application d’un couple. Le mécanisme de déclenchement des crues froides semble être analogue pour les trois massifs montagneux pour lesquels ces phénomènes sont observés (Plateau tibétain, Andes et Rocheuses). Ces conclusions confortent l’hypothèse selon laquelle le forçage dynamique de la circulation atmosphérique par les montagnes joue un rôle crucial dans le déclenchement des crues froides, et que le couple équatorial des montagnes est un bon indicateur de ce forçage.

Ces résultats ayant fait l’objet d’une publication dans *Journal of the Atmospheric Sciences* ([Mailler et Lott, 2010]), ils sont présentés en anglais dans ce qui suit.

Equatorial Mountain Torques and Cold Surges Preconditioning

Sylvain Mailler¹ and François Lott²*J. Atmos. Sci.*, 2010, **67**, 2101-2120.

Received 17 november 2009, in final form 4 february 2010

Abstract

The evolution of the two components of the Equatorial Mountain Torque (EMT) applied by mountains on the atmosphere is analyzed in the NCEP reanalysis. A strong lagged relationship between the EMT component along the Greenwich axis (T_{M1}) and the EMT component along the 90°E axis (T_{M2}) is found, with a pronounced signal on T_{M1} followed by a signal of opposite sign on T_{M2} . It is shown that this result holds for the major massifs (Antarctica, Tibetan Plateau, the Rockies and the Andes) if a suitable axis system is used for each of them. For the midlatitude mountains, this relationship is in part associated with the development of the cold surges.

Following these results, we make the two hypotheses that the mountain forcing on the atmosphere is well measured by the regional EMTs, and that this forcing partly drives the cold surges. To support these, a purely dynamical linear model is proposed, it is written on the sphere, uses a f -plane quasi-geostrophic approximation, and includes the mountain forcings. In this model, a positive (resp. negative) peak in T_{M1} produced by a mountain massif in the northern (resp. southern) hemisphere is due to a large scale high surface pressure anomaly poleward of the massif. At a later stage, high pressure and low temperature anomalies develop in the lower troposphere east of the mountain, explaining the signal on T_{M2} and providing the favorable conditions for the cold surges development.

It is concluded that the EMT is a good measure of the dynamical forcing of the atmospheric flow by the mountains and that the poleward forces exerted by mountains on the atmosphere are substantial drivers of the cold surges, at least in their early stage. Therefore, the EMT time series can be important diagnostics to assess the representation of mountains in General Circulation Models.

¹Laboratoire de Météorologie dynamique/IPSL, École Normale Supérieure/CNRS, Paris, and École Nationale des Ponts et Chaussées, Marne la Vallée, France

²Laboratoire de Météorologie dynamique/IPSL, École Normale Supérieure/CNRS, Paris, France

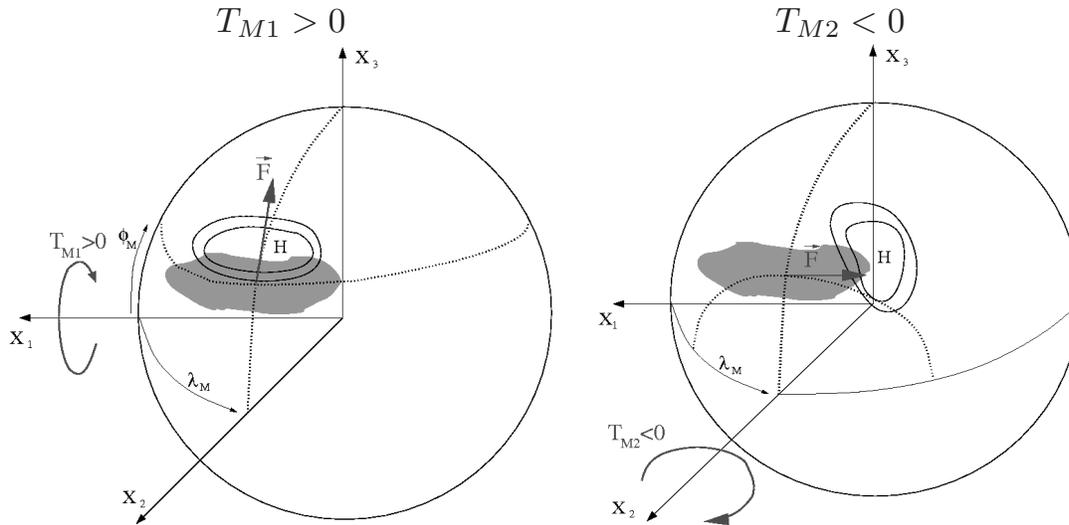
2.2 Introduction

The influence of mountains on meteorology is a problem of long standing interest. At the synoptic scales, this interest follows the fact that mountains can help the development of cyclones in their lee side, or induce cold surges that can travel equatorward along the eastern mountain flanks. The problem of lee cyclogenesis was studied extensively in the 80's and 90's. It has been documented in case studies (e.g. [Buzzi et Tibaldi, 1978, Clark, 1990]), numerical studies ([Egger, 1988]), and partly explained by theoretical models ([Pierrehumbert, 1985, Smith, 1984, Smith, 1986, Speranza *et al.*, 1985]). The cold surges are a growing topic of interest because they are an important source of atmospheric variability in winter along the eastern flanks of the major mountain ranges ([Hsu et Wallace, 1985]). They are also relevant for the global climate because they connect the meteorology of the midlatitudes to the tropical one ([Garreaud, 2001, Chen *et al.*, 2004]). As an illustration of this, the east-asian cold surges interact with the winter monsoon over eastern Asia, the South China Sea, the Maritime Continent, and even the Bay of Bengal ([Chang *et al.*, 1979, Chang et Lau, 1980, Slingo, 1998, Tangang *et al.*, 2008, Mailler et Lott, 2009]).

In mountain meteorology, it is quite common to measure the dynamical influence of mountains on the atmosphere by horizontal forces (e.g. [Davies et Phillips, 1985, Bessemoulin *et al.*, 1993]). In this approach, there is a distinction between the drag forces that are opposed to the low-level winds and the lift forces that are perpendicular to them. At the mesoscales, where the mountain flow dynamics is controlled by gravity waves and include low level flow blocking, the drag force is very important, while at the synoptic and planetary scales, the lift force plays a key role and causes vortex compression over mountains ([Smith, 1979]). By triggering baroclinic wave development and forcing planetary scale waves, these lift forces have an impact on the large-scale atmospheric flow and their proper representation in GCMs is an important issue ([Lott, 1999]).

If we adopt a planetary scale approach, which is mandatory for large-scale mountains, the Atmospheric Angular Momentum (AAM) budget ([Feldstein, 2006]) provides a more satisfactory formalism to analyze these forces, with the mountain forces translating into torques along the three planetary axes. For example, [Mailler et Lott, 2009] have shown that before convective events associated with the east-asian winter monsoon, there are strong signals on the Equatorial Mountain Torque (EMT) components T_{M1} and T_{M2} due to the Tibetan Plateau (hereinafter TP). In agreement with other authors ([Egger *et al.*, 2007], [Egger et Hoinka, 2008]), they also show that the positive torques along the Greenwich axis are due to a positive surface pressure anomaly to the north of the TP, while the negative torques along the 90°E axis are due to a positive pressure anomaly along its eastern slopes (see Fig. 1 where it is also illustrated how a mountain force \mathbf{F} translates into torques along the equatorial axes).

In the past, the analysis of the mountain torques was mainly focused on the changes it induces on the Atmospheric Angular Momentum and essentially to interpret the changes in the Earth Orientation Parameters (e.g. [Rosen et Salstein, 1983]). In this context, the axial mountain torque T_{M3} has been analyzed by many authors, with among others, [Iskenderian et Salstein, 1998] relating the variations of T_{M3} to the mid-latitudes dynamics at synoptic scales and [Weickmann et Sardeshmukh, 1994] relating its variations to the tropical dynamics at intraseasonal time scales. The two studies cited above are representative of the fact that many authors focused on the axial mountain torque T_{M3} , whereas the two equatorial components T_{M1} and T_{M2} have received less attention. Quite recently however, [Feldstein, 2006] has analyzed their relation with



Mountain Forces vs Equatorial Mountain Torques

FIG. 1 – Schematic pictures of midlatitude and subtropical anomalies in surface pressure yielding to anomalous equatorial torques. This schematic figure is for the Himalayas, and the surface pressure anomalies are representative of two successive stages in the life cycle of an east-asian cold surge. The vector \vec{F} is a representation of the dominant horizontal force exerted by the mountain on the atmosphere

the changes in the equatorial components of the Atmospheric Angular Momentum, and [Egger et Hoinka, 2008] have described the regional circulation patterns associated to the equatorial torques produced by the TP.

Beyond understanding the axial AAM budget, the axial mountain torque has also been used to measure the dynamical influence of the mountains on the weather and on the climate. It is in this context that [Lott *et al.*, 2004] found that T_{M3} produces changes in the Arctic Oscillation at periodicities below 30 days. Their results, based on diagnostics from the NCEP-NCAR reanalysis, have been confirmed using a GCM ([Lott *et al.*, 2005]), and explained by a simple comprehensive model ([Lott et d'Andrea, 2005]).

Following these lines of work, the purpose of this paper is to show that the temporal evolution of the two components of the EMT is related to the dynamical forcing of the cold surges by the major midlatitude mountain ranges. An emphasis will be given to the TP and to the east-asian cold surges but the case of the Rockies and the Andes will also be discussed. To establish the link between the EMT and the cold surges, we will use two pieces of independent evidence. The first is based on a statistical analysis of the NCEP reanalysis data, where the two components of the EMT are evaluated globally and for each major mountain range separately. The temporal evolution of the surface patterns of pressure and temperature associated to the two EMT components are then analyzed and compared to those occurring during cold surges. The second is based on a analytical model that gives a comprehensive explanation for the relationship between the EMT components and the cold surges. This model is purely dynamical and only retains two essential features of the cold surge dynamics : the cold surges are related to low level cold advection from the midlatitudes to the tropics, and they are preceded by high pressure anomalies poleward of the mountain massif. Because of its simplicity, this model is only used to show that mountain forcings yielding to EMTs with amplitudes comparable with those observed, are largely sufficient to trigger the initial phase of cold

surges.

The plan of the paper is as follows. Section 2 presents the statistical analysis. From the NCEP-NCAR reanalysis, we evaluate the two components of the EMT globally and for each major mountain range. For the Rockies, the Andes and the TP, we then perform a composite analysis of the surface fields keyed to the EMT. Section 3 presents the theoretical model and our interpretation for the relation between the mountain forcing and the EMTs. Section 4 uses the model results to interpret the observational results of section 2. Section 5 summarizes and discusses the significance of our results for (i) the cold surges preconditioning, (ii) the Equatorial Atmospheric Angular Momentum Budget, and (iii) the representation of mountains in GCMs.

2.3 Statistical analysis

Our data are taken from the NCEP-NCAR reanalysis ([Kalnay *et al.*, 1996]) products for the 1979-2007 period. Specifically, we use the surface pressure, P_S , the .995 sigma level temperature, T_{50m} , and the surface elevation, h . We will also use the tri-dimensional fields of zonal wind u and temperature T . To focus on the subseasonal variability, we will often remove the annual cycle by subtracting the daily climatology obtained by averaging over the 29 years of our data set. When used, those subseasonal data will be identified by a tilde symbol, for instance the subseasonal surface pressure will be written \tilde{P}_s .

2.3.1 Spectral analysis of the Equatorial Mountain Torques

The two components of the global subseasonal EMT acting on the atmosphere are computed following [Feldstein, 2006] :

$$\tilde{T}_{M1}(t) = -a^2 \iint_{\phi,\lambda} h(\lambda, \phi) \left(-\sin \lambda \cos \phi \frac{\partial \tilde{P}_s}{\partial \phi} + \cos \lambda \sin \phi \frac{\partial \tilde{P}_s}{\partial \lambda} \right) d\phi d\lambda, \quad (1a)$$

$$\tilde{T}_{M2}(t) = -a^2 \iint_{\phi,\lambda} h(\lambda, \phi) \left(\cos \lambda \cos \phi \frac{\partial \tilde{P}_s}{\partial \phi} + \sin \lambda \sin \phi \frac{\partial \tilde{P}_s}{\partial \lambda} \right) d\phi d\lambda, \quad (1b)$$

where a , ϕ , and λ are the Earth radius, the latitude, and the longitude respectively. In (1), \tilde{T}_{M1} is the component of the EMT along the equatorial axis which is at 0° longitude (the Greenwich axis) and \tilde{T}_{M2} is the component along the equatorial axis at 90° E. Following [Egger et Hoinka, 2000], we will express all the torques in Hadley (Ha), with $1 \text{ Ha} = 10^{18} \text{ kg m}^2 \text{ s}^{-2}$.

The individual contributions of the major mountain ranges (here the TP, the Rockies, the Andes, Antarctica and Greenland) to the EMT can be computed by restricting the integrations in (1) to sectors including the considered mountain range and which are given in Table 2.1. Nevertheless, to compare the dynamics associated with the EMT produced by these mountains, the fact that they are located at different places has to be taken into account. For instance, the fact that a northward force applied to the atmosphere around the central location of the TP will mainly result in a positive \tilde{T}_{M1} (and a small \tilde{T}_{M2}) is due fact that the TP is centered around the longitude 90° E (Table 2.1). In the following we will note this longitude λ_{TP} , and note λ_X and ϕ_X the longitude and the latitude of the center of mass of the mountain massif X (with $X = \text{TP, R, Ad, At, and G}$ for the TP, the Rockies, the Andes, Antarctica, and Greenland respectively).

Massif	Longitude range [λ_{X1} ; λ_{X2}]	Latitude range [ϕ_{X1} ; ϕ_{X2}]	Center of mass (λ_X ; ϕ_X)
Andes	[90°W-60°W]	[60°S-15°N]	(16.7°S;70.4°W)
Antarctica	[180°W-180°E]	[90°S-60°S]	(83.1°S;79.7°E)
Greenland	[70°W-10°W]	[55°N-85°N]	(72.0°N;43.6°W)
TP	[60°E-120°E]	[15°N-60°N]	(37.8°N;91.5°E)
Rockies	[170°W-90°W]	[15°N-80°N]	(44.9°N;111.3°W)

TABLE 2.1 – Domains over which the integrations in (1a) and (1b) are evaluated to measure the individual contributions of each mountain massif to the global torque, and geographical coordinates of the center of mass for each mountain range. Note that the domain sizes here largely contain the massifs considered.

Massif	All-year	Winter (DJF)	Summer (JJA)
Global	63.6	60.3	65.2
Antarctica	50.2	36.5	58.1
TP	21.8	26.8	14.9
Greenland	16.8	21.1	11.2
Rockies	15.4	19.1	10.3
Andes	6.0	7.6	4.3

TABLE 2.2 – Standard deviation $\langle \tilde{T}_{X1}^2 + \tilde{T}_{X2}^2 \rangle^{\frac{1}{2}}$ for the global EMT and for the regional contributions of each of the major mountain ranges, expressed in Hadley (Ha).

More precisely, they are the longitude and latitude of the vector

$$\mathbf{r}_X = \frac{\int_{\lambda_{1X}}^{\lambda_{2X}} \int_{\phi_{1X}}^{\phi_{2X}} h(\lambda, \phi) \mathbf{r}(\lambda, \phi) \cos \phi \, d\phi \, d\lambda}{\int_{\lambda_{1X}}^{\lambda_{2X}} \int_{\phi_{1X}}^{\phi_{2X}} h(\lambda, \phi) \cos \phi \, d\phi \, d\lambda} \quad (2)$$

where $\mathbf{r}(\lambda, \phi) = a (\cos \lambda \cos \phi, \sin \lambda \cos \phi, \sin \phi)$, and where λ_{1X} , λ_{2X} , ϕ_{1X} , and ϕ_{2X} are the limits of a region that largely contains the mountain massif considered. These limits as well as λ_X s and the ϕ_X s are given in Table 2.1.

To make the results for different mountains comparable, the local equatorial torques for a mountain range X will be computed along equatorial axes that are rotated by $\lambda_X - \pi/2$, which means that the second equatorial axis is now at the longitude λ_X of the mountain considered. As said before this rotation is not needed for the TP, and is not adapted for Antarctica, which covers all the longitudes. In the following, the subseasonal regional contributions to the EMTs expressed in these rotated axis will be noted $(\tilde{T}_{X1}; \tilde{T}_{X2})$ where X is the name of the corresponding mountain massif. As an illustration, $\tilde{T}_{X1} = 0$ and $\tilde{T}_{X2} > 0$ means that the contribution of the massif X to the EMT vector is oriented along the longitude λ_X . The variance of each of the contributions is given in Table 2.2, indicating that, while Antarctica is the strongest single contributor, the midlatitude massifs can have a significant impact at least during the northern hemisphere winter.

To characterize the coherence and phase relationship between the two components of the global EMT, we next perform a conventional cross-spectral analysis between the corresponding series (Fig. 2, see caption for details on the method). The cospectrum between \tilde{T}_{M1} and \tilde{T}_{M2} in Fig. 2a shows that the two torques are significantly related with each other for periodicities between 2 and 20 days, a spectral domain that contains

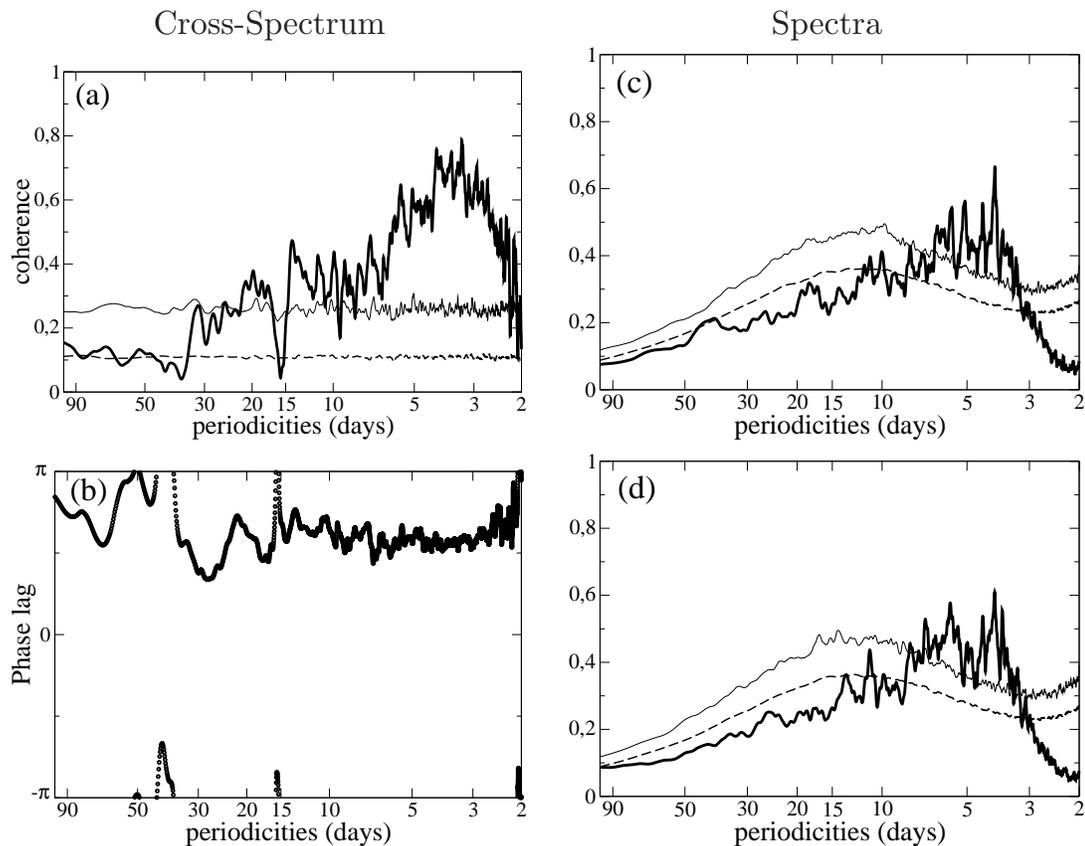


FIG. 2 – Spectral analysis of \tilde{T}_{M1} and \tilde{T}_{M2} . (a) coherency between \tilde{T}_{M1} and \tilde{T}_{M2} ; (b) phase difference between \tilde{T}_{M1} and \tilde{T}_{M2} ; (c) spectrum of \tilde{T}_{M1} ; (d) spectrum of \tilde{T}_{M2} . The spectra and the cross-spectrum are deduced from the two periodograms and the cross periodogram of the series, each of them being smoothed by a 80-point 10% cos window. In the frequency domain this yields a resolution of $8 \cdot 10^{-2} d^{-1}$. The mean level (gray solid) and the 99% significance level (gray dashed) are evaluated by a Monte-Carlo procedure, which uses an ensemble of 500 pairs of red noise series whose variances and lag-1 autocorrelations correspond to those of \tilde{T}_{M1} and \tilde{T}_{M2} .

most of the variance of \tilde{T}_{M1} and \tilde{T}_{M2} (see Fig. 2cd). The phase in Fig. 2b of nearly $\pi/2$ shows that \tilde{T}_{M1} and \tilde{T}_{M2} are close to being in quadrature, with the EMT vector rotating westward.

The same analysis applied to the rotated EMTs associated with the individual mountains in Fig. 3 shows that for the TP, the Rockies, the Andes and Antarctica, \tilde{T}_{X1} and \tilde{T}_{X2} are close to being in quadrature as well (Fig. 3), which means that the regional EMT vectors also rotate westward. These results are consistent with those in [Egger et Hoinka, 2008] who considered the TP only and used lagged correlations rather than a spectral analysis.

The fact that all the regional EMT vectors (except Greenland, not shown) rotate westward like the global EMT indicates that the global behavior of the EMT is in part the result of regional circulations, the global EMT vector being the sum of all the regional contributions.

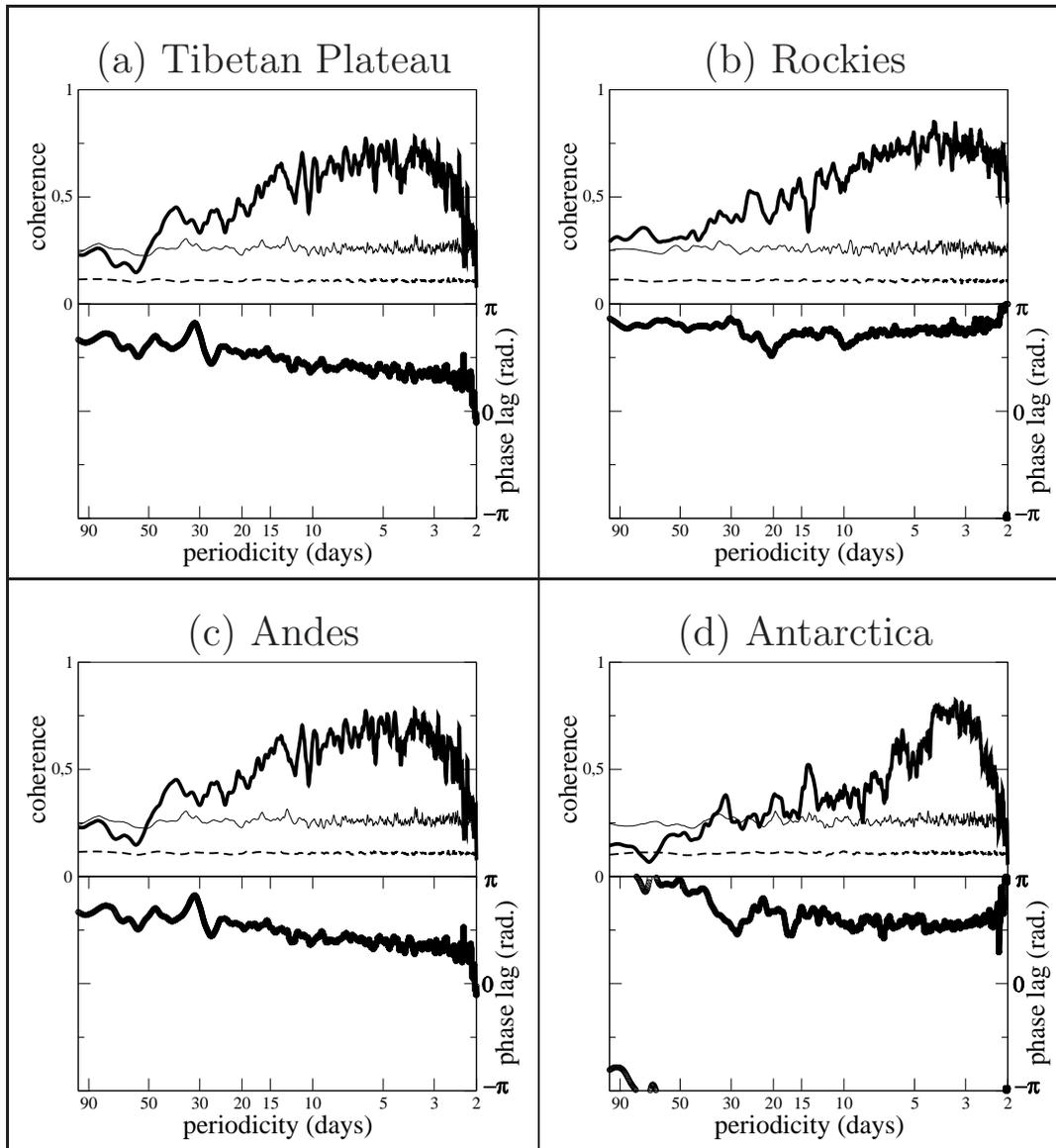


FIG. 3 – Coherence and phase relationship between (a) $\tilde{T}_{TP,1}$ and $\tilde{T}_{TP,2}$; (b) $\tilde{T}_{R,1}$ and $\tilde{T}_{R,2}$; (c) $\tilde{T}_{Ad,1}$ and $\tilde{T}_{Ad,2}$; and (d) $\tilde{T}_{At,1}$ and $\tilde{T}_{At,2}$. Same conventions and method as in Fig. 2

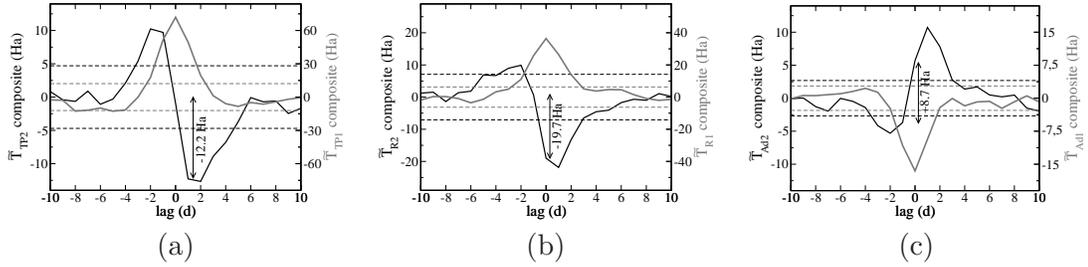


FIG. 4 – (a) composite time series of \tilde{T}_{TP1} (gray, solid) \tilde{T}_{TP2} (black, solid) keyed on the 20 strongest positive peaks of \tilde{T}_{TP1} , and corresponding 99% significance levels; (b) same for \tilde{T}_{R1} and \tilde{T}_{R2} keyed on \tilde{T}_{R1} ; and (c) composite time series of \tilde{T}_{Ad1} and \tilde{T}_{Ad2} keyed on the 20 strongest negative peaks of \tilde{T}_{Ad1}

2.3.2 Regional circulation patterns

One of the central points we wish to make is that when a high pressure anomaly is located poleward of a given mountain massif X in the northern (resp. southern) midlatitudes (i.e. $X=TP, R$ or Ad), it gives rise to a positive (resp. negative) mountain torque \tilde{T}_{X1} , and that this mountain torque in part controls the future evolution of the flow, triggering a cold surge and a negative (resp. positive) \tilde{T}_{X2} . To support this picture observationally, composites will be built for the surface fields keyed to the positive peaks of \tilde{T}_{TP1} and \tilde{T}_{R1} , and to the negative peaks of \tilde{T}_{Ad1} .

In the following, the time lags are expressed in days relative to the peaks in \tilde{T}_{X1} : $D0$ is the day when \tilde{T}_{X1} peaks, $D-2$ is two days before, and $D+2$ is two days after. For instance, in the case of the TP at $D0$, the composite is the average of the values found for the days when \tilde{T}_{TP1} exceeds a given positive threshold. The threshold is chosen in order that 20 positive peaks in \tilde{T}_{TP1} are selected, and we impose a 20 days gap between the dates selected. This last restriction, which ensures a statistical independence between the dates selected, allows to use a Student t-test to evaluate the confidence levels. At $D+l$ (resp. $D-l$), the composite is built with the values corresponding to the dates situated at the lag l days after (resp. before) the 20 positive peaks identified above.

Figure 4 shows the composites of \tilde{T}_{X2} keyed to \tilde{T}_{X1} for the TP, the Rockies and the Andes. In it, we see that for these three massifs, the peaks in \tilde{T}_{X1} are followed by peaks of the opposite sign in \tilde{T}_{X2} . Note that a less significant signal in \tilde{T}_{X2} of the same sign as \tilde{T}_{X1} tends to precede. This result is consistent with the cross-spectral analysis in Fig. 3a-c with \tilde{T}_{X1} and \tilde{T}_{X2} in quadrature, but provides the additional information that the signal in \tilde{T}_{X2} is larger after than before the peaks in \tilde{T}_{X1} . This is a first indicator that \tilde{T}_{X1} contributes to the establishment of \tilde{T}_{X2} at a later stage. From a more global viewpoint we have also analyzed the composites of the global EMT keyed to the regional ones (not shown). In agreement with the results in Table 2.2, we found that the peaks in the EMTs due to the Rockies and the TP are related to significant signals on both components of the global EMT.

Tibetan Plateau

The composites of \tilde{P}_S and \tilde{T}_{50m} keyed on the maxima of \tilde{T}_{TP1} in Fig. 5 show that the anomalies of \tilde{T}_{TP1} and \tilde{T}_{TP2} are linked to the clockwise movement of cold temperature and high pressure anomalies around the TP, from Siberia to eastern China. This movement begins at $D-2$ (Fig. 5ab) with the formation of high pressure and low tempe-

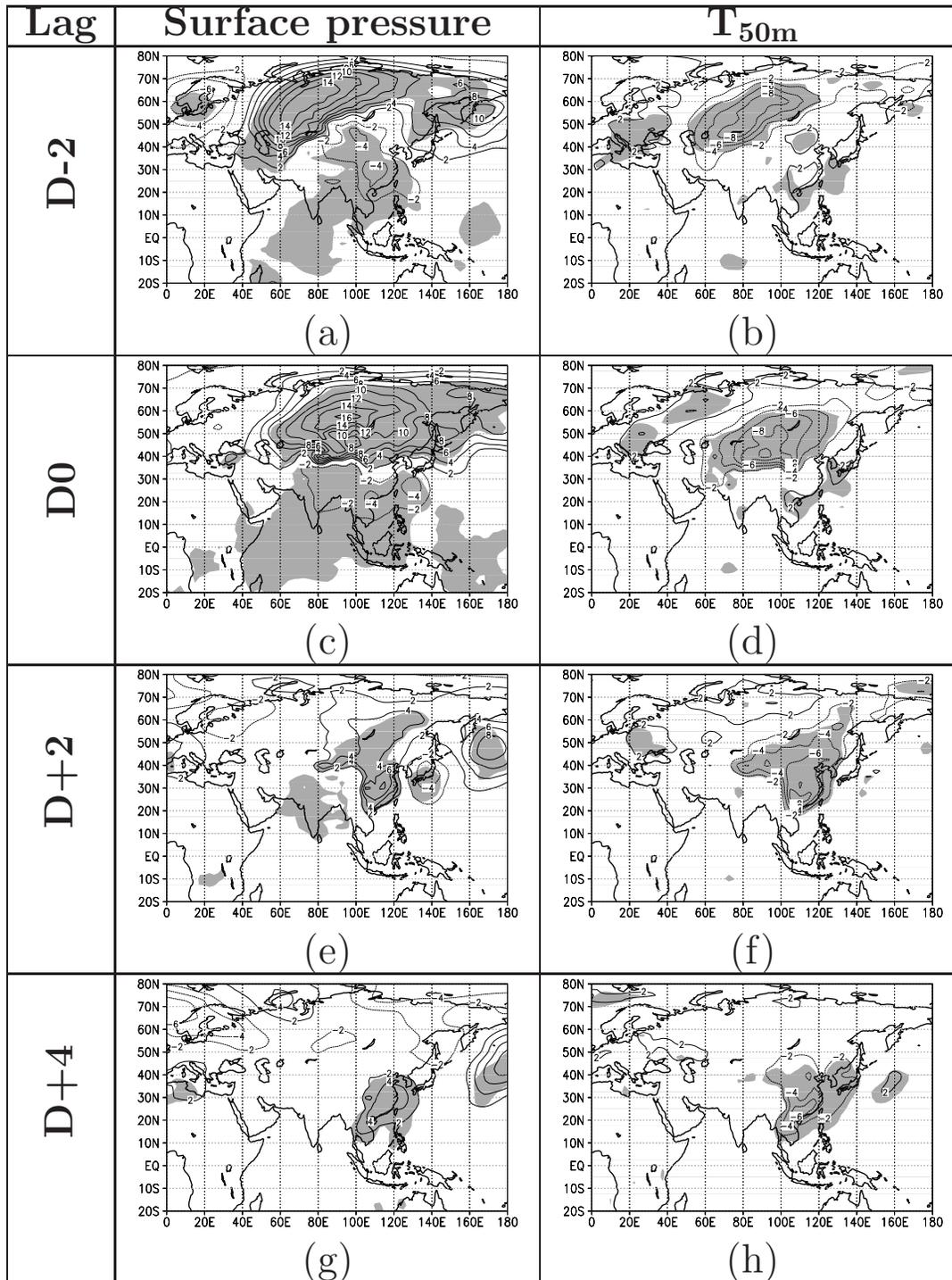


FIG. 5 – Composite of the surface pressure anomalies (a,c,e,g) and surface temperature anomalies (b,d,f,h) for the 20 strongest positive peaks of \tilde{T}_{TP1} , at lag D-2 (a,b), D0 (c,d), D+2 (e,f) and D+4 (g,h); 99% confidence level (shaded). Contour interval is 2 hPa for the surface pressures, 2 K for the surface temperatures. Zero-contours are omitted.

rature anomalies centered in western Siberia, later strengthening and moving to central Siberia at D0 (Fig. 5cd). These anomalies are strong (16 hPa and 10 K) and largely significant. The strong anomaly of surface pressure north of the TP at D0 corresponds to the situation presented in Fig. 1a and explains the peak of \tilde{T}_{TP1} at that time (Fig. 4a).

At D+2, the surface pressure and surface temperature anomalies have shifted to eastern China (Fig. 5ef). At this time, the pressure gradient across the TP is mostly in the zonal direction, corresponding to the schematic picture in Fig. 1b, and this induces a negative \tilde{T}_{TP2} (Fig. 4a). The surface pressure and surface temperature patterns at that time (Fig. 5ef) are strongly reminiscent of the east-asian cold surges (see Fig. 7 of [Zhang *et al.*, 1997]). Finally, at D+4, the anomaly in surface pressure weakens and moves towards the South China Sea. The anomaly in surface temperature remains strong (7 K in southeastern China) and moves to the tropics (up to 4 K in the northern part of the South China Sea), as occurs at the end of the life cycle of a cold surge ([Zhang *et al.*, 1997]). It is worth noting that the anomalies that are associated to peaks in \tilde{T}_{TP1} begin their life cycle in the Siberian midlatitudes and finish it 4 to 6 days later in tropical East-Asia.

Rockies

The composites of \tilde{P}_S and \tilde{T}_{50m} keyed on the maxima of \tilde{T}_{R1} are shown on Fig. 6. These composites are quite similar to those for the TP in Fig. 5 : anomalies of high \tilde{P}_S and low \tilde{T}_{50m} are located over Alaska and the Arctic ocean at D-2 (Fig. 6ab), and move to the Canadian plains at D0 (Fig. 6cd), being very strong at this time (22 hPa and 12 K at D0). At D+2 (Fig. 6ef), they stretch southeastward along the eastern flank of the Rockies, covering the Gulf of Mexico and a part of central America. The anomalies displayed at that time are very similar to the structure of the north-american cold surges, with cold air masses traveling southward from Canada to the Gulf of Mexico ([Colle et Mass, 1995]) and occasionally reaching the Eastern Pacific across Central America ([Schultz *et al.*, 1997])). At D+4 and after, the composites lose significance more rapidly than in the case of the TP (not shown). The shift of the high pressure anomaly from the northwestern slopes of the Rockies to their eastern slopes between D-2 and D+2 explains that \tilde{T}_{R2} goes from positive to negative values during this period (Fig. 4b).

