



HAL
open science

Modelisation multi-echelles de la circulation atmosphérique sur le bassin mediterraneen

Tamara Salameh

► **To cite this version:**

Tamara Salameh. Modelisation multi-echelles de la circulation atmospherique sur le bassin mediterraneen. Mathematics [math]. Ecole Polytechnique X, 2008. English. NNT: . pastel-00005357

HAL Id: pastel-00005357

<https://pastel.hal.science/pastel-00005357>

Submitted on 24 Aug 2009

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'ÉCOLE POLYTECHNIQUE

Présentée par

Tamara Salameh

Laboratoire de Météorologie Dynamique

Sujet de la thèse

MODÉLISATION MULTI-ÉCHELLES DE LA CIRCULATION
ATMOSPHÉRIQUE HIVERNALE SUR LE BASSIN
MEDITERRANÉEN : ROLE DES INTERACTIONS
D'ÉCHELLES

Soutenue le 26 septembre 2008, devant le jury composé de :

Laurent TERRAY	Directeur de Recherches (CERFACS)	Rapporteur
Pascal YIOU	Ingénieur CEA (LSCE/IPSL)	Rapporteur
Laurent LI	Directeur de Recherches CNRS (LMD/IPSL)	Examineur
Serge PLANTON	Ingénieur en Chef des Ponts et Chaussées (CNRM)	Examineur
Hervé LE TREUT	Directeur de Recherches CNRS (LMD/IPSL)	Président du jury
Robert VAUTARD	Directeur de Recherches CNRS (LSCE/IPSL)	Examineur
Eric PEIRANO	Ingénieur (ADEME)	Invité
Philippe DROBINSKI	Chargé de Recherches CNRS (LMD/IPSL)	Directeur de thèse

Table des matières

I	Introduction générale	5
II	Régimes de temps Nord Atlantique et climat régional méditerranéen	13
1	Régimes de temps et "climat régional" dans les réanalyses	15
1.1	Introduction	15
1.2	Les réanalyses ERA-40 et NCEP	16
1.3	Régimes de temps Nord-Atlantique	17
1.3.1	Détermination et description des régimes de temps	17
1.3.2	Evaluation de la reproductibilité des régimes de temps	18
1.3.3	Occurrence et contingence des régimes de temps	19
1.3.4	Impact de la résolution	21
1.4	Régimes de temps Nord Atlantique et événements extrêmes	22
1.4.1	Attribution événements extrêmes/régimes de temps	22
1.4.2	Probabilité d'occurrence des régimes de temps en présence des extrêmes	25
1.5	Conclusion	27
2	Régimes de temps et "climat régional" dans les observations	43
2.1	Introduction	43
2.2	Base de données	44
2.3	Comparaison des réanalyses aux observations	46
2.4	Evaluation des extrêmes dans ERA-40 et dans NCEP	48
2.4.1	Evaluation de l'intensité des extrêmes locaux	48

2.4.2	Evaluation de l'occurrence des extrêmes locaux	49
2.5	Extrêmes observés et régimes de temps Nord Atlantique	52
2.6	Conclusion	53
III Modélisation régionale à haute résolution du climat méditerranéen		57
3	Représentation des processus à méso-échelle	59
3.1	Introduction	59
3.2	La régionalisation dynamique	61
3.3	Le toy model	62
3.3.1	Développements théoriques	62
3.3.2	Estimation des erreurs et du temps de guidage optimal	64
3.4	Effet du guidage sur la modélisation du climat méditerranéen	67
3.4.1	Modèle numérique MM5	67
3.4.2	Impact du guidage sur les champs météorologiques de surface	69
3.5	Discussion	75
3.6	Evaluation des modèles MM5 et LMDZ en mode guidé	84
3.6.1	Comparaison inter-modèles	85
3.6.2	Comparaison modèles/données	86
3.6.3	Comparaison aux observations de surface du sud de la France	90
3.7	Conclusion	91
4	Interaction d'échelles, régimes de temps et climat régional	95
4.1	Introduction	95
4.2	Relation régimes de temps/climat régional à fine échelle	96
4.3	Échelles caractéristiques	101
4.4	Conclusion	106

IV	Conclusions et perspectives	109
V	Annexes	117
A	Modélisation statistique du vent	119
A.1	Introduction	119
A.2	Modèle additif généralisé	120
A.3	Conclusion	127
B	Modélisation stochastique du vent	129
B.1	Introduction	129
B.2	Le modèle Lagrangien	129
B.2.1	Description générale	129
B.3	Modèle étudié	132
B.4	Application au downscaling du vent de surface	133
B.4.1	La fermeture de turbulence pour l'application à la météorologie	133
B.4.2	Le forçage avec MM5	135
B.4.3	Résultats	136
B.5	Conclusion	137
C	Liste de publications	139
C.1	Revue avec comité de lecture	139
C.2	Proceedings à comité de lecture	140
C.3	Communications à des congrès, symposium	140
C.4	Rapports	141
	Références bibliographiques	142

Remerciements

Je tiens à remercier mon directeur de thèse, Philippe Drobinski, pour une grande partie des idées de ce travail, son enthousiasme et son esprit pédagogue. J'ai bénéficié pendant les trois ans de thèse de l'accueil chaleureux des membres du LMD de l'Ecole Polytechnique et des discussions avec Laurent Li, Hervé Le Treut et des chercheurs de l'équipe INTRO, l'INRIA et le LSCE. J'ai bénéficié aussi de l'aide de l'équipe administrative du LMD, et du soutien de mes amis et collègues de bureau (Tony, Maria, Virginia, Zélia, Marie, Sami, André, Roberta, Dominique et Jacques et leur famille, Mirna, Clément, Beatrice, Hagay, Yohann, Fabien, Gillian, Octavio, Myrto, Marie-Claire et Nicolas) et de ma famille (mes parents, mes deux soeurs et mon frère). Je tiens à les remercier tous.

Première partie

Introduction générale

Introduction générale

La mer Méditerranée est une mer intracontinentale presque entièrement fermée, située entre l'Europe, l'Afrique et l'Asie et qui s'étend sur une superficie d'environ 2.5 millions de kilomètres carrés (figure 1). Son ouverture vers l'océan Atlantique par le détroit de Gibraltar est large de seulement 14 kilomètres. Elle doit son nom au fait qu'elle est littéralement une "mer au milieu des terres". En effet, le mot Méditerranée vient du latin "Mediterraneus" qui veut dire au milieu des terres (medius pour milieu et terra pour terre). La plupart des langues des pays situés autour de la Méditerranée, lui donnent des noms propres à leur culture, souvent une traduction de la mer du milieu ou de la mer blanche. Depuis l'Antiquité, différentes civilisations sont passées dans cette région, ce qui fait d'elle riche en histoire de l'humanité et d'une large concentration de différentes cultures. De nos jours, à peu près 150 millions d'habitants se concentrent autour de la Méditerranée. D'un point de vue sociétal et économique, la concentration d'habitants sur le bassin méditerranéen génère des besoins énergétiques importants (pour l'électricité, le chauffage, le transport, ...) et des besoins en eau, ressource fondamentale et très inégalement distribuée autour du bassin méditerranéen, aride au sud et plus tempéré au nord. Une meilleure compréhension du climat méditerranéen dans un contexte de fort stress environnemental, a donc des implications environnementales, sociétales et économiques importantes. Ceci nécessite donc des politiques d'aménagements du territoire et une gestion du risque qui intègrent l'ensemble de ces facteurs dans le contexte actuel du changement climatique.

Du point de vue climatique, la région méditerranéenne constitue une zone de transition entre les climats semi-arides (le sud du bassin) et les climats tempérés (le nord du bassin),

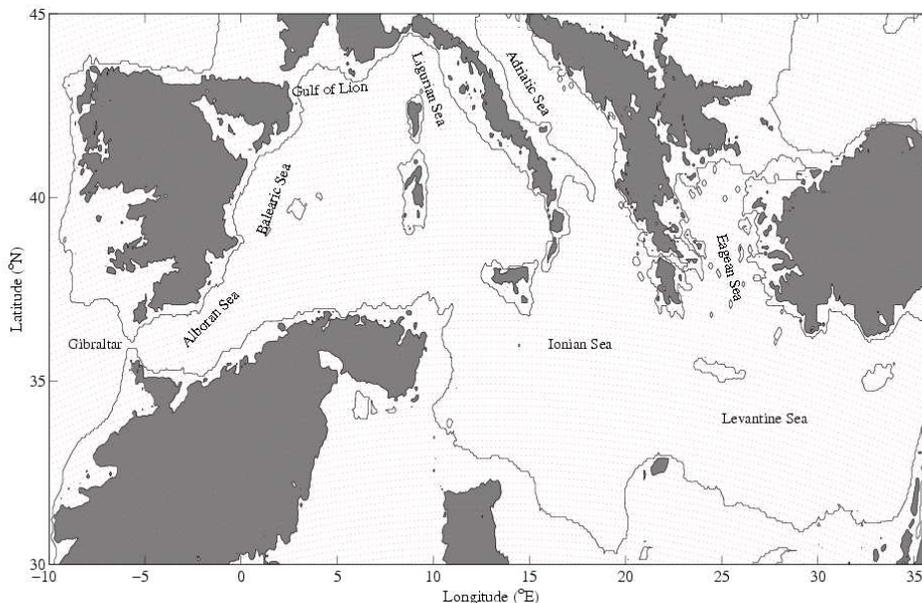


FIGURE 1 – Carte du bassin méditerranéen. Les lignes noires représentent les côtes, et les régions grisées, l’orographie au dessus de 500 m d’altitude.