Andes

The composites of \tilde{P}_S and \tilde{T}_{50m} keyed on the minima of \tilde{T}_{Ad1} are in Fig. 7. At D-2 (Fig. 7a), a high pressure system is arriving from the Pacific to the southern tip of the Andes. At D0 in Fig. 7cd, this anticyclone begins to interact substantially with the Andes, with a strong ridge building up along the eastern flank of the mountains. This ridge is associated with a cold anomaly extending meridionally from 50°S to 20°S along the eastern flank of the Andes. At D+2 the signal on the eastern flank of the Andes becomes even more pronounced (reaching 10 hPa and -10 K around 25°S). These strong anomalies at subtropical latitudes are quite remarkable and correspond to the ones generated by the south-american cold surges ([Seluchi et Nery, 1992, Marengo *et al.*, 1997a, Garreaud, 2000]), suggesting that negative events on \tilde{T}_{Ad1} are an important factor in the generation of these events. Similarly to what happens in the case of the TP (Fig. 5), the low temperature and high surface pressure anomaly have moved further into the tropics at D+4 (Fig. 7g), being significant as far north as 5°N. The evolution of the surface pressure patterns explains the evolution of the composite \tilde{T}_{Ad2} as shown in Fig. 4c : \tilde{T}_{Ad2}

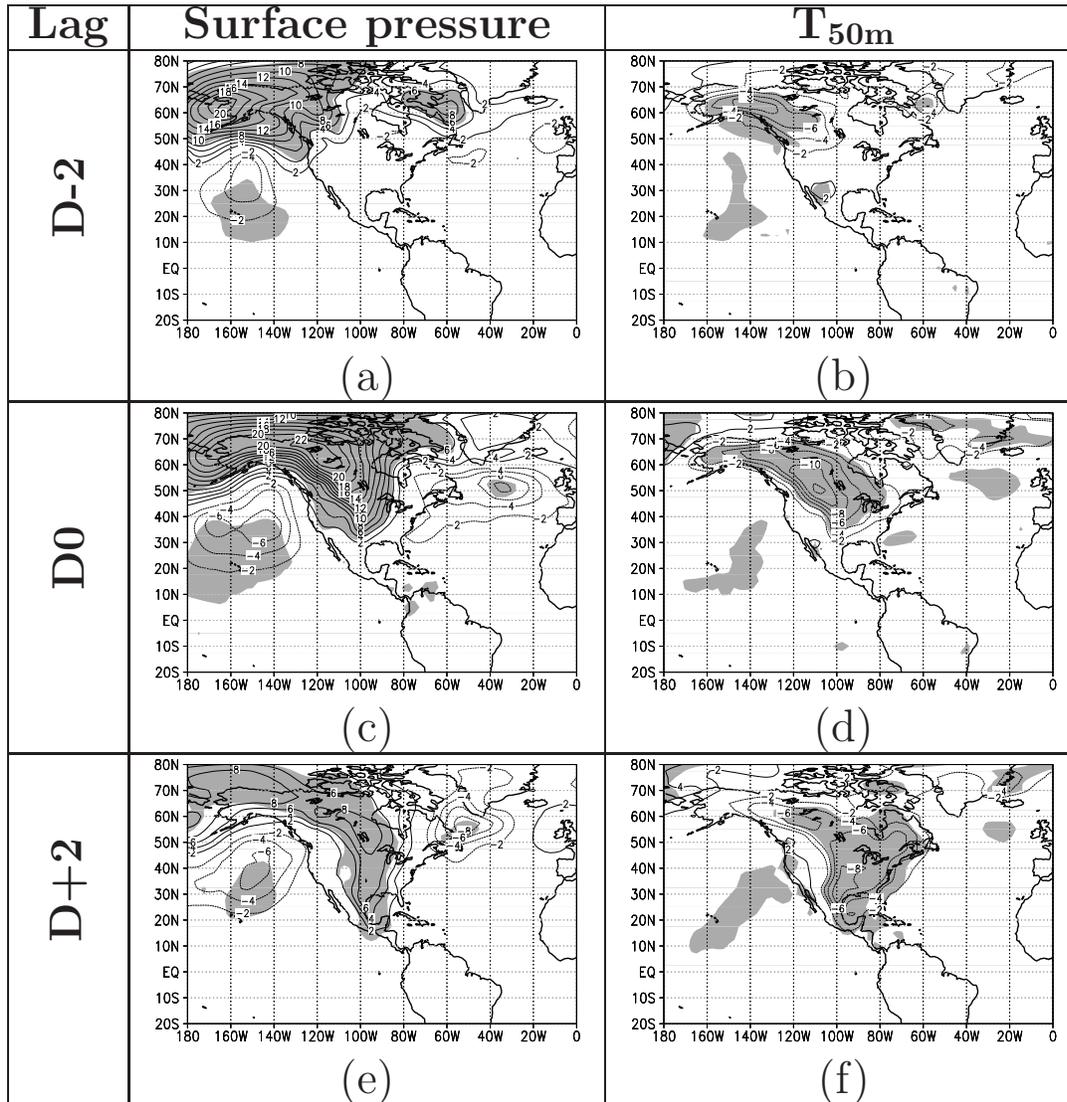


FIG. 6 – Same as Fig. 5 but keyed on the positive peaks of \tilde{T}_{R1}

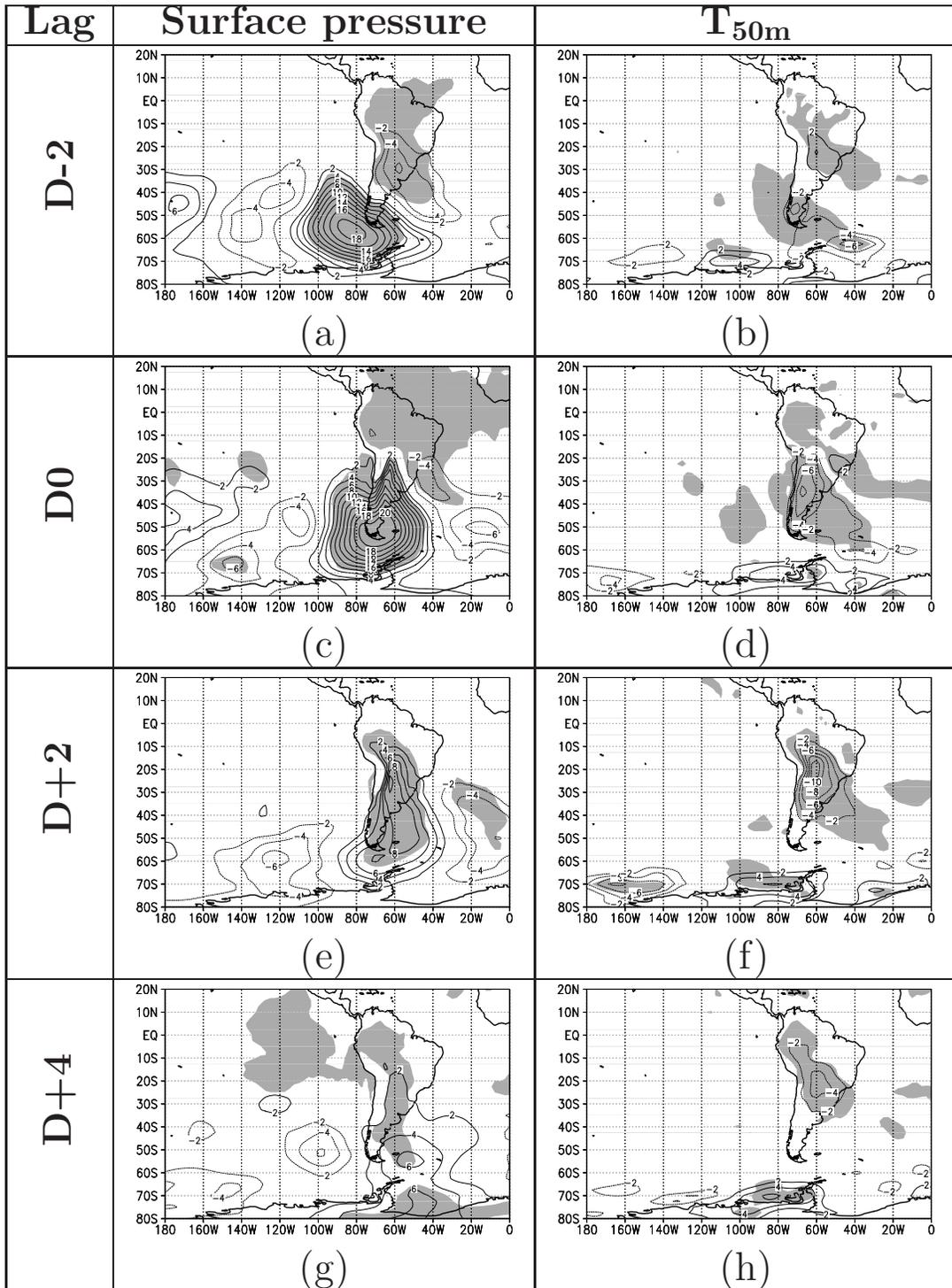


FIG. 7 – Same as Fig. 5 but keyed on the negative peaks of \tilde{T}_{Ad1}

has a negative peak at D-2 when the high pressure arrives from the Pacific ocean and reaches the western slopes of the Andes (Fig.7a), then \tilde{T}_{Ad2} has a positive tendency at D0 due to the ridge formation along the eastern mountain slopes (Fig. 7c), and reaches strong positive values at D+1 and D+2 when the ridge further strengthens and moves northward along the mountain (Fig. 7e).

2.4 Theoretical model

2.4.1 basic equations

To interpret the temporal evolution of the EMT vector and its relation with the surface fields discussed in section 2, we will next use a linear model based on the quasi-geostrophic f -plane approximation of the anelastic equations on the sphere. In this model, we will impose a background zonal geostrophic wind $\bar{u}_g(\phi, z)$ in thermal wind balance with a background potential temperature $\bar{\theta}(\phi, z)$,

$$f\bar{u}_{gz} = \frac{g}{a\theta_0}\bar{\theta}_\phi \quad (3)$$

with the Coriolis parameter $f = 2\Omega \sin \phi_r$, where ϕ_r is a constant reference latitude. Still in (3), $\theta_0(z)$ is a background potential temperature corresponding to the atmosphere at rest. In this linear framework, the equations for the disturbance produced by the mountain are

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{\bar{u}_g}{a \cos \phi} \frac{\partial}{\partial \lambda}\right) u'_g + \frac{(\bar{u}_g \cos \phi)_\phi}{a \cos \phi} v'_g - f v' = -\frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial \Phi'}{\partial \lambda}, \quad (4a)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{\bar{u}_g}{a \cos \phi} \frac{\partial}{\partial \lambda}\right) v'_g + 2\frac{\bar{u}_g u'_g}{a} \tan \phi + f u' = -\frac{1}{a} \frac{\partial \Phi'}{\partial \phi} + \frac{F'}{\rho_r} \delta(z), \quad (4b)$$

$$\frac{\partial \Phi'}{\partial z} - g \frac{\theta'}{\theta_0} = 0, \quad (4c)$$

$$\frac{\rho_0}{a \cos \phi} \left(\frac{\partial u'}{\partial \lambda} + \frac{\partial v' \cos \phi}{\partial \phi}\right) + \frac{\partial \rho_0 w'}{\partial z} = 0, \quad (4d)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{\bar{u}_g}{a \cos \phi} \frac{\partial}{\partial \lambda}\right) \theta' + \frac{\bar{\theta}_\phi}{a} v'_g + \frac{d\theta_0}{dz} w' = Q'(\lambda, \phi) \frac{\theta_{0z}}{\rho_0}, \quad (4e)$$

and the linear lower boundary condition is

$$w'(z=0) = \frac{\bar{u}_g}{a \cos \phi} \frac{\partial h}{\partial \lambda}. \quad (5)$$

In (4)-(5), the prime variables are for the disturbance fields produced by the mountain, $\rho_0(z)$ is a background density profile, $\rho_r = \rho_0(z=0)$, u_g and v_g are the two components of the geostrophic wind,

$$u_g = -\frac{1}{af} \frac{\partial \Phi}{\partial \phi}, \quad v_g = \frac{1}{af \cos \phi} \frac{\partial \Phi}{\partial \lambda}, \quad (6)$$

u , v , and w are the three components of the wind, θ is the potential temperature, and h is the surface elevation.

Two unconventional terms are introduced in (4b) and (4e). The first is the lateral force $F'\delta(z)/\rho_r$, where $\delta(z)$ is the Dirac distribution. It will only be used in a formal way, in order to clarify the relation between the mountain forces applied to the atmosphere and the more conventional boundary condition in (5). In (4e) the diabatic term $Q'(\lambda, \phi)\theta_{0z}/\rho_0$ will be used to represent more realistically the interaction between the low-level wind and the mountain (see section 3).

2.4.2 Model description

To analyze the response in our model, we will first follow [Bretherton, 1966], and assume that (4a)-(4e), which are written for $z \geq 0$, are valid for all z once multiplied by the Heaviside function $\mathcal{H}(z)$. Hence, if we derive a PV budget from (4a)-(4e), we obtain the PV equation

$$\left[\left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{\bar{u}_g}{a \cos \phi} \frac{\partial}{\partial \lambda} \right) q'_g + \frac{v'_g}{a} \bar{q}_{g\phi} \right] \mathcal{H}(z) \quad (7a)$$

$$+ \left[\left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{\bar{u}_g}{a \cos \phi} \frac{\partial}{\partial \lambda} \right) f \frac{\Phi'_z}{N^2} - \frac{f^2 \bar{u}_{gz}}{N^2} v'_g + f w' - \frac{F'_\lambda}{\rho_r a \cos \phi} - \frac{f Q'}{2\theta_{0z}} \right] \delta(z) = 0, \quad (7b)$$

where we have used that $\delta(z) = \mathcal{H}_z(z)$. In (7a) the inflow QG-PV is given by :

$$q_g = \frac{v_{g\lambda} - (u_g \cos \phi)_\phi}{a \cos \phi} + \frac{f}{\rho_0} \left(\frac{\rho_0 \Phi_z}{N^2} \right)_z. \quad (8)$$

To represent a high surface pressure anomaly poleward of the mountain, we impose a negative background low level wind $\bar{u}_g(\phi_r, z=0) < 0$. To represent the subtropic to pole negative temperature gradient, we will consider that the background wind has a positive vertical wind shear characterized by the constant $\Lambda > 0$,

$$\bar{u}_g(\phi, z) = (u_r + \Lambda z) \cos \phi, \quad (9)$$

where $u_r < 0$ is a constant and where the $\cos \phi$ dependence is introduced because it simplifies considerably the lower boundary condition (7b). The zonal wind in (9) has a mean QG-PV

$$\bar{q}_g = -\frac{(\bar{u}_g \cos \phi)_\phi}{a \cos \phi} + \frac{f(\rho_0 \bar{\Phi}_z)_z}{N^2 \rho_0} = \left(2 \frac{u_r + \Lambda z}{a} + \frac{a f^2 \Lambda}{N^2 H} \right) \sin \phi. \quad (10)$$

which varies in the meridional direction. Nevertheless, its meridional gradient $\bar{q}_{g\phi}/a$ compares in amplitude with the planetary PV gradient. As the planetary PV gradient is not taken into account in the f -plane approximation we make, we will consistently neglect the influence of $\bar{q}_{g\phi}$ on the evolution of the disturbances. With this approximation, the disturbance inflow PV q'_g in (7a) stays null if it is null at $t = 0$, yielding to

$$\Delta \Phi' + \frac{f^2}{\rho_0} \left(\frac{\rho_0 \Phi'_z}{N^2} \right)_z = 0, \quad (11)$$

where $\Delta = \frac{1}{a^2 \cos \phi} \frac{\partial}{\partial \phi} \cos \phi \frac{\partial}{\partial \phi} + \frac{1}{a^2 \cos^2 \phi} \frac{\partial^2}{\partial \lambda^2}$. Using the kinematic boundary condition (5), the lower boundary condition (7b) becomes,

$$\left(\partial_t + \frac{u_r}{a} \partial_\lambda \right) \Phi'_z - \frac{\Lambda}{a} \frac{\partial \Phi'}{\partial \lambda} = -\frac{N^2 u_r}{a} \frac{\partial h}{\partial \lambda}, \quad (12)$$

where we have set the unconventional terms $F' = Q' = 0$. The solutions to (11)-(12) can be computed using the spherical harmonic functions $Y_l^m(\lambda, \phi)$, where $\Delta Y_l^m = -\frac{l(l+1)}{a^2} Y_l^m$ and $\partial_\lambda Y_l^m = i m Y_l^m$. In this formalism, we can project Φ' and h on the Y_l^m 's,

$$\Phi'(\lambda, \phi, z, t) = \sum_{l=1}^L \sum_{m=-l}^{+l} \Phi_l^m(t) e^{-k_l z} Y_l^m(\lambda, \phi), \quad (13a)$$

$$h(\lambda, \phi) = \sum_{l=1}^L \sum_{m=-l}^{+l} h_l^m(t) Y_l^m(\lambda, \phi), \quad (13b)$$

where L is the truncation, and where

$$k_l = \left(\frac{1}{4H^2} + \frac{N^2 l(l+1)}{f^2 a^2} \right)^{\frac{1}{2}} - \frac{1}{2H} > 0. \quad (14)$$

The exponential term in (13a) ensures that the disturbance has 0-PV and vanishes in $z = \infty$. If we take as initial condition that the flow at $t = 0$ is undisturbed ($\Phi_l^m = 0$ at $t = 0$) then a solution that satisfies the linear boundary condition in (12) is :

$$\Phi_l^m(t) = \frac{1 - \exp\left(-\frac{imu_r}{ak_l} \left(k_l + \frac{\Lambda}{u_r}\right) t\right)}{k_l + \frac{\Lambda}{u_r}} N^2 h_l^m. \quad (15)$$

2.4.3 Equatorial Mountain Torques in the model

We can calculate two different contributions to the equatorial torques from our model. The first is the one associated with the background surface pressure gradient,

$$f\bar{u}_g(0) = -\frac{1}{a} \frac{\partial \bar{\Phi}_s}{\partial \phi} = -\frac{1}{\rho_r a} \frac{\partial \bar{P}_s}{\partial \phi}, \quad (16)$$

and that is present at the initial time in our model. If we take \bar{P}_s for the pressure in the Equatorial torques in (1a) and (1b) we obtain at $t = 0$:

$$\hat{T}_{X1} = -a^3 f \rho_r \iint \sin \lambda \cos \phi \bar{u}_g(\phi) h(\lambda, \phi) d\lambda d\phi \approx -a f \rho_r \bar{u}_g(\phi_r) V > 0 (NH) \quad (17a)$$

$$\hat{T}_{X2} = a^3 f \rho_r \iint \cos \lambda \cos \phi \bar{u}_g(\phi) h(\lambda, \phi) d\lambda d\phi \approx 0, \quad (17b)$$

where the hat symbol is to indicate that these torques are issued from the model. For each massif, they are expressed in the rotated axis system used to define the regional torques in section 2. The approximate values to the right of (17a)-(17b), where V is the mountain volume, are given to indicate that at $t = 0$ the EMT is essentially along the first rotated equatorial axis, simply because $\sin \lambda \approx 1$ and $\cos \lambda \approx 0$ where the mountain is located and according to the rotated axes. The sign for \hat{T}_{X1} is related to the fact that $u_r < 0$ and to the sign of the Coriolis parameter so it is positive in the Northern Hemisphere (NH in (17a)) and negative in the Southern Hemisphere.

In this paper we argue that those torques measure the dynamical forcing of the mountain on the flow. This assumption is not so obvious at this stage, since the evaluation of the torque in (1) is just a diagnostic where a given surface pressure field is placed in given integrals. To illustrate how this torque impacts the future evolution of the flow, it is worth noting that the model equations (7a)-(7b) remain unchanged if we impose $h = 0$ in the boundary condition (5) but take the topography into account by the introduction of a surface stress in (18)

$$w'(z = 0) = 0, \quad F' = -\rho_r f \bar{u}_g(\phi, z = 0) h. \quad (18)$$

Note also that the stress F' in (18) corresponds to the lift force associated with vortex compression by mountains in [Smith, 1979], which was introduced in a GCM by [Lott, 1999] to reduce its systematic errors.

	Global		TP		Antarctica		Rockies		Greenland		Andes	
	\tilde{T}_{M1}	\tilde{T}_{M2}	\tilde{T}_{TP1}	\tilde{T}_{TP2}	\tilde{T}_{At1}	\tilde{T}_{At2}	\tilde{T}_{R1}	\tilde{T}_{R2}	\tilde{T}_{G1}	\tilde{T}_{G2}	\tilde{T}_{Ad1}	\tilde{T}_{Ad2}
T63	< 1%	< 1%	< 1%	< 1%	< 1%	< 1%	< 1%	< 1%	< 1%	< 1%	< 1%	< 1%
T42	< 1%	< 1%	< 1%	< 1%	< 1%	< 1%	< 1%	< 1%	< 1%	< 1%	< 1%	1.9%
T21	3%	3.4%	5.6%	6.1%	2.3%	3.8%	2.1%	4.3%	19%	25%	12%	23%
T10	41%	26%	62%	32%	40%	19.6%	24%	42%	92%	129%	44%	124%

TAB. 2.3 – Percentage of error between the raw mountain torque series and the mountain torque series evaluated after filtering the orography and the surface pressure at different truncations. For all series the annual cycle has been subtracted. For the regional torques the filtered orography is also tapered by the smooth plateau function described in section 4.a. For a given mountain X , a given equatorial axis i , and a given truncation Tnn , the values shown correspond to square of the error : $(\epsilon_{Xi}^{Tnn})^2 = \langle (\tilde{T}_{Xi} - \tilde{T}_{Xi}^{\mathbf{Tnn}})^2 \rangle / \langle \tilde{T}_{Xi}^2 \rangle$.

To translate this stress F' into a torque, we form the cross product between the position vector \mathbf{r} and the momentum Eqs. (4a)–(4b) and integrate over all the atmosphere. When doing so, the EMT vector due to the surface stress F' is :

$$\mathbf{T}_{F'} = a^3 \int \int_{\lambda, \phi} F'(\cos \phi \sin \lambda, -\cos \phi \cos \lambda) d\phi d\lambda. \quad (19)$$

If we use F' from (18), the torque in (19) is exactly equal to the initial torque in (1), providing that $\partial \bar{P}_S / \partial \phi = -a f \rho_r \bar{u}_g(\phi, z = 0)$. As F' is now (i) the only forcing in the model, (ii) purely dynamical, and (iii) builds up a global torque exactly equal to the equatorial mountain torques, it is now justified to say that the equatorial mountain torque measures the dynamical forcing of the flow by the mountain.

The mountain torque predicted by the model and using the torque expressions (1a)–(1b) evolves simply because the surface pressure field $\rho_r \Phi(z = 0)$ is not constant. Nevertheless, the evolution of the torque in this case is purely diagnostic because the disturbance signal does not interact in return with the orography (the model is linear). It means that this model can explain how an initial torque along the first axis \hat{T}_{X1} produces a torque along the second axis \hat{T}_{X2} at a later stage, but it can not tell how this second torque can affect \hat{T}_{X1} in return. Hence, we will always present $\hat{T}_{X1}(t = 0)$ resulting from the background flow only, and $\hat{T}_{X2}(t = 1 \text{ d})$. Note that $\hat{T}_{X2}(t = 1 \text{ d})$ is essentially due to the disturbance field since the contribution of the background flow to it is small (see (17b)).

2.5 Model results and comparison with the composites

2.5.1 Experimental setup

With the model described above, we analyzed the cases of the TP, the Rockies, and the Andes. In latitude, we will center our model at a latitude ϕ_r that is in between the midlatitudes and the subtropics, with $\phi_r = +30^\circ\text{N}$ for the TP and the Rockies and $\phi_r = -30^\circ\text{S}$ for the Andes. We will also assume that the atmosphere at rest is isothermal ($T_0(z) = T_r = 285 \text{ K}$), which results in a mean density $\rho_0(z) = \rho_r \exp(-z/H)$ where $H = RT_r/g = 8340 \text{ m}$ and $\rho_r = 1.24 \text{ kg m}^{-3}$, and a mean potential temperature $\theta_0(z) = T_r e^{2z/7H}$. From these parameters, it follows that the Brünt Väisälä frequency $N = 1.83 \cdot 10^{-2} \text{ s}^{-1}$. This value is quite large compared to standard tropospheric values,

Massif	u_r (m s^{-1})	Λ (10^{-3} s^{-1})	$\hat{T}_{X1}(t=0)$ (Ha)	$\tilde{T}_{X1}(D0)$ (Ha)	\hat{T}_{X2} (Ha)	\hat{T}_{X2}^m (Ha)	$\Delta\tilde{T}_{X2}$ (Ha)
Tibet	-4.	5.2	63	72	-32.7	-24.9	-12.2
Rockies	-5.	3.3	29	37	-19.8	-14.9	-19.7
Andes	-5.	3.1	-12	-16	11.6	7.3	8.7

TABLE 2.4 – Parameters u_r and Λ used for the model simulations (see (9)), resulting values of $\hat{T}_{X1}(t=0)$ compared to $\tilde{T}_{X1}(D0)$, value of $\hat{T}_{X2}(t=1d)$ simulated with the complete boundary condition (column \hat{T}_{X2}), and with the modified boundary condition (20) (column \hat{T}_{X2}^m , compared to $\Delta\tilde{T}_{X2}$ from the composites (Fig. 4a-c)

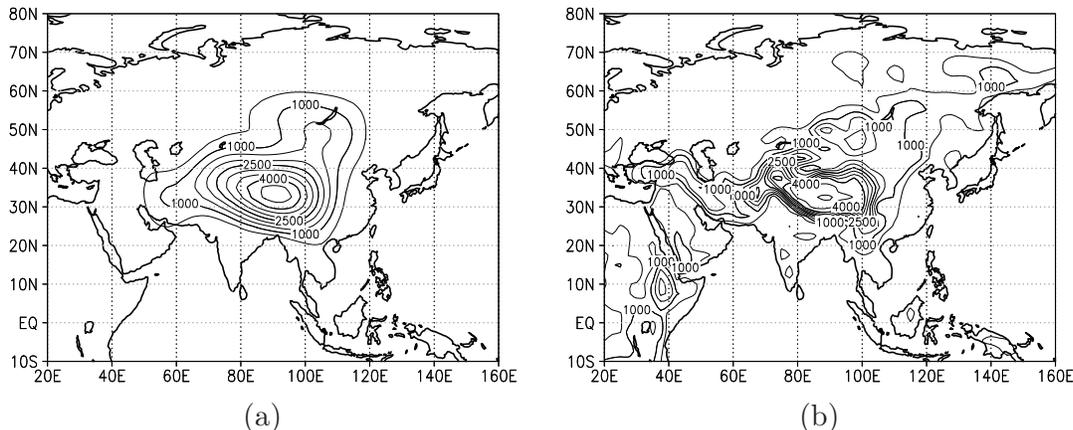


FIG. 8 – (a)topography retained for the model run and (b)NCEP topography (meters above sea level). The model topography is obtained by multiplying the T21-filtered NCEP topography by $\alpha(\lambda)\beta(\phi)$, where $\alpha(\lambda)$ (resp. $\beta(\phi)$) is a function whose value is 1 in the interval $[\lambda_1; \lambda_2]$ (resp. $[\phi_1; \phi_2]$) corresponding to the longitude (resp. latitude) range in Table 2.1; 0 outside $[\lambda_1 - 15^\circ; \lambda_2 + 15^\circ]$ (resp. $[\phi_1 - 15^\circ; \phi_2 + 15^\circ]$); and a smooth connection is ensured by the use of an exponential taper $\varphi(t) = \exp(t^2/(t^2 - 1))$.

but we have found that in our composites the characteristic values for N are around $N = 1.5 \cdot 10^{-2} \text{ s}^{-1}$ between the surface and 500 hPa (not shown). This value is not too far from the isothermal value considered in the model.

To define the topography, we use the NCEP/NCAR topography filtered at the truncation T21 and multiplied by a smooth plateau function (see details in the caption of Fig. 8). This smoothing is consistent with the fact that the composite patterns in Figs. 5-6-7 are dominated by large horizontal scales, with wavelengths around or larger than 20° in longitude or latitude. To be consistent, we also verified that the EMT series are not much affected by this filtering (see Table (2.3)).

The background flow parameters, u_r and Λ in (9), are adjusted to match the composites of the zonal winds in Fig. 9 along the eastern flank of the massif considered. The values of the wind are taken from the eastern flanks because the cold surges develop there. Note that the zonal wind in the composites of Fig. 9 include the annual cycle.

2.5.2 Evolution of the surface fields and equatorial torques

For the TP, the low level wind constant in (9) has been set to $u_r = -4 \text{ m s}^{-1}$, which gives a low-level background wind $\bar{u}_g(\phi_r, z=0) = -3.46 \text{ m s}^{-1}$ at 30°N . This

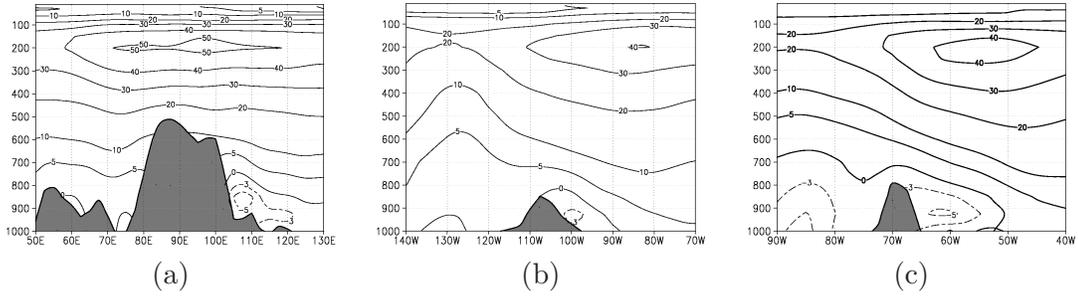


FIG. 9 – (a) composite of the zonal wind at 30°N keyed on the 20 strongest positive peaks of \tilde{T}_{TP1} ; (b) same as (a) but for the composite keyed on \tilde{T}_{R1} ; (c) composite of the zonal wind at 30°S keyed on the 20 strongest negative peaks of \tilde{T}_{Ad1} . The contours are every 10 ms^{-1} for positive (westerly) winds, at -3 ms^{-1} and -5 ms^{-1} for negative (easterly) winds.

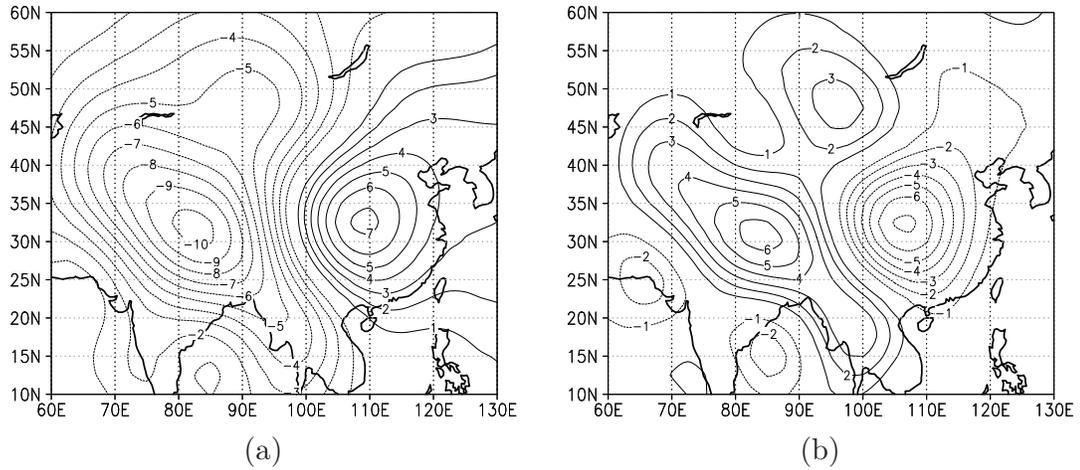


FIG. 10 – (a) Sea level pressure tendency between time 0d and time +1d in the model simulation for the Tibetan Plateau (contours every 1 hPa, zero-contour omitted); (b) Surface potential temperature tendency between time 0d and time +1d in the model simulation for the Tibetan Plateau (contours every 1 K, zero-contour omitted)

value is coherent with the composite low-level zonal wind velocities at 30°N along the Eastern flank of the TP shown in Fig. 9a. Still according to Fig. 9a, we take for the shear parameter $\Lambda = 5.2 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$, so the background zonal wind in the model is around 58 ms^{-1} at 200 hPa and 30°N . Note also that with the orography in Fig. 8b, the low level wind value $u_r = -4 \text{ ms}^{-1}$ yields to a an equatorial mountain torque $\hat{T}_{TP1} = 63 \text{ Ha}$ in the theoretical model (17a), that compares with the peak composite value of \hat{T}_{TP1} in Fig. 4a (72 Ha). A similar tuning of the flow parameters using the composites for the Rockies and the Andes in Figs. 9bc leads to $u_r = -5 \text{ ms}^{-1}$ for both and $\Lambda = 3.3 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ for the Rockies and $\Lambda = 3.1 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ for the Andes. From these setups it follows that $\hat{T}_{R1} = 29 \text{ Ha}$ and $\hat{T}_{Ad1} = -12 \text{ Ha}$, again values that compare reasonably well with those in the composites at D0 and which are around 37 Ha and -16 Ha respectively (see also Table 2.4 where all these results are summarized)

Figure 10 shows the disturbance surface pressure and surface temperature in the theoretical model after 1 day of integration for the TP. The choice of this 1-day interval

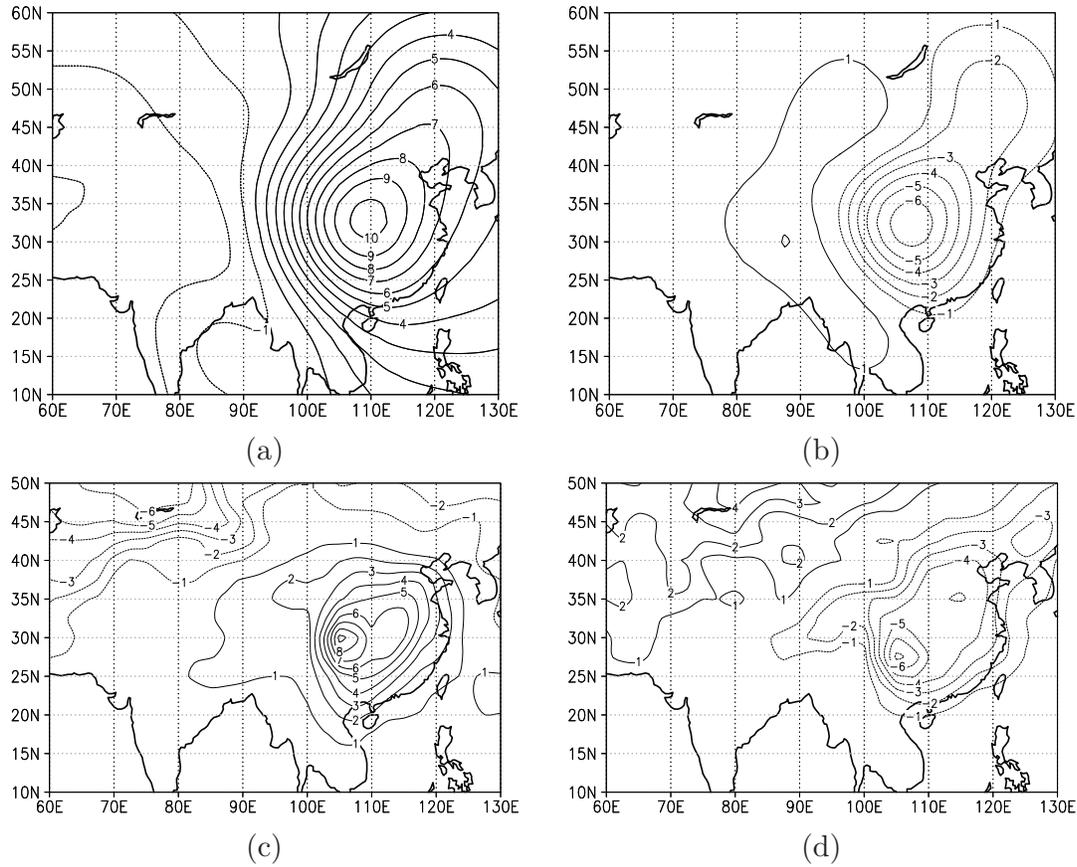


FIG. 11 – (a) and (b) : same as Fig. 10 but with the modified boundary condition ; (c) tendency of \tilde{P}_S between lag D0 and D+1 in the composite keyed on the 20 strongest events on \tilde{T}_{TP1} (contours every 1hPa, zero-contour omitted) ; (d) tendency of \tilde{T}_{50m} between lag 0d and 1d in the composite keyed on the 20 strongest events on \tilde{T}_{TP1} (contours every 1K, zero-contour omitted)

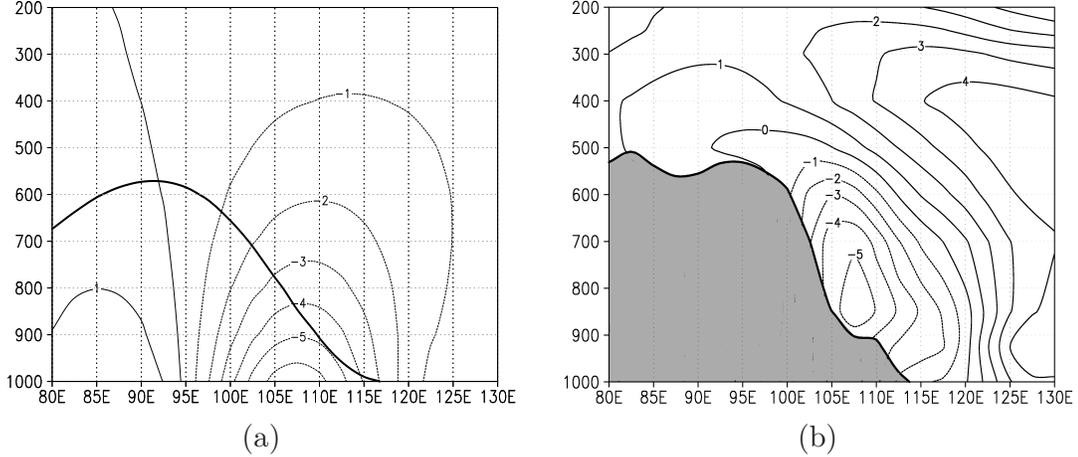


FIG. 12 – (a) air temperature anomaly (K, thin contours) at 32.5°N at time +1d in the model simulation. The thick black line represents the model ground elevation. (b) composite of air temperature anomaly (relative to the climatology) 1d after after the 20 strongest peaks in \tilde{T}_{TP1}

here and for the other mountains is motivated by the fact that in the composites, the anomalies on the eastern flanks of the mountains develop on such a time scale (Figs. 4a-c). On the eastern flank of the TP, the model predicts a rise in surface pressure of about 7 hPa and a drop in surface temperature of about 7 K (Fig. 10) both centered around ($105 - 110^\circ\text{E}$, $30 - 35^\circ\text{N}$) and that are reminiscent of the structure obtained in the composite at lag D+2 in Figs. 5ef. However, to the west of the longitude $\lambda = 95^\circ\text{E}$, the linear model predicts a drop in surface pressure and a rise in surface temperature which are absent from the composites.

For the Rockies and the Andes the results from the model have the same level of realism when compared to their corresponding composites (not shown) : the model predicts a realistic large scale pressure increase and a large scale temperature decrease to the east of the mountains, as well as changes of the opposite sign to the west of the mountains.

From the surface pressure pattern in Fig. 10, and coming back for instance to the schematic picture in Fig. 1, it is clear that the interaction between the TP and the flow at that time yields to a negative torque along the second equatorial axis. If we evaluate it from the model by using (1b) we find that $\hat{T}_{TP2}(t = 1 \text{ d}) = -32 \text{ Ha}$, and is largely superior in amplitude when compared to the fastest change in \tilde{T}_{TP2} that occurs in one day in the composite ($\Delta\tilde{T}_{TP2} = \tilde{T}_{TP2}(D+1) - \tilde{T}_{TP2}(D0) = -12 \text{ Ha}$ in Fig. 4). For the Andes and the Rockies, the discrepancy is not as pronounced (see Table 2.4), providing that we take into account that in these two regions the cold surges have started to develop around D-1. This is clearly apparent for the composite of surface Temperature at D0 in Figs. 6d and 7d. As a result, and for these two massifs, the largest 1-day change in \tilde{T}_{2X} is between D-1 and D0 (see Fig. 4). For the Rockies the model predicts a torque $\hat{T}_{R2} = -19.8 \text{ Ha}$ that corresponds to $\Delta\tilde{T}_{R2} = \tilde{T}_{R2}(D0) - \tilde{T}_{R2}(D-1) = -19.7 \text{ Ha}$. For the Andes, as for the TP, the torque is overestimated : $\hat{T}_{Ad2} = 11.6 \text{ Ha}$ whereas $\Delta\tilde{T}_{Ad2} = \tilde{T}_{Ad2}(D0) - \tilde{T}_{Ad2}(D-1) = 8.7 \text{ Ha}$.

2.5.3 Results with a modified lower boundary condition

The unrealistic surface responses that occur in the model to the west of the massifs considered are due to the linear boundary condition in (12), to the positive mountain slope $\partial_\lambda h$ west of the mountain crests, and to the zonally uniform low level wind $\bar{u}_g(z=0)$. In reality however, the region west of the crests of the mountains corresponds either to very high altitudes, where the surface wind is essentially positive according to the zonal wind composite in Fig. 9, or to more moderate altitudes where the zonal wind composite is almost null near the ground (see again Fig. 9). These effects can be accounted for by using the lower boundary condition in (7b), with $w' = 0$ and F' as in (18), but taking Q' such that (7b) becomes

$$\left(\partial_t + \frac{u_r}{a} \partial_\lambda\right) \Phi'_z - \frac{\Lambda}{a} \frac{\partial \Phi'}{\partial \lambda} = -\frac{N^2 u_r}{a} \text{Min} \left(\frac{\partial h}{\partial \lambda}, 0 \right). \quad (20)$$

This correction annihilates the forcing when the slopes are positive, but does not modify the torque $\hat{T}_{X1}(t=0)$ since F' is not changed and since Q' does not enter into the momentum equation. This term counteracts the fact that the linear boundary condition (12) is unrealistic over the western slopes of the mountains (Fig. 10). From now on, the boundary condition (20) will be called *modified boundary condition*.

For the TP, the surface patterns obtained in this case (Fig. 11ab) are much closer to the composites, essentially because the model response is now almost null to the west of 95°E. To make the comparison between the model at day 1 and the evolution in the composites even more precise, Fig. 11cd shows the difference in the composite fields between D+1 and D0. This comparison shows that the rise in surface pressure of about 10 hPa and the drop in surface temperature of about 6 K predicted by the model (Fig. 11ab) corresponds quite well to the variations during the first day in the composite, which are around 9 hPa and 7 K respectively (Fig. 11cd). Note that in the composite, the maximum in surface pressure and the minimum in surface temperature are slightly to the west and to the south of the ones predicted by the model. However, the extension of the surface temperature signal as predicted by the model corresponds quite well with the composite.

Another interesting property of the model is that it predicts a dome of cold air trapped in the lower half of the troposphere over the eastern slopes of the mountains (Fig. 12a). This vertical structure is also found in the zonal vertical section from the composite in Fig. 12b. In this sense the model reproduces the well-known vertical structure of the temperature signals associated to the cold surges (e.g. [Garreaud, 2001] and refs. therein).

For the Rockies, Fig. 13 shows that the model has some skill in reproducing the initial development of the cold surges as observed in the composites. It predicts a temperature drop of 6 K (Fig. 13b) that only slightly exceeds the largest 1-day tendency from the composites in Fig. 13d. The prediction of the location of the temperature signal is also quite good, and the model predicts a rise of 8 hPa in the surface pressure (Fig. 13a), which compares with the value observed in the composite (9 hPa, see Fig. 13c). Accordingly, the signal on the second EMT component ($\hat{T}_{R2}(t=1 \text{ day}) = -14.9 \text{ Ha}$) compares well with the largest 1-day \tilde{T}_{R2} tendency in the composite ($\Delta \tilde{T}_{R2} = -19.7 \text{ Ha}$, see also Fig. 4b and Table (2.4)).

For the Andes, the model predicts a 1-day temperature drop up to 5 K in one day east of the Andes (Fig. 14b), which is also the value given by the composite in Fig. 14d, the location of this temperature anomaly being well reproduced. For the surface pressure, the model (Fig. 14a) only captures a part of the signal observed in the corresponding

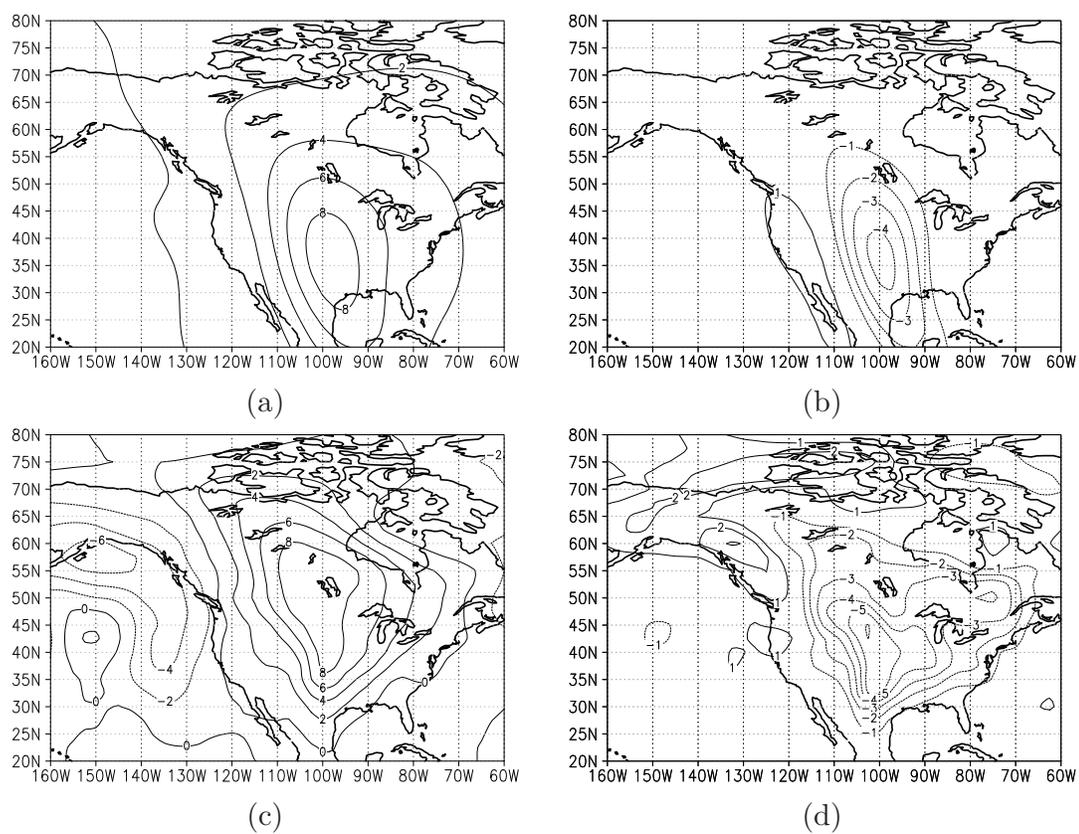


FIG. 13 – Same as Fig. 11 but for the Rockies. The 1d differences in (c) and (d) are between the composites at D0 and D-1

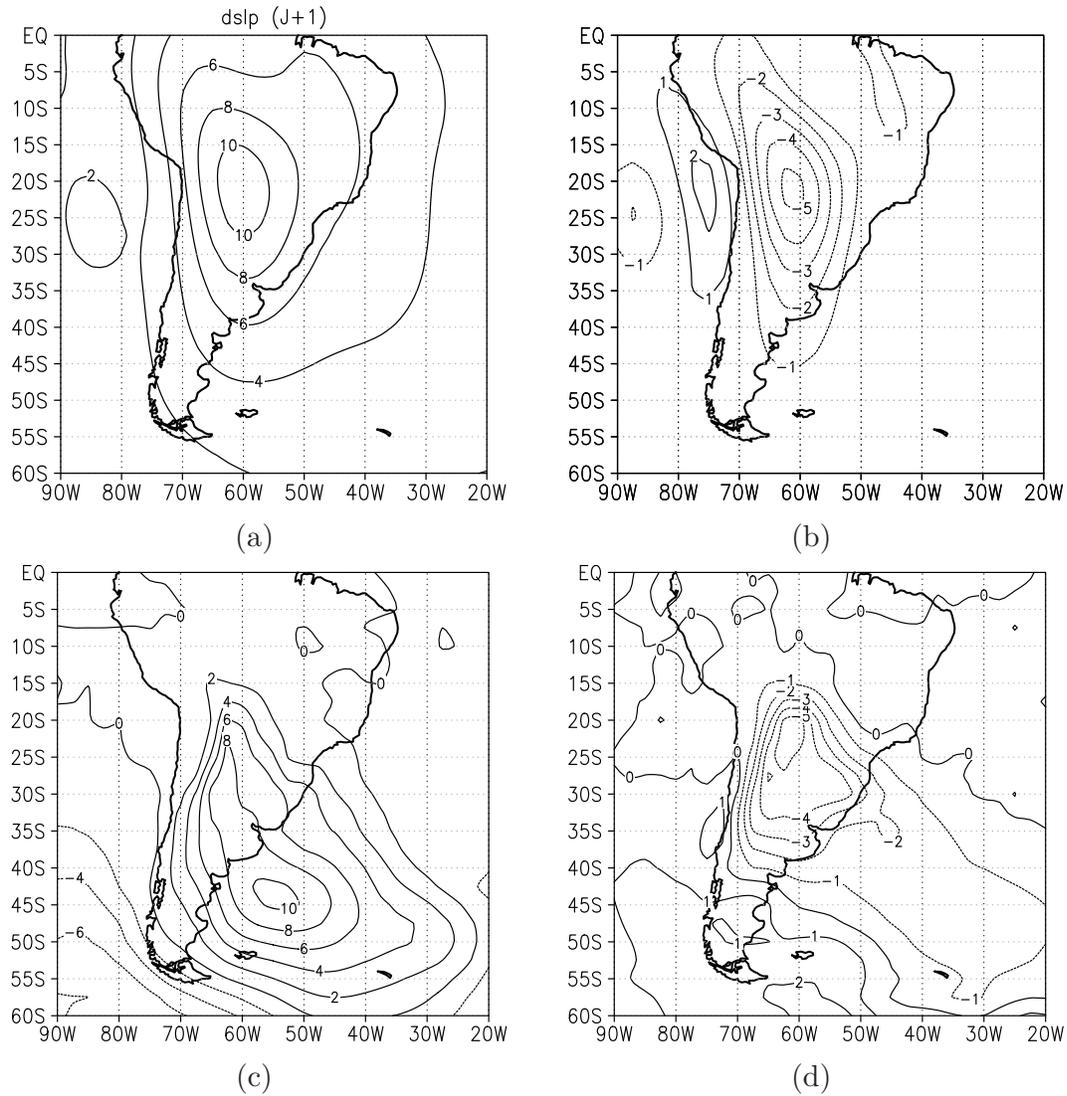


FIG. 14 – Same as Fig. 13 but for the Andes

composite (Fig. 14c), namely the part of the signal which is confined to the eastern flank of the mountains. There, the surface pressure increase in the model is near 10 hPa (Fig. 14a), whereas it is 8 hPa in the composite (Fig. 14c). These last correspondences explain that the second EMT signal from the model ($\hat{T}_{Ad2}(1d) = 7.3 \text{ Ha}$) compares well with the largest 1-day tendency in the composites ($\Delta\tilde{T}_{Ad2} = 8.7 \text{ Ha}$, see also Fig. 4c and Table (2.4)). The vertical structure of the cold dome from the model (not shown) is also similar to Fig. 7 from [Garreaud, 2000], which shows the meridional and vertical extension of the cold domes associated to the south-american cold surges.

2.6 Summary and discussion

The two components of the EMT associated with three major mountain massifs (the TP, the Rockies and the Andes) have been analyzed in the NCEP reanalysis data. When the first equatorial axis is placed at 90 degrees to the west of the massif and the second equatorial axis at the longitude of the center of mass of the massif, the strong signals on \tilde{T}_{X1} are followed one or two days later by strong signals of the opposite sign on \tilde{T}_{X2} (Figs. 3 and 4). These regional contributions partly explain why the global EMT vector rotates westward in the equatorial plane (Fig. 2). Their contributions can add up constructively to the contribution of Antarctica, which is the major single contributor to the global equatorial torque, and whose equatorial torque also rotates westward (Fig. 3d).

Returning to the TP and the Rockies, the composites of the surface pressure fields in Figs. 5 and 6 respectively show that a positive signal in \tilde{T}_{X1} is in general associated with anomalies in surface pressure located poleward of the massif considered. As time evolves, these anomalies shift along the eastern flank of the massif considered which explains the negative signal on \tilde{T}_{X2} . This characteristic evolution of the surface pressure also occurs around the Andes (Fig. 7), provided the sign of the equatorial torques is inverted (due to the fact that the Andes are located in the southern hemisphere). Interestingly, the evolution of the surface temperature and surface pressure east of these three massifs is very pronounced, and strongly reminiscent of what occurs during the cold surges that severely affect the weather to their eastern side.

From these observational results, we make two hypotheses : (i) the equatorial mountain torques measure the dynamical forcing of the cold surges by the mountains, and (ii) this dynamical forcing is a substantial driver of the cold surges.

To support these two hypotheses, we develop a mechanistic model for the cold surges that only contains the basic ingredients needed to explain the above observations. For this purpose, we follow [Smith, 1984] and adapt the quasi-geostrophic f -plane [Eady, 1949] model for baroclinic flow by introducing a mountain forcing via a free-slip lower boundary condition, and by formulating this model on a sphere. It is then shown that, in this framework, the free-slip boundary condition is locally strictly equivalent to a lateral force (that is a force which is perpendicular to the surface wind), and that the amplitude of this lateral force, given in (18), is consistent with the mountain ‘‘lift’’ forces given in [Smith, 1979]. When the low-level background flow is easterly, this lift force results in a positive mountain torque \hat{T}_{X1} (in the northern hemisphere) which is comparable to the one observed.

If we impose that at $t = 0$ the disturbance field is null in this model, high pressure and low temperature anomalies develop in one day along the eastern flank of the massif. When the low level wind and the upper level shear correspond to the values observed at D0 in the composites keyed on the peaks in \tilde{T}_{X1} , the 1-day tendencies of

the model responses in pressure and temperature are compatible to the ones observed in the composites of the reanalysis data immediately after the peaks in \tilde{T}_{X1} (Figs. 11, 13 and 14). Note that from the surface pressure anomalies predicted by this mechanistic model we can evaluate a tendency on the torque along the second axis \hat{T}_{X2} , which is also comparable in amplitude with the one observed (see Table 2.4). Note nevertheless that as many other theoretical models for orographic flows (e.g. that of [Smith, 1984]) our model simplifies considerably the basic setup and initial conditions. It is used here mainly to show that mountain forces translating in EMTs that are about the amplitude found in reality are strong enough to initiate cold surges. A more realistic treatment of the synoptic systems that yields to the peaks in \tilde{T}_{X1} (i.e. the initial condition in the model) would certainly improve our dynamical understanding of the life-cycle of the cold surges.

As our results suggest that the existence of poleward mountain forces yields to cold surges in a linear baroclinic context, it needs to be put in perspective with the other explanations for the cold surges that have been proposed in the past. In many aspects they actually complement them. Some theories attribute the clockwise displacement of cold surges to topographic Rossby or Kelvin waves (e.g. [Hsu, 1987, Compo *et al.*, 1999] and refs. therein). Other theories attribute the equatorward propagation of the cold surges to nonlinear processes, where the cold advection by the meridional wind is the main contributor. This interpretation is in good part supported by model and diagnostic studies (e.g. [Sumi, 1983, Colle et Mass, 1995, Garreaud, 2000]). All these theories for the cold surge propagation request the presence of a preexisting inversion near or below the mountain top, and do not take into account the background flow.

However, [Reason, 1994] has suggested that linear mechanisms and the effect of the background flow are important to provide a large scale preconditioning of the cold surges at least over the Andes and TP. Our model, by taking into account the interaction of the large scale background flow with the orography, follows this line of work. It explains how the mountain forcing can trigger the initial development of a cold surge by building up rapidly the dome of cold air in which low level orographically trapped sub-synoptic disturbances can subsequently develop (Fig. 12a).

In the past studies about the equatorial AAM budget, it has been shown that the evolution of the EAAM is largely dominated by the equivalent barotropic planetary waves with zonal wavenumber $s = 1$, and that the mountain torque has a rather small impact on these waves. On the contrary the evolution of the mass term plays an important role in the EAAM evolution associated with planetary barotropic waves ([Egger et Hoinka, 2002, Feldstein, 2006]). In the present study, the focus is on regional scales so we do not try to address this problem. The model used is in fact not adapted to this purpose since it is based on the anelastic approximation which filters out the equivalent barotropic waves, and which has an AAM budget that does not contain mass terms (not shown). Another reason for not trying to address the response of the EAAM to the Equatorial Torques is that the EAAM budget is not well closed in the reanalysis data. It is thus extremely difficult to establish where the EAAM anomalies produced by regional EMTs are in fact redistributed. Even though our model results are only indicative in this respect, the anticyclonic patterns developing eastward of the mountains and produced by a positive \hat{T}_{X1} in our model are likely to give a negative M_2 and a small M_1 . This picture hides the fact that in reality barotropic waves redistribute rapidly the EAAM over the globe, making it difficult to identify the impact of regional torques on the global EAAM.

From a practical viewpoint, these results address the significance of mountain-

induced lateral (or lift) forces for the regional weather and they indicate that one should diagnose the equatorial components of the mountain torque and not only its axial component (as it is done in [Brown, 2004] or in [Lott *et al.*, 2005]). In GCMs, there are essentially two ways to modify these lift forces. One is very efficient, and consists in modifying the elevation of the explicit model orography (yielding for instance to the envelope orography in [Wallace *et al.*, 1983]). However, this solution is not completely satisfactory since it increases the number of places that are below the ground in models. An alternative solution consists in parameterizing them as it was done here with our term F' in (18) but distributing it over a finite depth. This depth could be the depth of the valleys in which we consider that the large-scale flow does not enter, to follow the arguments in [Wallace *et al.*, 1983] (see also Eq. (5) in [Lott, 1999]). The fact that this term F' can be significant for the synoptic weather in key regions of the climate system stresses its potential significance for coupled climate models. To illustrate this importance, the study of [Kitoh, 2004] is very instructive. It shows that in a state of the art coupled model, the simulation of monsoon precipitations is very sensitive to the large-scale mountain elevation. To support that these issues may well be important for the monsoon predictions, it is also important to recall here that [Mailler et Lott, 2009] found that the signals on the Equatorial mountain torques due to the TP are followed by increased winter monsoon precipitation.

acknowledgments The NCEP Reanalysis data was kindly provided by the NOAA/OAR/ESRL PSD, Boulder, Colorado, USA, from their Web site at <http://www.cdc.noaa.gov/>.

Chapitre 3

Plateau Tibétain et mousson d'hiver

Introduction : Mousson d'hiver et précipitations autour de la Mer de Chine Méridionale

Les conséquences des crues froides sur la convection tropicale en Mer de Chine Méridionale, en Malaisie et à Borneo ont été étudiées dès que suffisamment de données de terrain ont été disponibles dans la région. Cela a été le cas en particulier à partir de la campagne de mesure internationale « *Winter Monsoon Experiment* » (MONEX, cf. [Murakami, 1979, Houze *et al.*, 1981]), avec des observations renforcées de décembre 1978 à février 1979 sur toute la zone concernée par les crues froides (du sud de la Sibérie à Borneo, avec de nombreuses mesures en Chine de l'Est et en Mer de Chine Méridionale). En préparation de cette campagne, [Chang *et al.*, 1979] ont étudié le couplage entre les crues froides et la convection en Mer de Chine Méridionale en décembre 1974, proposant comme hypothèse à valider pendant MONEX un impact des vents générés par les crues froides sur la convection en Mer de Chine Méridionale, l'air en provenance de la Chine continentale se chargeant en humidité en passant sur une mer chaude. Les crues froides ayant été anormalement faibles et peu nombreuses pendant l'hiver 1978-1979, les résultats de cette campagne pour ce qui concerne les crues froides ont été quelque peu décevants mais cohérents avec cette hypothèse ([Lau *et al.*, 1983]). Celle-ci a été confirmée par l'étude de cartes composites sur une période de quatre hivers ([Chang et Lau, 1982]). Selon ces études, cette anomalie positive de convection vient renforcer les circulations de Hadley et de Walker, ce qui a une rétroaction positive sur la crue froide elle-même. [Slingo, 1998] a étudié ces interactions en se basant sur une simulation de 360 jours par un modèle de circulation générale forcé par une température de surface climatologique, avec un schéma de convection de Betts-Miller. À l'instar de [Chang et Lau, 1982], elle conclut que les crues froides déclenchent la convection sur la Mer de Chine Méridionale, ce qui intensifie la circulation de Hadley puis le jet est-asiatique, avant d'avoir des effets d'intensification sur la convection dans le Pacifique-Est.

Plus récemment, des événements de très fortes précipitations durant les mois de novembre et décembre dans les pays entourant la Mer de Chine Méridionale, en particulier le Vietnam et la Malaisie, ont motivé des études de cas ([Juneng *et al.*, 1986, Yokoi et Matsumoto, 2009]). Plusieurs facteurs sont importants pour l'analyse et la prévision de ces événements, en particulier les crues froides est-asiatiques, l'oscillation de Madden-Julian, le dipôle de l'océan indien et le vortex de Borneo ([Tangang *et al.*, 2008]). Pour certains événements, la causalité entre la crue froide provenant du nord et l'événement de précipitation lui-même est bien établie ([Yokoi et Matsumoto, 2009, Tangang *et al.*, 2008]) tandis que pour d'autres cas les facteurs proprement tropicaux sont prédominants

([Juneng *et al.*, 1986]). Dans la plupart des cas, c'est l'interaction du vent incident humide avec la topographie du Vietnam ou de la Malaisie qui amène les précipitations, avec des cumuls pouvant atteindre 1800 mm en deux jours au Vietnam (événement du 2-3 novembre 1999, [Yokoi et Matsumoto, 2009]). Dans des cas très rares, l'advection de vorticité potentielle par les crues froides peut permettre la formation de typhons à des latitudes équatoriales où la force de Coriolis est presque inexistante, comme le typhon Vamei, en décembre 2001, qui s'est formé à $1,5^{\circ}\text{N}$, avec une circulation qui empiétait sur les deux hémisphères. Dans ce cas, c'est la vorticité potentielle advectée depuis les subtropiques nord qui sert de support à la circulation cyclonique du typhon ([Chang *et al.*, 2003]).

Ces études existantes sont basées sur des périodes de temps très courtes ( tudes de cas ou études anciennes limitées par la disponibilité de données et la capacité de calcul). De plus, bien souvent, les crues froides sont définies par des critères impliquant le vent méridien au nord de la Mer de Chine Méridionale, un critère déjà tropical, et donc ne permettent pas de conclure directement à l'existence d'un impact direct des moyennes latitudes sur les tropiques pendant ces événements, encore moins à un impact dynamique du Plateau Tibétain. L'article suivant, rédigé en anglais et publié dans *Geophysical Research Letters*, a donc deux objectifs :

- Démontrer statistiquement à l'aide de longue séries de données (29 ans) que l'impact des moyennes latitudes sur la convection en Mer de Chine Méridionale est significatif
- Démontrer, en utilisant un indice purement dynamique et dépendant des phénomènes de moyennes latitudes (essentiellement anticyclone de Sibérie), que l'impact dynamique du Plateau Tibétain sur la convection en Mer de Chine Méridionale est important.

Dynamical influence of the Tibetan plateau on the winter monsoon over
southeastern Asia

Sylvain Mailler¹ and François Lott²

Geophys. Res. Lett. **36**, L06708

Received 10 December 2008 ; accepted 24 February 2009 ; Published 26 March
2009

Abstract

Previous studies have shown (i) that the Tibetan plateau produces a significant fraction of the two components of the Equatorial Mountain Torque (EMT) in winter, (ii) that these torques are in part related to the East Asian cold surges, and (iii) that the cold surges affect the convection over the maritime continent. We show here that these relations are strong enough for the convection over the Equatorial South China Sea to be associated with significant signals on the two components of the EMT that can precede by a few days and more the convection. These signals are associated to surface pressure and temperature patterns that are strongly reminiscent of the East Asian cold surges. Our results therefore show that the Tibetan plateau couple dynamically the midlatitudes and the tropical region, and that the vectors of this dynamical coupling are the cold surges. This coupling also influences the convection over the northern Bay of Bengal, mainland southeast Asia, and Indonesia.

3.1 Introduction

During the northern winter, the weather in eastern Asia, the South China Sea (SCS) and the maritime continent is dominated by the winter monsoon, where the active monsoon phase is characterized by northerly low-level winds along the East Asian coasts extending from Japan to the SCS. This monsoon is also associated to intense convective events over the SCS and Borneo ([Houze *et al.*, 1981, Murakami, 1980]). The variability of this monsoon has tropical and extratropical influences. It is modulated by the major modes of the equatorial variability, like the El Niño Southern Oscillation (see [Chang *et al.*, 2004]) and the Madden-Julian oscillation (MJO, [Ichikawa et Yasunari, 2006]). At shorter timescales, [Chang *et al.*, 2005] have shown that the Borneo vortex intensity and the cold surges can be as important as the MJO in modulating this monsoon. For the cold surges, this effect was also noticed by [Chang et Lau, 1980] and [Chang *et al.*, 1979], who have shown that the cold surges are followed by increased convection over the equatorial South China Sea (ESCS), while [Johnson et Priegnitz, 1986] have analyzed a particular case in Dec. 1978 of a cold surge influencing the cloud cover

¹Laboratoire de Météorologie dynamique/IPSL, École Normale Supérieure/CNRS, Paris, and École Nationale des Ponts et Chaussées, Marne la Vallée, France

²Laboratoire de Météorologie dynamique/IPSL, École Normale Supérieure/CNRS, Paris, France

over the SCS. These observational results have also been reproduced in GCM simulations by [Slingo, 1998].

The cold surges are an important factor of the winter variability along the eastern slopes of at least three major mountain ranges : the complex formed by the Himalayas and the Tibetan plateau (For conciseness, this complex will be named “Tibetan plateau” in the following), the Andes and the Rockies ([Hsu et Wallace, 1985], [Garreaud, 2001]). In the case of the East Asian cold surges, they last 5 to 14 days, and a characteristic duration for the strong events is 9 days ([Zhang *et al.*, 1997]). Statistical studies (e.g. [Murakami, 1981b]) as well as numerical simulations ([Murakami et Nakamura, 1983, Nakamura et Murakami, 1983, Sumi, 1983]) have shown that the orographic effects are a crucial part of the East-Asian cold surge dynamics. However, they did not consider the EMT signals associated to these transient phenomena, or their tropical implications.

In mountain meteorology, it is quite common to measure the dynamical influence of mountains on the atmosphere by forces ([Davies et Phillips, 1985]). In the midlatitudes and for large mountain ranges, a good fraction of these forces is due to the surface pressure patterns that are in geostrophic balance with the wind ([Smith, 1979]). As this process can trigger baroclinic wave development and force planetary scale waves, these mountain forces need to be represented properly in the Numerical Weather Prediction models and the General Circulation Models ([Lott, 1999])

If we adopt a planetary scale approach, which is mandatory for massifs of the scale of the Tibetan plateau, the Equatorial Atmospheric Angular Momentum budget (e.g. [Feldstein, 2006]) is a well closed framework to analyze these forces : if there is a positive surface pressure anomaly to the North of the Tibetan plateau, it yields a positive torque ($T_{M,1}$) along the equatorial axis of the Earth that crosses the Greenwich meridian. A positive pressure anomaly to the East yields a negative torque ($T_{M,2}$) along the equatorial axis located at 90°E .

For the Tibetan plateau, [Egger et Hoinka, 2000, Egger et Hoinka, 2008] have shown that this mountain range produces substantial signals in $T_{M,1}$ and $T_{M,2}$ that are in lead-lag relationship (a signal in $T_{M,1}$ being followed by a signal in $T_{M,2}$ of the opposite sign). As the cold surges are associated with surface pressure anomalies that travel from the Northern flank of the Tibetan plateau and intensify on the eastern flank, we will show that this relation between $T_{M,1}$ and $T_{M,2}$ is often related to the cold surges (this was only suggested in [Egger et Hoinka, 2008]).

The object of this letter is to show that the dynamical forcing of the Tibetan plateau on the East Asian winter monsoon is strong enough to have a direct impact on convection over a major monsoon variability center, the Equatorial South China Sea. To establish this, we will show that the convective events over the ESCS are often preceded by a few days by significant signals on $T_{M,1}$ and $T_{M,2}$; we will also show that the vectors of this relationship between the Tibetan plateau and the monsoon convection are the cold surges. Finally, we will show that the dynamical effect of the Tibetan plateau’s EMT on tropical convection is not limited to the ESCS, but also concerns the northern Bay of Bengal, mainland southeast Asia, and Indonesia.

3.2 data and methods

To reveal that the convection over the ESCS is affected by the EMT generated by the Tibetan plateau, we will use the daily data of the temperature at the .995 sigma level, T_{50m} , and of the surface pressure, P_S , both from the NCEP/NCAR reanalysis ([Kalnay *et al.*, 1996]). To characterize the convection, we will use the daily

data of the Outgoing Longwave Radiation from the NOAA interpolated OLR dataset ([Liebmann et Smith, 1996]), hereinafter OLR in the text or R_l in the Equations. From both datasets, we will analyze the 29 years over which they overlap (1979-2007).

As we are interested in the dynamics of the intraseasonal and synoptic variations of convection, these two datasets will be filtered in two steps. First the annual cycle is removed and second a Lanczos high-pass filter ([Duchon, 1979]) is applied to remove the interannual variations. The half-power point of this filter is chosen at $.005 \text{ cycles/day}$, which removes all the interannual variations but does not affect the IS and synoptic variations. The length of the filter weighting function is chosen at 601 days. In the following, the resulting filtered series will be called subseasonal and written \tilde{T}_{50m} , \tilde{P}_S and \tilde{R}_l .

To build an index of the convective activity over the ESCS, we average the opposite of \tilde{R}_l over a sector ranging from 105°E to 120°E and from the equator to 15°N , which largely dubs the ESCS,

$$\tilde{I}_C = -\frac{1}{S} \int_{0^\circ\text{N}}^{15^\circ\text{N}} \int_{105^\circ\text{E}}^{120^\circ\text{E}} \tilde{R}_l a^2 \cos \phi \, d\lambda \, d\phi, \quad (1)$$

where S is the surface of the sector, λ is the longitude, ϕ the latitude, and a is the Earth radius.

With this definition, positive values of \tilde{I}_C correspond to a low OLR, and negative values of \tilde{I}_C correspond to a high OLR.

The two components of the EMT due to the Tibetan plateau are computed following [Feldstein, 2006] :

$$\tilde{T}_{M,1} = a^2 \iint_{\phi,\lambda} \tilde{P}_S(\lambda, \phi) \left(-\sin \lambda \frac{\partial Z_s}{\partial \phi} + \cos \lambda \tan \phi \frac{\partial Z_s}{\partial \lambda} \right) \cos \phi \, d\phi \, d\lambda, \quad (2)$$

$$\tilde{T}_{M,2} = a^2 \iint_{\phi,\lambda} \tilde{P}_S(\lambda, \phi) \left(\cos \lambda \frac{\partial Z_s}{\partial \phi} + \sin \lambda \tan \phi \frac{\partial Z_s}{\partial \lambda} \right) \cos \phi \, d\phi \, d\lambda, \quad (3)$$

where Z_s is the surface elevation. Note that the integrals in Eqs. (2) and (3) are restricted to the sector $[60^\circ\text{E}; 120^\circ\text{E}] \times [15^\circ\text{N}; 55^\circ\text{N}]$ which includes all the Tibetan plateau and the Himalayas.

As the Tibetan plateau is centered near the longitude 90°E , a positive $\tilde{T}_{M,1}$ results from a positive South-North pressure gradient over the topography while a negative $\tilde{T}_{M,2}$ is associated to a West-East positive pressure gradient. Note that positive West-East pressure gradients also produce a positive polar torque $\tilde{T}_{M,3}$ ([Lott *et al.*, 2004]).

The composite maps and series of Figs.1 and 2 are built using the 20 strongest positive peaks and the 20 strongest negative peaks of \tilde{I}_C from November through March (NDJFM) during the 1979-2007 period. According to [Zhang *et al.*, 1997], we only select dates from November to March (NDJFM), these months being the most suitable to study the East Asian winter monsoon and the cold surges. A minimum separation of 20 days between two successive peaks of \tilde{I}_C has been imposed to ensure that successive events are statistically independent. This allows to use a Student t-test to evaluate the confidence levels.

The minimum OLR values associated to the positive peaks of \tilde{I}_C are very low (from 93 Wm^{-2} to 130 Wm^{-2}), and correspond to brightness temperatures from 201 K to 219 K. According to [Fu *et al.*, 1990], it is very likely that these low values are due to deep convection.

The time lags are expressed in days relative to the peaks in \tilde{I}_C : D0 is the day when \tilde{I}_C peaks and D-3 is three days before.

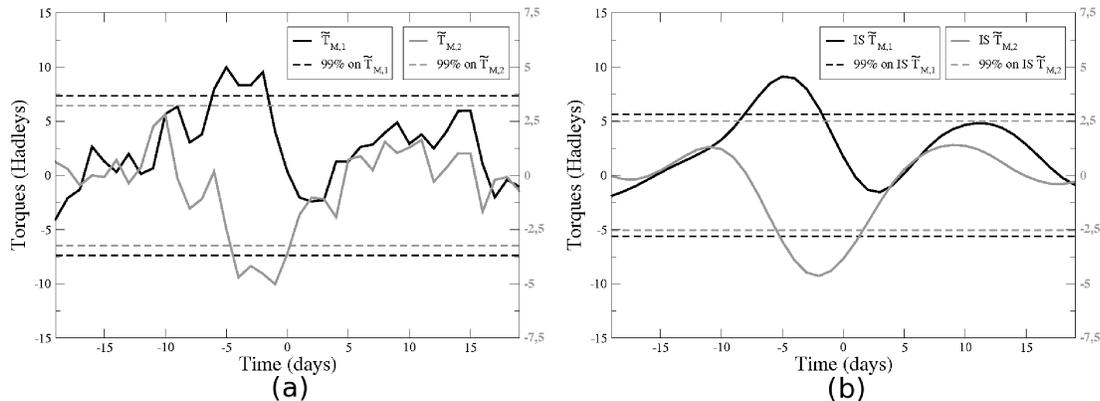


FIG. 1 – (a) Composite series of $\tilde{T}_{M,1}$ (black solid) and $\tilde{T}_{M,2}$ (gray solid) keyed on \tilde{I}_C . Units for the torques are in Hadley : $1 \text{ H} = 10^{18} \text{ kg m}^2 \text{ s}^{-2}$. The dotted lines correspond to the 99% significance level for $\tilde{T}_{M,1}$ (black) and $\tilde{T}_{M,2}$ (gray). (b) same as (a) but for the IS $\tilde{T}_{M,1}$ and $\tilde{T}_{M,2}$. The convection events retained for (b) are the same as for (a).

3.3 Equatorial torques due to the Tibetan plateau

The composites of the subseasonal series $\tilde{T}_{M,1}$ and $\tilde{T}_{M,2}$ keyed on the convection index, \tilde{I}_C , are shown in Fig.1(a). In it we can see that there is a significant positive anomaly in $\tilde{T}_{M,1}$ from D-6 to D-2 which peaks at D-5. After this peak in $\tilde{T}_{M,1}$, Fig.1(a) shows that $\tilde{T}_{M,2}$ becomes negative, and this lasts from D-4 to D0.

To characterize more precisely the timescales over which the convection over the ESCS and the torques are related, it is noticeable in Fig.1(a) that the peaks in $\tilde{T}_{M,1}$ and $\tilde{T}_{M,2}$ are significant during 5 days, and thereafter return to zero in around 5 days. These rather slow variations therefore have characteristic periods around 20 days (from peak to peak), which means that they can be extracted by the [Blackmon, 1976] low-pass filter that separates the high frequencies (periods below 10 days) from the low frequencies (periods above 10 days). Hereinafter, the resulting low-pass filtered series will be referred to as intraseasonal (IS). It is important to emphasize here that the IS series of $\tilde{T}_{M,1}$, $\tilde{T}_{M,2}$, and \tilde{I}_C capture around 60% of the variance of the unfiltered series $T_{M,1}$, $T_{M,2}$, and I_C with annual cycle subtracted. As expected, both IS $\tilde{T}_{M,1}$ and IS $\tilde{T}_{M,2}$ have strong signals a few days before the convective events (Fig.1(b)), with a significant positive signal on the Greenwich component ($\tilde{T}_{M,1}$) peaking at D-5, followed by a negative signal on $\tilde{T}_{M,2}$ peaking at D-2. This succession of a positive signal on the IS $\tilde{T}_{M,1}$ and of a negative signal on the IS $\tilde{T}_{M,2}$ is for us the evidence that the Tibetan plateau often applies a strong dynamical forcing to the air masses during the week that precedes convection over the ESCS.

3.4 Composites of the temperature and surface pressure fields before the convective events over the ESCS

The composite maps of the IS \tilde{P}_S and of the IS \tilde{T}_{50m} during the week before the convection peaks are in Figs.2(a,c,e,g) and (b,d,f,h) respectively. At D-6, a significant high pressure anomaly is forming with maximum value around 3.5 hPa in southern Siberia (Fig.2(a)). At the same time, a low temperature anomaly, with minimum value around 3 K, is extending from southern Siberia to the Korean Peninsula (Fig.2(b)). The

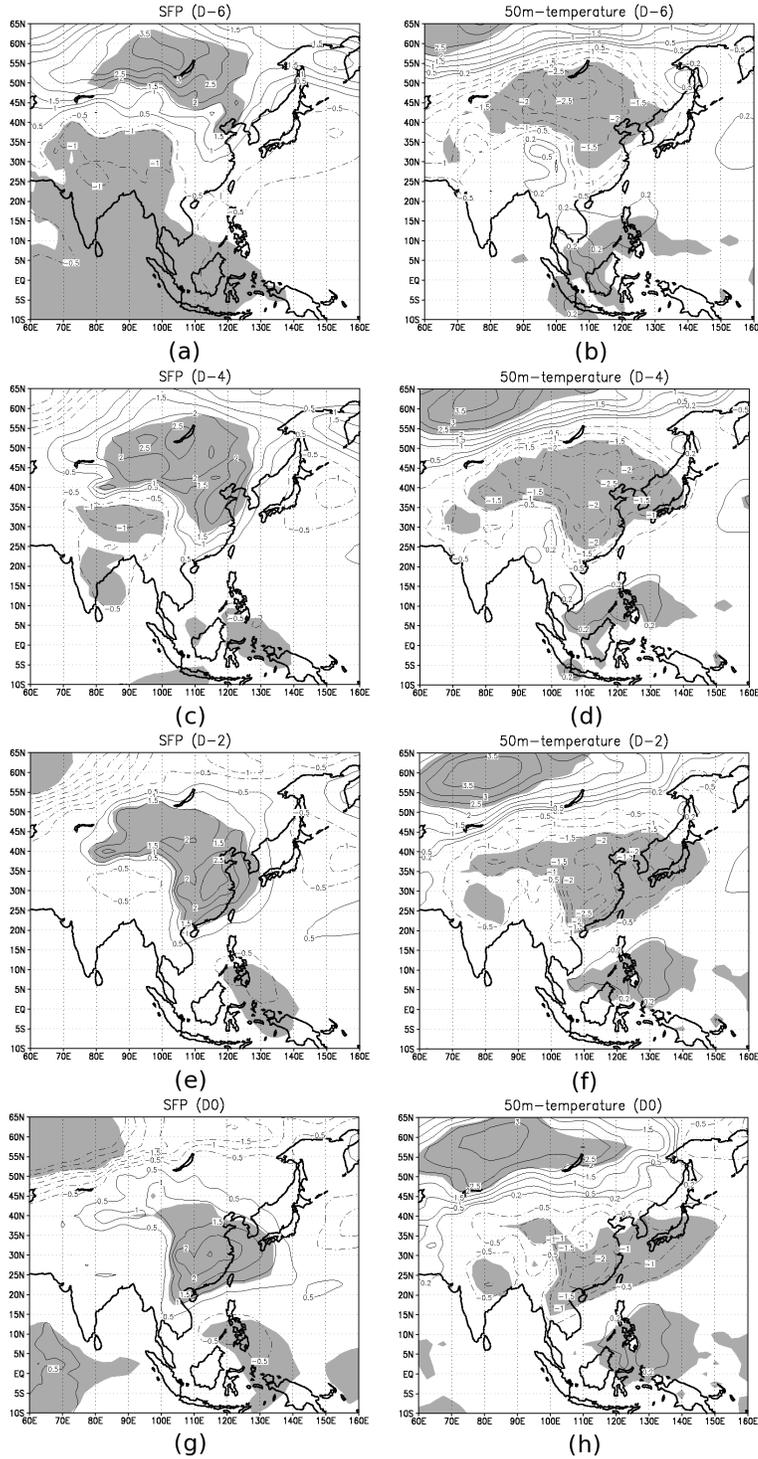


FIG. 2 – Composites of the IS \tilde{P}_S (hPa) and of the IS \tilde{T}_{50m} (K) keyed on \tilde{I}_C . Contour interval : 0.5 hPa (a,c,e,g), 0.5 K (b,d,f,h); positive values, light solid; negative values, light dotted; 99% confidence, shaded, continental contours, heavy solid. The days are counted from the local extremum of \tilde{I}_C (see text for details)

following days (Fig.2(c) to 2(h)), these anomalies in \tilde{P}_S and \tilde{T}_{50m} extend in size and gain in significance : at D-4, the high pressure anomaly is significant over southern Siberia, Mongolia and Northeastern China, which creates the peak of the IS $\tilde{T}_{M,1}$ at that time (Fig.1(b)). At the same time, the temperature anomaly becomes significant over most of the eastern China (Fig. 2(d)).

At D-2, the high pressure has moved southeastward along the slopes of the Tibetan plateau (Fig.2(e)), giving rise to the negative peak on $\tilde{T}_{M,2}$ observed on Fig.1(b). At the same time, the temperature is dropping over all eastern China, the East China Sea and southern Japan (Fig.2(f)). It is important to emphasize here that this pattern is typical of the East Asian cold surges (see Fig.7 of [Zhang *et al.*, 1997]).