sous l’influence des circulations synoptiques des latitudes moyennes et de la variabilité climatique tropicale, particulièrement durant la période hivernale (en été, du fait de la progression vers le nord de l’anticyclone des Açores, la région méditerranéenne est plus isolé et largement sous l’influence de circulations atmosphériques locales). Au nord une grande partie de la variabilité atmosphérique est sous l’influence de flux atmosphériques d’ouest contrôlés par les positions respectives de l’anticyclone des Açores et de la dépression d’Islande et modulée par l’intensité et la phase de l’Oscillation Nord Atlantique (NAO) (Hurrell and Van Loon, 1997 ; Plaut et al., 2001 ; Xoplaki, 2002 ; Hurrell et al., 2003 ; Dünkeloh and Jacobeit, 2003 ; Trigo et al., 2004). Se situant au sud du ”couloir” des tempêtes de l’Atlantique Nord (”storm track”), le bassin ouest de la Méditerranée est sous l’influence des dépressions des moyennes latitudes qui contrôlent le taux de précipitations, surtout pendant l’hiver quand l’influence de la NAO est la plus importante (Rodriguez-Fonseca and Castro, 2002). Le sud du bassin est sous l’influence de la partie descendante de la cellule de Hadley associée à l’anticyclone des Açores et l’est du bassin est sous l’influence de téléconnexions avec l’oscillation sud d’El Niño (El Niño Souther Oscillation, ENSO) et la mousson asiatique (Rodwell and Hoskins

1996 ; Rodo et al., 1997 ; Price et al. 1998 ; Reale et al., 2001 ; Mariotti et al., 2002).

A petite échelle, l'orographie complexe de la région méditerranéenne est un acteur majeur de la perturbation de l'écoulement synoptique, à l'origine de la formation de structures énergétiques de méso-échelle pouvant évoluer en systèmes météorologiques extrêmes à fort impact tels que tempêtes, précipitations intenses et crues. Du fait de la forte urbanisation de cette région et de l'activité anthropique, la détermination de ces extrêmes est d'une grande importance socio-économique. Relier les échelles spatio-temporelles de la météorologie (tels que les événements extrêmes) et du climat est un des défis majeurs de la communauté scientifique. En particulier, les progrès sur la prévision météorologique à moyenne échéance et climatique à l'échelle saisonnière et inter-annuelle reposent sur la compréhension des circulations atmosphériques récurrentes et sur les causes spécifiques responsables de leur occurrence, persistance et/ou transition (Kondrashov et al., 2007). Le concept de circulation atmosphérique récurrente et persistente, ou "régime de temps" a été développé pour obtenir des informations sur le climat régional dans les basses couches de l'atmosphère. La dérivation des régimes de temps requiert des techniques de classification reposant sur la définition d'états de l'atmosphère ayant la plus grande probabilité d'occurrence (e.g. Legras et al., 1987 ; Mo and Ghil, 1988 ; Molteni et al., 1990 ; Smith et al., 1998), ou sur la recherche de circulations "types" associées à des anomalies de géopotentiel, persistant plus d'un certain nombre de jours (Mo and Ghil, 1988 ; Michelangeli et al., 1995). Ces méthodes classifient en général la circulation atmosphérique synoptique Nord Atlantique en 4 régimes de temps (Cheng and Wallace, 1991 ; Michelangeli et al., 1995) (certaines études classifient la circulation atmosphérique synoptique Nord Atlantique entre 2 et 6 régimes de temps). Ce sont les régimes de l'Oscillation Nord Atlantique (North Atlantic Oscillation, NAO) dans sa phase positive et négative, le régime de la dorsale Atlantique caractérisé par un gonflement de l'anticyclone des Açores recouvrant tout le bassin Atlantique et le régime de blocage caractérisé par un anticyclone persistant sur le nord de l'Europe et la Scandinavie. Durant la période d'hivers les conditions climatiques locales sur l'Europe centrale et Ouest ainsi que le bassin méditerranéen sont étroitement liés à la circulation grande échelle de la région Nord Atlantique. En effet, plusieurs études ont montré l'influence directe des régimes de temps sur le climat régional et ces extrêmes (Serreze, 1995 ; Plaut et al., 2001 ; Herrera et al., 2001 ; Yiou and Noga, 2004 ; SanchezGomez and Terray, 2005 ; Casola and Wallace, 2007 ; Gouba-

nova, 2007). Les températures hivernales les plus chaudes se produisent sous l'influence d'air maritime doux transporté zonalement vers la Méditerranée et l'Europe du Sud et associée à la phase négative de la NAO (NAO-). Le régime zonal associé à la phase positive de la NAO (NAO+), possède un flux atmosphérique d'ouest légèrement défléchi vers le nord qui influence directement une grande partie de l'Europe. Le régime du blocage, avec une composante méridionale du vent très marquée, remonte l'air doux directement vers le Nord du continent. En ce qui concerne les températures basses, le régime de temps NAO- engendre des températures froides en Europe Centrale et du Nord, alors que la dorsale Atlantique entraîne des valeurs basses de la température moyenne sur le Sud-Ouest de l'Europe. Le régime de blocage transporte l'air froid continental sur la partie Sud-Est. En ce qui concerne les valeurs extrêmes en températures froides, le régime NAO- est dominant sur la plupart du continent. L'importance de l'Anticyclone du Groenland pour les températures froides de l'hiver s'explique par le fait que pour ce régime les vents d'ouest sont affaiblis et déviés et donc ce sont les masses d'air continentales polaires qui descendent vers l'Europe. Pendant le régime NAO+, les routes dépressionnaires sont déplacées vers le nord de l'Europe, y provoquant des hivers humides. Pendant le régime NAO-, les perturbations circulent plus au sud et se charge d'humidité en Méditerranée, apportant la pluie au Sud du continent Européen. Sur l'Europe Centrale et d'Est c'est la dorsale Atlantique qui est responsable des cas de précipitations. Le régime de blocage en déviant la trajectoire des perturbations favorise les pluies sur les rivages méditerranéens, liées aux particularités du climat local. Les précipitations extrêmes sont caractérisées par une forte variabilité spatiale et représentent un lien très faible avec les valeurs moyennes. Malgré leurs structures spatiales assez bruitées les cartes des régimes caractérisés par les précipitations les plus extrêmes révèlent toutefois les traces de l'influence de la grande échelle trouvée pour les précipitations moyennes.

Néanmoins, la relation entre régimes de temps et circulations atmosphériques dans les basses couches (en particulier celles à l'origine d'événements météorologiques intenses) est fortement dépendante de la résolution horizontale et donc des échelles caractéristiques des circulations atmosphériques produites par les modèles de circulation générale (general circulation model, GCM) (sous forme de prévisions ou réanalyses), qui généralement résolvent les circulations atmosphériques à des résolutions spatiales de l'ordre de centaines de kilomètres. Or, les variables climatiques à proximité de la surface, comme la température,

les précipitations et le vent, sont particulièrement influencés par les effets locaux induits par la complexité du terrain (orographie, transition terre/mer, hétérogénéités de surface). Il est donc nécessaire de décrire les circulations atmosphériques à des échelles fines, particulièrement pertinentes pour l'étude des impacts météorologiques et climatiques sur le fonctionnement des sociétés (sécurité des infrastructures et des transports, aménagement du territoire, économie, biodiversité,...). La modélisation du climat et environnement régional à fine échelle (incluant les extrêmes) reste limitée à cause des contributions des processus de très fines échelles et leurs interactions non-linéaires avec les processus de la grande échelle. Il est alors important de développer des outils de régionalisation ou de "downscaling" des prédictions des GCMs, pour générer des projections du climat local à des échelles plus fines en tenant compte des interactions d'échelles. Le downscaling est le processus de dérivation du climat régional basé sur les conditions du climat à grande échelle. Pendant la dernière décennie, les méthodes de downscaling dynamique et statistique ont été largement utilisées par les scientifiques pour la détermination du climat régional (Wilby and Wigley, 1997). Le downscaling statistique consiste à établir des relations statistiques entre des variables observées localement et les variables de grande échelle issues des GCM (e.g. Plaut and Vautard, 1993 ; Serreze, 1995 ; Casola and Wallace, 2007). Le downscaling dynamique consiste à résoudre les équations de la physique avec RCM, forcés par les GCMs, à des échelles spatiales plus fines que celles résolues par les GCMs. Généralement cette méthode de régionalisation améliore les résultats à méso-échelle par rapport à celles en sortie des GCMs (Mass et al., 2002).