The IS surface patterns associated with heavy wintertime convective events over the ESCS are in Figs. 2(g) and 2(h) respectively. The IS surface pressure at D0 (Fig.2(g)) is characterized by a large positive anomaly with maximal value around 2.5 hPa, centered at 30°N and covering the Eastern China and down to the Northern coast of the SCS. It almost coincides with a cold anomaly with maximal value around 2 K (Fig.2(g)). Again, it is important to note that this association of a high pressure and low temperature anomalies over eastern China and the northern coast of the SCS is strongly reminiscent of the signals observed near the end of the life cycle of the cold surges ([Zhang *et al.*, 1997]). This shows that there is a very significant link between convection in the ESCS and the occurrence of a cold surge 2 to 4 days before.

During all this evolution, a low pressure anomaly seems to be moving eastward in the tropics, from the Indian ocean at D-6 and D-4 to the Philippines and the Western Pacific at D-2 and D0. This evolution may be related to the MJO, which is also known to influence convection over the ESCS in winter ([Ichikawa et Yasunari, 2006]). This suggests that it is the combination of large scale tropical anomalies traveling eastward and of the anomalies coming from the midlatitudes and related to the Tibetan plateau that results in intense convection over the ESCS.

3.5 Case study, and influence over other tropical regions

3.5.1 A strong convective event in November 1990

To show the significance of our results for individual meteorological events, we next analyze a particular case. It corresponds to the week before 14 November 1990, a date for which the OLR is below 120 Wm^{-2} over the north of the ESCS, which denotes the presence of deep convective tropical clouds according to [Fu *et al.*, 1990]. This event is also the third strongest peak of \tilde{I}_C in the period we study.

The days before the convection peaks, we can see on Fig.3 that there is a strong signal on $\tilde{T}_{M,1}$ from D-7 to D-5, followed by a strong signal on $\tilde{T}_{M,2}$ from D-5 to D-3 (here strong means more than 3 times larger than the standard deviations in each series). To characterize that a cold surge also develops during this period, we follow [Zhang *et al.*, 1997] and average the surface temperature over the sector $[112.5^\circ\text{E}; 117.5^\circ\text{E}] \times [25^\circ\text{N}; 30^\circ\text{N}]$. In Fig.3(b) we see that this quantity has decreased by 12 K, which is twice the 6 K threshold proposed by [Zhang *et al.*, 1997] to characterize cold surges. According to [Zhang *et al.*, 1997], there is also a threshold on sea level pressure over southern Siberia which is largely met in our case. This shows that, in this example, the evolutions of $\tilde{T}_{M,1}$ and $\tilde{T}_{M,2}$ are associated to a very strong cold surge, the latter occurring 4 days before the convection peaks. We can also note on Fig.3 that the signals in the EMT components and the averaged surface temperature last several days, in agreement with the time scales of the IS composites in Fig.1(b).

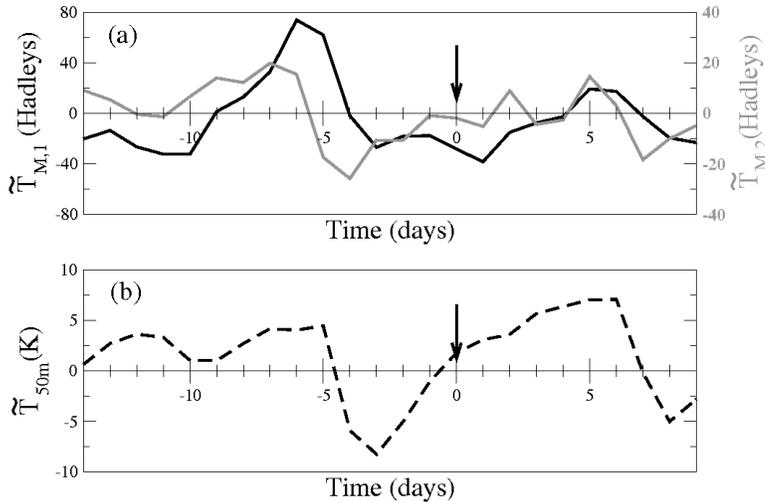


FIG. 3 – (a) $\tilde{T}_{M,1}$ and $\tilde{T}_{M,2}$ and (b) average of \tilde{T}_{50m} in the sector $[112.5^\circ\text{E}; 117.5^\circ\text{E}] \times [25^\circ\text{N}; 30^\circ\text{N}]$. The time axis for (a) and (b) is in days relative to 14 November 1990 (Black arrow).

3.5.2 Composites keyed on the Himalayan Equatorial Torque

In sections 3.3 and 3.4, we have analyzed the composites of the EMT components as well as of \tilde{P}_S and \tilde{T}_{50m} keyed on the OLR in the ESCS. To strengthen the results found in these sections, we now proceed the other way round and build composites of the OLR keyed on the EMT components.

Figure 4(a) shows the composite of \tilde{R}_l averaged over the ESCS keyed on minus the IS $\tilde{T}_{M,2}$ and on the IS $\tilde{T}_{M,1}$. This composite shows that the OLR over the ESCS reaches a very significant minimum 2 to 4 days after a minimum in the intraseasonal $\tilde{T}_{M,2}$. This positive 2-4 day lag is in agreement with the negative 2-day lag observed between \tilde{I}_C and $\tilde{T}_{M,2}$ in Fig.1(b). Figure 4(a) also shows that the OLR over the ESCS reaches a significant minimum 4 to 8 days days after a maximum in the intraseasonal $\tilde{T}_{M,1}$, which is coherent with the negative 5-day lag observed between \tilde{I}_C and $\tilde{T}_{M,1}$ in Fig.1(b).

Figure 4(b) shows all the regions over which the composite of \tilde{R}_l keyed on the IS $\tilde{T}_{M,1}$ has a significant negative peak (at the 99% significance level) between D+2 and D+10. This includes the SCS (not only the ESCS), but also the Bay of Bengal, northeastern India, most of the Mainland Southeast Asia, the Philippines, and Indonesia. The lag ranges between D+2 and D+8 depending on the regions, with a typical value of D+4 over the Bay of Bengal and Indonesia, D+6 over the ESCS and D+8 over the Philippines.

3.6 Conclusion

The analyses presented in this paper reveal that the winter monsoon convective events over the ESCS are often preceded by large signals in both components of the EMT due to the Tibetan plateau. These signals in the two components of the EMT are in lead-lag quadrature, and are associated with high surface pressure anomalies traveling from southern Siberia to the SCS within a week. The surface pressure and surface temperature patterns responsible for these relations between the EMTs and the ESCS convection resemble the corresponding signals produced by the East Asian cold surges.

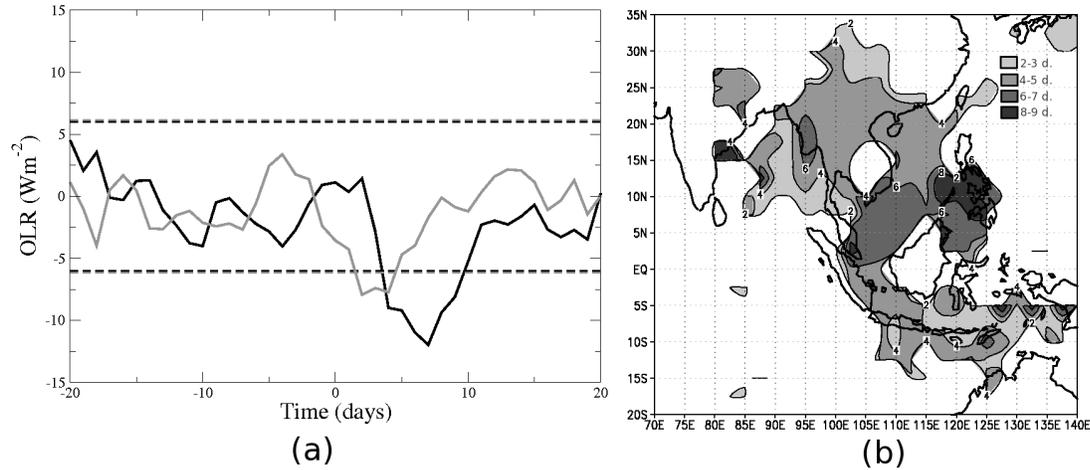


FIG. 4 – (a) Composite series of the ESCS average OLR keyed on the IS $\tilde{T}_{M,1}$ (black, solid) and on minus the IS $\tilde{T}_{M,2}$ (gray, solid) and corresponding 99% significance levels (dotted). (b) zones over which the OLR composite keyed on the IS $\tilde{T}_{M,1}$ has a significant minimum at the 99% level between $D+2$ and $D+9$, and lag at which this minimum is reached (gray levels, in days after the peak of $\tilde{T}_{M,1}$, see legend-box)

To corroborate that the cold surges are in fact the vectors of these dynamical relations between the Tibetan plateau and the ESCS convection and to show that these relations are significant for the real weather, we have also analyzed one particular event characterized by very strong convection over the ESCS. This convective event is preceded by strong signals on the EMT components, and by a strong cold surge over southeast China.

We have also found that the dynamical influence of the Tibetan plateau on tropical convection is not limited to the ESCS : other regions such as the Bay of Bengal, Indonesia, and the north of the SCS have convection peaks in the days following the EMT events at the Tibetan plateau.

Our results suggest that the EMT affects the onset and the break of the winter monsoon active phases. They have some predictive interest in the sense that the signals on the torques precede by a few days and more these on the convection. From a more theoretical point of view, our results are related to the fact that the orography triggers lee anticyclones. As there is a large body of theoretical literature in mountain meteorology related to the development of lee cyclones (see for instance [Smith, 1979]), we will need to check if these theories can be adapted to our cases in order to understand our statistical results from a theoretical point of view.

acknowledgments

The NCEP Reanalysis data and Interpolated OLR data were kindly provided by the NOAA/OAR/ESRL PSD, Boulder, Colorado, USA, from their Web site at <http://www.cdc.noaa.gov/>.

Chapitre 4

Utilisation du modèle de circulation générale LMDz

Nous avons vu aux chapitres 2 et 3 l'impact significatif de T_{TP1} sur le déclenchement des crues froides en extrême-orient ainsi que sur la convection en Mer de Chine Méridionale dans le cadre de la mousson d'hiver. Il est donc important de vérifier que cette relation entre le forçage dynamique par le Plateau tibétain et les crues froides est correctement représentée dans LMDz, puisque ce forçage dynamique semble être un élément important de la dynamique de la mousson d'hiver. Si c'est le cas, il sera possible d'utiliser LMDz pour tester l'impact sur cette dynamique de l'orographie sous-maille.

LMDz a déjà été utilisé avec succès pour l'étude de l'impact du couple polaire des montagnes sur la circulation atmosphérique. La force d'une telle approche réside dans le fait que le bilan de moment angulaire polaire de LMDz est bien fermé, contrairement à celui des réanalyses. LMDz a donc permis, dans le cas du couple polaire des montagnes, de comprendre précisément les effets de T_{M3} sur la circulation atmosphérique *via* le moment angulaire de l'atmosphère ([Lott *et al.*, 2005]). Nous examinerons la possibilité de reproduire une telle approche dans le cas du couple équatorial des montagnes.

La version de LMDz utilisée ici est la version 4, décrite dans [Hourdin *et al.*, 2006], avec une résolution de $3,75^\circ$ en longitude, $2,5^\circ$ en latitude et 19 niveaux verticaux entre 1004 hPa et 3,9 hPa. Le modèle de circulation générale a été forcé par des valeurs climatologiques de température de surface de l'océan et une répartition climatologique de la glace de mer, une configuration forcée pour laquelle la climatologie de LMDz est réaliste ([Lott, 1999]). Toutes les simulations sont réalisées sur une durée de trente ans. Dans la suite de ce chapitre, les sorties utilisées sont des moyennes journalières afin de ne pas considérer le cycle diurne (étudié, par exemple, par [De Viron *et al.*, 2005]).

4.1 traitement de l'orographie sous-maille dans LMDz

4.1.1 Définition des paramètres de l'orographie sous-maille

La topographie dans LMDz est obtenue à partir des données de topographie US Navy à résolution $0^\circ 10'$, soit une maille d'environ environ 18km de côté à l'équateur (voir annexe A pour une comparaison de ce jeu de données avec un jeu de données à résolution plus fine). Les mailles du modèle LMDz dans la configuration utilisée sont de $3,75^\circ \times 2,5^\circ$. Pour adapter la résolution de ces données d'altitude à celle de LMDz, il faut donc effectuer un traitement statistique des données présentes à l'intérieur de chaque maille. La grandeur la plus importante à grande échelle est l'altitude moyenne

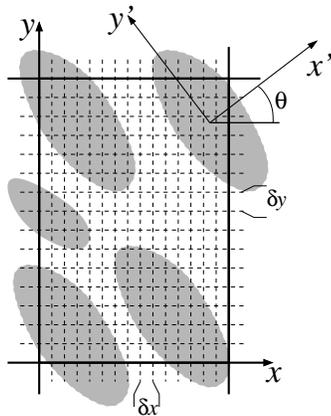


FIG. 4.1 – Topographie (chaînes de montagne grisées) à l'intérieur d'une maille de LMDz (traits gras), et axes privilégiés de cette topographie définie par les axes principaux du tenseur \mathbf{H} (4.1)

de la maille (moyenne des altitudes de tous les points situés à l'intérieur de la maille) : c'est elle qui détermine l'impact de la topographie dans la partie dite « dynamique » du modèle LMDz. Mais les reliefs sous-maille ont également un impact sur la circulation de l'atmosphère qu'il convient de paramétriser dans la partie dite « physique » du modèle. Notons h_{ij} l'altitude des différents points pour lesquels on dispose de l'altitude à l'intérieur d'une maille donnée du modèle, et introduisons un système local de coordonnées cartésiennes (le côté de la maille étant très petit devant le rayon terrestre, la maille peut être considérée comme rectangulaire), où x varie selon la longitude et y varie selon la latitude (Fig. 4.1).

On calcule alors la variance de la hauteur h_{ij} , notée μ . Les autres paramètres sont donnés par la diagonalisation de la matrice symétrique suivante (tenseur des corrélations de la pente) :

$$\mathbf{H} = \begin{pmatrix} \left\langle \left(\frac{\partial h}{\partial x} \right)_{ij}^2 \right\rangle & \left\langle \left(\frac{\partial h}{\partial x} \right)_{ij} \left(\frac{\partial h}{\partial y} \right)_{ij} \right\rangle \\ \left\langle \left(\frac{\partial h}{\partial x} \right)_{ij} \left(\frac{\partial h}{\partial y} \right)_{ij} \right\rangle & \left\langle \left(\frac{\partial h}{\partial y} \right)_{ij}^2 \right\rangle \end{pmatrix}, \quad (4.1)$$

où les dérivées $\left(\frac{\partial h}{\partial x} \right)_{ij}$ et $\left(\frac{\partial h}{\partial y} \right)_{ij}$ sont estimées par différence symétrique :

$$\left(\frac{\partial h}{\partial x} \right)_{ij} = \frac{h_{i+1,j} - h_{i-1,j}}{2\delta x}, \quad \left(\frac{\partial h}{\partial y} \right)_{ij} = \frac{h_{i,j+1} - h_{i,j-1}}{2\delta y} \quad (4.2)$$

Les axes principaux du tenseur \mathbf{H} sont l'axe x' selon lequel les variations de la pente sont maximales, et l'axe y' selon lequel elles sont minimales, définissant ainsi les axes privilégiés de la topographie dans la maille (Fig. 4.1).

Les paramètres pertinents pour décrire l'orographie sous-maille sont alors l'angle θ entre l'axe x et l'axe x' (défini à π près), le facteur d'anisotropie γ et le paramètre de pente σ définis par

$$\gamma^2 = \frac{\left\langle \frac{\partial h^2}{\partial x'^2} \right\rangle}{\left\langle \frac{\partial h^2}{\partial y'^2} \right\rangle} \leq 1, \text{ et} \quad (4.3)$$

$$\sigma^2 = \left\langle \frac{\partial h^2}{\partial x'^2} \right\rangle. \quad (4.4)$$

Paramètre	signification
\bar{z}	moyenne de l'orographie
μ	écart-type de l'orographie
θ	axe principal de l'orographie
γ	rapport d'aspect de l'orographie
σ	paramètre de pente de l'orographie
z_{min}	altitude minimale de la maille
z_{max}	altitude maximale de la maille

TAB. 4.1 – Paramètres décrivant l'orographie sous-maille dans LMDz ([Lott et Miller, 1997, Lott, 1999])

σ^2 est la plus grande valeur propre de \mathbf{H} et γ^2 est le quotient entre la plus petite et la plus grande valeur propre. L'orographie est d'autant plus anisotrope que γ est proche de 0 (mais dans la version actuelle de LMDz, il existe probablement un biais sur l'anisotropie des montagnes des moyennes et hautes latitudes : voir annexe A). Deux autres paramètres sont utilisés pour la paramétrisation physique : les altitudes maximales et minimales atteintes sur la maille, z_{min} et z_{max} ([Lott, 1999]). Tous les paramètres de l'orographie sous-maille, rappelés dans le tableau 4.1, sont moyennés sur une maille et les 8 mailles adjacentes à des fins de lissage.

4.1.2 valeurs des paramètres de l'orographie sous-maille sur la région asiatique

Les valeurs des principaux paramètres sont représentées sur la Fig. 4.2, où l'on constate en particulier que l'endroit où l'altitude moyenne \bar{z} est la plus forte (le Plateau tibétain à proprement parler, entre 30°N et 35°N, Fig. 4.2a), ne coïncide pas avec l'endroit où les paramètres caractérisant l'importance de l'orographie sous-maille, μ , $z_{max} - z_{min}$ et σ , sont les plus élevés (sur les massifs montagneux qui bordent le Plateau : Himalaya au sud, Pamir et Karakoram à l'ouest, Kunlun, Tianshan et dans une moindre mesure Altaï au nord, Fig. 4.2b-d). Sur ces zones montagneuses, la dénivellation maximale $z_{max} - z_{min}$ atteint ou dépasse 5000 m, et le paramètre de pente atteint environ 2,5%. Cette dernière valeur permet de constater que ces paramètres décrivent l'orographie à l'échelle du jeu de données utilisé en entrée, 10 à 20 kilomètres, et pas à l'échelle des pentes montagneuses (quelques centaines de mètres à quelques kilomètres), échelle pour laquelle le paramètre de pente atteindrait des pentes de l'ordre de 10 à 20% voir plus, typiques des zones de montagnes (voir Fig. A.2). Par ailleurs, $z_{max} - z_{min}$ et μ semblent vérifier une relation linéaire empirique $z_{max} - z_{min} \simeq 5\mu$ (Fig. 4.2b,c), ce qui correspond aux calculs classiques de l'orographie d'enveloppe par une relation de proportionnalité du type $z_{max} = \bar{z} + 2\mu$ ([Wallace *et al.*, 1983]).

Le facteur d'anisotropie γ dans LMDz (Fig. 4.2e) est généralement faible sur les zones de grandes plaines (Sibérie), mais cette situation est sans doute une conséquence d'un biais géométrique pour le calcul des paramètres d'orographie aux hautes latitudes (annexe A). Sur les zones montagneuses au contraire, la topographie tend à être représentée dans le modèle comme relativement isotrope, avec des paramètres d'anisotropie généralement supérieurs à 0,6. Vu ces valeurs de γ , le nombre $\cos^2\theta$ représentant la normale à l'orientation dominante des chaînes de montagnes doit être interprété avec prudence. Pour $\cos^2\theta > \frac{1}{2}$, l'orientation des chaînes de montagnes peut être considérée comme étant essentiellement nord-sud (zones brunes), est-ouest si $\cos^2\theta < \frac{1}{2}$ (voir

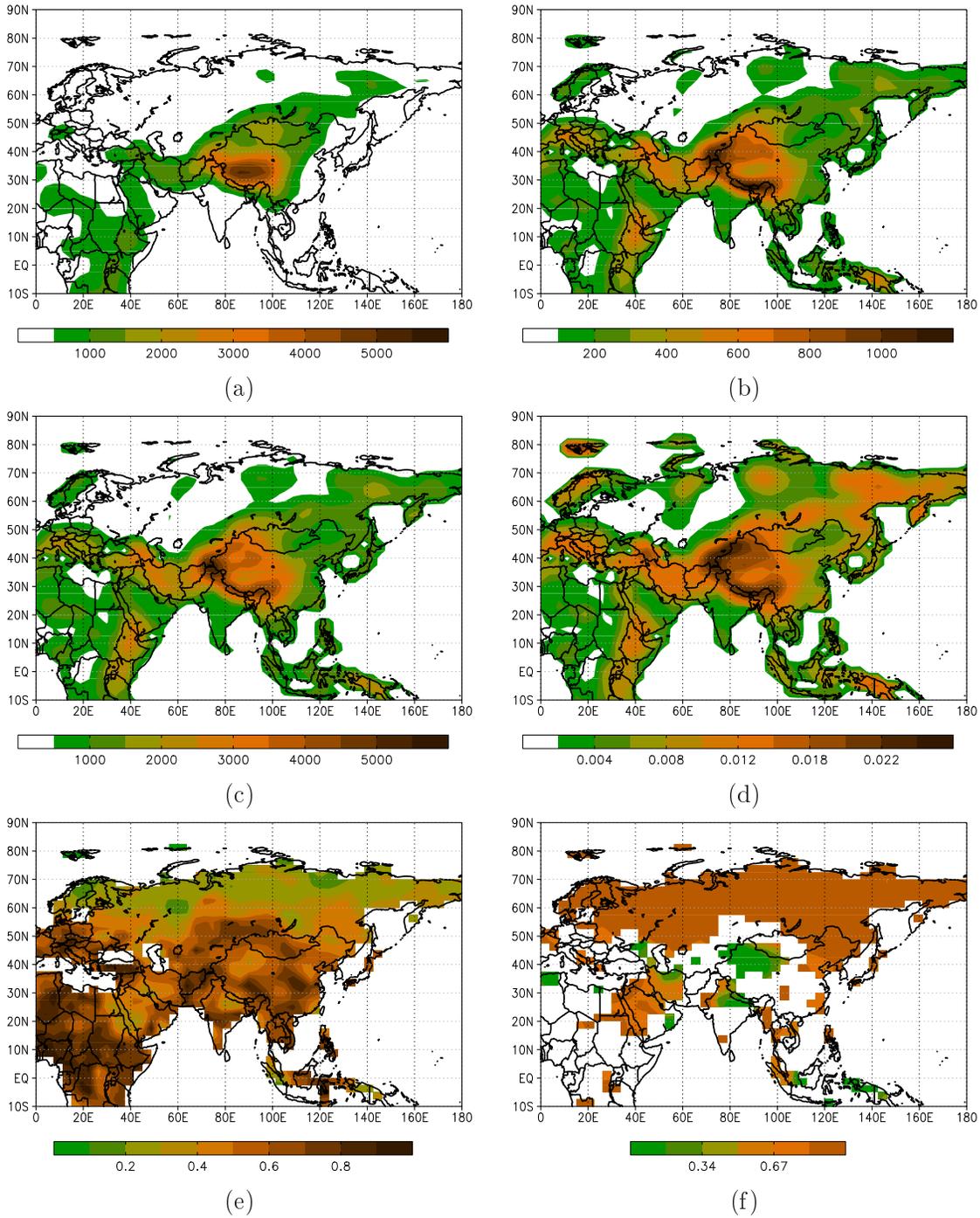


FIG. 4.2 – paramètres de l'orographie sous-maille dans LMDz : (a) orographie moyenne de la maille (\bar{z} , m) ; (b) écart-type de l'orographie sur la maille (μ , m) ; (c) écart entre l'altitude maximale et l'altitude minimale de la maille ($z_{max} - z_{min}$, m) ; (d) paramètre de pente (σ , sans dimension) ; (e) anisotropie (γ , sans dimension) ; et (f), orientation de l'orographie sur la maille ($\cos^2 \theta$)

Fig. 4.1). Le paramètre d'orientation est représenté uniquement là où $\gamma < 0,7$, c'est à dire là où le tenseur \mathbf{H} possède une orientation préférentielle bien déterminée. On observe alors que l'orientation est assez mal définie sur les montagnes asiatiques, avec toutefois une orientation préférentielle selon un axe est-ouest sur l'Himalaya, le Tianshan et l'Altaï, et selon un axe nord-sud sur le Pamir.

4.2 Forces dues à l'orographie sous-maille

4.2.1 Définition

Ce sont les paramètres récapitulés au tableau 4.1 et représentés figure 4.2 ainsi que le profil vertical de vent et de température qui sont utilisés pour paramétrer les forces appliquées par l'orographie sous-maille. Ces forces sont de trois types dans LMDz :

- Les forces dues au déferlement des ondes de gravité émises par l'interaction entre le flux des basses couches et la topographie ([Lott et Miller, 1997]). Ces forces s'appliquent en grande partie dans les basses couches du modèle (entre 1000 hPa et 500 hPa) mais une partie des ondes de gravité se propagent jusque dans la stratosphère, où elles ont un impact important sur la circulation.
- Les forces dues à la différence entre le volume réel des montagnes, que l'on peut calculer à partir de l'orographie moyenne \bar{z} , et leur volume « apparent » du point de vue de l'écoulement de grande échelle, supérieur au volume réel à cause de l'air stagnant dans les vallées qui ne participe pas au flux de grand échelle. Cet effet génère des forces qui sont essentiellement des forces de portances orientées à droite du vent dans les basses couches (dans l'hémisphère nord). Elles sont appliquées exclusivement dans les couches du modèle qui intersectent l'orographie sous-maille, soit entre 1000 hPa et 500 hPa essentiellement ([Lott, 1999]).
- Les forces dues à la paramétrisation de la couche limite planétaire dans LMDz ([Laval *et al.*, 1981, Coindreau *et al.*, 2007]), *via* l'augmentation de la longueur de rugosité induite par l'orographie sous-maille. Cet effet se traduit par d'importantes forces en sens contraire à l'écoulement dans les plus basses couches du modèle.

Les forces dues à la couche limite et au déferlement d'ondes de gravité sont essentiellement des forces de traînée, opposées au vent des basses couches, tandis que les forces dues à la différence entre le volume apparent des montagnes et leur volume réel sont en grande partie des forces de portance, orientées vers la droite de l'écoulement dans les basses couches (dans l'hémisphère nord). Toutes ces forces s'appliquent aux basses couches, sauf celles dues au déferlement des ondes de gravité qui agissent en partie à la tropopause et dans l'atmosphère moyenne, où elles ont un impact important. Dans la suite, suivant [Lott, 1999], nous ramènerons ces forces à la contrainte correspondante au niveau du sol (en Pa).

4.2.2 Climatologie

En janvier, la contrainte due aux forces de portances est de l'ordre de 0,6 Pa sur le Plateau tibétain et les chaînes qui l'entourent, orientée vers le sud (Fig. 4.3a). Cette contrainte est du même ordre de grandeur que celle observée sur les Rocheuses par [Lott, 1999]. Des contraintes significatives sont également appliquées dans l'extrême-orient russe, perpendiculairement au flux qui souffle du nord dans les basses couches. La variabilité du vecteur des contraintes pour le mois de janvier (Fig. 4.3c) est de l'ordre de 0,5 Pa sur les zones montagneuses (Plateau tibétain, Japon, extrême-orient russe).

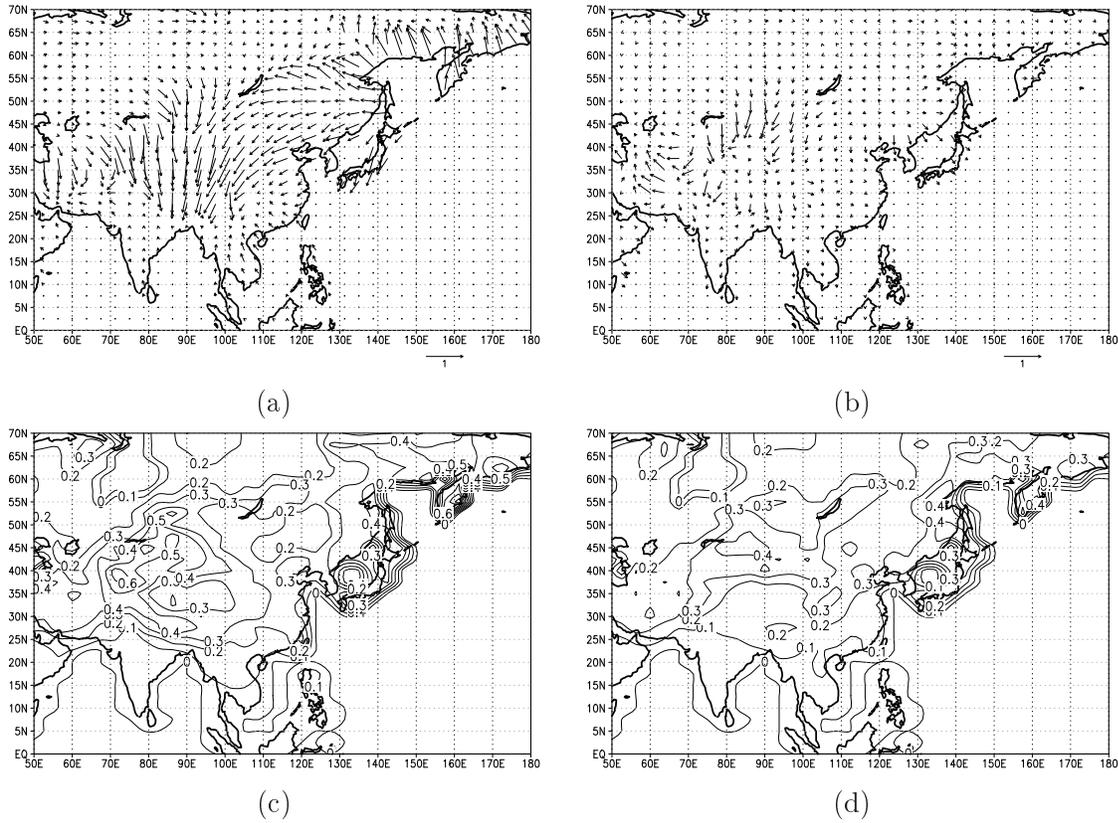


FIG. 4.3 – (a) vecteur des contraintes dû à la paramétrisation des forces de portances, climatologie pour le mois de janvier dans LMDz (Pa) ; (b) comme (a) pour le mois de juillet ; (c) écart-type du vecteur des contraintes dû à la paramétrisation des forces de portances, mois de janvier (Pa) ; et (d), comme (c) pour le mois de juillet

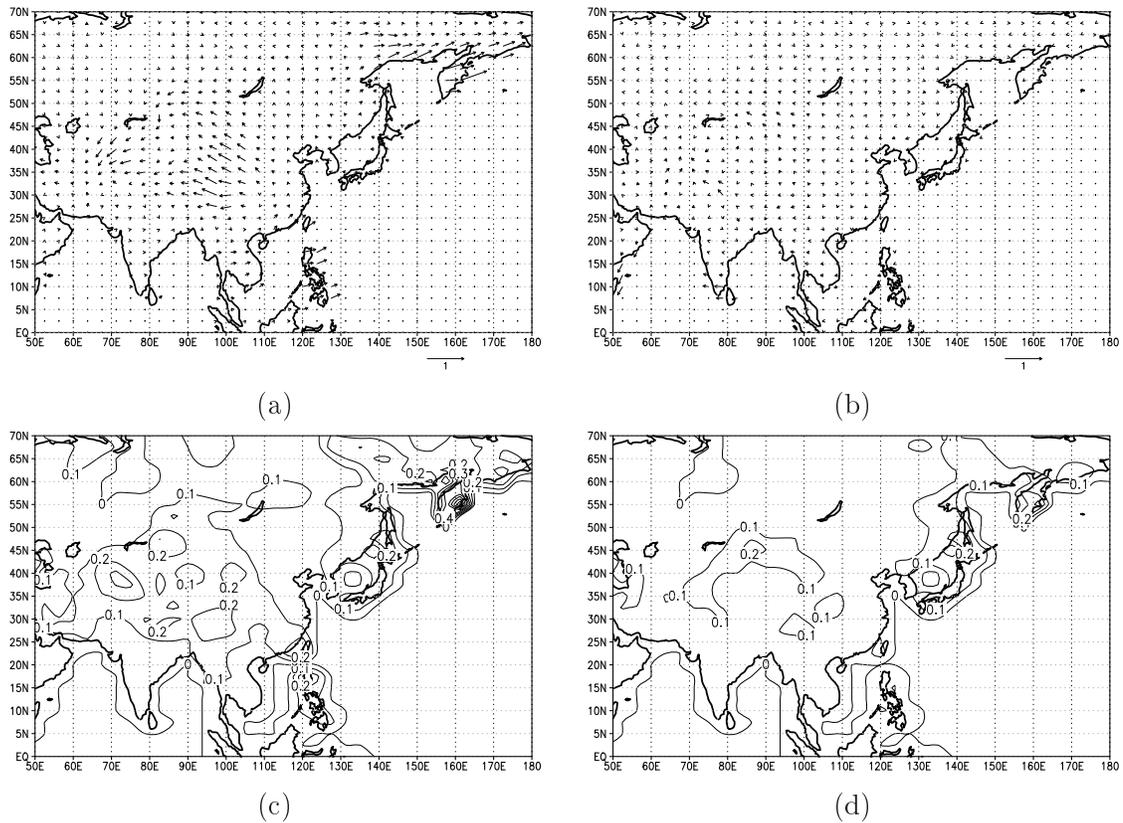


FIG. 4.4 – (a) vecteur des contraintes dû à la paramétrisation du déferlement des ondes de gravité, climatologie pour le mois de janvier dans LMDz (Pa) ; (b) comme (a) pour le mois de juillet ; (c) écart-type du vecteur des contraintes dû à la paramétrisation du déferlement des ondes de gravité, mois de janvier (Pa) ; et (d), comme (c) pour le mois de juillet

Au mois de juillet, la valeur climatologique du vecteur des contraintes dû aux forces de portance est faible sur la majeure partie du continent (Fig. 4.3b). Toutefois, la variabilité reste presque aussi forte que durant la saison hivernale (Fig. 4.3d). Sur cette zone, la valeur climatologique et la variance des contraintes dues au déferlement des ondes de gravité sont plus faibles que celles dues aux forces de portance (Fig. 4.4). Cela ne signifie pas forcément que l'impact dynamique de ces forces est moins important que celui des forces de portance, puisqu'une partie des contraintes dues aux ondes de gravité s'applique dans la stratosphère. Toutefois, ce résultat montre que, pour les basses couches dans le modèle LMDz, les forces de portance dues au piégeage d'air par la topographie sont plus importantes que les forces de traînée dues au déferlement des ondes de gravité.

Le cycle saisonnier des contraintes de portance au nord de la longitude 90°E (longitude centrale du Plateau Tibétain) est très marqué (Fig. 4.5a), avec d'importantes contraintes vers le sud durant les mois d'hiver, maximales de novembre à mars. Ces forces de portance sont plus fortes dans trois régions correspondant aux zones ayant une forte orographie sous-maille sur la bande de longitudes considérée : la zone de l'Himalaya, autour de 30°N , le Kunlun autour de $37,5^{\circ}\text{N}$ et les monts Altaï autour de 50°N (voir carte : Fig. 1.5). Chacun de ces trois pics est accompagné d'une variabilité importante (Fig. 4.5b). Cette variabilité persiste durant les mois d'été entre 40°N et 45°N .

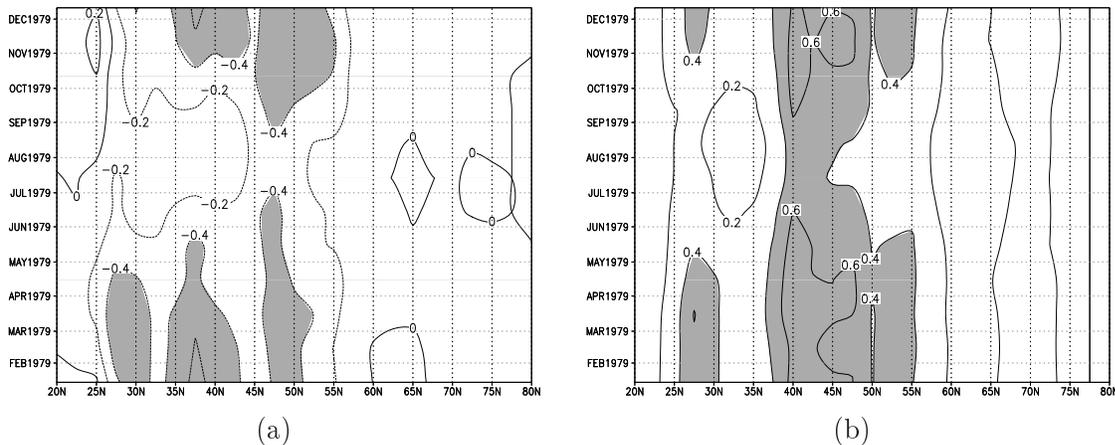


FIG. 4.5 – (a) Cycle annuel de la composante méridienne du vecteur des contraintes dues à la paramétrisation des forces de portances dans LMDz (Pa), moyennée entre 85°E et 95°E, et (b), cycle annuel de l'écart-type du vecteur des contraintes dues à la paramétrisation des forces de portances dans LMDz (Pa), moyenné entre 85°E et 95°E

4.2.3 Effet des forces appliquées par l'orographie sous-maille en Asie sur l'onde planétaire stationnaire

Pour analyser l'effet sur la circulation moyenne de ces forces appliquées par l'orographie sous-maille, il est possible d'utiliser LMDz en annulant artificiellement les paramètres de l'orographie sous-maille sur une zone couvrant largement le Plateau tibétain. Dans cette zone, entre 20°N et 60°N et entre 60°E et 110°E, l'orographie moyenne \bar{z} reste inchangée mais les paramètres décrivant l'orographie de petite échelle sont modifiés de la manière suivante :

$$\sigma = \mu = 0 \text{ et}$$

$$z_{min} = z_{max} = \bar{z},$$

les paramètres décrivant l'orientation de l'orographie sous-maille (γ, θ) restant inchangés¹. Cela revient à considérer toutes les mailles comme étant des plateaux sans topographie de petite échelle, surélevés de façon que l'orographie de grande échelle qui intervient dans la partie « dynamique » du code soit inchangée. Afin d'éviter des variations brutales, cette contrainte est relâchée sur une zone tampon de 15° en latitude et en longitude (Fig. 4.6). Hors du secteur [5°N; 75°N] × [45°E; 125°E], les paramètres d'orographie sous-maille sont donc égaux à la valeur qu'ils ont habituellement dans LMDz. Tous les autres paramètres du modèle (température de surface, glace de mer etc.) sont égaux à ceux choisis lors de la précédente simulation. Il s'agit donc d'une simulation où seule l'orographie sous-maille au voisinage du Plateau tibétain est modifiée. Les principaux paramètres d'orographie résultant de cette transformation sont représentés Fig. 4.7. La simulation de trente ans effectuée avec l'orographie sous-maille représentée Fig. 4.7 sera appelée simulation *nesso*, la simulation effectuée avec les paramètres de référence sera appelée « simulation de référence ».