C'est dans ce contexte de régionalisation du climat que s'inscrit mon travail de thèse portant sur la modélisation multi-échelles du climat hivernal méditerranéen. Après cette première partie introductive, La deuxième partie de ce manuscrit porte sur l'évaluation des relations entre régimes de temps Nord Atlantique et circulations atmosphériques de basse couche (en particulier associées aux extrêmes) et de leurs incertitudes à partir des réanalyses ERA-40 et NCEP (chapitre 1) et de mesures météorologiques de surface (chapitre 2). Cette deuxième partie met en évidence l'effet de la résolution horizontale des réanalyses sur ces incertitudes et introduit naturellement la troisième partie de ce manuscrit consacré à la modélisation dynamique à fine échelle du climat régional méditerranéen (chapitre 3) et à son apport pour l'étude des interactions d'échelles dans la relation régimes de temps Nord

Atlantique et climat régional (chapitre 4). Une quatrième partie conclut ce manuscrit et propose des perspectives de ce travail. Trois annexes complètent ce manuscrit : les annexes A et B présentent respectivement une méthode statistique et stochastique pour la modélisation du vent de surface. L'annexe C détaille l'ensemble des publications (articles, actes de conférence, rapports) issues de ces travaux de recherche. En particulier, mes travaux ont donné lieu à la rédaction de 4 articles en premier auteur (dont 1 publié, 1 sous presse, 1 en révision et 1 soumis) et 1 article en co-auteur.

Deuxième partie

Régimes de temps Nord Atlantique et climat régional méditerranéen

Chapitre 1

Régimes de temps et ”climat régional” : évaluation des incertitudes dans les réanalyses

1.1 Introduction

Les phénomènes météorologiques dans les basses couches de l’atmosphère de la zone Nord Atlantique et Euro-Méditerranée, dont les extrêmes tels que tempêtes, précipitations intenses, sécheresses, sont reliés au régimes de temps de la région Nord-Atlantique. Dans ce chapitre, nous évaluons les incertitudes associées à la classification des régimes de temps eux-mêmes ainsi qu’à leur relation avec les extrêmes climatiques locaux (extrêmes de vent, températures et précipitations) dues aux différences existant entre les circulations atmosphériques de grande échelle (analyses, réanalyses, simulations du climat) produites par différents modèles numériques. Dans le cadre de ce chapitre, nous nous focalisons sur les différences entre les réanalyses ERA-40 d’ECMWF (European Center for Medium-Range Weather Forecast) et NCAR (National Center for Atmospheric Research)-NCEP (National

Center for Environmental Prediction). Ce chapitre fait l'objet d'une publication soumise au *Journal of Geophysical Research* (Salameh et Drobinski, 2008)¹.

1.2 Les réanalyses ERA-40 et NCEP

Les circulations à grande-échelle sont représentées par les hauteurs du géopotential à 500 hPa des réanalyses ERA-40 et NCEP. Les deux bases de données ont des résolutions spatiales et temporelles appropriées pour l'étude de la météorologie dynamique aux échelles synoptiques.

Les centres météorologiques américains NCEP et NCAR ont conduit un projet de réanalyses à l'échelle globale avec la version actuelle du modèle MRF (Medium Range Forecast) (Kalnay et al. 1996). Il s'agit de réanalyses des variables météorologiques du réseau observationnel global avec un système d'analyses et de prévision figé de troncature spectrale T62 pour faire de l'assimilation de données depuis 1948 jusqu'à présent. Les données sont projetées sur une grille de résolution $2.5^\circ \times 2.5^\circ$, toutes les 6 heures, sur 17 niveaux de pression de 1000 à 10 hPa.

Le centre européen ECMWF a conduit un projet de réanalyses similaire pour la période 1957 à 2002 (Simmons and Gibson, 2000). Les réanalyses ERA-40 ont une résolution spatiale plus fine que celle de NCEP (troncature spectrale T59) correspondant à une résolution $1.125^\circ \times 1.125^\circ$, avec 60 niveaux de pression de 1000 à 0.1 hPa. Les données sont disponibles toutes les 6 heures.

Dans ce chapitre, nous utilisons les réanalyses ERA-40 et NCEP sur la période 1969 à 2001.

1. Salameh, T., P. Drobinski, 2008 : North Atlantic/Euro-Mediterranean extreme climatic events and weather regimes : uncertainty assessment using ERA-40 and NCEP reanalyses. *J. Geophys. Res.*, soumis

1.3 Régimes de temps Nord-Atlantique dans ERA-40 et NCEP

1.3.1 Détermination et description des régimes de temps

Notre domaine d'étude couvre la région Nord-Atlantique et Euro-Méditerranéenne, entre $-60^{\circ}\text{E}/30^{\circ}\text{E}$ et $30^{\circ}\text{N}/70^{\circ}\text{N}$. La variable utilisée dans ce chapitre pour étudier et caractériser les circulations atmosphériques à l'échelle synoptique est la hauteur du géopotential à 500 hPa (Z500) car elle est très fréquemment utilisée pour la détermination des régimes de temps Nord-Atlantique (e.g. Cheng and Wallace, 1991 ; Plaut and Simonnet, 2001).

Nous avons tout d'abord déterminé les régimes de temps sur les 33 ans entre 1969 et 2001. Avant d'appliquer l'algorithme de classification et afin de filtrer la variabilité atmosphérique aux échelles les plus fines pouvant s'apparenter à du "bruit" pour l'étude de la circulation synoptique, nous avons effectué une analyse en composantes principales (EOF, Empirical orthogonal function) sur les 10 premiers vecteurs propres. Les 10 premiers vecteurs propres expliquent à peu près 85% de la variabilité. Nous avons ensuite appliqué l'algorithme k-means sur le champ Z500 filtré reconstruit en projetant les champs Z500 sur la base de vecteurs propres. L'algorithme k-means (ou k-moyennes) est l'algorithme de classification le plus connu et le plus utilisé, du fait de la simplicité de sa mise en oeuvre. Il partitionne les données d'une même famille en un nombre de classes prédéfini et renvoie une partition des données, dans laquelle les objets à l'intérieur de chaque classe sont aussi proches que possible les uns des autres et aussi loin que possible des objets des autres classes. Chaque classe de la partition est définie par ses objets et son centroïde. Nous étudions dans ce chapitre les régimes persistant plus de 5 jours pour minimiser la contribution des régimes de transition. La même approche de classification est appliquée sur les données toutes les 6 heures ainsi que sur les données journalières moyennes, sans montrer une différence notable. Seule les régimes de temps obtenus à partir des moyennes journalières des réanalyses sont utilisés par la suite. Les régimes de temps sont montrés sur la figure (1.1). Nous obtenons les quatre régimes de temps "classiques" (Vautard, 1990 ; Plaut and Simonnet, 2001 ; Kimoto and Ghil,

1993 ; Michelangeli et al., 1995 ; Corti et al., 1999 ; Yiou and Nogaj, 2004) : les deux phases de l'oscillation Nord-Atlantique, la situation de blocage et la dorsale Atlantique.

Ces régimes de temps sont très similaires entre NCEP et ERA-40 et entre les différentes décennies avec néanmoins une faible évolution en fonction du temps (figures 1.2 et 1.3). En effet, le régime BL sur l'Europe se renforce et s'étend plus vers le nord, l'anticyclone du Groenland se creuse et l'anticyclone des Açores se déplace vers le nord/ouest. Notons aussi que durant la dernière décennie, l'anticyclone de Groenland se renforce et s'étend vers le sud perturbant ainsi le flux d'ouest sur l'Atlantique.

1.3.2 Evaluation de la reproductibilité des régimes de temps

Afin d'évaluer la reproductibilité des régimes de temps, nous appliquons la même technique sur les périodes de 11 ans, i.e. entre 1969 et 1979, entre 1980 et 1990 et entre 1991 et 2001. Notons que Michelangeli et al. (1995) ont effectué une étude similaire en ne conservant que la moitié ou le quart de leur base de données, choisi de manière aléatoire. Ils ont trouvé des régimes de temps similaires quelle que soit la taille de leur base de données. Les figures 1.4 et 1.5, montrent les régimes de temps estimés sur les 3 périodes de 11 ans séparément (1969-1979, 1980-1990 et 1991-2001 en colonne de gauche à droite respectivement). Le nombre de classe reste le même (quatre classes), mais comme la technique de classification est appliquée sur des parties distinctes de la base de données, les régimes de temps montrent une variabilité inter-décennale plus grande que celle obtenue sur la période de 33 ans. Le régime BL présente des anomalies plus fortes sur le sud du Groenland dans les réanalyses ERA-40 pendant la décennie 1991-2001 que pendant la période 1969-2001 (figures 1.2c et 1.4c). Sur les réanalyses NCEP, l'anticyclone des Açores est situé plus vers le nord et les anomalies sont plus fortes sur l'est du Groenland pendant la décennie 1969-1979 que pendant la période 1969-2001 (figures 1.2a et 1.4a). Le régime AR est mieux établi (i.e. les lignes des hauteurs moyennes du géopotential forme une dorsale plus marquée) pour les régimes de temps calculés sur les différentes décennies que sur la période de 33 ans (1969-2001), sur ERA-40 et sur NCEP (figures 1.2, 1.4, 1.3, 1.5). Le régime NAO- montre des anomalies fortes sur le sud-ouest du Groenland pendant la décennie 1991-2001 alors que les

régimes de la période 1969-2001 les montrent au sud-est du Groenland (figures 1.2, 1.4, 1.3, 1.5). Le régime NAO+ ne change pas pour les réanalyses ERA-40, alors qu'il montre des anomalies négatives au sud-ouest du Groenland plutôt qu'au sud ou sud-est du Groenland, pour la décennie 1969-1979 dans NCEP (figures 1.3, 1.5).

La différence entre les régimes de temps de ERA-40 et NCEP est aussi plus grande quand les régimes sont calculés sur les différentes décennies séparément que sur la période de 33 ans. Les anomalies sont plus fortes sur NCEP que sur ERA-40. Les différences les plus marquées concernent la position de l'anomalie négative du régime BL entre 1969 et 1979 localisée dans ERA-40 au sud-ouest du Groenland et à l'est du Groenland dans NCEP, entre 1980 et 1990 elle est plus forte dans NCEP que dans ERA-40, l'anomalie négative dans NAO+ s'étend entre -60°E et -20°E pour NCEP et entre -60°E et 0°E dans ERA-40. ERA-40 et NCEP sont en bon accord sur la description de la variabilité inter-décennale des régimes de temps. Au travers des décennies, l'anomalie négative du régime BL se déplace de l'ouest vers le centre du domaine, AR est mieux établi, l'anomalie négative dans NAO- se déplace plus vers le nord-est du domaine et l'anomalie positive du NAO+ est plus étalée sur le nord de l'Europe et l'anticyclone des Açores est plus vers le nord.

1.3.3 Occurrence et contingence des régimes de temps dans ERA-40 et dans NCEP

La figure 1.6 montre le nombre d'occurrences annuel, pendant les périodes hivernales, des régimes de temps de ERA-40 et NCEP persistant plus de 5 jours, sur la période 1969 à 2001. En moyenne, l'accord entre les deux réanalyses est bon (la moyenne de l'erreur relative entre ERA-40 et NCEP sur l'occurrence des régimes de temps est 12.7%, 4.1%, 24.5% et 7.7% pour BL, AR, NAO- et NAO+, respectivement). Néanmoins, pour certaines années, les différences peuvent atteindre 300%, 150%, 100%, 67% sur BL (1988), AR (1973), NAO- (1972, 1992 et 1993) et NAO+ (1977). Par exemple, en 1985 et 1989, 60 et 25 cas de BL sont détectés dans ERA-40 contre 29 et 9 dans NCEP, respectivement ; entre 1969 et 1979, plus de 30 régimes AR additionnels sont détectés dans ERA-40 par rapport à NCEP ; en 1969, 1984 et 2000, les différences entre NCEP et ERA-40 pour NAO- atteignent 29, 30 et 14 cas.

NCEP et ERA-40 sont en meilleur accord pour la description du régime NAO+ qui au plus détecte 35 cas supplémentaires dans ERA-40 que dans NCEP en 1994. Ces différences dans la détection des régimes de temps dans ERA-40 et dans NCEP, ne sont pas dues aux régimes de transition car seules les régimes persistant plus de 5 jours sont étudiés.

Si l'occurrence des régimes de temps est très similaire entre ERA-40 et NCEP, les régimes de temps ne sont pas nécessairement détectés au même moment, comme le montre le tableau 1.1. Ce tableau montre les probabilités d'occurrence simultanée des régimes de temps ERA-40 et NCEP. Quand la technique de classification est appliquée sur la période de 33 ans, la probabilité de classer simultanément BL et NAO+ dans NCEP et ERA-40, excède 80% mais n'est que d'environ 60% pour AR et NAO-. Cet accord est beaucoup plus bas que celui sur les occurrences des régimes de temps (figure 1.6). Pour les régimes BL et NAO+, l'accord entre ERA-40 et NCEP, sur leurs moments d'occurrence est meilleur quand la classification est effectuée sur les périodes de 11 ans que sur les 33 ans. Entre 1969 et 1979, BL et NAO+ sont détectés simultanément dans ERA-40 et NCEP dans seulement 50 et 22% des cas respectivement, lorsque les régimes sont obtenus à partir de la classification sur les 33 ans, alors que l'accord sur le nombre d'occurrence annuel (hivernal) est très bon (figure 1.6). Ces probabilités augmentent de façon très significative à 88 et 85% les régimes sont obtenus à partir de la classification sur les périodes de 11 ans séparément. Pour les autres régimes, l'accord entre ERA-40 et NCEP n'est jamais inférieur à 70% quand ils sont calculés sur la période de 33 ans. Cela est dû au fait que la classification des régimes sur les 33 ans tend à lisser la variabilité des régimes par rapport à la classification par décennie. Ainsi les circulations atmosphériques produites par les réanalyses, "éloignés" des centroïdes des différents régimes ont tendance à ne pas être bien classées. La classification par décennie tend à prendre en compte la variabilité décennale de la circulation synoptique et donc de classer plus proprement les circulations atmosphériques à l'échelle synoptique dans des régimes présentant eux-aussi une variabilité à une échelle de temps inférieure à 30 ans.

La différence entre les régimes de temps de ERA-40 et NCEP peut donc être attribué à :

- (i) l'augmentation des incertitudes associée à la diminution du nombre d'échantillons dans les réanalyses ;
- (ii) la variabilité décennale des circulations atmosphériques à grande-échelle et des régimes de temps associés.

TABLE 1.1 – Table de contingence de l’occurrence des régimes de temps (persistant plus de 5 jours) obtenus à partir des moyennes journalières de Z500 de ERA-40, ERA-COARSE et NCEP. † : La classification en régimes de temps est faite sur les périodes de 11 ans, contrairement aux autres lignes du tableau, qui correspondent à la classification en régimes de temps sur la période de 33 ans.

Accord (%)	Régime de temps			
	BL	AR	NAO-	NAO+
1969 to 2001				
ERA-40/NCEP	87	59.5	61.4	87.2
ERA-COARSE/NCEP	96.8	91.1	87.2	96.8
ERA-COARSE/ERA-40	77.6	65.7	87.5	84.5
1969 to 1979				
ERA-40/NCEP (1969-1979)†	50.1	77.7	70.1	22.4
ERA-40/NCEP	87.7	64.6	56.9	85
ERA-COARSE/NCEP	95.1	93.9	75.6	93.7
ERA-COARSE/ERA-40	83.1	61	81.8	75
1980 to 1990				
ERA-40/NCEP (1980-1990)†	85.3	71.7	88.7	91.2
ERA-40/NCEP	88.5	54.5	77.6	85.9
ERA-COARSE/NCEP	97.2	91.5	93.7	97.5
ERA-COARSE/ERA-40	67.7	68.4	93.6	91.8
1991 to 2001				
ERA-40/NCEP (1991-2001)†	81.5	82.6	89.7	90.5
ERA-40/NCEP	85	59.5	51	90.5
ERA-COARSE/NCEP	98.1	88	91.9	99
ERA-COARSE/ERA-40	82	68.1	87.1	85.8

1.3.4 Impact de la résolution spatiale des réanalyses ERA-40 et de NCEP

Afin de savoir si la différence entre les régimes de temps de ERA-40 et de NCEP est due à la différence dans la résolution spatiale des deux bases de données ou bien est due aux

différentes physiques internes des GCM, nous avons projeté les réanalyses ERA-40 sur la grille NCEP (appelée ci-après ERA-COARSE). Nous appliquons ensuite la même procédure de classification et nous comparons les régimes de temps de ERA-COARSE avec ceux de NCEP. La figure 1.6 montre que l'occurrence annuelle (hivernale) des régimes de temps de ERA-COARSE sont en meilleur accord avec ceux de NCEP que ceux de ERA-40. En effet, l'erreur relative moyenne entre l'occurrence des régimes de temps obtenus avec ERA-COARSE et NCEP est de 1.8%, 2.5%, 8.7% et 0.1% pour BL, AR, NAO- et NAO+, respectivement, comparée à 12.7%, 4.1%, 24.5% et 7.7%, respectivement entre ERA-40 et NCEP.