[Lott, 1999] ayant montré que l'impact des forces de portance dues à l'orographie sous-maille sur la représentation de l'onde stationnaire planétaire est important, nous

¹les paramètres d'orientation n'ont aucun impact là où $\sigma = \mu = z_{min} - z_{max} = 0$, car la paramétrisation de l'orographie sous-maille n'y est pas déclenchée

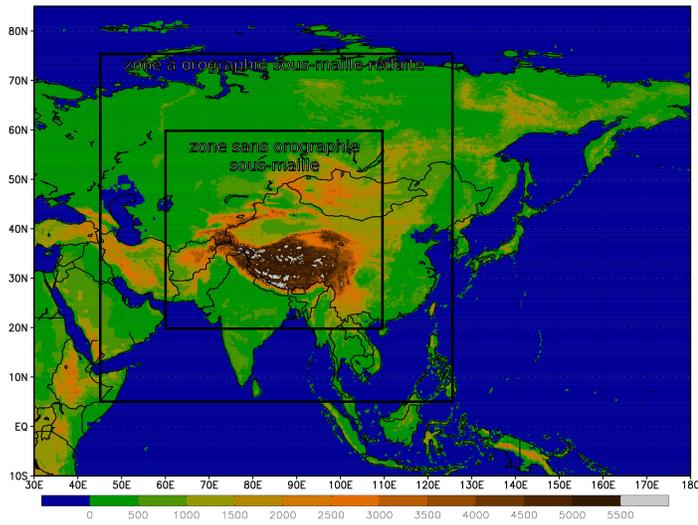


FIG. 4.6 – zones à orographie sous-maille annulée (dans le cadre central) et réduite (entre le cadre central et le cadre extérieur) pour la simulation *nosso*

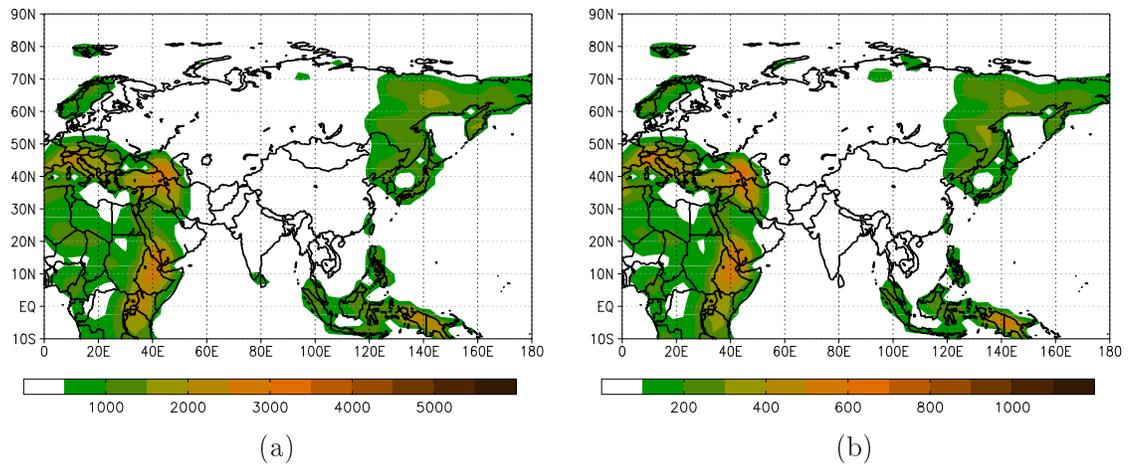


FIG. 4.7 – (a) amplitude de l'orographie sous-maille ($z_{min} - z_{max}$, m); et (b), écart-type de l'orographie sous-maille (μ , m) pour la simulation *nosso*

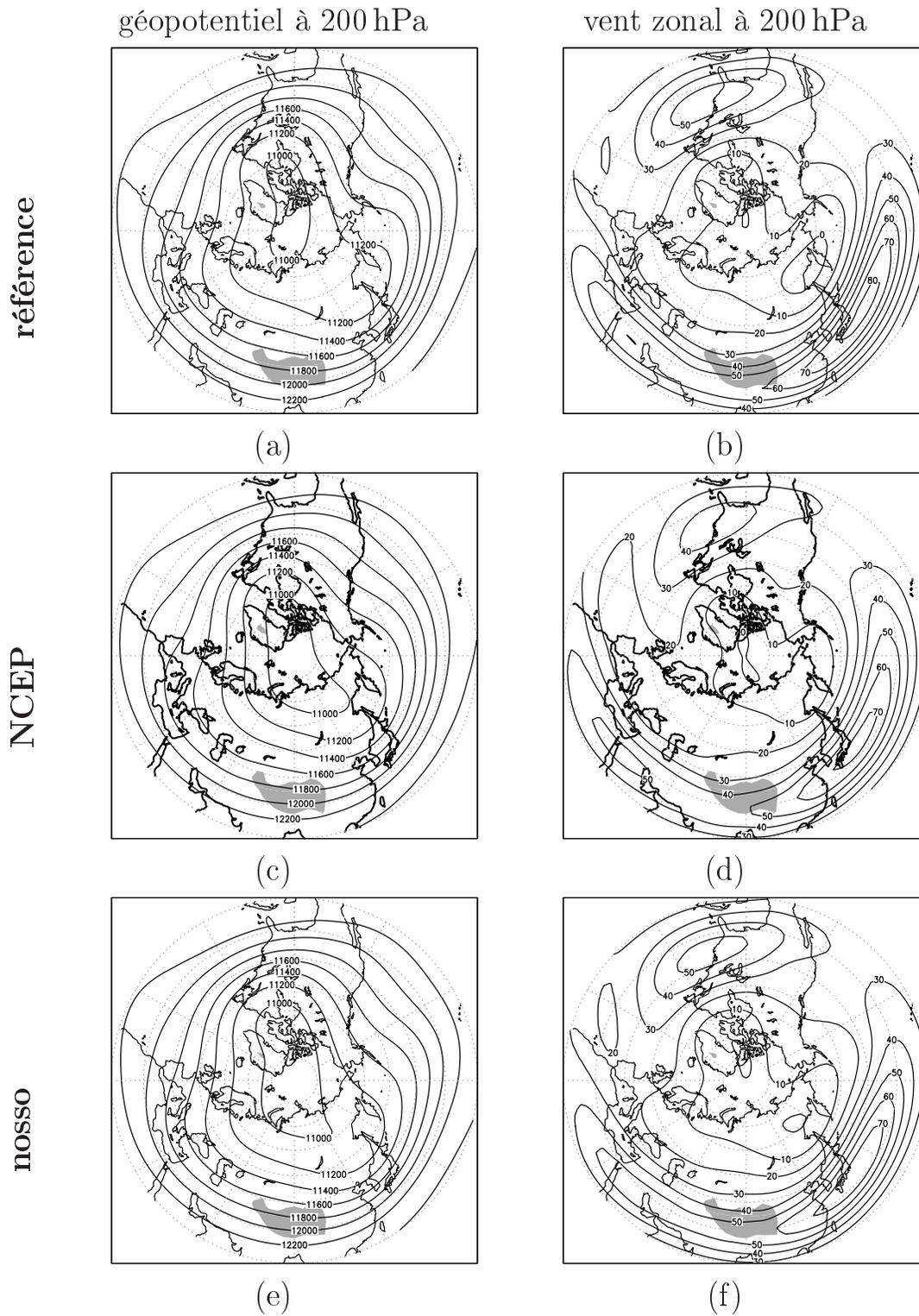


FIG. 4.8 – géopotential à 200 hPa (colonne de gauche) et vent zonal à 200 hPa (colonne de droite) pour la simulation de référence (première ligne), la réanalyse NCEP (deuxième ligne) et la simulation *nosso* (troisième ligne)

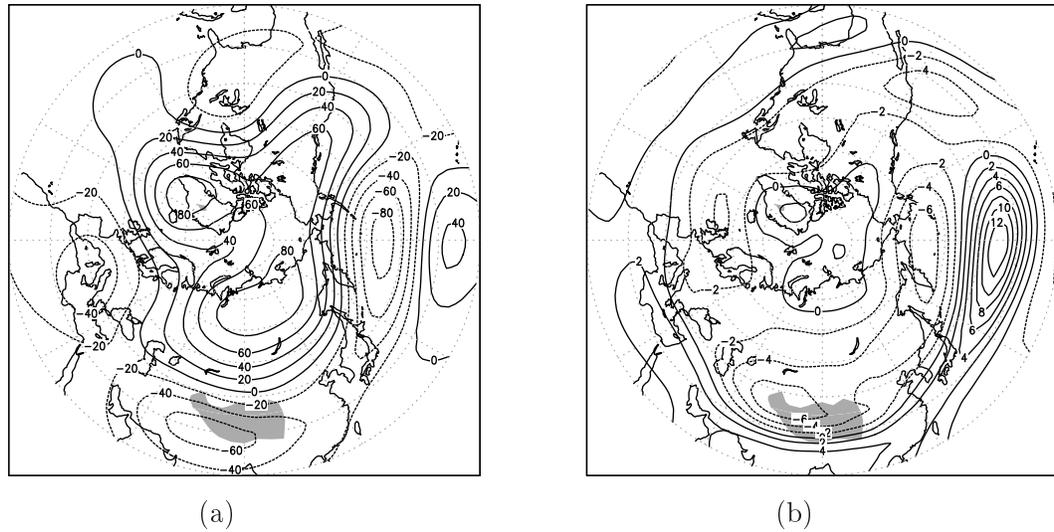


FIG. 4.9 – (a) Effet de l'orographie sous-maille sur la région du Plateau tibétain sur l'onde stationnaire planétaire : (a) effet sur le géopotential, $\Phi^{ref} - \Phi^{nosso}$ à 200 hPa, et (b), effet sur le vent zonal, $u^{ref} - u^{nosso}$ à 200 hPa

nous intéresserons tout d'abord à la climatologie en hiver (DJF) du géopotential et du vent zonal à 200 hPa dans la simulation *nosso*, en la comparant avec celles observées dans la simulation de référence et dans les données de réanalyse NCEP (Fig. 4.8). On observe que le champ de géopotential à 200 hPa simulé par LMDz dans la simulation *nosso* (Fig. 4.8e) semble légèrement plus proche de celui observé dans les réanalyses (Fig. 4.8c) que celui simulé par la simulation de référence (Fig. 4.8a) : l'onde planétaire stationnaire semble légèrement exagérée dans la simulation de référence, ce qui n'est pas le cas dans la simulation *nosso*. Si l'on analyse maintenant le champ de vent zonal à 200 hPa, on obtient un résultat analogue : le courant-jet est-asiatique atteint 80 m s^{-1} au sud du Japon dans la simulation de référence (Fig. 4.8b), une valeur supérieure à celle observée dans la même zone dans la réanalyse NCEP (Fig. 4.8d) et dans la simulation *nosso* (entre 70 et 80 m s^{-1} , voir Fig. 4.8f).

De façon surprenante, la climatologie de l'onde stationnaire à 200 hPa obtenue en annulant artificiellement l'effet de l'orographie sous-maille dans la région voisine du Plateau tibétain (simulation *nosso*) semble donc plus réaliste que celle obtenue dans la simulation de référence. Ce résultat surprenant ne doit toutefois pas être surinterprété : pour pouvoir l'exploiter en vue d'une éventuelle modification de la paramétrisation des forces appliquées par l'orographie sous-maille, il faut réaliser d'autres simulations avec LMDz en annulant sélectivement les différentes contributions de l'orographie sous-maille : portance, traînée et effet de la rugosité sur le schéma de couche limite, afin de comprendre quelle est la cause de l'amélioration, réelle ou apparente, apportée par l'annulation des paramètres de l'orographie sous-maille sur une région déterminée, celle où ils sont les plus forts à l'échelle globale.

Si l'on examine plus précisément la différence entre l'onde planétaire stationnaire dans la simulation de référence et celle dans la simulation *nosso*, on observe que l'effet de l'orographie sous-maille sur la climatologie du géopotential à 200 hPa dans LMDz (Fig. 4.9a) se traduit essentiellement par une redistribution de masse des latitudes subtropicales vers les hautes latitudes, modulée par un motif de nombre d'onde 3. Cette redistribution des masses se traduit par une diminution du gradient méridien de géopo-

tentiel aux moyennes latitudes, qui entraîne un vent zonal plus faible dans la simulation de référence que dans la simulation *nosso* aux moyennes latitudes, au nord du Plateau tibétain et dans le Pacifique nord. Cette redistribution des masses entraîne au contraire une augmentation du gradient de géopotentiel dans les subtropiques, qui se traduit par un renforcement du jet est-asiatique, du sud du Plateau tibétain à la ligne de changement de date (Fig. 4.9b).

Intéressons-nous maintenant à l'impact de l'orographie sous-maille sur les signaux climatologiques observés en surface pour les mêmes mois (DJF). On observe un biais négatif de la pression de surface dans la simulation de référence (Fig. 4.10a) sur la majeure partie du Pacifique nord, l'Atlantique nord et les moyennes latitudes en Eurasie, et un biais positif sur le nord de la Sibérie ainsi que sur toutes les zones d'altitude élevée (mais cela peut être dû à des différences entre LMDz et NCEP dans la représentation de \bar{z}). Ces différences atteignent 8 hPa sur le nord-ouest du Pacifique et le nord de la Sibérie, ce qui correspond à une anomalie très significative. Sur la température de surface (Fig. 4.10c), la simulation de référence présente d'importants biais par rapport à la réanalyse NCEP, un biais froid étant observé sur toutes les masses continentales de l'hémisphère nord, dépassant 4 K sur une partie de la Sibérie et 8 K sur la région des Grands Lacs, en Amérique du nord.

Les biais de pression de surface dans la simulation *nosso* (Fig. 4.10b) sont également importants, tandis que les biais de température de surface sont nettement plus faibles, ne dépassant 2 K que sur des régions peu étendues (Fig. 4.10d). La différence entre la pression de surface dans la simulation de référence et la pression de surface dans la simulation *nosso* (Fig. 4.11) fait apparaître une forte anomalie négative dans le Pacifique nord et une anomalie positive présentant trois maxima, sur le nord de la Sibérie, les Rocheuses et à l'est du Groënland, similaire à la différence de géopotentiel à 200 hPa (Fig. 4.9a) : la réponse climatologique au forçage par le topographie sous-maille se traduit par une anomalie de géopotentiel en grande partie barotrope. En surface comme en altitude, la suppression totale de l'orographie sous-maille sur la région voisine du Plateau tibétain semble également réduire certains biais de LMDz concernant la température de surface, le vent zonal et le géopotentiel à 200 hPa.

4.3 Couple des montagnes et vagues de froid dans LMDz

Une approche possible pour quantifier les effets du Plateau tibétain dans LMDz et vérifier leur bonne prise en compte est de réaliser une étude exactement similaire à celle mise en œuvre au chapitre 2 afin de pouvoir comparer les résultats obtenus avec la simulation de référence effectuée avec LMDz à ceux obtenus avec la réanalyse NCEP. Les notations utilisées ici sont celles du chapitre 2, et en particulier les grandeurs surmontées d'un tilde ($\tilde{\cdot}$) sont débarassées de leur cycle annuel. Reprenant la méthodologie du chapitre 2, nous examinerons des composites de pression de surface, de température de surface et des deux composantes du couple équatorial exercé par le Plateau Tibétain sur l'atmosphère, indexés sur \tilde{T}_{TP1} .

Les composites de \tilde{T}_{TP1} et \tilde{T}_{TP2} indexés sur \tilde{T}_{TP1} sont représentés Fig. 4.12, où l'on peut constater que le comportement des deux composantes du couple des montagnes dans LMDz est similaire à celui observé dans NCEP (Fig.4a p.47). Le pic de \tilde{T}_{TP1} dure environ 3 jours et son intensité (75 Ha) est très proche de celle observée dans les données de réanalyse NCEP (72 Ha) : l'intensité des pics les plus importants de \tilde{T}_{TP1} est très comparable entre LMDz et NCEP. De même, la principale caractéristique du composite de \tilde{T}_{TP2} indexé sur \tilde{T}_{TP1} est reproduite par LMDz : les pics positifs de \tilde{T}_{TP1} sont

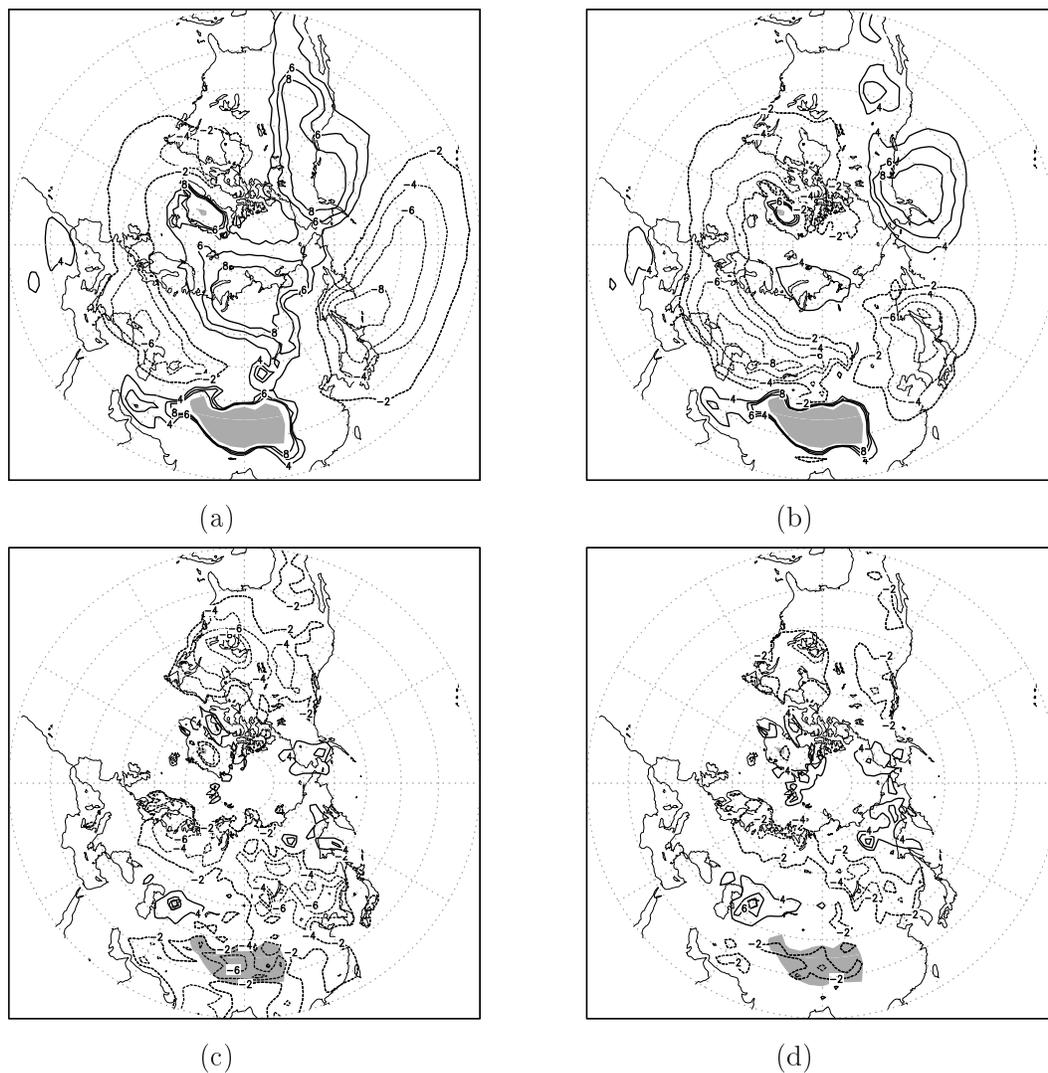


FIG. 4.10 – (a) erreur climatologique de la pression de surface de la simulation de référence pour les mois d’hiver (DJF) par rapport la réanalyse NCEP ; (b) comme (a) mais pour la simulation *nozzo* ; (c) erreur climatologique de la température au sol de la simulation de référence pour les mois d’hiver (DJF) par rapport à la réanalyse NCEP ; (d) comme (c) mais pour la simulation *nozzo*

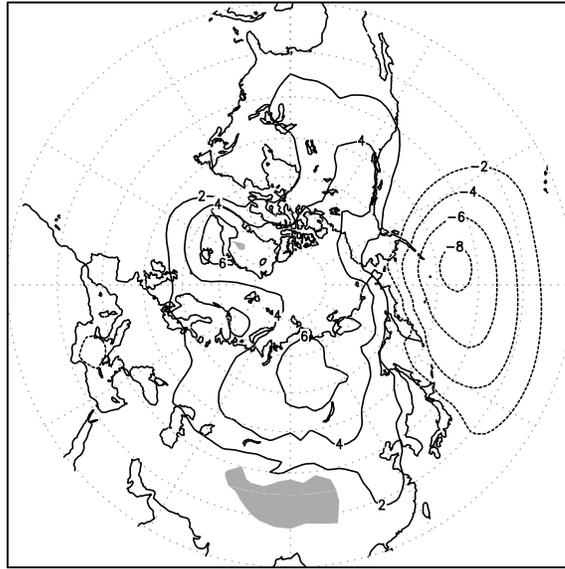


FIG. 4.11 – différence entre la pression de surface climatologique pour la simulation de référence et celle sans orographie sous-maille sur le Plateau Tibétain (hPa), pour les mois d’hiver (DJF)

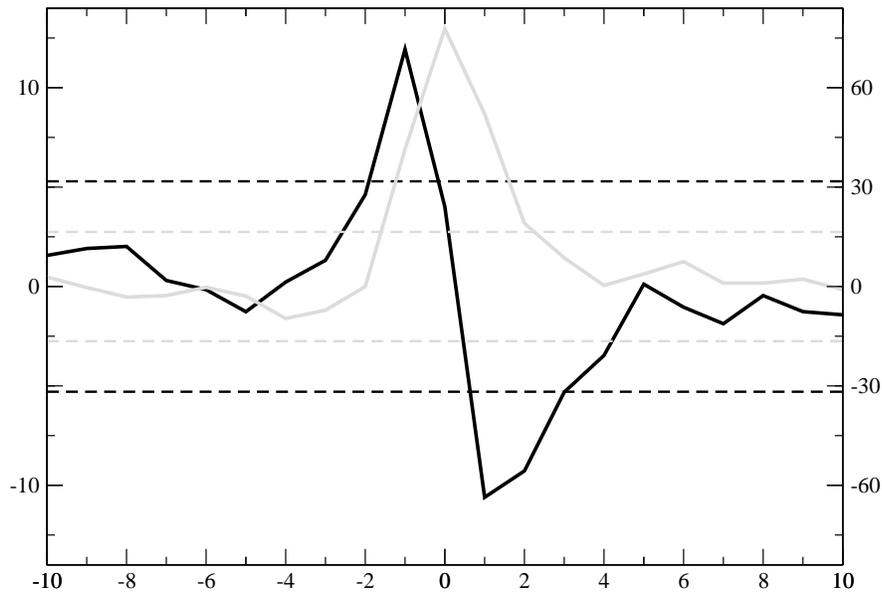


FIG. 4.12 – Composites de \tilde{T}_{TP1} (gris, trait plein) et \tilde{T}_{TP2} (noir, trait plein) indexé sur les 20 plus forts pics positifs de \tilde{T}_{TP1} , et niveaux de significativité à 99% correspondants

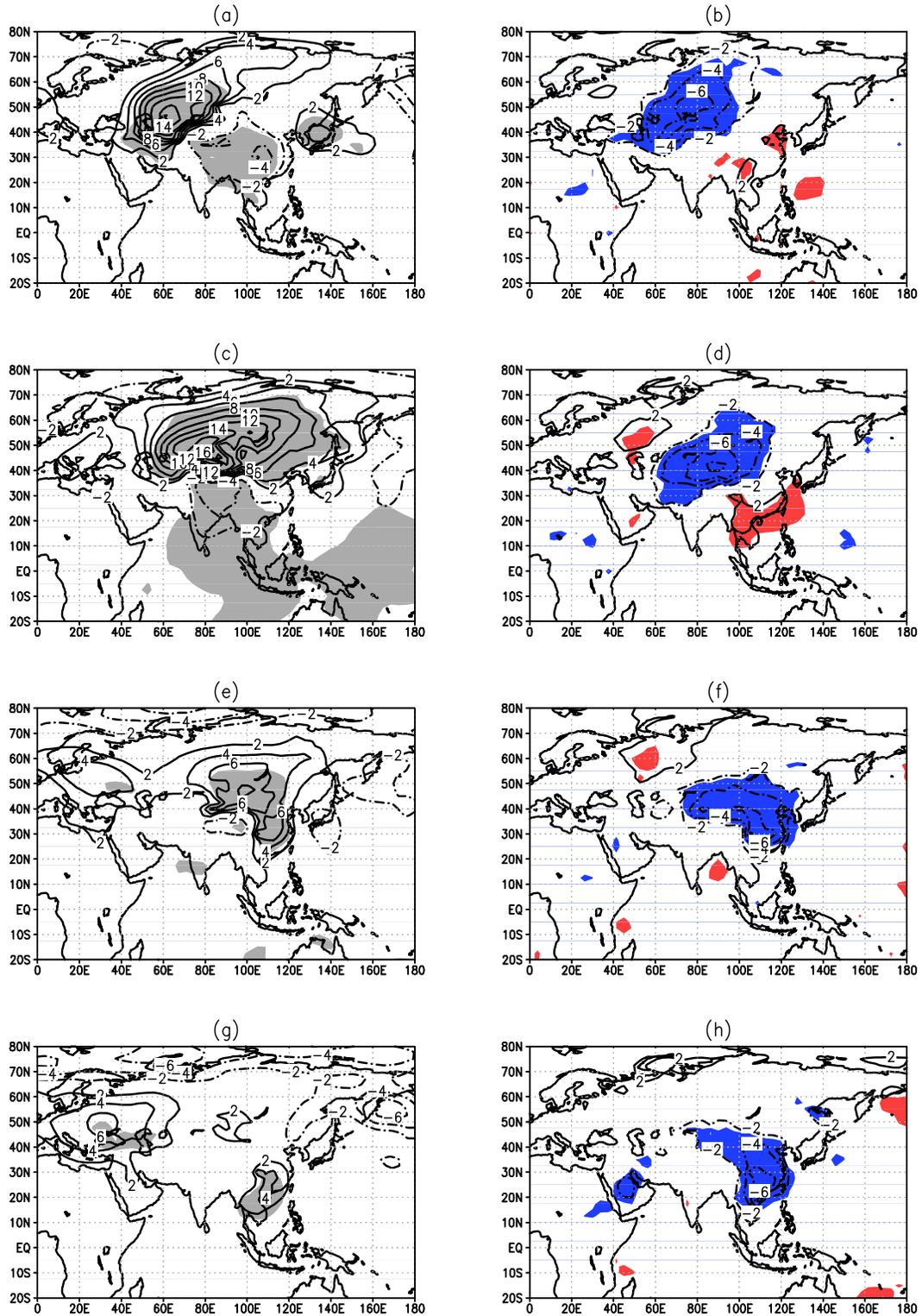


FIG. 4.13 – Composites de l’anomalie de pression de surface (a,c,e,g) et de température de surface (b,d,f,h) pour les 20 plus forts pics de \tilde{T}_{TP1} , à J-2 (a,b), J0 (c,d), J+2 (e,f) and J+4 (g,h) ; niveau de confiance à 99% (zones grisées ou de couleur). L’écart entre les contours est de 2 hPa pour les pressions de surface, 2 K pour les températures. Les contours à 0 hPa et 0 K sont omis.

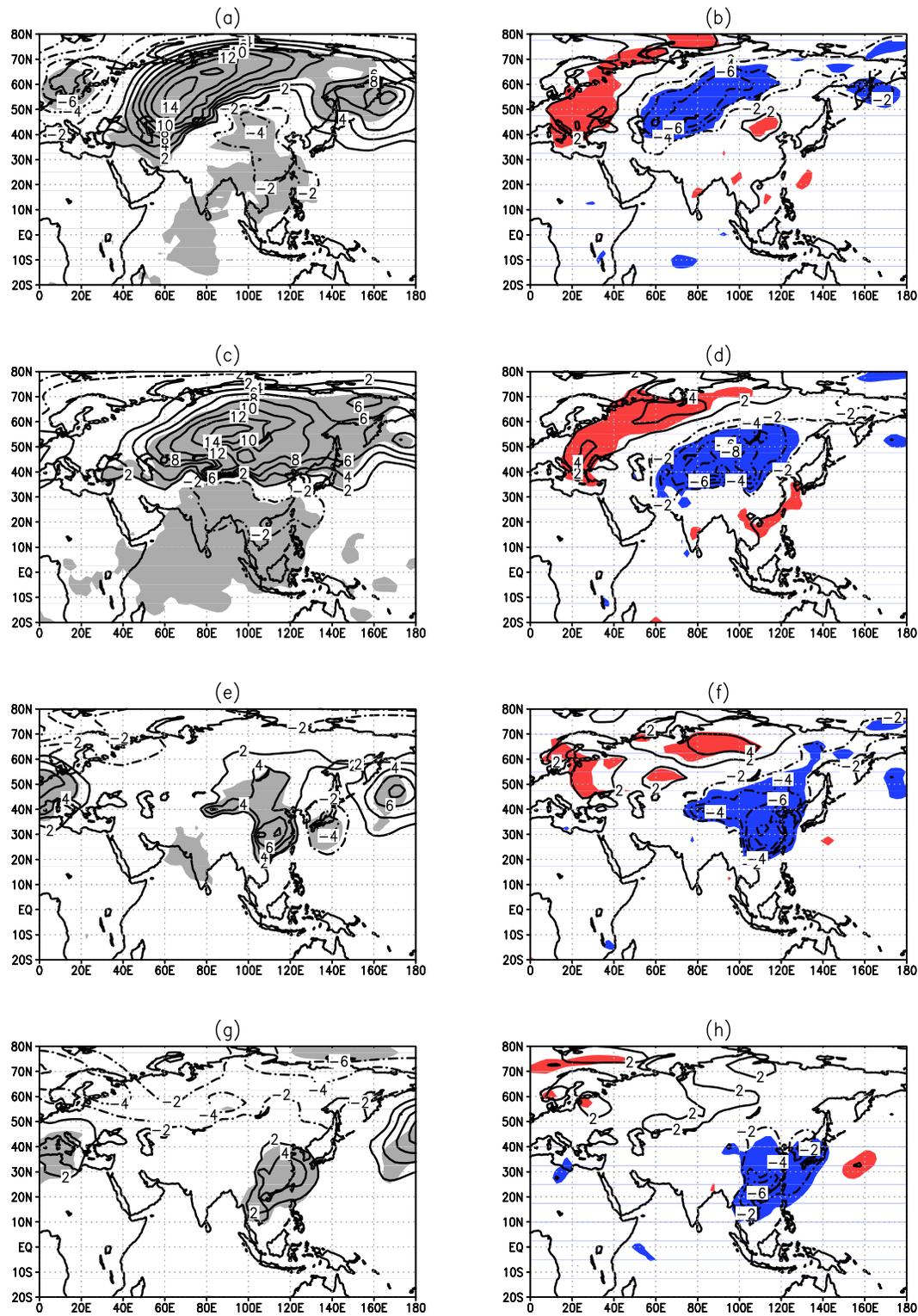


FIG. 4.14 – Comme figure 4.13 mais pour les données de la réanalyse NCEP/NCAR

précédés par des pics positifs de \tilde{T}_{TP2} et suivis par des pics négatifs de \tilde{T}_{TP2} . LMDz reproduit donc bien les aspects les plus fondamentaux de l'évolution de \tilde{T}_{TP1} et \tilde{T}_{TP2} .

Les composites de température et de pression de surface indexés sur les pics de \tilde{T}_{TP1} dans LMDz sont représentés Fig. 4.13, ainsi que les composites équivalents dans les données de la réanalyse NCEP (Fig. 4.14). La comparaison entre ces deux figures montre que la représentation dans LMDz des situations météorologiques associées aux pics de \tilde{T}_{TP1} est bonne. Deux jours avant les pics de \tilde{T}_{TP1} , on observe dans LMDz à l'ouest du Plateau tibétain une anomalie positive de pression de surface (14 hPa) accompagnée d'une anomalie négative de température de surface de 6 K (Fig. 4.13ab), similaire à ce qui est observé dans le composite réalisé avec les sorties de la réanalyse NCEP (Fig. 4.14ab). À J0, jour du pic de \tilde{T}_{TP1} , on observe une forte anomalie positive de pression de surface au nord du Plateau tibétain, d'une intensité maximale de 16 hPa, se prolongeant de la Mer Caspienne à l'extrême-orient russe (Fig. 4.13c). Cette anomalie est associée à une anomalie froide d'environ 8 K au centre de la Sibérie (Fig. 4.13d), situation analogue à ce qui est observé dans la réanalyse (Fig. 4.14cd). La situation à J+2 se compare également très favorablement entre LMDz et NCEP, particulièrement au voisinage du Plateau tibétain. Dans les deux cas, les anomalies de température et de pression de surface se déplacent massivement vers l'est de la Chine, avec un maximum très prononcé de la pression de surface autour de (105°E; 30°N), de l'ordre de 7 hPa dans les deux cas, accompagné par une anomalie froide de 6 K en surface (Figs. 4.13ef et 4.14ef). Quatre jours après le pic de \tilde{T}_{TP1} , l'anomalie négative de température (6 K) est significative sur la Chine du sud, le nord de la péninsule indochinoise et de la Mer de Chine Méridionale, tandis que l'anomalie positive de pression de surface atteint 4 hPa, et est significative sur toute la péninsule indochinoise et une partie importante de la Mer de Chine Méridionale.

4.4 Impact de l'orographie sous-maille sur les vagues de froid

Maintenant que nous avons constaté que les vagues de froid et leur lien avec \tilde{T}_{TP1} sont réalistes dans LMDz, on peut appliquer la même méthode qu'en 4.3 aux sorties de la simulation *nosso* afin de déterminer si l'orographie sous-maille a un impact significatif sur ces vagues de froid. On observe que les signaux précédant le pic de \tilde{T}_{TP1} sont similaires dans la simulation *nosso* à ce qu'ils sont dans la simulation de référence, avec toutefois une anomalie positive de pression de surface à J-2 sur la Sibérie, moins intense et plus étendue dans la simulation *nosso* (Figs. 4.13a et 4.15a). La situation à J0, jour du pic de \tilde{T}_{TP1} est également très similaire entre la simulation *nosso* (Figs. 4.13cd) et la simulation de référence (Figs. 4.13cd), avec toutefois l'apparition d'une anomalie négative de pression de surface au large du Japon, qui n'est pas encore significative à 99% à ce stade. À J+2, la situation météorologique au voisinage du Plateau tibétain est toujours similaire entre la simulation *nosso* et la simulation de référence, aussi bien pour l'anomalie de pression de surface (Figs. 4.13e et 4.15e) que pour l'anomalie de température (Figs. 4.13f et 4.15f). En revanche, on observe dans la simulation *nosso* le développement d'une forte anomalie de basse pression, maximale sur le Japon et se prolongeant jusqu'à l'Indonésie, cette dépression étant présente mais beaucoup plus faible dans la simulation de référence faite avec LMDz (Fig. 4.13f), et dans la réanalyse (Fig. 4.14f).

C'est quatre jours après le pic de \tilde{T}_{TP1} que les différences sont maximales : en effet, la crue froide, bien développée à ce stade dans la simulation de référence avec des

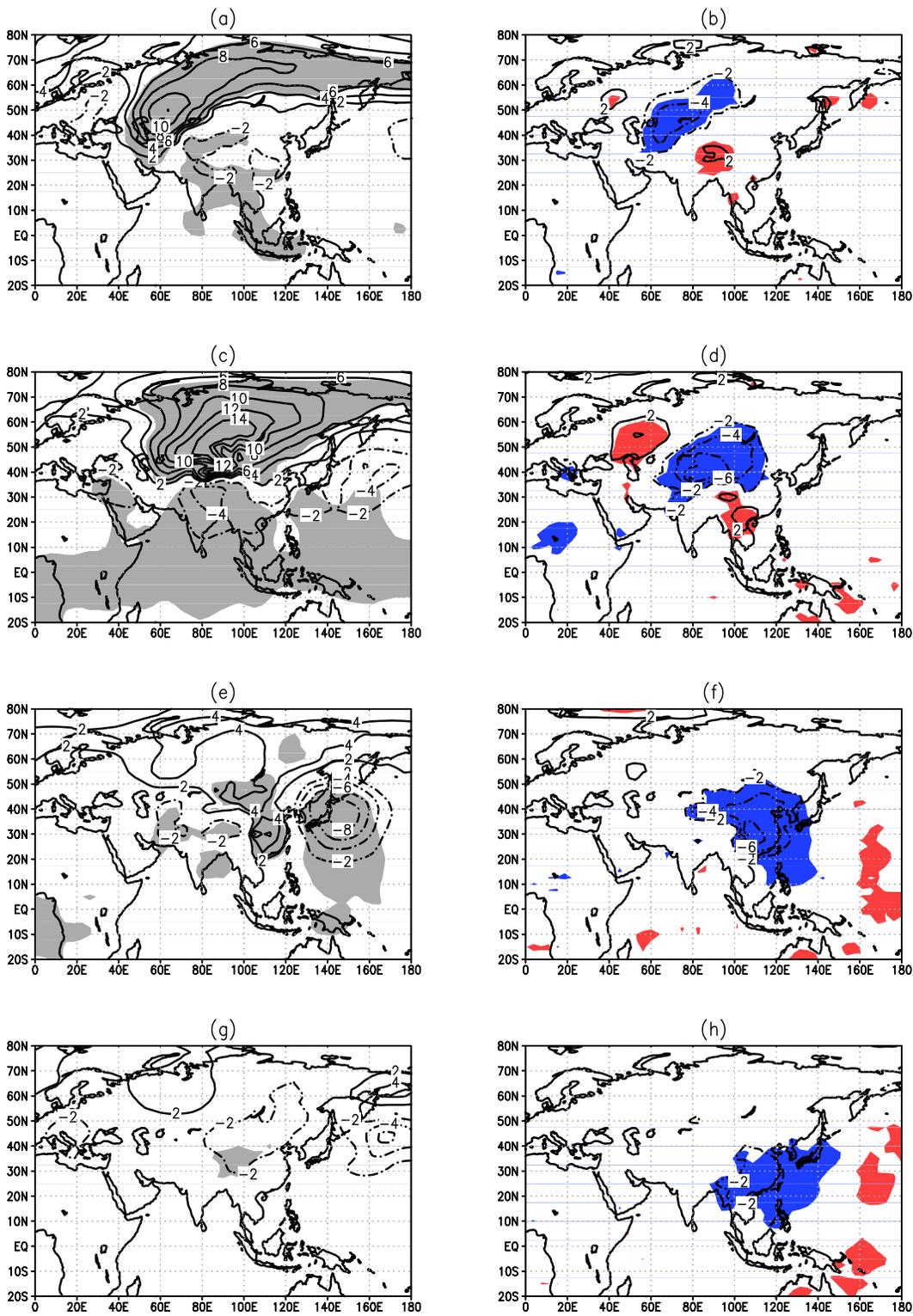


FIG. 4.15 – Comme figure 4.13 mais pour la simulation *noso*

anomalies de température et de pression de surface de 4 K et 6 hPa respectivement, a pratiquement disparu de la simulation *nosso* : l'anomalie de pression de surface n'est plus significative sur le sud de la Chine ni sur la Mer de Chine Méridionale, et l'anomalie de température de surface n'atteint plus que 2 K et est dispersée sur une zone beaucoup plus vaste que celle qu'elle couvre dans la simulation de référence. Ces résultats semblent donc indiquer que l'orographie sous-maille joue un rôle important en particulier dans la phase terminale des crues froides, quand celles-ci atteignent les latitudes tropicales.

Il est intéressant d'analyser l'évolution des contraintes appliquées par l'orographie sous-maille pendant cette séquence dans la simulation de référence afin de tenter de déterminer le mécanisme par lequel passe l'influence de l'orographie sous-maille sur les crues froides (Fig. 4.16). Sur cette figure, on voit que les contraintes appliquées par l'orographie sous-maille sont pointées vers l'intérieur de l'anomalie de température, et par conséquent tendent à empêcher son étalement. Ces forces sont d'une amplitude suffisante pour influencer significativement l'écoulement (une contrainte de 0.5 Pa correspond à une accélération du flux barotrope de 5 ms^{-1} en un jour), et en particulier pour empêcher la diffusion de l'anomalie froide vers l'est, et empêcher qu'elle ne puisse franchir les chaînes de montagnes de la péninsule indochinoise. Dans le modèle classique de l'interaction entre un anticyclone et la couche limite atmosphérique (voir par exemple [Holton, 2004]), la force appliquée par la couche limite atmosphérique (force de frottement) s'oppose à la vitesse dans les basses couches, engendrant *via* la force de Coriolis un vent agéostrophique qui tend à descendre le gradient de pression, et donc à diminuer l'intensité de l'anticyclone (phénomène de *spin down*). Dans le cas qui nous intéresse (Fig. 4.16), à cause de l'impact de la force de portance, les forces dans la couche limite sont au contraire orientées vers l'intérieur de l'anticyclone, et donc le mécanisme précédent, qui conduit à la dispersion de l'anomalie anticyclonique, devient inopérant ce qui pourrait expliquer pourquoi l'anticyclone froid peut persister.