Les occurrences des régimes de temps de ERA-COARSE et de NCEP ne sont pas seulement très similaires mais ils sont aussi détectés au même moment comme le montre le tableau 1.1. Cela est particulièrement vrai pour BL et NAO+ qui sont détectés simultanément dans ERA-COARSE et NCEP dans 97% des cas contre 87% entre ERA-40 et NCEP.

Bien que les différences entre les régimes de temps de ERA-COARSE et de NCEP en terme de détection et de statistique d'occurrence sont moins grandes qu'entre ERA-40 et NCEP, l'accord n'est pas toujours parfait. Cela montre que les différences entre les régimes de temps de ERA-40 et de NCEP ne sont pas seulement dues aux différentes résolutions spatiales, mais aussi à la physique des GCM.

1.4 Régimes de temps Nord Atlantique et événements extrêmes

1.4.1 Attribution événements extrêmes/régimes de temps

Comme il a été montré dans la littérature (e.g. Yiou et Nogaj, 2004), les événements météorologiques extrêmes sont souvent liées aux régimes de temps Nord-Atlantique. Afin d'établir cette relation, nous avons utilisé l'indice REXA (regime/extreme attribution) établi par Yiou et Nogaj (2004). Pour chaque décennie et en chaque point de grille de ERA-40 et

NCEP, nous identifions les régimes de temps (obtenus sur la période de 33 ans), associés à l'occurrence de tempêtes, précipitations intenses et vagues de chaleur ou de froid, durant plus de 5 jours. Nous attribuons alors le régime le plus fréquent. Les événements extrêmes sont représentés par les événements de vent dont la force excède le 90^{ème} centile, et de précipitations et températures inférieures au 10^{ème} centile et supérieures au 90^{ème} centile. Des études de sensibilité ont été conduites avec des événements persistant plus de 2 jours et les résultats sont un peu plus bruités mais demeurent similaires. Notons que la relation entre régimes de temps et extrêmes de surface peut être établie de plusieurs manières dont, l'indice discriminant qui consiste à évaluer la distance entre les extrêmes et le centroïde des régimes de temps (Plaut et al., 2000 ; SanchezGomez et Terray, 2005). Pour cette méthode, le dépassement d'un certain seuil (99^{ème} centile dans les articles cités) sur seulement un point du domaine, est considéré comme l'occurrence d'un événement extrême.

Utilisant l'indice REXA, les graphes des régimes de temps dominants associés aux températures extrêmes de surface (minimales et maximales) sont montrés par décennie sur la figure 1.7. Sur la période de 33 ans, les graphes de REXA sont similaires à ceux de Yiou et Nogaj (2004). En général, les graphiques des régimes de temps dominants liés aux extrêmes de températures montrent une forte similitude entre ERA-40 et NCEP pour les températures froides et plus de différences pour les températures chaudes spécialement sur la partie nord du domaine (au nord de 60°N) : dans NCEP les températures maximales sont associées au régime NAO- sur une région plus étendue que dans ERA-40. Réciproquement, les températures maximales de ERA-40 sont associées au régime de temps BL sur une région plus étendue que dans NCEP. Entre 1980 et 1990, les températures maximales sur l'Europe sont associées au régime NAO+ dans ERA-40 contre AR dans NCEP.

Les champs REXA des précipitations sont similaires à ceux de la température et à ceux de Yiou et Nogaj (2004), néanmoins ils affichent une plus grande variabilité spatiale et plus de différences. Comme pour la température, l'accord entre ERA-40 et NCEP est plus élevé pour les précipitations minimales que pour les précipitations maximales (figure 1.8). La similitude entre les figures 1.7 et 1.8 signale une forte corrélation entre la température et les précipitations extrêmes. Les REXA des températures et de précipitations montrent une différence entre les différentes décennies, en particulier pour les valeurs minimales. La va-

riabilité naturelle des circulations synoptiques peut expliquer une partie de cette variabilité, mais d'autres considérations détaillées ci-après doivent être prises en compte.

Les champs REXA pour les vents extrêmes sont montrés sur la figure 1.9. En effet, pendant l'hiver, la région Nord Atlantique est propice à la formation de dépressions progressant vers l'Europe continentale le long du "storm-track" créant des vents violents et de fortes précipitations sur l'Europe (e.g. Joly et al., 1997). Une grande partie de la variabilité atmosphérique sur la région Méditerranéenne est aussi liées aux circulations Nord Atlantique (Xoplaki, 2002 ; Trigo et al., 2004), mais l'orographie complexe joue un rôle crucial dans la redirection des flux d'air. Ainsi des structures énergétiques à méso-échelles sont présentes dans les circulations atmosphériques et peuvent évoluer pour devenir des systèmes météorologiques à forts impacts comme les tempêtes locales (Zechetto et De Biasio, 2007 ; Salameh et al., 2008a). Ainsi dans le bassin ouest de la Méditerranée, le Mistral, vent sec et froid du nord/nord-ouest (e.g. Jansá, 1987 ; Jiang et al., 2003 ; Drobinski et al., 2005 ; Guénard et al., 2005, 2006) et son "compagnon" la Tramontane (e.g. Drobinski et al., 2005) soufflent dans les vallées du Rhône et de l'Aude et peuvent atteindre occasionnellement les côtes africaines (Salameh et al., 2007). La Bora, vent sec et froid de nord-est (Jurčec, 1981 ; Pandžić et Likso, 2005 ; Smith, 1987) affecte la mer Adriatique toute entière. Dans le bassin Levantin, le vent le plus répandu est l'Etésien (Ziv et al. 2004) et le vent du nord sur la mer Noire (Efimov et Shokurov, 2002). La figure 1.9 montre une variabilité spatiale des structures de REXA des extrêmes de vent bien plus élevée que celle des extrêmes de température et de précipitation. Cela est dû au fait qu'à des échelles de l'ordre de quelques centaines de kilomètres (inférieures au rayon de déformation de Rossby à ces latitudes), l'écoulement atmosphérique de basse couche est dominé par la complexité locale du terrain et la friction. Ainsi les corrélations entre les circulations de la grande échelle, le vent local et les extrêmes sont plus faibles (e.g. Salameh et al., 2008b). Globalement, les structures des REXA de ERA-40 et de NCEP sont similaires mais les détails affichent de larges différences dans les régions où des tempêtes de vent sont détectées (les pixels en couleur). Les REXA de vent extrême montrent une variabilité décennale plus élevée que ceux de la température et des précipitations. Ils montrent aussi des différences plus élevées entre ERA-40 et NCEP sur les régions continentales. Sur les parties nord de l'Atlantique Nord, les vents forts sont associés à NAO+, alors que sur les régions "tropicales" de l'Atlantique Nord, ils sont associés

à NAO-. Néanmoins, les deux bases de données sont en accord sur l'absence des vents forts persistants sur les régions situées au centre de l'Atlantique Nord. Cela confirme aussi la plus faible corrélation entre vent de surface et circulations de grande-échelle en comparaison aux températures et précipitations. Les vents forts persistents sont présents sur l'Europe continentale et sur le bassin Méditerranéen, sur la région des trajectoires des tempêtes (nord du domaine et Atlantique tropical).

La méthode REXA a aussi été appliquée sur les données de ERA-COARSE. Bien que les résultats soient en meilleur accord avec ceux de NCEP qu'avec ERA-40, ils montrent des différences avec ceux NCEP.

Les différences entre ERA-40 et NCEP peuvent donc être dues (i) aux différences entre la classification en régimes de temps qui peuvent atteindre 50% dans certains cas; (ii) au fait que plus que 40% des précipitations intenses sont observées pendant les périodes de transition entre les régimes de temps (SanchezGomez et Terray, 2004) bien que cela ne soit pas a priori la cause dominante des différences dans notre cas car nous considérons seulement les événements persistents; (iii) à un mélange de régime de temps, i.e. certains régimes de temps sont associés d'une manière quasi équiprobable aux extrêmes; (iv) au fait que les événements extrêmes dans ERA-40 et NCEP n'apparaissent pas en même temps. Nous allons détailler les deux derniers points dans le paragraphe suivant.

1.4.2 Probabilité d'occurrence des régimes de temps en présence des extrêmes

Une cause des différences entre les structures REXA de ERA-40 et de NCEP est que REXA sélectionne les régimes de temps les plus probables associés à un événement extrême. Les incertitudes sur les champs des REXA deviennent de plus en plus larges dans le cas de régimes de temps équiprobables. Afin de déterminer la part d'apparition de chacun des régimes de temps associés à un cas extrême, nous calculons sa probabilité d'occurrence. Les figures 1.10 et 1.11 montrent la probabilité d'occurrence de chacun des quatre régimes de temps associés aux températures extrêmes hautes et basses de ERA-40 et de NCEP.

Les champs de probabilité d'occurrence des régimes de temps sont similaires entre ERA-40 et NCEP et entre les décennies. Néanmoins, il existe des régions de larges différences (plus large extension des probabilités d'occurrences élevées du régime de temps NAO- dans NCEP, figure 1.11) et de faibles différences mais correspondant à des probabilités d'occurrence autour de 50% (couleurs vertes) (figures 1.10, 1.11). Ces différences peuvent être à l'origine des différences entre REXA, basés sur le simple dépassement du seuil d'apparition (les régimes de temps qui apparaissent plus de 50% des cas). Par exemple, cela peut être la cause de la différence entre les REXA de température sur l'Europe entre 1980 et 1990 (voir figure 1.7b et e, où les températures maximales sont associées au régime de temps NAO+ dans ERA-40 et AR dans NCEP).

Les probabilités d'occurrence de chaque régime de temps lors des extrêmes de précipitations (non montré) sont similaires à ceux de la température avec une plus grande variabilité spatiale. Les probabilités d'occurrence des régimes de temps lors des événements extrêmes de vent ont une variabilité spatiale encore plus grande (figures 1.12, 1.13) et montrent plus de régions blanches correspondant à l'absence des vents extrêmes persistants.

Enfin, la figure 1.14 montre la différence relative de recouvrement des périodes d'occurrence d'extrêmes dans ERA-40 et NCEP. Quand la différence relative atteint les 100% cela veut dire que les événements extrêmes dans ERA-40 et dans NCEP ne sont jamais détectés au mêmes moment ou bien qu'une des bases de données n'a pas détecté de cas extrême. La figure 1.14 montre plusieurs tendances pour les températures, précipitations et vents extrêmes. Les périodes d'extrêmes chauds ou froids dans ERA-40 et dans NCEP se chevauchent pour environ 70% de leur durée. Cela veut dire qu'à peu près 30% des cas de températures extrêmes ne sont pas détectés en même temps dans ERA-40 et dans NCEP et ce qui favorise différents régimes de temps associés. Les différences relatives augmentent pour les extrêmes de précipitations ($> 40\%$ en moyenne et plus de 60% sur certaines régions) et du vent ($> 60\%$ en moyenne et plus de 80% sur certaines régions). Les différences de recouvrement des périodes d'occurrence d'extrêmes dans ERA-40 et dans NCEP expliquent une partie des différences entre les REXA des champs de ERA-40 et de NCEP.

1.5 Conclusion

Nous avons évalué dans ce chapitre, les incertitudes liées à la détermination des régimes de temps Nord Atlantique en utilisant deux jeux différents de réanalyses (ERA-40 et NCEP). Nous avons trouvé que la différence relative de l'occurrence des régimes de temps de ERA-40 et de NCEP peut atteindre 25% et que la différence relative de l'occurrence annuelle peut atteindre 40%.

Ces différences ont un impact important sur l'attribution régime de temps/événements extrêmes. Les plus grandes différences entre les régimes de temps de ERA-40 et de NCEP, associés aux extrêmes de température, précipitations et vent sont trouvées pour les extrêmes hauts, c'est à dire ceux qui excèdent le 90^{ème} centile. L'association des régimes de temps aux événements extrêmes n'est pas seulement différente entre ERA-40 et NCEP, mais aussi entre les décennies de chacune des bases de données. L'étude de la probabilité d'occurrence de chaque régime de temps lors d'extrêmes montre les régions sur lesquelles les régimes liés aux extrêmes sont équiprobables affectant considérablement ainsi l'attribution d'un régime de temps aux extrêmes sur ces régions (occurrence des régime qui excède les 50%). Enfin, les périodes d'extrêmes persistants ne se "chevauchent" pas forcément entre ERA-40 et NCEP. En effet, la moyenne d'apparition des extrêmes en même temps dans les deux bases de données peut atteindre 70% des cas de température mais seulement 40% pour le vent. La combinaison de toutes ces sources d'incertitudes est la cause de larges ambiguïtés sur la relation entre les circulations de grande échelle et le climat régional incluant les extrêmes locaux.

Basée sur ces résultats, la question qui se pose maintenant est : entre ERA-40 et NCEP, quelle réanalyse est la "meilleure" ? Pour tenter de répondre à cette question, nous comparons dans le chapitre suivant les deux réanalyses à des mesures de surface à haute résolution temporelle (6 h), de température, précipitations et vent et nous étudions la relation entre les extrêmes mesurés sur différentes stations et les régimes de temps ERA-40 et NCEP.

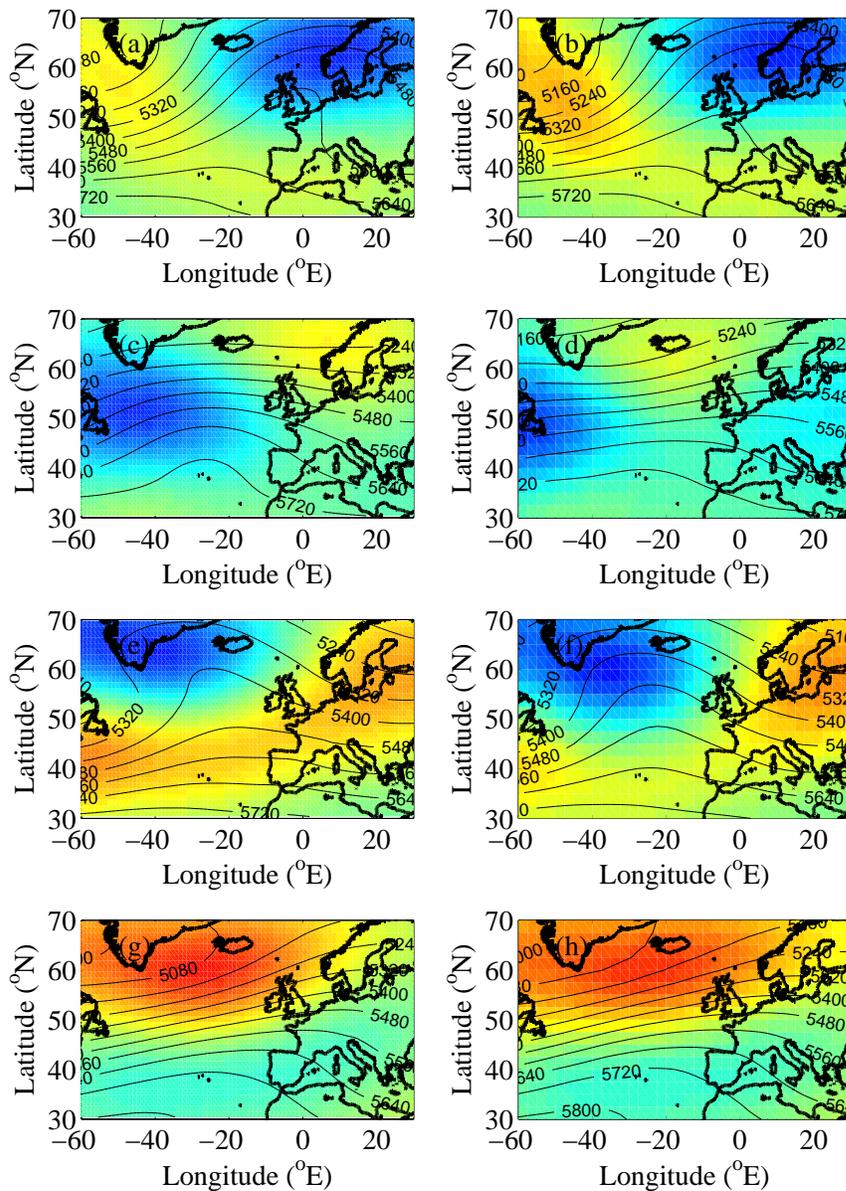


FIGURE 1.1 – Les quatre régimes de temps Nord Atlantique calculés à partir des valeurs moyennes journalières du géopotential à 500 hPa, pour les périodes d’hiver de novembre à mars, de 1969 à 2001. La colonne de gauche (droite) correspond aux régimes de temps ERA-40 (NCEP). Les couleurs correspondent aux anomalies de Z500 par rapport à sa moyenne climatologique et les iso-lignes au Z500 du régime de temps correspondant. Les 4 régimes de temps sont le régime de blocage (BL) (a, b), de dorsale Atlantique (Atlantique Ridge AR) (c, d) et les phases négative (e, f) et positive (g, h) de l’oscillation Nord-Atlantique (North Atlantic Oscillation, NAO) (notées respectivement NAO- et NAO+). L’incrément de Z500 est de 80 m entre les iso-contours.