Les forces appliquées par l'orographie sous-maille sont donc susceptibles de permettre le maintien du dôme froid associé à la crue froide et cela de manière reproductible statistiquement puisque les composites de crues froides simulés sans orographie sous-maille sur la région du Plateau Tibétain montrent une rapide dispersion de la crue froide quatre jours après le pic de \tilde{T}_{TP1} (Fig. 4.15gh), alors que la crue froide persiste fortement lorsque l'orographie sous-maille est prise en compte (4.13gh). Ce résultat confirme l'étude de [Chen et Dell'Oso, 1987], qui a montré sur un cas d'étude atypique (crue froide printanière très affectée par les phénomènes humides) l'importance de l'orographie sous-maille (en particulier sur la péninsule indochinoise).

4.5 Le bilan de moment angulaire de l'atmosphère dans LMDz

Les équations suivantes sont les équations du bilan de moment angulaire dans LMDz, telles que nous les utiliserons dans ce chapitre.

$$\frac{dM_1}{dt} = \Omega M_{r2} + T_{M1} + T_{f1} + T_{s1}, \quad (4.5a)$$

$$\frac{dM_2}{dt} = -\Omega M_{r1} + T_{M2} + T_{f2} + T_{s2}. \quad (4.5b)$$

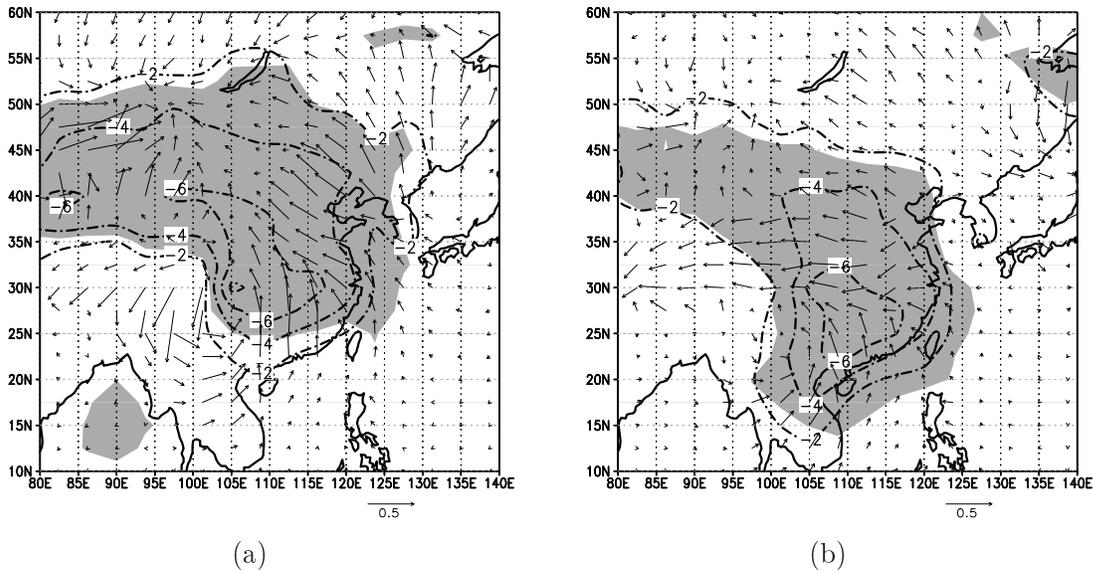


FIG. 4.16 – (a) Anomalie de température à J+2 (K, contours), avec les zones significatives à 99% (grisées), et contraintes liées à l’orographie sous-maille (somme des forces de portance, de traînée et de forces dues à la diffusion dans la couche limite), en Pa ; et (b), comme (a) à J+4.

On notera également T_{ti} les composantes du couple total subi par l’atmosphère :

$$T_{t1} = T_{M1} + T_{f1} + T_{s1}, \quad (4.6a)$$

$$T_{t2} = T_{M2} + T_{f2} + T_{s2}. \quad (4.6b)$$

Les notations utilisées sont les mêmes que celles des équations (1.9a)-(1.9b) p. 32. Le couple de friction \vec{T}_f correspond au couple appliqué par le schéma de couche limite dans LMDz, le couple dû à l’orographie sous-maille, \vec{T}_s comprend une partie due aux ondes de gravité (correspondant à \vec{T}_{gw} dans (1.9a)-(1.9b)), et une partie due aux forces de portance générées par l’orographie sous-maille. Par rapport aux équations (1.9a)-(1.9b), les termes ΩM_{r2} et $-\Omega M_{r1}$ ont été passés au membre de droite afin de reprendre la forme choisie par [Feldstein, 2006], qui a réalisé une étude du bilan de moment angulaire équatorial dans la réanalyse NCEP analogue à celle que nous allons présenter pour LMDz. Le calcul des intégrales verticales qui interviennent dans le bilan de moment angulaire (pour définir le vent barotrope et les contraintes dues aux paramétrisations physiques d’orographie sous-maille et de couche limite) est effectué en utilisant les niveaux verticaux du modèle², ce qui réduit les erreurs numériques par rapport au cas où le calcul est fait en utilisant des données interpolées sur des surfaces de pression constante, comme c’est le cas avec les données de réanalyse ([Egger *et al.*, 2007]).

Pour tester la clôture du bilan de moment angulaire dans LMDz sur les deux axes équatoriaux, nous suivons [Feldstein, 2006] et comparons les deux membres de 4.5a), en les régressant sur le membre de gauche $\frac{dM}{dt}$ (Fig. 4.17a). On observe que le comportement statistique de $\frac{dM}{dt}$ est le même que celui observé dans la réanalyse NCEP (Fig. 2c de [Feldstein, 2006]), avec une périodicité de 8-10 jours cohérente avec les résultats de [Bell, 1994]. La valeur maximale de 20 Ha dans Fig. 4.17a correspond également

²Ces niveaux, dits « surfaces σ » sont les surfaces où la coordonnée verticale interne du modèle, σ , est constante. Près du sol, ces surfaces sont parallèles à la topographie, et elles sont perpendiculaires au gradient de pression (donc essentiellement horizontales) dans les hautes couches du modèle.

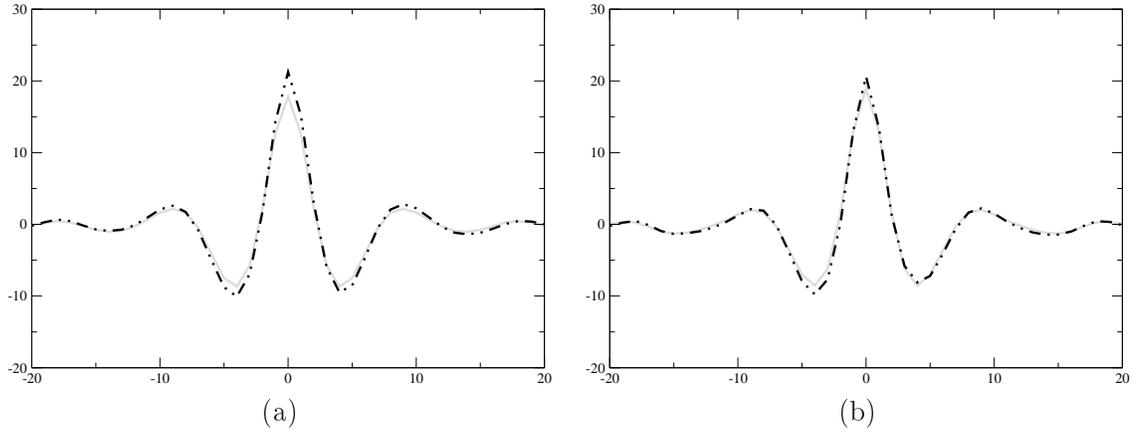


FIG. 4.17 – (a) régressions des deux membres de (4.5a) indexés sur le membre de gauche $\frac{dM_1}{dt} : \frac{dM_1}{dt}$ (gris), et $\Omega M_{r2} + T_{t1}$ (trait mixte double) ; et (b) régressions des deux membres de (4.5b) indexés sur le membre de gauche $\frac{dM_2}{dt} : \frac{dM_2}{dt}$ (gris), et $-\Omega M_{r1} + T_{t2}$ (trait mixte double). L'axe des abscisses est le délai (en jours), l'axe des ordonnées est en Ha.

aux résultats de [Feldstein, 2006]. Ce bon accord montre en particulier que l'onde de période 8-12 jours qui domine la dynamique du moment angulaire équatorial dans l'atmosphère est correctement représentée dans LMDz. On observe également que pour les deux axes, la correspondance entre les deux membres de l'équation de bilan de moment angulaire est très bonne, les différences entre les deux membres étant statistiquement très faibles (Fig. 4.17a,b), alors que [Feldstein, 2006] avait constaté d'importantes incohérences entre les deux membres dans la réanalyse NCEP. [Feldstein, 2006] propose comme une explication possible de la mauvaise fermeture du bilan de moment angulaire dans la réanalyse NCEP la résolution temporelle insuffisante due à l'utilisation de données moyennées quotidiennement, une hypothèse confortée par l'amélioration de l'accord entre les deux membres des équations de bilan quand un filtre passe-bas leur est appliqué. Toutefois, le bon accord entre les deux membres de (4.5a)-(4.5b) dans la figure 4.17 montre qu'une résolution temporelle d'un jour pour l'évaluation des différents termes des équations de bilan n'empêche pas la reproduction d'un bilan de moment angulaire réaliste. Ce résultat est particulièrement intéressant puisque [Egger *et al.*, 2007] ont indiqué qu'à ce jour aucun modèle de circulation générale capable de fermer les trois composantes du bilan de moment angulaire de l'atmosphère n'a été exhibé. LMDz semble proche de cet objectif (voir [De Viron *et al.*, 2005] pour une analyse du bilan de moment angulaire équatorial pour les périodicités diurnes et semi-diurnes dans LMDz). La comparaison des figures 4.17a et 4.17b montre d'autre part que les comportements de $\frac{dM_1}{dt}$ et $\frac{dM_2}{dt}$ sont remarquablement similaires, à la fois pour leur valeur maximale et leur évolution temporelle. La similitude entre les courbes de régression pour les deux composantes est surprenante si l'on tient compte du fait que la circulation atmosphérique n'est pas axisymétrique, en particulier à cause de la distribution complexe des océans et des montagnes à la surface de la Terre.

La figure 4.18a montre que les pics de $\frac{dM_1}{dt}$ sont associés à des pics d'amplitude équivalente de ΩM_{r2} , et à des signaux significatifs mais d'intensité plus faible sur T_{t1} (Fig. 4.18a). On observe également (Fig. 4.18b) que les pics de $\frac{dM_2}{dt}$ sont associés à des pics d'amplitude équivalente de $-\Omega M_{r1}$, et à un signal plus faible sur T_{t2} . Les variations du moment angulaire équatorial de l'atmosphère sont donc corrélées au terme de rotation $-\vec{\Omega} \times \vec{M}_r$ plus qu'au couple \vec{T}_t qui s'applique à l'atmosphère.

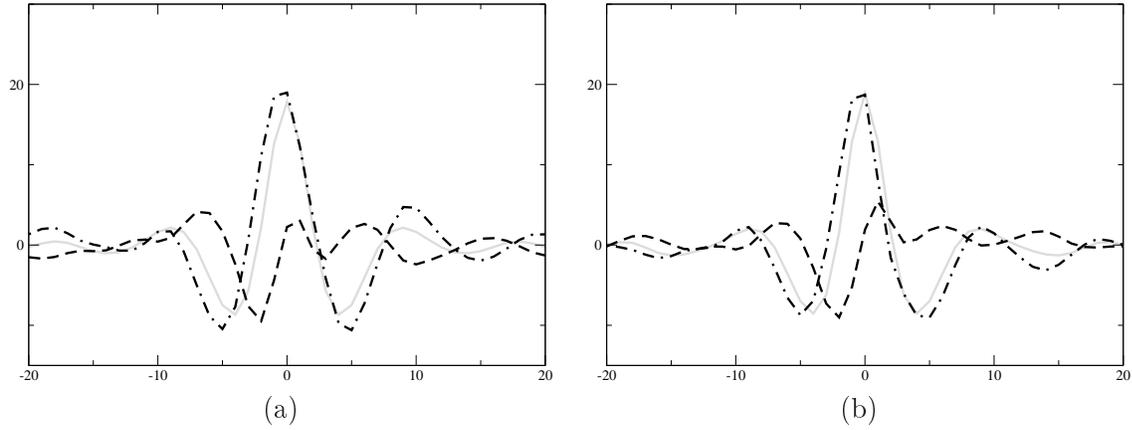


FIG. 4.18 – (a) régressions des principaux termes de (4.5a) indexés sur le membre de gauche $\frac{dM_1}{dt}$: $\frac{dM_1}{dt}$ (gris), couple total appliqué à l’atmosphère T_{t1} (tireté) et ΩM_{r2} (mixte), et (b) régressions des principaux termes de (4.5b) indexés sur le membre de gauche $\frac{dM_2}{dt}$: $\frac{dM_2}{dt}$ (gris), T_{t1} (tireté) et $-\Omega M_{r1}$ (mixte). L’axe des abscisses est le délai (en jours), l’axe des ordonnées est en Ha.

	$i = 1$	$i = 2$
$\frac{dM_i}{dt}$	18	23
$-\left(\vec{\Omega} \times \vec{M}_r\right)_i$	65	54
T_{Mi}	55	42
T_{fi}	8,7	6,9
T_{si}	13	13
T_{ti}	63	51
$-\left(\vec{\Omega} \times \vec{M}_r\right)_i + T_{ti}$	21	23

TAB. 4.2 – écart-type des différents termes de (4.5a)-(4.5b) dans LMDz, en Ha, avec $-\left(\vec{\Omega} \times \vec{M}_r\right)_1 = \Omega M_{r2}$ et $-\left(\vec{\Omega} \times \vec{M}_r\right)_2 = -\Omega M_{r1}$

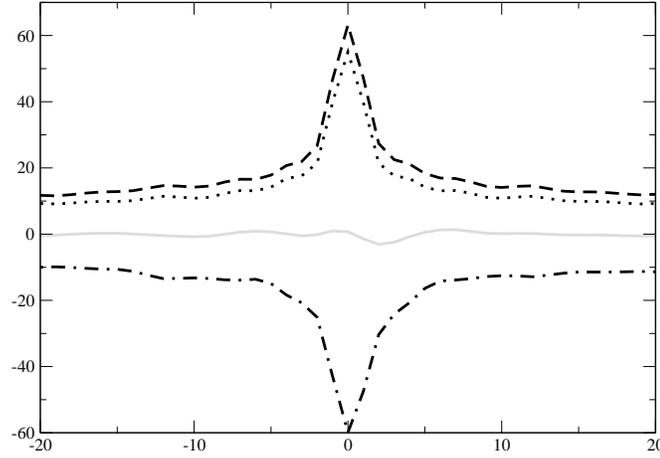


FIG. 4.19 – régressions des principaux termes de (4.5a) indexés sur le membre de gauche $T_{M1} : \frac{dM_1}{dt}$ (gris), couple des montagnes T_{M1} (pointillés), couple total appliqué à l’atmosphère T_{t1} (tireté) et ΩM_{r2} (mixte)

Si l’on examine l’évolution des différents termes de (4.5a) indexés sur T_{M1} (Fig. 4.19, voir aussi Fig. 6 de [Egger et Hoinka, 2002]), la caractéristique la plus frappante du bilan de moment angulaire est la compensation entre ΩM_{r2} et T_{t1} . Ces deux termes ont des écarts-types comparables (voir Tab. 4.2) et une forte anticorrélation (-0.91), de sorte que la faiblesse de la variabilité de $\frac{dM_1}{dt}$ par rapport aux variabilités des termes du membre de droite s’explique principalement par la compensation entre T_{t1} et ΩM_{r2} . En d’autres termes, quand T_{M1} est fort, il tend à être compensé presque exactement par ΩM_{r2} de sorte que l’effet résultant sur $\frac{dM_1}{dt}$ est faible³, une situation déjà décrite par [Egger et Hoinka, 2002] et [Feldstein, 2006]. Cette compensation se produit également entre T_{t2} et $-\Omega M_{r1}$, voir Tab. 4.2. Une bonne fermeture du bilan de moment angulaire nécessite donc une estimation précise de T_{t1} , donc de T_{M1} , la principale contribution à T_{t1} , aussi bien que de M_{r2} (et termes analogues dans (4.5b)).

Nous avons maintenant vérifié que les effets des pics de T_{TP1} sur la circulation atmosphérique en extrême-orient sont représentés correctement dans LMDz (section 4.3) et que le bilan de moment angulaire équatorial dans LMDz est correctement fermé, ce qui n’est pas le cas dans la réanalyse NCEP utilisée au Chap. 2. Il est donc possible d’utiliser LMDz pour caractériser l’impact sur le bilan de moment angulaire équatorial d’événements sur T_{TP1} du type de ceux que nous avons étudiés aux chapitres 2 et 3.

4.6 Impact sur le bilan de moment angulaire équatorial des événements de couple équatorial des montagnes appliqués le Plateau tibétain

Tandis que (4.5a) suggère que les événements positifs sur T_{TP1} pourraient se traduire par un signal du même signe sur $\frac{dM_1}{dt}$, la figure 4.18 montre qu’une telle corrélation ne va pas de soi. Pour quantifier l’effet de T_{TP1} sur $\frac{dM_1}{dt}$, représentons l’évolution des différents termes de (4.5a) indexés cette fois sur T_{TP1} (Fig. 4.20). Il est visible sur cette figure

³Les corrélations pour les différents termes ne tendent pas systématiquement vers 0 pour $\Delta t \rightarrow \pm\infty$ à cause de la projection du cycle annuel sur T_{M1}

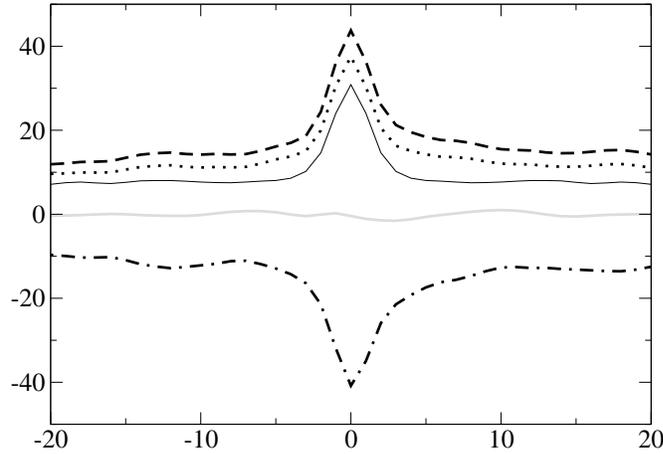


FIG. 4.20 – régressions des principaux termes de (4.5b) indexés sur le couple du Plateau tibétain T_{TP1} : $\frac{dM_1}{dt}$ (gris), T_{TP1} (trait fin), T_{M1} (pointillé), T_{t1} (tireté) et $-\Omega M_{r1}$ (mixte). L'axe des abscisses est le délai (en jours), l'axe des ordonnées est en Ha.

que, de façon similaire à ce qui se produit pour les jours où T_{M1} est anormalement fort (Fig. 4.18), l'événement sur le couple des montagnes est compensé presque exactement par un signal égal et opposé sur ΩM_{r2} , et que, par conséquent, aucun effet significatif n'est observé sur $\frac{dM_1}{dt}$. Cette constatation amène de nouvelles questions pour lesquelles l'utilisation de LMDz peut être utile :

1. Par quel mécanisme se fait la compensation entre T_{TP1} and ΩM_{r2} ? Peut-on tester l'hypothèse de [Egger et Hoinka, 2002] selon laquelle le principal mécanisme pour cette compensation est l'exclusion du volume occupé par les montagnes dans l'expression intégrale de M_{r2} (explication passive) ?
2. T_{TP1} est-il compensé par des contributions essentiellement locales à ΩM_{r2} ou, au contraire, par des signaux distribués au niveau global ?
3. Comme il n'y a pas de création (ou destruction) nette de moment angulaire atmosphérique suite aux événements sur T_{TP1} , est-il possible de déterminer si la distribution spatiale du moment angulaire atmosphérique M_1 se modifie durant ce type d'événements ?

Pour répondre à ces questions, construisons les moments angulaires de vent et de masse par unité de surface à partir des expressions intégrales du moment angulaire de l'atmosphère (p. 32) :

$$\mu_{r1} = -\frac{a}{g} \int_0^{p_s} (u \sin \phi \cos \lambda - v \sin \lambda) dp, \quad (4.7)$$

$$\mu_{r2} = -\frac{a}{g} \int_0^{p_s} (u \sin \phi \sin \lambda + v \cos \lambda) dp, \quad (4.8)$$

$$\mu_{\Omega 1} = -\frac{\Omega a^2}{g} p_s \sin \phi \cos \phi \cos \lambda, \quad (4.9)$$

$$\mu_{\Omega 2} = -\frac{\Omega a^2}{g} p_s \sin \phi \cos \phi \sin \lambda. \quad (4.10)$$

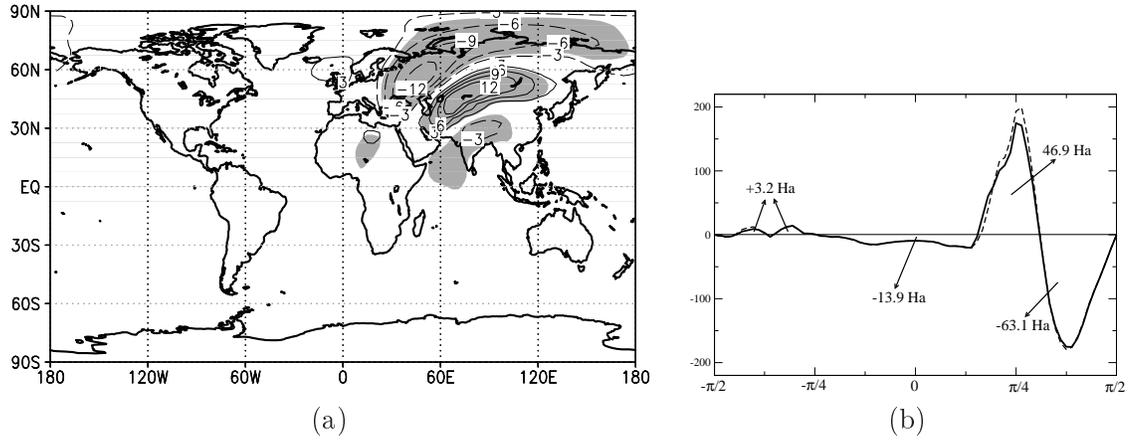


FIG. 4.21 – (a) $\tilde{\mu}_{r2}^{(r)}$ (intervalle entre les contours, $3 \cdot 10^{10} \text{ kg s}^{-1}$, contour 0 omis), les zones grisées sont celles pour lesquelles la corrélation est inférieure à $-0,1$ ou supérieure à $0,1$; et (b), $f(\phi)$ (trait plein), et $\hat{f}(\phi)$ (trait tireté), en Ha, en fonction de la latitude ϕ (en radians). Les valeurs indiquées correspondent aux intégrales partielles de $f(\phi)$ pour chacun des intervalles où elle est de signe constant, de sorte que $2\Omega\tilde{M}_{2r}^{(r)} = \int_{\phi=-\pi/2}^{\pi/2} f(\phi)d\phi$ est la somme de ces valeurs.

Ces quantités nous permettent de réécrire le moment angulaire de vent et le moment angulaire de masse sous la forme :

$$M_{ri} = \iint_{\lambda,\phi} \mu_{ri} a^2 \cos \phi d\lambda d\phi, \quad i = 1,2, \text{ et}$$

$$M_{\Omega i} = \iint_{\lambda,\phi} \mu_{\Omega i} a^2 \cos \phi d\lambda d\phi, \quad i = 1,2.$$

Définissons également $\mu_1 = \mu_{r1} + \mu_{\Omega 1}$ et $\mu_2 = \mu_{r2} + \mu_{\Omega 2}$, et introduisons les régressions de $\tilde{\mu}_{r2}$ et de $\frac{d\tilde{\mu}_1}{dt}$ sur \tilde{T}_{TP1} :

$$\tilde{\mu}_{r2}^{(r)}(\lambda, \phi) = \frac{\langle \tilde{\mu}_{r2}(\lambda, \phi, t) \cdot \tilde{T}_{TP1}(t) \rangle_t}{\langle \tilde{T}_{TP1}(t)^2 \rangle_t^{1/2}}, \quad (4.11)$$

et $\left(\frac{d\tilde{\mu}_1}{dt}\right)^{(r)}(\lambda, \phi)$, défini de la même façon. Pour calculer les niveaux de significativité, nous utiliserons le fait que les temps caractéristiques de décorrélation de \tilde{T}_{TP1} , $\tilde{\mu}_{r2}$ et $\frac{d\tilde{\mu}_1}{dt}$ sont de deux à trois jours. De façon très prudente, deux réalisations séparées par une dizaine de jours peuvent être considérées comme indépendantes de sorte qu'on a au minimum 1000 réalisations indépendantes (une simulation de LMDz sur trente ans contient 10 800 jours). Le seuil de significativité à 99% est alors atteint pour une corrélation de 0,08 (Eq. (8.7) de [Von Storch et Zwiers, 1999]).

La figure 4.21a montre la répartition de $\tilde{\mu}_{r2}^{(r)}$. On voit notamment que des signaux importants sur $\mu_{r2}^{(r)}$ sont présents en Sibérie et au voisinage du Plateau tibétain. Ces signaux peuvent s'expliquer en considérant que l'anomalie de forte pression de surface associée à \tilde{T}_{TP1} à J0 (Fig. 4.21a) est associée à une anomalie anticyclonique du vent barotrope centrée sur la Sibérie. C'est cette anomalie anticyclonique du vent barotrope qui génère un vent d'est sur le Plateau tibétain et un vent d'ouest sur le nord et l'ouest de la Sibérie, expliquant le signal observé figure 4.21a. Comme la compensation entre

les anomalies positives et négatives est importante, l'origine exacte du signal négatif observé dans les séries de $2\Omega\mu_{r2}$ reste peu claire. Pour lever cette incertitude, on peut tout d'abord s'intéresser à l'intégrale zonale

$$f(\phi) = 2\Omega a^2 \cos \phi \int_{\lambda=0}^{2\pi} \tilde{\mu}_{r2}^{(r)}(\lambda, \phi) d\lambda, \quad (4.12)$$

construite de sorte que $\int_{\phi=-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} f(\phi) d\phi = 2\Omega \widetilde{M}_{r2}^{(r)}$, où $\widetilde{M}_{r2}^{(r)} = \frac{\langle \widetilde{M}_{r2}(t) \cdot \widetilde{T}_{TP1}(t) \rangle_t}{\langle \widetilde{T}_{TP1}(t)^2 \rangle_t^{\frac{1}{2}}}$. Cette intégrale permet de visualiser quantitativement la compensation entre les signaux provenant des différentes bandes de latitude. La courbe représentative de $f(\phi)$ est montrée Fig. 4.21b. Le pic négatif de $f(\phi)$ au nord de 56°N n'est pas complètement compensé par l'anomalie positive sur la région du Plateau tibétain ($28 - 56^\circ\text{N}$) : la contribution totale des latitudes au nord de 28°N à $2\Omega \widetilde{M}_{r2}$ est de $46.9 \text{ Ha} - 63.1 \text{ Ha} = -16.2 \text{ Ha}$. Une autre contribution significative à $2\Omega \widetilde{M}_{r2}$ vient des latitudes tropicales et subtropicales entre 45°S et 28°N (-13.9 Ha). La somme de ces deux contributions importantes avec la faible contribution positive des hautes latitudes de l'hémisphère sud (3.2 Ha) amène à un total de -26.8 Ha pour $2\Omega \widetilde{M}_{r2}^{(r)}$, ce qui est cohérent avec la valeur de 42 Ha du minimum observé Fig. 4.20, si l'on prend en compte le fait que les cartes de corrélations ont été construites après soustraction du cycle annuel, qui contribue pour plus de 10 Ha à la valeur de $2\Omega M_{r2}$ (Fig. 4.20).

Une explication possible de l'anomalie négative de $2\Omega \widetilde{M}_{r2}$ durant un événement positif sur \widetilde{T}_{TP1} est suggérée dans [Egger et Hoinka, 2002], et consiste à remarquer que, suite à l'altitude élevée du sol dans la région du Plateau tibétain où les vents d'est soufflent, l'anomalie positive de $2\Omega \widetilde{M}_{r2}$ engendrée par cette anomalie de vent agit sur une tranche d'atmosphère d'une épaisseur de 700 hPa ou moins, alors que l'anomalie de vent d'ouest sur la Sibérie, associée au signal négatif $2\Omega \tilde{\mu}_{r2}$, agit sur l'épaisseur totale de l'atmosphère. Pour tester cette hypothèse, introduisons la fonction

$$\hat{f}(\phi) = 2\Omega a^2 \cos \phi \int_{\lambda=0}^{2\pi} \frac{1013.5 \text{ hPa}}{p_s} \tilde{\mu}_{r2}^{(r)}(\lambda, \phi) d\lambda, \quad (4.13)$$

qui indique comment serait modifiée $f(\phi)$ si cet effet topographique était ignoré en remplaçant $\tilde{\mu}_{r2}$ par $\tilde{\mu}_{r2} \frac{1013.5 \text{ hPa}}{p_s}$ dans (4.12), ce qui est une façon simplifiée d'inclure artificiellement le volume situé sous les montagnes dans le calcul de \widetilde{M}_{r2} . L'effet de cette modification est montré Fig. 4.21b (courbe tiretée) : comme on pouvait s'y attendre, le pic positif de $\hat{f}(\phi)$ est plus fort que celui de $f(\phi)$, ce qui fait passer la valeur du pic négatif de $2\Omega \widetilde{M}_{r2}^{(r)}$ de -26.8 Ha à -22.7 Ha . L'effet du « volume manquant sous les montagnes » semble donc contribuer à environ 15% de la valeur totale de $2\Omega \widetilde{M}_{r2}$, mais ne pas pouvoir rendre compte de la totalité du signal. La question théorique consistant à savoir quelle est la raison physique de l'équilibre observé entre T_{M1} et $2\Omega M_{r2}$ (resp. T_{M2} et $-2\Omega M_{r2}$) reste donc ouverte.

Pour caractériser l'effet de \widetilde{T}_{TP1} sur $\frac{d\tilde{\mu}_1}{dt}$, examinons maintenant la répartition de $\left(\frac{d\tilde{\mu}_1}{dt}\right)^{(r)}$ (Fig. 4.22). Sur cette carte, on constate que les événements sur \widetilde{T}_{TP1} ont un impact significatif au niveau régional sur $\tilde{\mu}_1$. En effet, $\left(\frac{d\tilde{\mu}_1}{dt}\right)^{(r)}$ est positif à l'ouest du plateau tibétain et négatif à l'est. Un deuxième dipôle, similaire mais plus faible, est également visible plus au sud, de part et d'autre de la péninsule indochinoise. Ces deux dipôles correspondent à un transport de moment angulaire d'est en ouest au voisinage du Plateau tibétain, avec un effet total faible sur $\frac{dM_1}{dt}$ (Fig. 4.20). Tout en ayant un

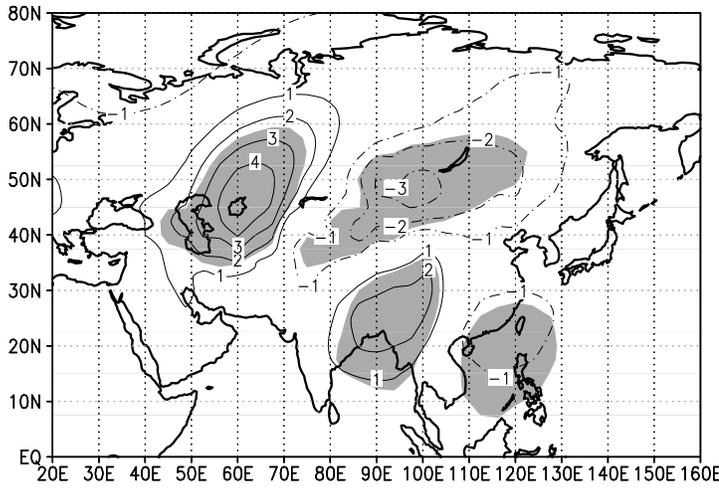


FIG. 4.22 – Carte de $\left(\frac{d\mu_1}{dt}\right)^{(r)}$ (intervalle entre les contours : $10^{10} \text{ kg s}^{-1}$, le contour 0 est omis), les zones où la corrélation est inférieure à $-0,1$ ou supérieure à $0,1$ sont grisées.

effet marginal sur l'évolution de M_1 , T_{TP1} a donc un effet important sur la structure régionale des contributions à cette composante du moment angulaire équatorial.

4.7 Conclusion

Dans LMDz, les crues froides est-asiatiques et leur forçage dynamique par la topographie sont reproduits correctement. En particulier, le fait qu'un pic positif de \tilde{T}_{TP1} est suivi par une crue froide, déjà documenté dans NCEP (chap. 2), est vérifié dans LMDz (Fig. 4.13). Les équations du bilan des composantes équatoriales du moment angulaire (4.5a)-(4.5b) dans LMDz sont beaucoup mieux vérifiées dans LMDz pour les périodicités supérieures ou égales à 2 jours que dans les réanalyses NCEP et ERA-15. Ce résultat complète ceux de [De Viron *et al.*, 2005], qui ont montré que le bilan de moment angulaire équatorial dans LMDz est bien fermé pour les périodes diurnes et sub-diurnes. Par ailleurs, [Lott *et al.*, 2005] ont montré que le bilan de moment angulaire polaire est également correct dans LMDz : la fermeture du bilan de moment angulaire dans LMDz est donc bonne selon les trois composantes. En revanche, un travail plus approfondi reste à faire pour comprendre l'impact des forces appliquées par l'orographie sous-maille dans la région du Plateau tibétain. Les premières simulations exposées dans ce chapitre montrent un impact important de la paramétrisation des forces appliquées par l'orographie sous-maille dans la région voisine du Plateau tibétain, qui semble susceptible de perturber de façon significative la climatologie de LMDz sur certaines régions : une étude plus approfondies de l'impact de la paramétrisation de l'orographie sous-maille est nécessaire afin de pouvoir éventuellement modifier le schéma de paramétrisation de façon à améliorer la climatologie du modèle.

La principale caractéristique du bilan de moment angulaire équatorial dans LMDz est la compensation entre \vec{T}_M et $\vec{\Omega} \times \vec{M}_r$: la valeur de $\frac{d\vec{M}}{dt}$ dépend de la différence entre ces deux termes, qui est faible par rapport à chacun des deux pris séparément, ce qui confirme les résultats obtenus par [Egger et Hoinka, 2002] et [Feldstein, 2006]. Toute erreur dans l'estimation de \vec{M}_r ou de \vec{T}_M empêche donc l'obtention d'un bilan de moment angulaire équatorial réaliste. Or, il a déjà été montré ([Bell, 1994, De Viron *et al.*, 2005])

que l'évaluation de \vec{M}_r dans les réanalyses ou les analyses opérationnelles est entachée d'erreurs importantes, ce qui empêche ces jeux de données d'avoir un bilan de moment angulaire équatorial cohérent. Comprendre la raison théorique de cette compensation entre \vec{T}_M et $\vec{\Omega} \times \vec{M}_r$ pourrait donc permettre de réduire les incertitudes dans le calcul de \vec{M}_r dans les réanalyses, et donc de réduire les erreurs dans les séries temporelles du moment angulaire équatorial (auquel \vec{M}_r contribue à hauteur d'environ 20%, voir Tableau 1 de [Egger *et al.*, 2007]), aussi bien que dans la clôture du bilan de moment angulaire équatorial dans ces réanalyses.

L'explication théorique proposée par [Egger *et al.*, 2007] pour rendre compte de cette compensation, basée sur le volume exclu de l'intégrale permettant de calculer \vec{M}_r car situé sous le niveau du sol, semble expliquer une partie significative mais pas prédominante du signal sur \vec{M}_r compensant \vec{T}_M , au moins pour les cas dûs aux événements sur \vec{T}_{TP} . C'est l'établissement d'une circulation anticyclonique au nord du Plateau tibétain qui serait la raison principale de cette compensation (Fig. 4.21).

L'effet des événements sur T_{TP1} est compensé presque exactement par ΩM_{r2} (d'un point de vue statistique), si bien que T_{TP1} n'a pas d'effet statistiquement significatif sur $\frac{dM_1}{dt}$. Les événements sur T_{TP1} induisent toutefois une redistribution de M_1 , du flanc est du Plateau tibétain à son flanc ouest entre le jour qui précède le pic de T_{TP1} et le jour qui le suit.

Chapitre 5

Conclusion et perspectives

Principaux résultats obtenus

L'utilisation du couple équatorial des montagnes comme indicateur dynamique de l'influence des montagnes des moyennes latitudes sur la circulation atmosphérique est une approche prometteuse par différents aspects. Elle permet en particulier de mettre en relief les points communs entre la dynamique des masses d'air autour des principales chaînes de montagnes des moyennes latitudes : Plateau tibétain, Andes, et Rocheuses. Le couple équatorial des montagnes est donc un outil permettant de caractériser l'impact des montagnes sur la circulation atmosphérique, à l'instar du couple polaire des montagnes. Le couple appliqué par un massif d'échelle faible devant le rayon terrestre à l'atmosphère ayant deux degrés de liberté, la connaissance du couple équatorial (vecteur à deux dimensions inclus dans le plan équatorial) apporte toute l'information sur le couple appliqué par le massif à l'atmosphère, ce qui n'est pas le cas du couple polaire (qui n'a qu'une composante). Le couple équatorial des montagnes est donc une information riche sur l'impact dynamique d'une montagne sur la circulation atmosphérique.

Pourvu qu'un système d'axes adapté soit choisi, une relation similaire entre couple équatorial des montagnes et crues froides est vérifiée pour chacun de ces trois massifs, ce qui est surprenant au vu de leur géométrie différente. Ce résultat montre l'impact dominant du forçage dynamique par la topographie sur les crues froides, avec une dynamique commune entre les trois massifs étudiés. L'emploi d'un modèle de circulation simplifié permet de vérifier que le couple appliqué par le massif montagneux à l'atmosphère n'est pas un simple indicateur d'une dynamique qui se déroulerait de façon similaire en l'absence de topographie, mais bien le vecteur d'un impact direct de la topographie sur l'écoulement, puisque l'existence du couple appliqué par la montagne est une condition suffisante pour que le modèle simplifié reproduise l'initialisation d'une crue froide sur son flanc Est, et ce dans le cas des trois massifs montagneux les plus importants des moyennes latitudes (chapitre 2).

Ces impacts du couple des montagnes sur les crues froides des latitudes subtropicales se prolongent, dans le contexte de la mousson d'hiver est-asiatique, par un impact important du Plateau tibétain sur la convection profonde en zone tropicale : les événements positifs sur la première composante du couple des montagnes appliqué par le Plateau tibétain à l'atmosphère se traduisent par des épisodes convectifs qui peuvent être importants sur la Mer de Chine Méridionale, à des latitudes proches de l'équateur. Les crues froides est-asiatiques sont donc un vecteur d'interaction entre les moyennes latitudes et les tropiques, où un signal provenant des moyennes latitudes (Sibérie) vient stimuler de façon significative la convection dans une zone tropicale particulièrement

active (chapitre 3).

Il est donc important que les crues froides soient bien représentées dans les modèles de circulation générale, ce qui semble être le cas du modèle LMDz, qui reproduit de façon satisfaisante le lien dynamique existant entre couple des montagnes et occurrence d'une crue froide sur la Chine de l'est, et représente correctement l'évolution temporelle de cette crue froide et son déplacement vers la mer de Chine. Le modèle LMDz permet également de constater que l'orographie sous-maille est d'une importance cruciale pour la modélisation de la propagation des crues froides est-asiatiques, et donc qu'elle joue un rôle important non seulement au niveau de la climatologie à l'échelle globale, comme cela avait déjà été démontré, mais aussi sur les interactions entre moyennes latitudes et tropiques (chapitre 4).