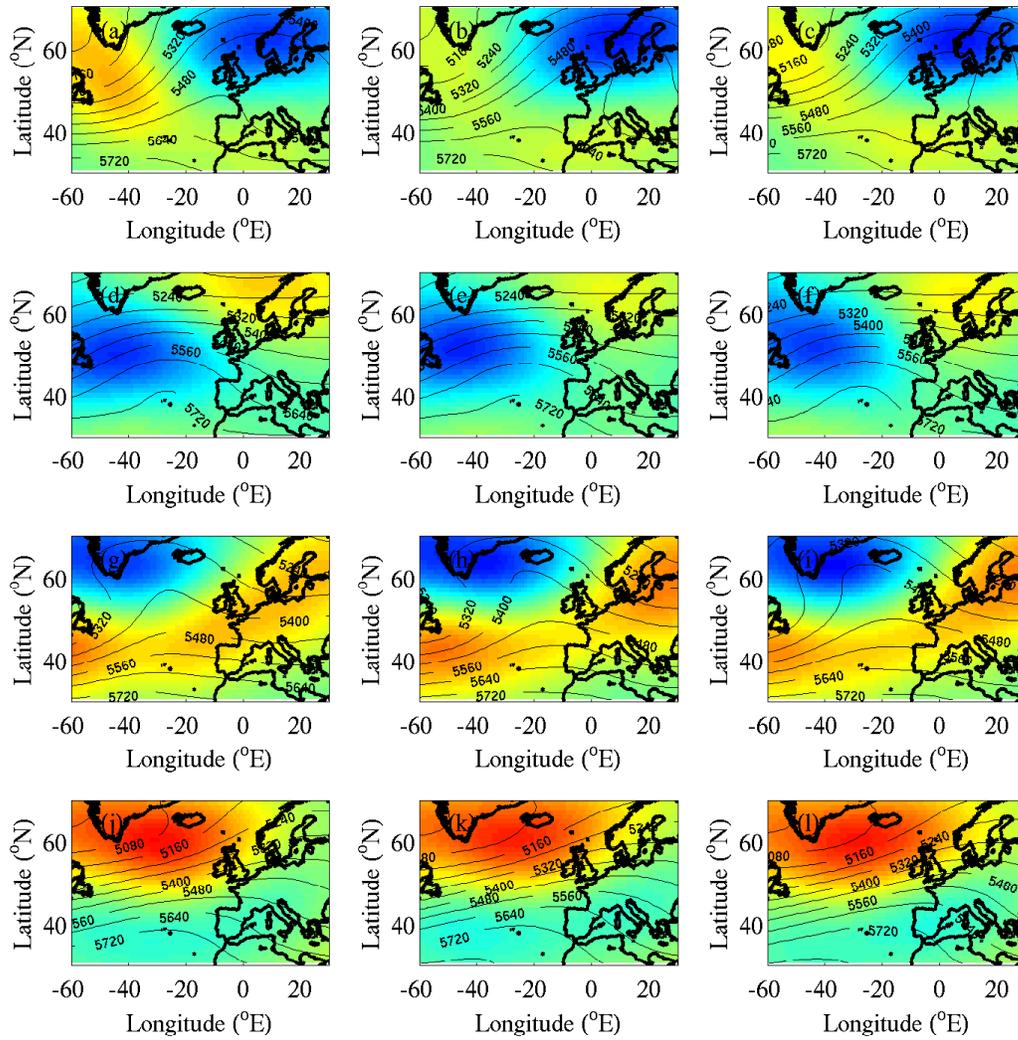


FIGURE 1.2 – Semblable à la figure (1.1), avec les données ERA-40. Les régimes de temps sont représentés par décennie, 1969-1979 (colonne de gauche, figures a, d, g, j), 1980-1990 (colonne du milieu b, e, h, k) et 1991-2001 (colonne de droite c, f, i, l).

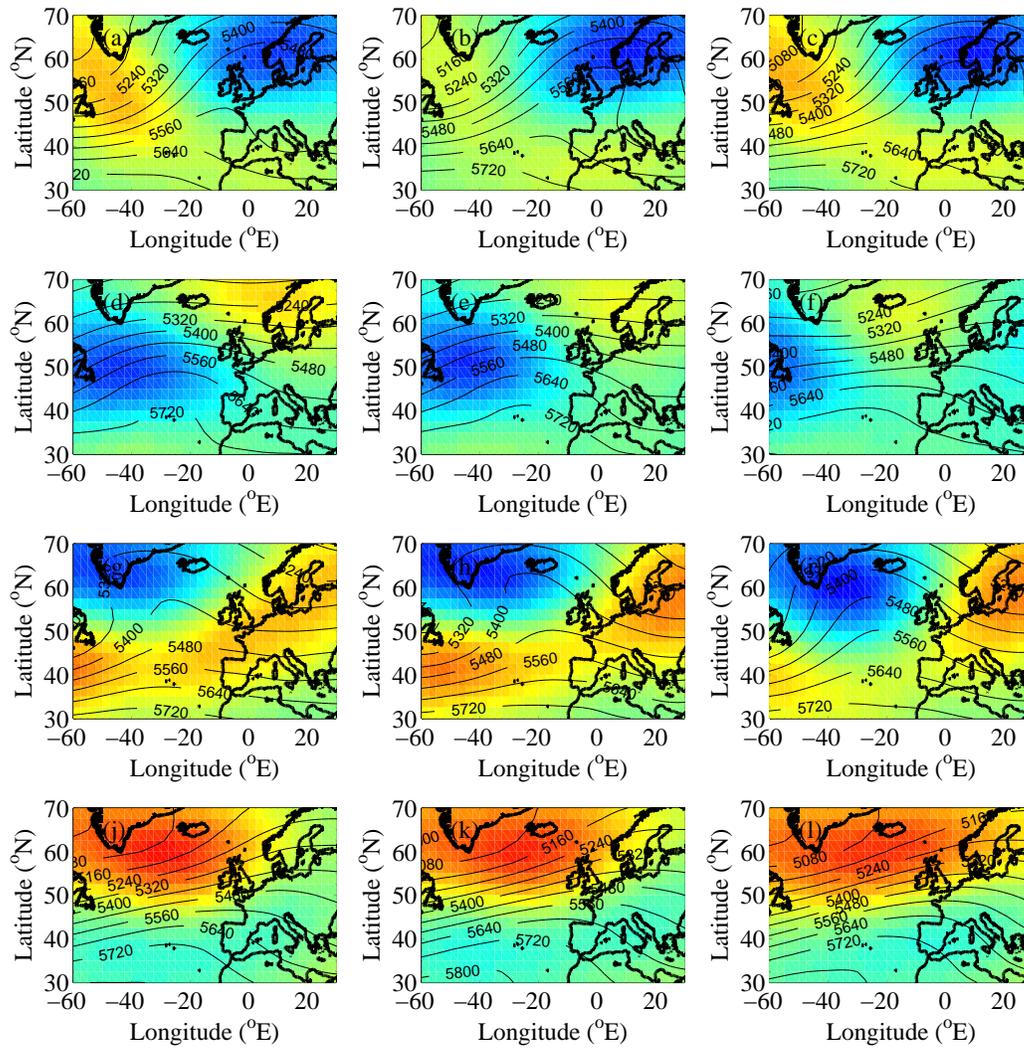


FIGURE 1.3 – Semblable à la Fig. (1.2) avec les données de NCEP.