Sur le bilan de moment équatorial enfin, cette thèse a permis de montrer que ce bilan est mieux fermé dans LMDz que dans les principales réanalyses. L'évolution temporelle des deux composantes du moment angulaire équatorial est représentée de façon satisfaisante, et en particulier la rotation vers l'ouest du vecteur moment angulaire équatorial avec une périodicité de 8 à 12 jours est bien reproduite par LMDz. L'étude du bilan de moment angulaire équatorial dans LMDz permet de constater que le mécanisme dominant du bilan de moment angulaire équatorial de l'atmosphère est la compensation entre le couple des montagnes et le terme inertiel dû au moment angulaire relatif, la cause dynamique de cette compensation restant encore une question ouverte. L'importance de cette compensation entre deux termes ayant une grande variabilité (comparée aux variations du moment angulaire) explique pourquoi le bilan de moment angulaire équatorial est mal fermé dans les réanalyses (chapitre 4).

Perspectives et questions ouvertes

Des dynamiques communes ont été mises en évidence entre les Rocheuses, les Andes et le Plateau tibétain, pour ce qui est de la phase initiale des crues froides et leurs précurseurs, mais une étude séparée a été conduite pour la phase finale des crues froides est-asiatiques, qui se produit dans le contexte très particulier de la mousson d'hiver. Dans ce contexte particulier, un impact positif des crues froides sur la convection tropicale a été mis en évidence. Or il est probable que l'interaction entre moyennes latitudes et tropiques se produise également en aval des crues froides nord-américaines et sud-américaines, qui pénètrent dans les zones tropicales avec une force suffisante pour y produire des dégâts agricoles importants et, dans le cas des crues froides nord-américaines, des vents très significatifs. Peut-on retracer plus loin l'impact des crues froides dans ces régions, sur la convection ou d'autres paramètres de la circulation ? Les phénomènes de crues froides sud-américaines et nord-américaines sont-ils correctement représentés dans LMDz, et si oui, l'importance de la topographie sous-maille est-elle de même nature que celle observée dans le cas des crues froides est-asiatiques (impact faible lors de la phase initiale de la crue froide, important pour la pénétration de celle-ci dans les tropiques) ?

Sur la dynamique du moment angulaire et du couple des montagnes, des réponses ont été apportées, qui contiennent en elles-mêmes de nouvelles questions. Les deux composantes du couple équatorial des montagnes ont une relation décalée proche de la quadrature de phase, se traduisant par une rotation d'est en ouest des composantes équatoriales de \vec{T}_M . Cette rotation semble s'expliquer, dans le cas des contributions des Andes, du Plateau tibétain et des Rocheuses, par le mouvement de masses d'air dans le sens anticyclonique autour des montagnes, en particulier dans les cas des crues froides. L'Antarctique est le principal contributeur au couple des montagnes équatorial, et sa

contribution vérifie la même propriété de rotation d'est en ouest que celles des massifs des moyennes latitudes, mais des cartes composites suggèrent que cette rotation d'est en ouest s'explique par une dynamique totalement différente de celle observée pour les Andes, les Rocheuses et le Plateau tibétain : quelle est la dynamique expliquant les corrélations décalées entre les deux composantes du couple des montagnes sur l'Antarctique ?

Les résultats présentés au chapitre 4 montrent la nécessité d'un diagnostic précis sur l'impact de l'orographie sous-maille sur la climatologie au sol et dans toute la troposphère dans LMDz : en effet, l'annulation des paramètres de l'orographie sous-maille sur le Plateau tibétain et les zones asiatiques voisines semble améliorer certaines caractéristiques climatologiques de LMDz, en particulier la température au sol, le vent zonal et le géopotentiel à 200 hPa. Ce résultat est un résultat intermédiaire incitant à des études plus approfondies, en particulier en séparant l'impact de chacune des forces différentes impliquant l'orographie sous-maille (déferlement des ondes de gravité, blocage, diffusion dans la couche limite), afin de déterminer si une modification de l'une de ces paramétrisations est à envisager pour les prochaines versions de LMDz. Un tel travail serait également l'occasion d'envisager l'utilisation d'un nouveau jeu de données orographiques plus précis que celui utilisé actuellement (voir appendice A).

Enfin, peut-on utiliser les potentialités de LMDz ainsi que celles du modèle théorique simplifié présenté au chapitre 2 (ou un autre modèle simple) pour obtenir une explication théorique de l'équilibre observé entre \vec{T}_M et $\vec{\Omega} \times \vec{M}_r$, qui est très bien vérifié dans LMDz ? Comprendre l'explication physique de cet équilibre pourrait permettre d'améliorer le calcul du moment angulaire relatif dans les réanalyses, et surtout de mieux cerner la raison pour laquelle la fermeture de ce bilan est aussi approximative dans ces jeux de données. Cet équilibre qui semble fondamental dans la dynamique des composantes équatoriales du moment angulaire de l'atmosphère n'est pas compris aujourd'hui mais seulement constaté de façon empirique, ce qui laisse pour l'avenir une question toujours ouverte dont l'énoncé est extrêmement simple : les montagnes parviennent à induire des rotations de l'atmosphère autour de l'axe des pôles, quelle est la force qui s'oppose en grande partie à ce qu'elles parviennent de la même manière à induire de telles rotations autour des deux axes équatoriaux ?

Annexe A

Pistes pour l'amélioration de l'orographie sous-maille dans LMDz

A.1 Correctif pour l'orientation de l'orographie

Si l'on représente la moyenne zonale des paramètres représentant l'orientation de l'orographie sous-maille, on constate que le paramètre d'anisotropie γ tend à être plus faible aux hautes latitudes de l'hémisphère nord et de l'hémisphère sud, que dans les latitudes tropicales, ce qui indiquerait que la topographie sous-maille est globalement plus anisotrope aux hautes latitudes que dans les latitudes subtropicales. On note également que le nombre $\cos^2 \theta$, qui indique l'orientation préférentielle de l'orographie sous-maille, tend vers 1 aux hautes latitudes de l'hémisphère nord (ce n'est pas le cas pour les hautes latitudes de l'hémisphère sud). Ces deux constatations conduisent à envisager l'existence d'un biais dans le mode de calcul des orientations privilégiées, vu qu'il n'y a aucune raison de penser que la topographie ait une anisotropie très marquée ($\gamma \ll 1$) et fortement orientée nord-sud ($\cos^2 \theta \simeq 1$) aux latitudes polaires.

Le mode de calcul des paramètres de l'orographie sous-maille est décrit au chapitre 4 et basé sur les valeurs propres et vecteur propres du tenseur \mathbf{H} défini dans A.1. Une cause possible de ce biais est le fait que les mailles utilisées pour le calcul du tenseur \mathbf{H} dans A.1 sont étirées longitudinalement : la résolution du jeu de données de topographie utilisé est de $10'$ en latitude et en longitude : les mailles de cette grille sont donc carrées à l'équateur, et ont un rapport d'aspect $\cos \phi$ à la latitude ϕ . Comme nous allons le voir, ce rapport d'aspect distinct de 1 et dépendant de la latitude est une cause possible des biais que l'on observe dans le calcul des paramètres d'orientation de l'orographie sous-maille. Nous allons examiner cette hypothèse par un calcul très simplifié de l'espérance statistique des différents termes du tenseur \mathbf{H} , dont l'expression est rappelée ci-dessous :

$$\mathbf{H} = \begin{pmatrix} \left\langle \left(\frac{\partial h}{\partial x} \right)_{ij}^2 \right\rangle & \left\langle \left(\frac{\partial h}{\partial x} \right)_{ij} \left(\frac{\partial h}{\partial y} \right)_{ij} \right\rangle \\ \left\langle \left(\frac{\partial h}{\partial x} \right)_{ij} \left(\frac{\partial h}{\partial y} \right)_{ij} \right\rangle & \left\langle \left(\frac{\partial h}{\partial y} \right)_{ij}^2 \right\rangle \end{pmatrix}. \quad (\text{A.1})$$

On se place sur une maille de LMDz comprenant N points en longitude et M points en latitude. Dans la configuration utilisée au chapitre 4 (mailles de $3, 75^\circ \times 2, 5^\circ$, orographie sous-maille à résolution $10'$), on a $N = 22$ et $M = 15$. Pour ($1 \leq i \leq N; 1 \leq j \leq M$), on note h_{ij} l'altitude du point de coordonnées (i, j) , après avoir retranché la moyenne \bar{z} . On a donc $\langle h_{ij} \rangle = 0$, où $\langle X_{ij} \rangle = \frac{1}{NM} \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^M X_{ij}$. On suppose une décorrélation exponentielle des altitudes avec la distance séparant les points, aussi bien selon la direction

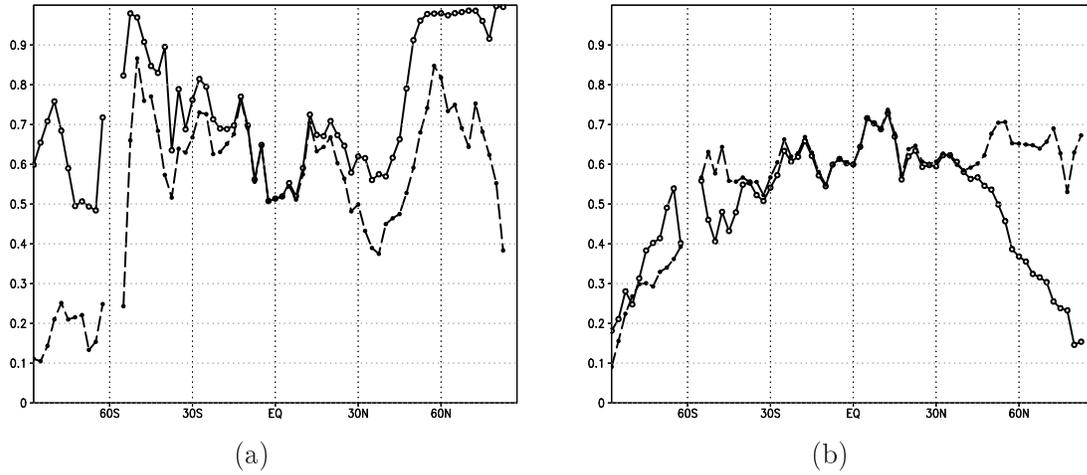


FIG. A.1 – (a) Moyenne zonale de $\cos^2 \theta$ en fonction de la latitude pour les données sans correctif (trait plein) et avec correctif (trait pointillé) ; et (b), moyenne zonale de γ en fonction de la latitude pour les données sans correctif (trait plein) et avec correctif (trait pointillé).

zonale que méridienne :

$$\langle h_{ij} h_{i+k,j} \rangle = \langle h_{ij}^2 \rangle e^{-\lambda_x |k| \delta x}, \quad (\text{A.2a})$$

$$\langle h_{ij} h_{i,j+k} \rangle = \langle h_{ij}^2 \rangle e^{-\lambda_y |k| \delta y}. \quad (\text{A.2b})$$

Cette hypothèse n'est qu'une hypothèse de travail visant à examiner la représentativité du tenseur \mathbf{H} par rapport aux propriétés statistiques de l'orographie sous-maille.

On obtient tout d'abord :

$$\begin{aligned} \left\langle \left(\frac{\partial h}{\partial x} \right)_{ij}^2 \right\rangle &= \left\langle \left(\frac{h_{i+1,j} - h_{i-1,j}}{2\delta x} \right)^2 \right\rangle \\ &= \frac{1}{2\delta x^2} (\langle h_{ij}^2 \rangle - \langle h_{i+1,j} h_{i-1,j} \rangle) \\ &= \frac{\langle h_{ij}^2 \rangle}{2\delta x^2} (1 - e^{-2\lambda_x \delta x}) \end{aligned}$$

De même,

$$\left\langle \left(\frac{\partial h}{\partial y} \right)_{ij}^2 \right\rangle = \frac{\langle h_{ij}^2 \rangle}{2\delta y^2} (1 - e^{-2\lambda_y \delta y})$$

Si on suppose maintenant que $2\lambda_x \delta x \lesssim 1$ et $2\lambda_y \delta y \lesssim 1$ (supposition indispensable sinon la décorrélation entre les points de grille est trop rapide pour que les données de topographie soient représentatives des pentes), on a alors :

$$\begin{aligned} \left\langle \left(\frac{\partial h}{\partial x} \right)_{ij}^2 \right\rangle &= \langle h_{ij}^2 \rangle \frac{\lambda_x}{\delta x} = \mu^2 \frac{\lambda_x}{\delta x} \\ \left\langle \left(\frac{\partial h}{\partial y} \right)_{ij}^2 \right\rangle &= \langle h_{ij}^2 \rangle \frac{\lambda_y}{\delta y} = \mu^2 \frac{\lambda_y}{\delta y} \end{aligned}$$

Si l'on suppose maintenant que $\lambda_x = \lambda_y$ et que $\left\langle \left(\frac{\partial h}{\partial x} \right)_{ij} \left(\frac{\partial h}{\partial y} \right)_{ij} \right\rangle = 0$, c'est à dire que la topographie est isotrope, le tenseur \mathbf{H} a la forme suivante :

$$\mathbf{H} = \begin{pmatrix} \mu^2 \frac{\lambda_x}{\delta x} & 0 \\ 0 & \mu^2 \frac{\lambda_x}{\delta y} \end{pmatrix},$$

qui n'est pas un tenseur isotrope : son facteur d'anisotropie est $\gamma = \frac{\delta_x}{\delta_y} = \cos \Phi$. Donc, pour une topographie réelle isotrope, on obtiendra un rapport d'anisotropie γ d'autant plus faible que l'on se rapproche des pôles, ce qui correspond bien à ce qu'on observe dans les paramètres sous-maille utilisés par LMDz (Fig. A.1b). Une approche simple pour corriger ce biais est de modifier la définition du tenseur \mathbf{H} afin de tenir compte du rapport d'aspect des mailles :

$$\mathbf{H}_c = \begin{pmatrix} \sqrt{\frac{\delta x}{\delta y}} \left\langle \left(\frac{\partial h}{\partial x} \right)_{ij}^2 \right\rangle & \left\langle \left(\frac{\partial h}{\partial x} \right)_{ij} \left(\frac{\partial h}{\partial y} \right)_{ij} \right\rangle \\ \left\langle \left(\frac{\partial h}{\partial x} \right)_{ij} \left(\frac{\partial h}{\partial y} \right)_{ij} \right\rangle & \sqrt{\frac{\delta y}{\delta x}} \left\langle \left(\frac{\partial h}{\partial y} \right)_{ij}^2 \right\rangle \end{pmatrix}. \quad (\text{A.3})$$

Avec cette redéfinition, le tenseur \mathbf{H}_c sera bien isotrope si la topographie l'est ($\lambda_x = \lambda_y$ et $\left\langle \left(\frac{\partial h}{\partial x} \right)_{ij} \left(\frac{\partial h}{\partial y} \right)_{ij} \right\rangle = 0$). La courbe représentant l'évolution de γ en fonction de la latitude est représentée Fig. A.1b (pointillé). On voit que le biais en latitude du rapport d'anisotropie est nettement réduit par l'application de cette correction géométrique, avec un rapport d'anisotropie égal en moyenne à 0,6 à toutes les latitudes sauf celles correspondant à l'Antarctique (on persiste à constater une forte anisotropie de la topographie sur l'Antarctique). La moyenne de $\cos \theta$ est également plus proche de $\frac{1}{2}$, même si des faibles valeurs sont encore observées sur l'Antarctique.

Afin de s'affranchir de ces effets d'une façon plus satisfaisante d'un point de vue théorique, une possibilité serait d'évaluer la dérivée non pas par différence symétrique mais par décomposition en harmoniques sphériques, ce qui permet de s'affranchir des problèmes géométriques dus à la différence de rapport d'aspect des mailles suivant la latitude¹.

A.2 Utilisation de données d'orographie avec une meilleure définition

Il est à noter qu'un jeu de données de meilleure qualité que celui utilisé dans la version actuelle de LMDz est actuellement disponible. Il s'agit des données US Navy à résolution de 2' (contre 10' actuellement). Les paramètres obtenus à l'aide de ce nouveau jeu de données sont représentés Fig. A.2. La différence la plus remarquable entre les données à 2' et les données à 10' pour ce qui est des paramètres calculés pour l'orographie sous-maille est celle qu'on observe pour le paramètre de pente, qui est environ quatre fois plus élevée quand on utilise les données à haute résolution (Fig. A.2d et 4.2d). Cela correspond logiquement au fait que, à la résolution de 2' ($\simeq 4$ km) on peut résoudre correctement les grandes vallées de montagne, ce qui n'est pas le cas avec la résolution de 10' ($\simeq 20$ km) (Fig. A.3). Les pentes les plus fortes obtenues en moyenne sur des mailles très montagneuses frôlent les 10%, contre 2% avec l'orographie

¹Le coût de calcul n'est pas déterminant puisque le calcul des paramètres de l'orographie sous-maille est effectué une seule fois, au début de la simulation

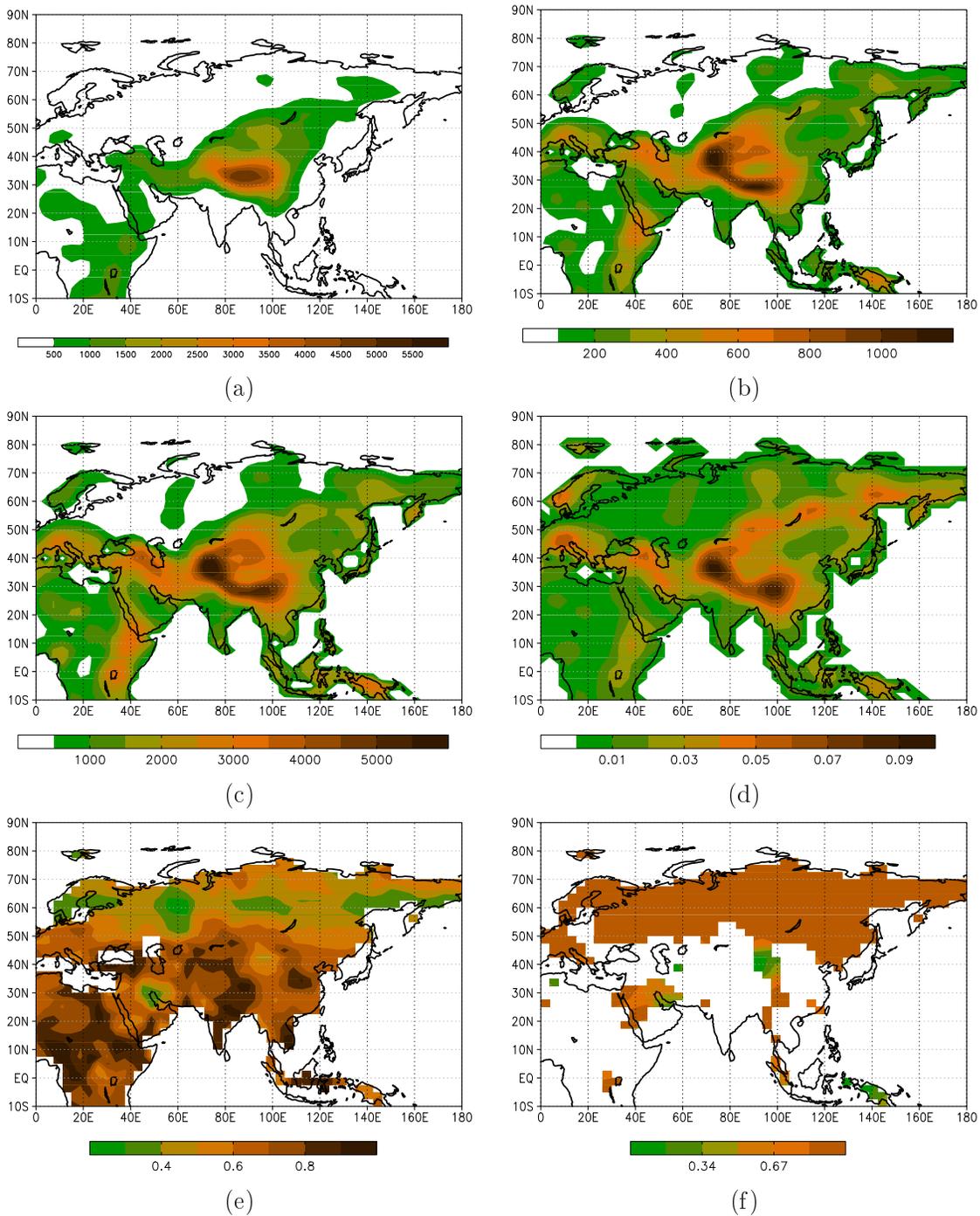


FIG. A.2 – paramètres de l'orographie sous-maille obtenus avec l'utilisation du jeu de données US Navy à résolution $0^{\circ}2'$: (a) orographie moyenne de la maille (\bar{z} , m); (b) écart-type de l'orographie sur la maille (μ , m); (c) écart entre l'altitude maximale et l'altitude minimale de la maille ($z_{max} - z_{min}$, m); (d) paramètre de pente (σ , sans dimension); (e) anisotropie (γ , sans dimension); et (f), orientation de l'orographie sur la maille ($\cos^2 \theta$)

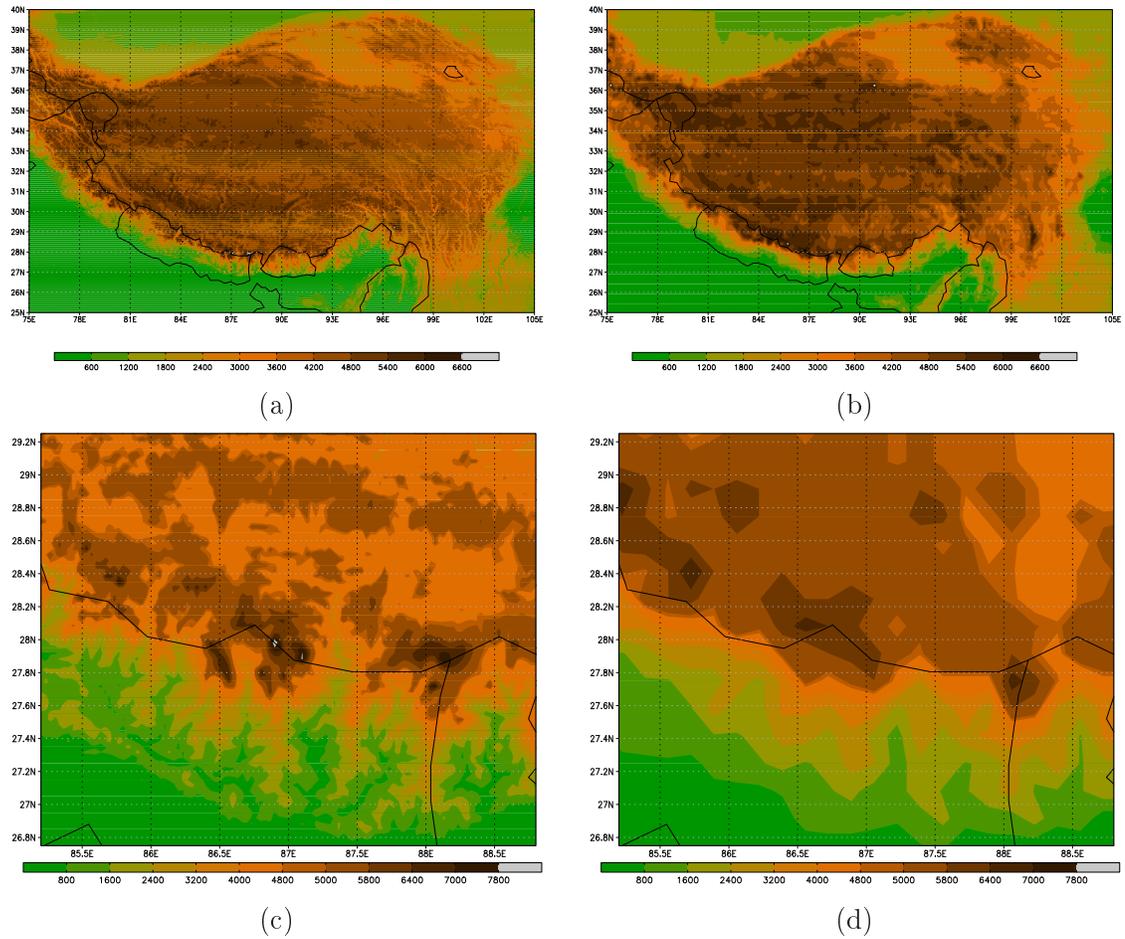


FIG. A.3 – (a) Topographie sur la région du Plateau Tibétain dans les données US Navy à résolution $0^{\circ}10'$; (b), comme (a) avec les données US navy à résolution $0^{\circ}2'$ (b); (c) topographie dans la région de l'Everest (28°N ; 87°E) avec la résolution $0^{\circ}10'$; et (d), comme (c) mais à résolution $0^{\circ}2'$

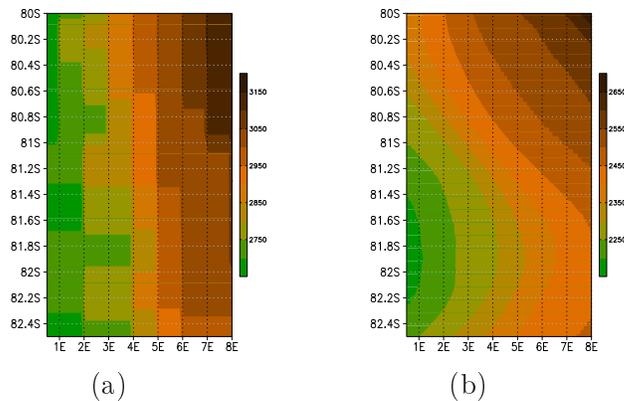


FIG. A.4 – Topographie d'une même zone choisie arbitrairement de l'Antarctique avec les données US Navy à 10' (panneau (a)) et à 2' (panneau (b))

à résolution 10'. Si il était décidé d'utiliser ce nouveau jeu de données en lieu et place de celui à 10' actuellement utilisé dans LMDz, cela impliquerait donc une nouvelle étude afin d'adapter les paramètres correspondants pour éviter de surestimer l'effet des pentes raides que l'on observe dans les données de haute résolution.

La figure A.4 compare la représentation de l'orographie sur une zone de l'Antarctique entre le jeu de données à 10' et le jeu de données à 2'. Il en ressort que les différences entre les deux jeux de données peuvent être importants y compris sur l'orographie moyenne des mailles (la différence est d'environ 500 m sur la zone choisie), mais aussi que l'orographie dans le jeu de données actuellement utilisé (Fig. A.4a) est représentée de façon extrêmement crue, avec des blocs où l'altitude est représentée comme constante et « saute » d'une valeur à l'autre sur l'espace d'une maille. Cette représentation est susceptible d'altérer le calcul des paramètres sous-maille, le calcul du tenseur \mathbf{H} pouvant en être affecté (en particulier les termes croisés $(\frac{\partial h}{\partial x})_{ij} (\frac{\partial h}{\partial y})_{ij}$ ne seront non nuls que pour très peu de points, et leur signification altérée. Le regroupement de la pente en « sauts » plutôt qu'en valeurs continues amène à une surestimation des termes diagonaux $\langle (\frac{\partial h}{\partial x})_{ij}^2 \rangle$ et $\langle (\frac{\partial h}{\partial y})_{ij}^2 \rangle$. Elle amène également une surestimation très forte de la dérivée selon l'axe x par rapport à celle selon l'axe y. En effet, à la latitude $80^\circ S$, on a $\delta x = \cos \phi \delta y \simeq 0,17 \delta y$, donc pour un « saut » de la topographie d'une intensité δh observé sur l'espace d'une maille (ce qui se produit dans le jeu de données, voir Fig. A.4a), le carré de la dérivée de l'orographie dans la direction zonale sera surestimé d'un facteur $(\frac{\delta y}{\delta x})^2$ soit un facteur 33 à cette latitude. Ces effets dus à la mauvaise représentation de l'orographie sur l'Antarctique dans le jeu de données US Navy est susceptible d'expliquer les valeurs faibles de γ observées y compris après application du terme correctif géométrique (Fig.A.1b).

A.3 Conclusion

Un biais géométrique existe dans le procédé de calcul des paramètres de l'orographie sous-maille dans LMDz. Ce biais semble dû à des incohérences dans l'estimation des dérivées zonales et méridiennes dues à l'allongement des mailles de l'orographie sous-maille vers les hautes latitudes : à la latitude $\pm 80^\circ$, le rapport d'aspect des mailles est d'environ 0,17. Un correctif simple peut être apporté à ce problème en intervenant sur le tenseur

H qui intervient dans le calcul de ces dérivées (A.3). Toutefois, ce correctif ne permet pas d'améliorer le calcul de l'orientation de la topographie en Antarctique (Fig. A.1), ce qui peut être dû à la mauvaise représentation de l'orographie en Antarctique dans le jeu de données US navy à 10' (Fig. A.4a), avec en particulier l'existence de discontinuités. Une solution pour résoudre en même temps les problèmes de rapports d'aspect et ceux dus à l'existence d'artefacts de petite échelle dans la représentation de l'orographie dans le jeu de données à 10' serait de calculer la dérivée dans le domaine spectral par l'utilisation d'harmoniques sphériques, ce qui est une façon classique de se débarrasser des effets géométriques aux pôles. Un choix adéquat de la troncature permettrait également de lisser les erreurs de représentation commises dans l'Antarctique.

Le jeu de données à 10' utilisé dans LMDz étant relativement ancien, il est souhaitable d'envisager l'utilisation d'un jeu de données plus récent disponible à résolution 2'. L'observation de ces deux jeux de données permet de constater que l'apport de la plus haute résolution semble plus appréciable puisqu'elle représente mieux la structure du relief (vallées) (Fig. A.3ab) et son altitude maximale (Fig. A.3cd). Les artefacts du jeu de données précédent sur l'Antarctique sont également absents (Fig. A.4b). Les pentes simulées sur les régions montagneuses sont environ quatre fois plus fortes à cause de la prise en compte des structures de petite échelle. Un basculement vers ce nouveau jeu de données imposerait donc de changer les paramètres du schéma d'orographie sous-maille pour éviter une forte exagération de la génération d'ondes de gravité par la topographie.

Annexe B

Conservation du moment angulaire équatorial

B.1 équation de conservation pour la composante polaire

Pour établir la conservation de la composante polaire comme celle des composantes équatoriales, on se basera sur les équations suivantes pour les mouvement de l'atmosphère :

$$\frac{du}{dt} - \frac{uv \tan \Phi}{a} - 2\Omega v \frac{\sin \Phi}{a} = f_{p,x} + f_{F,x} \quad (\text{B.1a})$$

$$\frac{dv}{dt} + \frac{u^2 \tan \Phi}{a} + 2\Omega u \frac{\sin \Phi}{a} = f_{p,y} + f_{F,y} \quad (\text{B.1b})$$

où

$$\frac{d\cdot}{dt} = \frac{\partial \cdot}{\partial t} + \frac{u}{a \cos \Phi} \frac{\partial \cdot}{\partial \lambda} + \frac{v}{a} \frac{\partial \cdot}{\partial \Phi} + w \frac{\partial \cdot}{\partial z}$$

et $f_{p,\cdot}$ et $f_{F,\cdot}$ sont les forces par unité de masse appliquées respectivement par le gradient de pression et les contraintes, données par les expressions :

$$f_{p,x} = -\frac{1}{\rho a \cos \Phi} \frac{\partial p}{\partial \lambda}$$

$$f_{p,y} = -\frac{1}{\rho a} \frac{\partial p}{\partial \Phi}$$

et

$$f_{F,x} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau_x}{\partial z}$$

$$f_{F,y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau_y}{\partial z}$$

où τ_x et τ_y sont les composantes respectivement zonales et méridiennes de la contrainte (vu le faible rapport d'aspect de l'atmosphère, on peut négliger les variations horizontales des contraintes). Il est à noter que nous n'aurons pas besoin pour établir la conservation du moment angulaire d'utiliser l'équation du mouvement selon la verticale locale. Cela est dû essentiellement au fait que, par définition, elle décrit l'évolution de la composante de la vitesse dirigée vers le centre de la terre et donc n'intervient pas

dans le moment angulaire de vent. Par conséquent, bien que nous ferons par la suite constamment l'approximation hydrostatique, cette approximation n'est pas nécessaire à l'obtention de la conservation du moment angulaire : pour l'établir, il suffit de considérer les équations (B.1a)-(B.1b) ainsi que l'équation de continuité :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{v} = -\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dt} \quad (\text{conservation de la masse}), \quad (\text{B.2})$$

Cherchons maintenant à obtenir, dans le cadre de ces équations très générales, l'équation de conservation du moment angulaire. On s'intéresse d'abord à la conservation de la composante polaire de l'AAM, dont l'obtention est plus aisée que la conservation des composantes équatoriales (car la vitesse méridienne n'intervient pas).

Pour cela, multiplions l'équation B.1a par $\cos \Phi$:

$$\cos \Phi \frac{du}{dt} - \frac{uv \sin \Phi}{a} - 2\Omega v \cos \Phi \sin \Phi = (f_{p,x} + f_{f,x}) \cos \Phi.$$

Puis on reconnaît des dérivées temporelles : $v \sin \Phi / a = -\frac{d \cos \Phi}{dt}$ et $2v \cos \Phi \sin \Phi = -a \frac{d \cos^2 \Phi}{dt}$, d'où on déduit :

$$\frac{d}{dt} (u \cos \Phi + \Omega a \cos^2 \Phi) = (f_{p,x} + f_{F,x}) \cos \Phi.$$

Si l'on écrit l'égalité ci-dessus pour chaque particule d'air de masse dm et qu'on intègre cette relation sur toute l'atmosphère, on obtient à l'aide de l'équation de conservation de la masse, par la même méthode que celle permettant de passer de B.16 à B.2 :

$$\frac{d}{dt} \left(\iiint_{atmo} \rho (u \cos \Phi + \Omega a \cos^2 \Phi) dV \right) = \iiint_{atmo} \rho (f_{p,x} + f_{f,x}) \cos \Phi dV, \quad (\text{B.3})$$

D'après (1.8c) et (1.8f), on reconnaît dans le terme de gauche de B.3 $\frac{1}{a} \frac{dM_3}{dt}$, d'où :

$$\frac{dM_3}{dt} = \iiint_{\Phi, \lambda, z} -\frac{\partial p}{\partial \lambda} dV + \iiint_{\Phi, \lambda, z} a \frac{\partial \tau_x}{\partial z} \cos \Phi dV \quad (\text{B.4})$$

Le premier terme du membre de droite représente le couple exercé par les gradients de pression dans l'atmosphère qui, comme on le verra, est en fait dû à la topographie de la surface terrestre (« couple des montagnes »). Le second terme décrit l'effet des contraintes internes, qui sont dues essentiellement au frottement sur la surface.

Intéressons-nous au calcul du premier terme du membre de droite pour déterminer son origine physique. Pour cela, on remarque que $-\frac{\partial p}{\partial \lambda} = \vec{\nabla} \cdot \vec{A}$, où \vec{A} est donné par ses composantes :

$$(A_\lambda; A_\Phi; A_z) = (ap \cos \Phi; 0; 0) \quad (\text{B.5})$$

D'après la formule d'Ostrogradsky,

$$\iiint_V \vec{\nabla} \cdot \vec{v} dV = \oiint_S \vec{v} \cdot d\vec{S}, \quad (\text{B.6})$$

où le vecteur élémentaire de surface sortant de l'atmosphère est donné par $d\vec{S} = \left(a \frac{\partial z_S}{\partial \lambda}; a \cos \Phi \frac{\partial z_S}{\partial \Phi}; a^2 \cos \Phi \right) d\lambda d\Phi$, on obtient :

$$\iiint_{\Phi, \lambda, z} -\frac{\partial p}{\partial \lambda} dV = \iint_{\Phi, \lambda} -a^2 p_s \frac{\partial z_S}{\partial \lambda} \cos \Phi d\lambda d\Phi, \quad (\text{B.7})$$

et on a donc l'expression suivante pour la conservation de la troisième composante du moment angulaire, où $\tau_{x,S}$ est la contrainte zonale appliquée par le sol à l'atmosphère (effet total des forces de friction à la surface, du déferlement des ondes de gravité etc.) :

$$\frac{dM_3}{dt} = \iint_{\Phi,\lambda} -a^2 p_S \frac{\partial Z_S}{\partial \lambda} \cos \Phi d\lambda d\Phi + \iint_{\Phi,\lambda} a^3 \tau_{x,S} \cos^2 \Phi d\lambda d\Phi$$

B.2 équation de conservation pour les composantes équatoriales

Par souci de concision, nous suivrons [Feldstein, 2003] et abrègerons « moment angulaire équatorial de l'atmosphère » par EAAM (*Equatorial Atmospheric Angular Momentum*). On notera dans la suite

$$f_{p,x} + f_{F,x} = F_x \quad (\text{B.8})$$

$$f_{p,y} + f_{F,y} = F_y \quad (\text{B.9})$$

Nous mènerons ici le calcul pour la composante 2 de l'EAAM, le calcul selon la composante 1 étant similaire à rotation près.

En multipliant l'équation B.1a par $\sin \lambda \sin \Phi$, on obtient

$$\frac{d}{dt}(\sin \lambda \sin \Phi u) - u \frac{d}{dt}(\sin \lambda \sin \Phi) - \frac{uv \sin^2 \Phi \sin \lambda}{a \cos \Phi} - 2\Omega v \sin \lambda \sin^2 \Phi = F_x \sin \lambda \sin \Phi. \quad (\text{B.10})$$

Si on constate que

$$\frac{d}{dt}(\sin \lambda \sin \Phi) = \frac{\sin \Phi \cos \lambda u}{a \cos \Phi} + \frac{\sin \lambda \cos \Phi v}{a},$$

(B.10) devient

$$\frac{d}{dt}(\sin \lambda \sin \Phi u) - \frac{u^2 \sin \Phi \cos \lambda}{a \cos \Phi} - \frac{uv \sin \lambda}{a \cos \Phi} - 2\Omega v \sin \lambda \sin^2 \Phi = F_x \sin \lambda \sin \Phi. \quad (\text{B.11})$$

En multipliant B.1b par $\cos \lambda$, on obtient

$$\frac{dv \cos \lambda}{dt} + \frac{uv \sin \lambda}{a \cos \Phi} + \frac{u^2 \cos \lambda \sin \Phi}{a \cos \Phi} + 2\Omega u \cos \lambda \sin \Phi = \cos \lambda F_y. \quad (\text{B.12})$$

(B.11)+(B.12) donne ensuite

$$\frac{d}{dt}(v \cos \lambda + u \sin \lambda \sin \Phi) + 2\Omega \sin \Phi (u \cos \lambda - v \sin \lambda \sin \Phi) = F_x \sin \lambda \sin \Phi + F_y \cos \lambda. \quad (\text{B.13})$$

Si l'on remarque que

$$\frac{d}{dt}(\cos \Phi \sin \Phi \sin \lambda) = \frac{v}{a} \cos^2 \Phi \sin \lambda - \frac{v}{a} \sin^2 \Phi \sin \lambda + \frac{u}{a} \cos \lambda \sin \Phi,$$

alors en revenant à (B.13) et en scindant en deux le deuxième terme de cette équation ($2\Omega = \Omega + \Omega$), on obtient

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt}(-v \cos \lambda - u \sin \lambda \sin \Phi) + \frac{d}{dt}(-\Omega a \cos \Phi \sin \Phi \sin \lambda) - \Omega u \sin \Phi \cos \lambda + \Omega v \sin \lambda \\ = -F_x \sin \lambda \sin \Phi - F_y \cos \lambda. \end{aligned} \quad (\text{B.14})$$

Si l'on pose maintenant

$$\eta_{r1} = a(v \sin \lambda - u \sin \Phi \cos \lambda), \quad (\text{B.15a})$$

$$\eta_{\Omega 1} = -\Omega a^2 \cos \Phi \sin \Phi \cos \lambda, \quad (\text{B.15b})$$

$$\eta_{r2} = -a(v \cos \lambda - u \sin \lambda \sin \Phi), \quad (\text{B.15c})$$

$$\eta_{\Omega 2} = -\Omega a^2 \cos \Phi \sin \Phi \sin \lambda, \quad (\text{B.15d})$$

Avec l'introduction de ces quantités, l'équation B.14 devient

$$\frac{d}{dt}(\eta_{r2} + \eta_{\Omega 2}) + \Omega \eta_{r1} = -a(F_x \sin \lambda \sin \Phi - F_y \cos \lambda). \quad (\text{B.16})$$

Posons maintenant

$$M_{\Omega 1} = \int_0^{2\pi} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \int_{z_s}^{\infty} \rho \eta_{\Omega 1} a^2 \cos \Phi d\lambda d\Phi dz, \quad (\text{B.17a})$$

$$M_{r1} = \int_0^{2\pi} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \int_{z_s}^{\infty} \rho \eta_{r1} a^2 \cos \Phi d\lambda d\Phi dz, \quad (\text{B.17b})$$

$$M_{\Omega 2} = \int_0^{2\pi} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \int_{z_s}^{\infty} \rho \eta_{\Omega 2} a^2 \cos \Phi d\lambda d\Phi dz, \quad (\text{B.17c})$$

$$M_{r2} = \int_0^{2\pi} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \int_{z_s}^{\infty} \rho \eta_{r2} a^2 \cos \Phi d\lambda d\Phi dz, \quad (\text{B.17d})$$

$$M_1 = M_{r1} + M_{\Omega 1}, \quad \eta_1 = \eta_{r1} + \eta_{\Omega 1}, \quad (\text{B.17e})$$

$$M_2 = M_{r2} + M_{\Omega 2}, \quad \eta_2 = \eta_{r2} + \eta_{\Omega 2}, \quad (\text{B.17f})$$

et utilisons ces quantités pour traduire l'équation de budget local B.16 en une équation de budget global, par intégration. Pour cela, on calcule la quantité

$$\frac{dM_2}{dt} = \int_0^{2\pi} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \int_{z_s}^{\infty} \frac{\partial(\rho \eta_2)}{\partial t} a^2 \cos \Phi d\lambda d\Phi dz,$$

puis

$$\frac{dM_2}{dt} = \int_0^{2\pi} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \int_{z_s}^{\infty} \left(\frac{d}{dt}(\rho \eta_2) - \vec{v} \vec{\nabla}(\rho \eta_2) \right) a^2 \cos \Phi d\lambda d\Phi dz. \quad (\text{B.18})$$

Pour réexprimer cette quantité, nous aurons besoin d'un petit calcul intermédiaire :

$$\int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \int_{z_s}^{\infty} \vec{\nabla}(\rho \eta_2 \vec{v}) a^2 \cos \Phi d\lambda d\Phi dz = \oint \rho \eta_2 \vec{v} \cdot d\vec{S}, \quad (\text{B.19})$$

où $d\vec{S}$ est un vecteur unitaire sortant de l'atmosphère pointé vers le sol (cette égalité est valable seulement sous l'hypothèse où il n'y a pas de transfert de masse entre l'atmosphère et l'espace extérieur). Si il n'y a pas non plus de transfert de masse entre la surface (sol ou océan) et l'atmosphère, le terme de droite de B.19 est nul¹. En développant le terme de gauche de B.19, on obtient alors :

$$\int_0^{2\pi} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \int_{z_s}^{\infty} \vec{v} \vec{\nabla}(\rho \eta_2) a^2 \cos \Phi d\lambda d\Phi dz + \int_0^{2\pi} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \int_{z_s}^{\infty} \rho \eta_2 \vec{\nabla} \cdot \vec{v} a^2 \cos \Phi d\lambda d\Phi dz = 0.$$

¹Cette dernière approximation n'est pas valable en toute rigueur en particulier à cause des flux de vapeur d'eau à la surface qui induisent un « couple d'humidité » apparent, mais les effets du couple d'humidité sur le moment angulaire sont très faibles ([Egger *et al.*, 2007]). Nous ne considérerons pas cet effet ici

(B.18) devient alors :

$$\begin{aligned} \frac{dM_2}{dt} &= \int_0^{2\pi} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \int_{z_s}^{\infty} \frac{d}{dt} (\rho\eta_2) a^2 \cos \Phi d\lambda d\Phi dz \\ &+ \int_0^{2\pi} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \int_{z_s}^{\infty} \rho\eta_2 \vec{\nabla} \cdot \vec{v} a^2 \cos \Phi d\lambda d\Phi dz \end{aligned} \quad (\text{B.20})$$

Pour la suite du calcul, nous nous plaçons dans le cadre d'une atmosphère hydrostatique compressible :

$$\frac{\partial p}{\partial z} = -\rho g \quad (\text{équilibre hydrostatique}). \quad (\text{B.21})$$

En injectant (B.2) dans B.20, on obtient

$$\frac{dM_2}{dt} = \int_0^{2\pi} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \int_{z_s}^{\infty} \rho \frac{d\eta_2}{dt} a^2 \cos \Phi d\lambda d\Phi dz.$$

Puis, en reprenant B.16,

$$\begin{aligned} \frac{dM_2}{dt} &= - \int_0^{2\pi} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \int_{z_s}^{\infty} \rho \Omega \eta_{1r} a^2 \cos \Phi d\lambda d\Phi dz \\ &+ a \int_0^{2\pi} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \int_{z_s}^{\infty} -\rho (F_x \sin \lambda \sin \Phi - F_y \cos \lambda) a^2 \cos \Phi d\lambda d\Phi dz, \end{aligned}$$

d'où

$$\frac{dM_2}{dt} + \Omega M_{1r} = a \int_0^{2\pi} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \int_{z_s}^{\infty} (-\rho F_x \sin \lambda \sin \Phi - \rho F_y \cos \lambda) a^2 \cos \Phi d\lambda d\Phi dz,$$

puis utilisant l'équation (B.8) :

$$\begin{aligned} \frac{dM_2}{dt} + \Omega M_{1r} &= \int_0^{2\pi} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \int_{z_s}^{\infty} \left(\sin \lambda \tan \Phi \frac{\partial p}{\partial \lambda} + \cos \lambda \frac{\partial p}{\partial \Phi} \right) a^2 \cos \Phi d\lambda d\Phi dz \\ &+ a \int_0^{2\pi} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \int_{z_s}^{\infty} (-\rho F_{f,x} \sin \lambda \sin \Phi - \rho F_{f,y} \cos \lambda) a^2 \cos \Phi d\lambda d\Phi dz \end{aligned} \quad (\text{B.22})$$

Le dernier terme de l'équation (B.22) est reconnaissable comme l'effet de la diffusion turbulente, souvent appelé « couple de friction » :

$$T_{f2} = a \int_0^{2\pi} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \int_{z_s}^{\infty} (-\rho F_{f,x} \sin \lambda \sin \Phi - \rho F_{f,y} \cos \lambda) a^2 \cos \Phi d\lambda d\Phi dz \quad (\text{B.23})$$

Le sens physique du premier terme du membre de droite de (B.22) n'est pas clairement reconnaissable à ce stade. Nous allons voir qu'il s'agit du couple appliqué par les montagnes à l'atmosphère. Pour cela, il faut reconnaître l'intégrande $\sin \lambda \tan \Phi \frac{\partial p}{\partial \lambda} + \cos \lambda \frac{\partial p}{\partial \Phi}$ comme la divergence d'un champ de vecteurs afin de ramener l'action de ces forces agissant dans toute l'atmosphère à une intégrale de surface. En introduisant le champ de vecteurs $\vec{A}(\lambda, \Phi, z)$ donné par ses composantes

$$\begin{aligned} A_\lambda &= a \sin \lambda \sin \Phi p, \\ A_\Phi &= a \cos \lambda p, \\ A_z &= 0, \end{aligned}$$

on vérifie aidément que $\vec{\nabla} \cdot \vec{A} = \sin \lambda \tan \Phi \frac{\partial p}{\partial \lambda} + \cos \lambda \frac{\partial p}{\partial \Phi}$. On peut donc appliquer la relation d'Ostrogradsky pour transformer T_{M2} :

$$T_{M2} = \oiint \vec{A} \cdot d\vec{S}$$

où $d\vec{S}$ est un vecteur unitaire normal à la surface terrestre pointé vers l'intérieur². Une fois le vecteur $d\vec{S}$ exprimé explicitement sous la forme

$$d\vec{S} = \left(a \frac{\partial z_S}{\partial \lambda}; a \cos \Phi \frac{\partial z_S}{\partial \Phi}; a^2 \cos \Phi \right) d\lambda d\Phi,$$

on obtient

$$T_{M2} = a^2 \int_0^{2\pi} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} p \left(\sin \lambda \sin \Phi \frac{\partial z_S}{\partial \lambda} + \cos \lambda \cos \Phi \frac{\partial z_S}{\partial \Phi} \right) d\lambda d\Phi, \quad (\text{B.24})$$

qui est bien l'équation que l'on trouve dans la littérature pour T_{M2} . Il est à noter que, pour l'instant, seules ont été utilisées les équations de conservation du moment cinétique (B.1a)-(B.1b) ainsi que l'équation de conservation de la masse B.2. L'équation hydrostatique intervient pour simplifier l'expression du moment angulaire de masse : en constatant que $\int_{z_S}^{\infty} \rho dz = \int_{z_S}^{\infty} -\frac{dp}{g} = p_s$, (B.17c) devient :

$$M_{\Omega 2} = \frac{\Omega a^4}{g} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} p_s \cos^2 \Phi \sin \Phi \sin \lambda d\lambda d\Phi \quad (\text{B.25})$$

On retrouve donc l'équation de conservation de la deuxième composante du moment angulaire équatorial :

$$\frac{d}{dt} (M_{r2} + M_{\Omega 2}) + \Omega M_{r1} = T_{M2} + T_{f2},$$

où l'expression de M_{r2} est donnée par les équations (B.17d) et (B.15c), celle de $M_{\Omega 2}$ par (B.25), celle de T_{M2} par (B.24) et celle de M_{r1} par (B.17b) et (B.15a) et celle de T_{f2} par (B.23).

²il n'est pas nécessaire ici de considérer ici la frontière de l'atmosphère en $z = \infty$ vu que p décroît exponentiellement quand $z \rightarrow \infty$.

Bibliographie

- [Bastin *et al.*, 2006] BASTIN, S., DROBINSKI, P., GUÉNARD, V., CACCIA, J.-L., CAMPISTRON, B., DABAS, A. M., DELVILLE, P., REITEBUCH, O. et WERNER, C. (2006). On the interaction between sea breeze and summer mistral at the exit of the rhône valley. *Mon. Weather Rev.*, 134:1647–1668.
- [Bell et Bosart, 1988] BELL, G. D. et BOSART, L. F. (1988). Appalachina cold-air damping. *Mon. Weather Rev.*, 116:137–161.
- [Bell, 1994] BELL, M. J. (1994). Oscillations in the equatorial components of the atmosphere’s angular momentum and torques on the earth’s bulge. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, 120:195–213.
- [Bessemoulin *et al.*, 1993] BESSEMOULIN, P., BOUGEAULT, P., GENOVES, A., CLAR, A. J. et PUECH, D. (1993). Mountain pressure drag during PYREX. *Beitr. Phys. Atmosph.*, 66:305–325.
- [Blackmon, 1976] BLACKMON, M. L. (1976). A climatological study of the 500 mb geopotential height of the Northern Hemisphere. *J. Atmos. Sci.*, 33:1607–1623.
- [Bolin, 1950] BOLIN, B. (1950). On the influence of the Earth’s orography on the general character of the westerlies. *Tellus*, 2:184–195.
- [Bretherton, 1966] BRETHERTON, F. P. (1966). Critical layer instability in baroclinic flows. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, 92:325–334.
- [Brown, 2004] BROWN, A. R. (2004). Resolution dependence of orographic torques. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, 130:3029–3046.
- [Brzezinski, 1987] BRZEZINSKI, A. (1987). Statistical investigations on atmospheric angular momentum functions and on their effects on polar motion. *Manuscr. Geod.*, 12:268–281.
- [Buzzi et Tibaldi, 1978] BUZZI, A. et TIBALDI, S. (1978). Cyclogenesis in the lee of the alps : a case study. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, 104:271–287.
- [Chang *et al.*, 1979] CHANG, C.-P., ERICKSON, J. E. et LAU, K. M. (1979). Northeasterly cold surges and near-equatorial disturbances over the winter MONEX area during december 1974. part i : Synoptic aspects. *Mon. Weather Rev.*, 107:812–829.
- [Chang *et al.*, 2005] CHANG, C.-P., HARR, P. A. et CHEN, H.-J. (2005). Synoptic disturbances over the equatorial South China Sea and western Maritime Continent during boreal winter. *Mon. Weather Rev.*, 133:489–503.
- [Chang et Lau, 1980] CHANG, C.-P. et LAU, K. M. (1980). Northeasterly cold surges and near-equatorial disturbances over the winter MONEX area during december 1974. part ii : Planetary-scale aspects. *Mon. Weather Rev.*, 107:812–829.
- [Chang et Lau, 1982] CHANG, C.-P. et LAU, K. M. (1982). Short-term planetary-scale interactions over the tropics and midlatitudes during northern winter. part I : Contrasts between active and inactive periods. *Mon. Weather Rev.*, 110:933–946.

- [Chang *et al.*, 2003] CHANG, C.-P., LIU, C.-H. et KUO, H.-G. (2003). Typhoon Vamei : an equatorial tropical cyclone formation. *Geophys. Res. Lett.*, 30:1150.
- [Chang *et al.*, 2006] CHANG, C.-P., WANG, Z. et HENDON, H. (2006). The Asian winter monsoon. In WANG, B., éditeur : *The Asian Monsoon*, chapitre 3, pages 89–127. Springer.
- [Chang *et al.*, 2004] CHANG, C.-P., WANG, Z., JU, J. et LI, T. (2004). On the relationship between western maritime continent monsoon rainfall and ENSO during northern winter. *J. Clim.*, 17:665–672.
- [Chao, 1993] CHAO, B. F. (1993). Excitation of the Earth's polar motion by atmospheric angular momentum variations, 1980-1990. *Geophys. Res. Lett.*, 20:253–256.
- [Chapel, 1927] CHAPEL, L. T. (1927). Winds and storms on the isthmus of panamã. *Mon. Weather Rev.*, 55:519–530.
- [Charney et DeVore, 1979] CHARNEY, J. G. et DEVORE, J. G. (1979). Multiple flow equilibria in the atmosphere and Blocking. *J. Atmos. Sci.*, 36:1205–1216.
- [Charney et Eliassen, 1949] CHARNEY, J. G. et ELIASSEN, A. (1949). A numerical method for predicting the perturbations of the middle latitude westerlies. *Tellus*, 1:38–54.
- [Chen et Dell'Osso, 1987] CHEN, S.-J. et DELL'OSSO, L. (1987). A numerical case study of a cold air outbreak over east asia during last spring. *Meteorol. Atmos. Phys.*, 37:237–244.
- [Chen *et al.*, 2004] CHEN, T.-C., HUANG, W.-R. et YOON, J.-H. (2004). Interannual variation of the east-asian cold surge activity. *J. Clim.*, 17:401–413.
- [Cheng et Wallace, 1993] CHENG, X. et WALLACE, J. M. (1993). Cluster analysis of the Northern Hemisphere 500-hPa height field : spatial patterns. *J. Atmos. Sci.*, 50:2674–2696.
- [Chung, 1977] CHUNG, Y.-S. (1977). On the orographic influence and lee cyclogenesis in the Andes, the Rockies and the East Asian mountains. *Arch. Met. Geoph. Biokl., Ser. A*, 26:1–12.
- [Chung *et al.*, 1976] CHUNG, Y.-S., HAGE, K. D. et REINELT, E. R. (1976). On lee cyclogenesis and airflow in the Canadian Rocky Mountains and the East Asian mountains. *Mon. Weather Rev.*, 104:879–891.
- [Clark, 1990] CLARK, J. H. E. (1990). An observational and theoretical study of Colorado lee cyclogenesis. *J. Atmos. Sci.*, 47:1541–1561.
- [Coindreau *et al.*, 2007] COINDREAU, O., HOURDIN, F., HAEFFELIN, M., MATHIEU, A. et RIO, C. (2007). Assessment of physical parameterizations using a global climate model with stretchable grid and nudging. *Mon. Weather Rev.*, 135:1474–1489.
- [Colle et Mass, 1995] COLLE, B. A. et MASS, C. (1995). The structure evolution of cold surges east of the Rocky Mountains. *Mon. Weather Rev.*, 123:2577–2610.
- [Compo *et al.*, 1999] COMPO, G. P., KILADIS, G. N. et WEBSTER, P. J. (1999). The horizontal and vertical structure of east asian winter monsoon pressure surges. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, 125:29–54.
- [Dallavalle et Bosart, 1975] DALLAVALLE, J.-P. et BOSART, L. (1975). A synoptic investigation of anticyclogenesis accompanying north american polar air outbreaks. *Mon. Weather Rev.*, 103:941–957.
- [Davies et Phillips, 1985] DAVIES, H. C. et PHILLIPS, P. D. (1985). Mountain drag along the Gotthard section during ALPEX. *J. Atmos. Sci.*, 42:2093–2109.

- [De Viron *et al.*, 2005] DE VIRON, O., SCHWARZBAUM, G., LOTT, F. et DEHANT, V. (2005). Diurnal and subdiurnal effects of the atmosphere on the Earth rotation and geocenter motion. *J. Geophys. Res.*, 110:B11404.
- [Duchon, 1979] DUCHON, C. E. (1979). Lanczos filtering in one and two dimensions. *J. Appl. Meteorol.*, 18:1016–1022.
- [Eady, 1949] EADY, E. T. (1949). Long waves and cyclone waves. *Tellus*, 1:33–52.
- [Egger, 1988] EGGER, J. (1988). Alpine lee cyclogenesis : Verification of theories. *J. Atmos. Sci.*, 45:2187–2203.
- [Egger et Hoinka, 1992] EGGER, J. et HOINKA, K.-P. (1992). Fronts and orography. *Meteorol. Atmos. Phys.*, 48:3–36.
- [Egger et Hoinka, 2000] EGGER, J. et HOINKA, K.-P. (2000). Mountain torques and the equatorial components of global angular momentum. *J. Atmos. Sci.*, 57:2319–2331.
- [Egger et Hoinka, 2002] EGGER, J. et HOINKA, K.-P. (2002). Equatorial components of global atmospheric angular momentum : Covariance functions. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, 128:1137–1157.
- [Egger et Hoinka, 2008] EGGER, J. et HOINKA, K.-P. (2008). Mountain torque events at the Tibetan Plateau. *Mon. Weather Rev.*, 136:389–404.
- [Egger *et al.*, 2007] EGGER, J., WEICKMANN, K. et HOINKA, K.-P. (2007). Angular momentum in the global atmospheric circulation. *Rev. Geophys.*, 45:RG4007.
- [Eubanks *et al.*, 1988] EUBANKS, T. M., STEPPE, J. A., DICKEY, J. O., ROSEN, R. D. et SALSTEIN, D. A. (1988). Causes of rapid motions of the earth’s pole. *Nature*, 334:115–119.
- [Feldstein, 2003] FELDSTEIN, S. B. (2003). The dynamics associated with equatorial atmospheric angular momentum in an aquaplanet GCM. *J. Atmos. Sci.*, 60:1822–1834.
- [Feldstein, 2006] FELDSTEIN, S. B. (2006). Dynamical processes of equatorial atmospheric angular momentum. *J. Atmos. Sci.*, 63:565–581.
- [Feldstein, 2008] FELDSTEIN, S. B. (2008). The dynamics of atmospherically driven intraseasonal polar motion. *J. Atmos. Sci.*, 65:2290–2307.
- [Fortune et Kousky, 1983] FORTUNE, M. A. et KOUSKY, V. E. (1983). Two severe freezes in Brazil : precursors and synoptic evolution. *Mon. Weather Rev.*, 111:181–196.
- [Frankenfield et Kirkpatrick, 1917] FRANKENFIELD, H. C. et KIRKPATRICK, R. Z. (1917). “northers” of the canal zone. *Mon. Weather Rev.*, 45:546–550.
- [Fu *et al.*, 1990] FU, R., GENIO, A. D. D. et ROSSOW, W. B. (1990). Behavior of deep convective clouds in the tropical Pacific deduced from ISCCP radiances. *J. Clim.*, 3:1129–1152.
- [García, 1996] GARCÍA, I. P. (1996). Major cold air outbreaks affecting coffee and citrus plantations in the eastern and northeastern Mexico. *Atmósfera*, 9:47–68.
- [Garreaud, 2000] GARREAUD, R. D. (2000). Cold air incursions over subtropical South America : Mean structure and dynamics. *Mon. Weather Rev.*, 128:2544–2559.
- [Garreaud, 2001] GARREAUD, R. D. (2001). Subtropical cold surges : regional aspects and global distribution. *Int. J. Climatol.*, 21:1181–1197.
- [Georgelin et Richard, 1996] GEORGELIN, M. et RICHARD, E. (1996). Numerical simulation of flow diversion around the Pyrenees : A tramontana case study. *Mon. Weather Rev.*, 124:687–700.

- [Grubisic, 2004] GRUBISIC, V. (2004). Bora-driven potential vorticity banners over the Adriatic. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, 130:2571–2603.
- [Grumm, 2010] GRUMM, R. H. (2010). The big chill of january 2010. Penn State University Collaborative Research and Weather Data. <http://nws.met.psu.edu/severe/2010/11Jan2010.pdf>.
- [Guo *et al.*, 2008] GUO, Z. T., SUN, B., ZHANG, Z. S., PENG, S. Z., XIAO, G. Q., GE, J. Y., HAO, Q. Z., QIAO, Q. S., LIANG, M. Y., LIU, J. F., YIN, Q. Z. et WEI, J. J. (2008). A major reorganization of Asian climate by the early Miocene. *Clim. Past*, 4:153–174.
- [Hamilton et Tarifa, 1978] HAMILTON, M. G. et TARIFA, J. R. (1978). Synoptic aspects of a polar outbreak leading to frost in tropical Brazil, july 1972. *Mon. Weather Rev.*, 106:1545–1556.
- [Hartjenstein et Bleck, 1991] HARTJENSTEIN, G. et BLECK, R. (1991). Factors affecting cold air outbreaks east of the Rocky Mountains. *Mon. Weather Rev.*, 119:2280–2292.
- [Hoinka, 1985] HOINKA, K. P. (1985). What is a foehn clearance? *Bull. Am. Meteorol. Soc.*, 66:1123–1132.
- [Holton, 2004] HOLTON, J. R. (2004). The planetary boundary layer. *In An introduction to dynamic meteorology (4th ed.)*, chapitre 5, pages 115–136. Elsevier.
- [Hourdin *et al.*, 2006] HOURDIN, F., MUSAT, I., BONY, S., BRACONNOT, P., CODRON, F., DUFRESNE, J.-L., FAIRHEAD, L., FILIBERTI, M.-A., FRIEDLINGSTEIN, P., GRANDPEIX, J.-Y., KRINNER, G., LEVAN, P., LI, Z.-X. et LOTT, F. (2006). The lmdz general circulation model : climate performance and sensitivity to parametrized physics with emphasis on tropical convection. *Clim. Dyn.*, 27:787–813.
- [Houze *et al.*, 1981] HOUZE, R. A., GEOTIS, S. G., MARKS, F. D. et WEST, A. K. (1981). Winter monsoon convection in the vicinity of North Borneo. part I : Structure and time variation of the clouds and precipitation. *Mon. Weather Rev.*, 109:1595–1614.
- [Hsu, 1987] HSU, H.-H. (1987). Propagation of low-level circulation features in the vicinity of mountain ranges. *Mon. Weather Rev.*, 115:1864–1892.
- [Hsu et Wallace, 1985] HSU, H.-H. et WALLACE, J. M. (1985). Vertical structure of wintertime teleconnection patterns. *J. Atmos. Sci.*, 42:1693–1710.
- [Ichikawa et Yasunari, 2006] ICHIKAWA, H. et YASUNARI, T. (2006). Time-space characteristics of diurnal rainfall over Borneo and surrounding oceans as observed by TRMM-PR. *J. Clim.*, 19:1238–1260.
- [Iskenderian et Salstein, 1998] ISKENDERIAN, H. et SALSTEIN, D. A. (1998). Regional sources of mountain torque variability and high-frequency fluctuations in atmospheric angular momentum. *Mon. Weather Rev.*, 126:1681–1694.
- [Jeong *et al.*, 2006] JEONG, J.-H., KIM, B.-M., HO, C.-H., CHEN, D. et LIM, G.-H. (2006). Stratospheric origin of cold surge occurrence in East Asia. *Geophys. Res. Lett.*, 33:L14710.
- [Johnson et Priegnitz, 1986] JOHNSON, R. et PRIEGNITZ, D. L. (1986). Modification of the boundary layer over the South China Sea during a winter MONEX cold surge event. *Mon. Weather Rev.*, 114:2004–2015.
- [Juneng *et al.*, 1986] JUNENG, L., TANGANG, F. T. et REASON, C. J. C. (1986). Numerical case study of an extreme rainfall event during 9-11 december 2004 over the east-coast of peninsular Malaysia. *Meteorol. Atmos. Phys.*, 114:2004–2015.

- [Kalnay *et al.*, 1996] 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., ROPELEWSKI, C., WANG, J., JENNE, R. et JOSEPH, D. (1996). The NCEP/NCAR 40-year reanalysis project. *Bull. Am. Meteorol. Soc.*, 77:437–471.
- [Kitoh, 2004] KITO, A. (2004). Effects of mountain uplift on east asian summer climate investigated by a coupled atmosphere-ocean GCM. *J. Clim.*, 17:783–802.
- [Lagouvardos *et al.*, 1998] LAGOUVARDOS, K., KOTRONI, V. et KALLOS, G. (1998). An extreme cold surge over the Greek peninsula. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, 124:2299–2327.
- [Lau *et al.*, 1983] LAU, K.-M., CHANG, C.-P. et CHAN, P. H. (1983). Short-term planetary scale interactions over the tropics and midlatitudes. part II : winter-MONEX period. *Mon. Weather Rev.*, 111:1372–1388.
- [Laval *et al.*, 1981] LAVAL, K., SADOURNY, R. et SERAFINI, Y. (1981). Land surface processes in a simplified general circulation model. *Geophys. Astrophys. Fluid Dyn.*, 17:129–150.
- [Li *et al.*, 2008] LI, F., ROUSSEAU, D.-D., WU, N., HAO, Q. et PEI, Y. (2008). Late Neogene evolution of the East Asian monsoon revealed by terrestrial mollusk record in Western Chinese Loess Plateau : from winter to summer. *Earth Planet. Sci. Lett.*, 274:439–447.
- [Liebmann et Smith, 1996] LIEBMANN, B. et SMITH, C. (1996). Description of a complete (interpolated) outgoing longwave radiation dataset. *Bull. Am. Meteorol. Soc.*, 77:1275–1277.
- [Liu et Yin, 2002] LIU, X. et YIN, Z.-Y. (2002). Sensitivity of East Asian monsoon climate to the uplift of the Tibetan Plateau. *Palaeogeogr. Palaeoclimatol. Palaeoecol.*, 183:223–245.
- [Lott, 1999] LOTT, F. (1999). Alleviation of stationary biases through a mountain drag parameterization scheme and a simple representation of mountain lift forces. *Mon. Weather Rev.*, 127:788–801.
- [Lott et d’Andrea, 2005] LOTT, F. et D’ANDREA, F. (2005). Mass and wind axial angular momentum responses to mountain torques in the 1-25 day band. links with the arctic oscillation. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, 131:1483–1500.
- [Lott *et al.*, 2005] LOTT, F., GOUDARD, L. et MARTIN, A. (2005). Links between the mountain torque and the Arctic Oscillation in the Laboratoire de Météorologie dynamique (LMDz), general circulation model. *J. Geophys. Res.*, 110:D22107.
- [Lott et Miller, 1997] LOTT, F. et MILLER, M. J. (1997). A new sub-grid scale orographic drag parameterization : Its formulation and testing. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, 123:101–127.
- [Lott *et al.*, 2004] LOTT, F., ROBERTSON, A. W. et GHIL, M. (2004). Mountain torques and northern hemisphere low-frequency variability. Part I : Hemispheric aspects. *J. Atmos. Sci.*, 61:1259–1271.
- [Lupo *et al.*, 2001] LUPO, A. R., NOCERA, J. J., BOSART, L. F., HOFFMAN, E. G. et KNIGHT, D. J. (2001). South american cold surges : types, composites and case studies. *Mon. Weather Rev.*, 131:129:1021–1041.
- [Madden et Julian, 1971] MADDEN, R. A. et JULIAN, P. R. (1971). Detection of a 40-50 day oscillation in the zonal wind in the tropical Pacific. *J. Atmos. Sci.*, 28:702–708.

- [Maded *et al.*, 1996] MADEC, G., DELECLUSE, P., CRÄ©PON, M. et LOTT, F. (1996). Large-scale preconditioning of deep-water formation in the northwestern mediterranean sea. *J. Phys. Oceanogr.*, 26:1393–1408.
- [Mailler et Lott, 2009] MAILLER, S. et LOTT, F. (2009). Dynamical influence of the Tibetan Plateau on winter monsoon convection over southeast Asia. *Geophys. Res. Lett.*, 36.
- [Mailler et Lott, 2010] MAILLER, S. et LOTT, F. (2010). Equatorial mountain torques and cold surges preconditioning. *J. Atmos. Sci.*
- [Marengo *et al.*, 1997a] MARENGO, J., CORNEJO, A., SATYAMURTY, P. et NOBRE, C. (1997a). Cold surges in tropical and extratropical South America : The strong event in june 1994. *Mon. Weather Rev.*, 125:2759–2786.
- [Marengo *et al.*, 1997b] MARENGO, J., NOBRE, C. A. et CULF, A. D. (1997b). Climatic impacts of “friagens” in forested and deforested areas of the Amazon Basin. *J. Appl. Meteorol.*, 36:1553–1566.
- [Martin et Lott, 2007] MARTIN, A. et LOTT, F. (2007). Synoptic responses to mountain gravity waves encountering directional critical levels. *J. Atmos. Sci.*, 64:828–848.
- [Mecikalski et Tilley, 1992] MECIKALSKI, J. R. et TILLEY, J. S. (1992). Cold surges along the Front Range of the Rocky Mountains : development of a classification scheme. *Meteorol. Atmos. Phys.*, 48:249–271.
- [members of Academia Sinica, 1958] members of ACADEMIA SINICA, S. (1958). On the general circulation over eastern Asia (II). *Tellus*, 10:58–75.
- [Metz, 1985] METZ, W. (1985). Wintertime blocking and mountain forcing of the zonally-averaged flow : A cross-spectral series analysis of observed data. *J. Atmos. Sci.*, 42:1880–1892.
- [Murakami, 1979] MURAKAMI, T. (1979). Scientific objectives of the monsoon experiment (MONEX). *GeoJournal*, 3:117–136.
- [Murakami, 1980] MURAKAMI, T. (1980). Temporal variations of satellite-observed outgoing longwave radiation over the winter monsoon region. Part II : Short period (4-6 day) oscillations. *Mon. Weather Rev.*, 108:427–444.
- [Murakami, 1981a] MURAKAMI, T. (1981a). Orographic influence of the Tibetan Plateau on the asiatic winter monsoon circulation part i. large-scale aspects. *J. Meteorol. Soc. Jpn*, 59:40–65.
- [Murakami, 1981b] MURAKAMI, T. (1981b). Orographic influence of the Tibetan Plateau on the asiatic winter monsoon circulation part iii. short-period oscillations. *J. Meteorol. Soc. Jpn*, 59:173–200.
- [Murakami, 1987] MURAKAMI, T. (1987). Effects of the tibetan plateau. In FEIN, J. S. et STEPHENS, P. L., éditeurs : *Monsoons*, chapitre 8, pages 235–271. John Wiley & sons.
- [Murakami et Nakamura, 1983] MURAKAMI, T. et NAKAMURA, H. (1983). Orographic effects on cold surges and lee-cyclogenesis as revealed by a numerical experiment, part II : Transient aspects. *J. Meteorol. Soc. Jpn*, 61:547–567.
- [Nakamura et Murakami, 1983] NAKAMURA, H. et MURAKAMI, T. (1983). Orographic effects on cold surges and lee-cyclogenesis as revealed by a numerical experiment, part i : Time-mean aspects. *J. Meteorol. Soc. Jpn*, 61:524–546.
- [Newton, 1971a] NEWTON, C. W. (1971a). Global angular momentum balance : Earth torques and atmospheric fluxes. *J. Atmos. Sci.*, 28:1329–1341.

- [Newton, 1971b] NEWTON, C. W. (1971b). Mountain torques in the global angular momentum balance. *J. Atmos. Sci.*, 28:623–628.
- [Pedlosky, 1979] PEDLOSKY, J. (1979). *Geophysical fluid dynamics*. Springer-Verlag.
- [Pettersen, 1956] PETTERSEN, S. (1956). Behavior of cyclones and anticyclones. In *Weather Analysis and Forecasting (second edition)*, chapitre 13, pages 257–291. McGraw-Hill Book Company, Inc.
- [Pierrehumbert, 1985] PIERREHUMBERT, R. T. (1985). A theoretical model of orographically modified cyclogenesis. *J. Atmos. Sci.*, 42:1244–1258.
- [Queney, 1948] QUENEY, P. (1948). The problem of air flow over mountains : a summary of theoretical studies. *Bull. Am. Meteorol. Soc.*, 29:16–26.
- [Reason, 1994] REASON, C. J. C. (1994). Orographically trapped disturbances in the lower atmosphere : scale analysis and simple models. *Meteorol. Atmos. Phys.*, 53:131–136.
- [Reason et Steyn, 1992] REASON, C. J. C. et STEYN, D. G. (1992). The dynamics of coastally trapped mesoscale ridges in the lower atmosphere. *J. Atmos. Sci.*, 49:1677–1692.
- [Reeder *et al.*, 2003] REEDER, M. J., LANE, T. P., GUEST, F. M. et WRATT, D. (2003). Two southerly changes observed during the New Zealand Southern Alps Experiment (SALPEX). *Aust. Met. Mag.*, 52:251–258.
- [Reid et Leslie, 1999] REID, H. J. et LESLIE, L. M. (1999). Modeling coastally trapped wind surges over southeastern Australia. part I : Timing and speed of propagation. *Wea. Forecasting*, 14:53–66.
- [Rogers et Rohli, 1991] ROGERS, J. C. et ROHLI, R. V. (1991). Florida citrus freezes and polar anticyclones in the Great Plains. *Mon. Weather Rev.*, 4:1103–1113.
- [Rosen et Salstein, 1983] ROSEN, R. D. et SALSTEIN, D. A. (1983). Variations in atmospheric angular momentum on global and regional scales and the length of day. *J. Geophys. Res.*, 88:5451–5470.
- [Schultz *et al.*, 1997] SCHULTZ, D. M., BRACKEN, W. E., BOSART, L. F., HAKIM, G. J., BEDRICK, M. A., DICKINSON, M. J. et TYLE, K. R. (1997). The 1993 superstorm cold surge : Frontal structure, gap flow, and tropical impact. *Mon. Weather Rev.*, 125:5–39.
- [Seluchi et Nery, 1992] SELUCHI, M. E. et NERY, J. T. (1992). Condiciones meteorológicas asociadas a la ocurrencia de heladas en la región de Maringá (in spanish). *Rev. Brasileira Meteor.*, 7:523–534.
- [Slingo, 1998] SLINGO, J. M. (1998). Extratropical forcing of tropical convection in a northern winter simulation with the UGAMP GCM. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, 124:27–51.
- [Smith, 1979] SMITH, R. B. (1979). Some aspects of the quasi-geostrophic flow over mountains. *J. Atmos. Sci.*, 36:2385–2392.
- [Smith, 1984] SMITH, R. B. (1984). A theory of lee cyclogenesis. *J. Atmos. Sci.*, 41:1159–1168.
- [Smith, 1986] SMITH, R. B. (1986). Further development of a theory of lee cyclogenesis. *J. Atmos. Sci.*, 43:1582–1602.
- [Speranza *et al.*, 1985] SPERANZA, A., BUZZI, A., TREVISAN, A. et MALGUZZI, P. (1985). A theory of deep cyclogenesis in the lee of the Alps. Part I : Modifications of baroclinic instability by localized topography. *J. Atmos. Sci.*, 42:1521–1535.

- [Sumi, 1983] SUMI, A. (1983). A study on cold surges around the Tibetan Plateau by using numerical models. *J. Meteorol. Soc. Jpn*, 63:377–396.
- [Sung *et al.*, 2009] SUNG, M.-K., LIM, G.-H., KWON, W.-T., BOO, K.-O. et KUG, J.-S. (2009). Short-term variation of Eurasian pattern and its relation to winter weather over East-Asia. *Int. J. Climatol.*, 29:771–775.
- [Tangang *et al.*, 2008] TANGANG, F. T., JUNENG, L., SALIMUN, E., VINAYACHANDRAN, P. N., SENG, Y. K., REASON, C. J. C., BEHERA, S. K. et YASUNARI, T. (2008). On the roles of the northeast cold surge, the Borneo Vortex, the Madden-Julian Oscillation, and the Indian Ocean Dipole during the extreme 2006/2007 flood in southern Peninsular Malaysia. *Geophys. Res. Lett.*, 35:L14S07.
- [Valdes et Hoskins, 1989] VALDES, P. J. et HOSKINS, B. J. (1989). Linear stationary wave simulations of the time-mean climatological flow. *J. Atmos. Sci.*, 46:2509–2527.
- [Vera et Vigliarolo, 2000] VERA, C. S. et VIGLIAROLO, P. K. (2000). A diagnostic study of cold-air outbreaks over South America. *Mon. Weather Rev.*, 128:3–24.
- [Von Storch et Zwiers, 1999] VON STORCH, H. et ZWIERS, F. W. (1999). *Statistical Analysis in Climate Research*. Cambridge University Press.
- [Wallace *et al.*, 1983] WALLACE, J. M., TIBALDI, S. et SIMMONS, A. J. (1983). Reduction of systematic forecast errors in the ECMWF model through the introduction of an envelope orography. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, 109:683–717.
- [Webster, 1987] WEBSTER, P. J. (1987). The elementary monsoon. In FEIN, J. S. et STEPHENS, P. L., éditeurs : *Monsoons*, chapitre 1, pages 3–33. John Wiley & sons.
- [Weickmann et Sardeshmukh, 1994] WEICKMANN, K. M. et SARDESHMUKH, P. D. (1994). The atmospheric angular momentum cycle associated with the Madden-Julian Oscillation. *J. Atmos. Sci.*, 51:3194–3208.
- [Yanai et Wu, 2006] YANAI, M. et WU, G.-X. (2006). Effects of the Tibetan Plateau. In WANG, B., éditeur : *The Asian Monsoon*, chapitre 13, pages 513–549. Springer.
- [Yokoi et Matsumoto, 2009] YOKOI, S. et MATSUMOTO, J. (2009). Collaborative effects of cold surge and tropical depression-type disturbance on heavy rainfall in central Vietnam. *Atmos. Oceanic Sci. Lett.*, 2:130–134.
- [Zhang *et al.*, 1997] ZHANG, Y., SPERBER, K. R. et BOYLE, J. S. (1997). Climatology and interannual variation of the east asian winter monsoon : results from the 1979-95 NCEP/NCAR reanalysis. *Mon. Weather Rev.*, 125:2605–2619.
- [Zhongshi *et al.*, 2007] ZHONGSHI, Z., WANG, H. et JIANG, D. (2007). What triggers the transition of palaeoenvironmental patterns in China, the Tibetan Plateau uplift of the Parathetys Sea retreat ? *Palaeogeogr. Palaeoclimatol. Palaeoecol.*, 245:317–331.
- [Zhou *et al.*, 2009] ZHOU, W., CHAN, J. C. L., CHEN, W., LING, J., PINTO, J. G. et SHAO, Y. (2009). Synoptic scale controls of persistent low temperature and icy weather over southern China in january 2008. *Mon. Weather Rev.*, 137:3978–3991.
- [Zimmermann, 1987] ZIMMERMANN, F. (1987). Monsoon in traditional culture. In FEIN, J. S. et STEPHENS, P. L., éditeurs : *Monsoons*, chapitre 3, pages 51–77. John Wiley & sons.