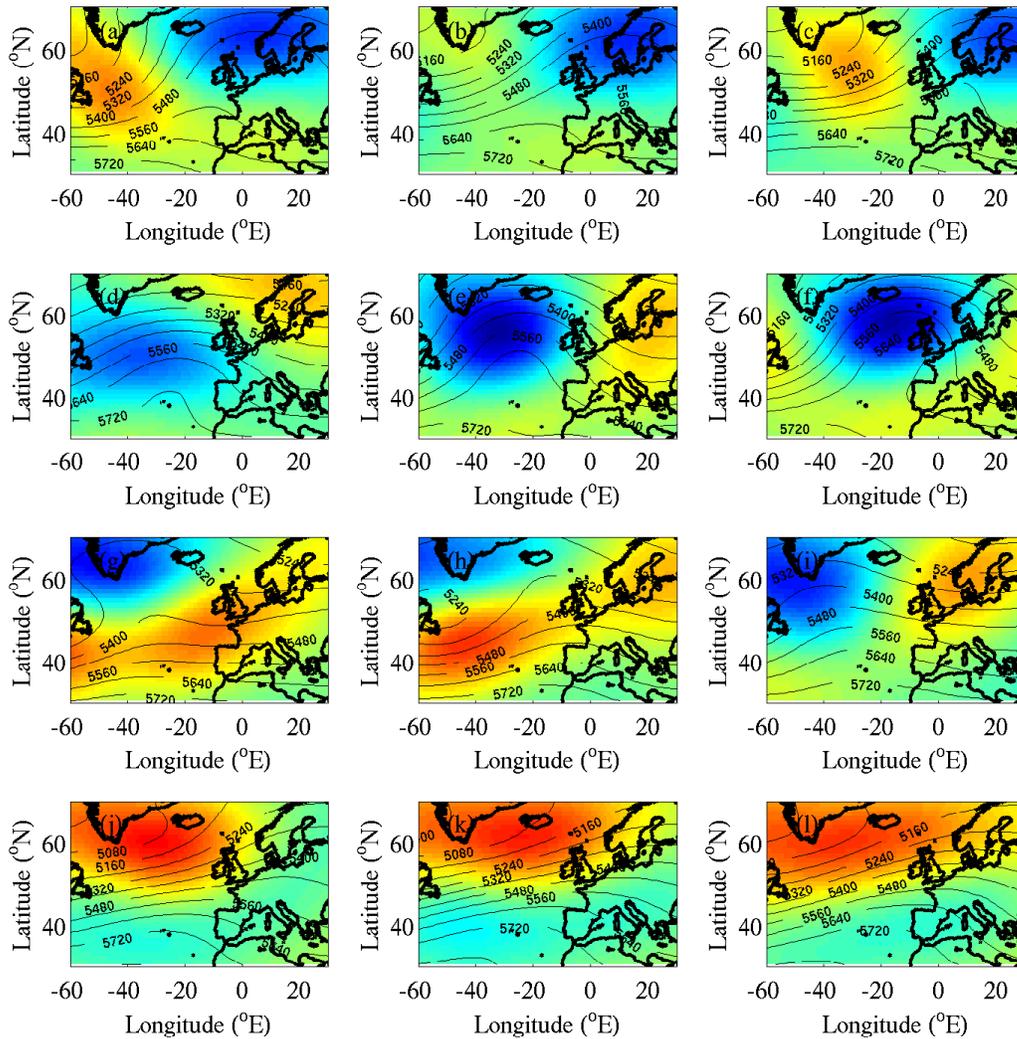


FIGURE 1.4 – Les quatre régimes de temps Nord-Atlantique obtenus séparément sur les 3 périodes de 11 ans, 1969-1979 (première colonne), 1980-1990 (deuxième colonne) et 1991-2001 (troisième colonne). Les couleurs indiquent les anomalies du régime et les isocontour correspondent aux iso-géopotentiel. La première rangée de figures correspond au régime BL, la deuxième au régime AR, la troisième au régime NAO-, et la quatrième au régime NAO+.

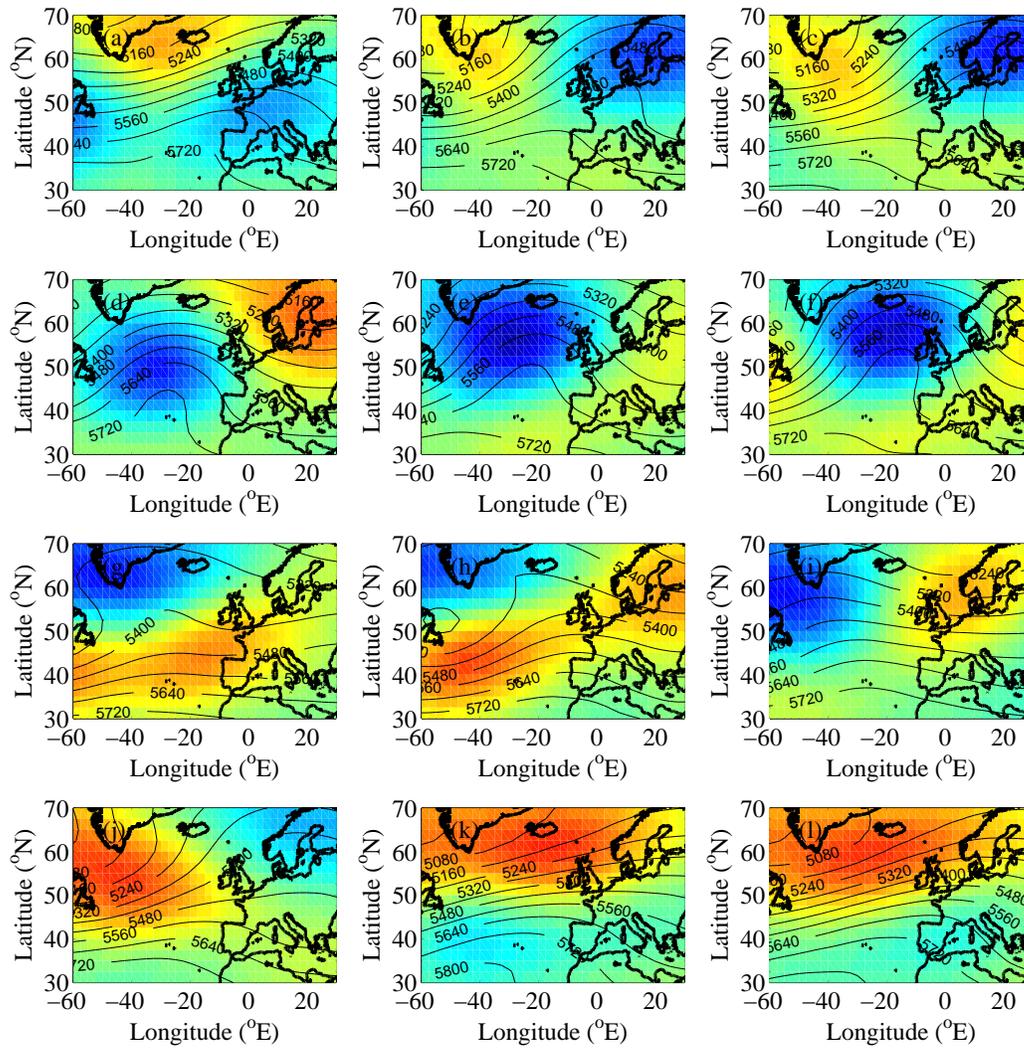


FIGURE 1.5 – Semblable à la figure (1.4) avec les réanalyses NCEP.

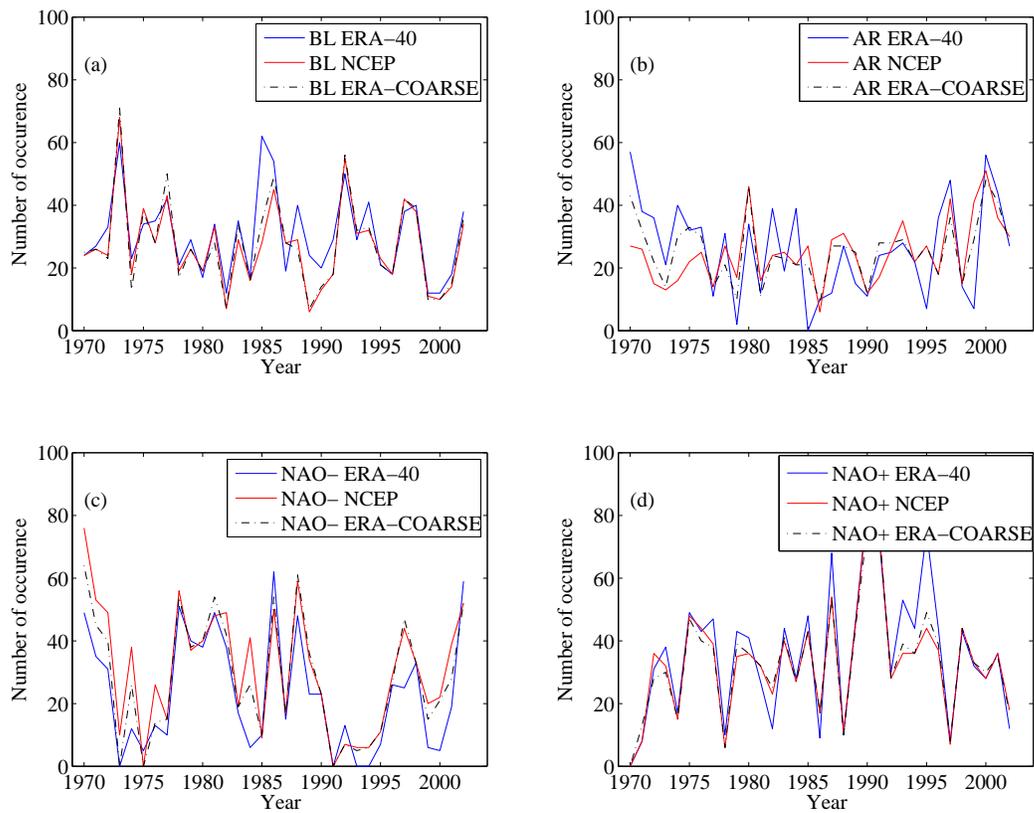


FIGURE 1.6 – Nombre d’occurrences annuel (par hiver) des régimes de temps BL (a), AR (b), NAO- (c) et NAO+ (d) persistant plus de 5 jours, entre 1969 et 2001. Les courbes rouges, bleues et noires correspondent respectivement aux réanalyses ERA-40, NCEP et ERA-COARSE.

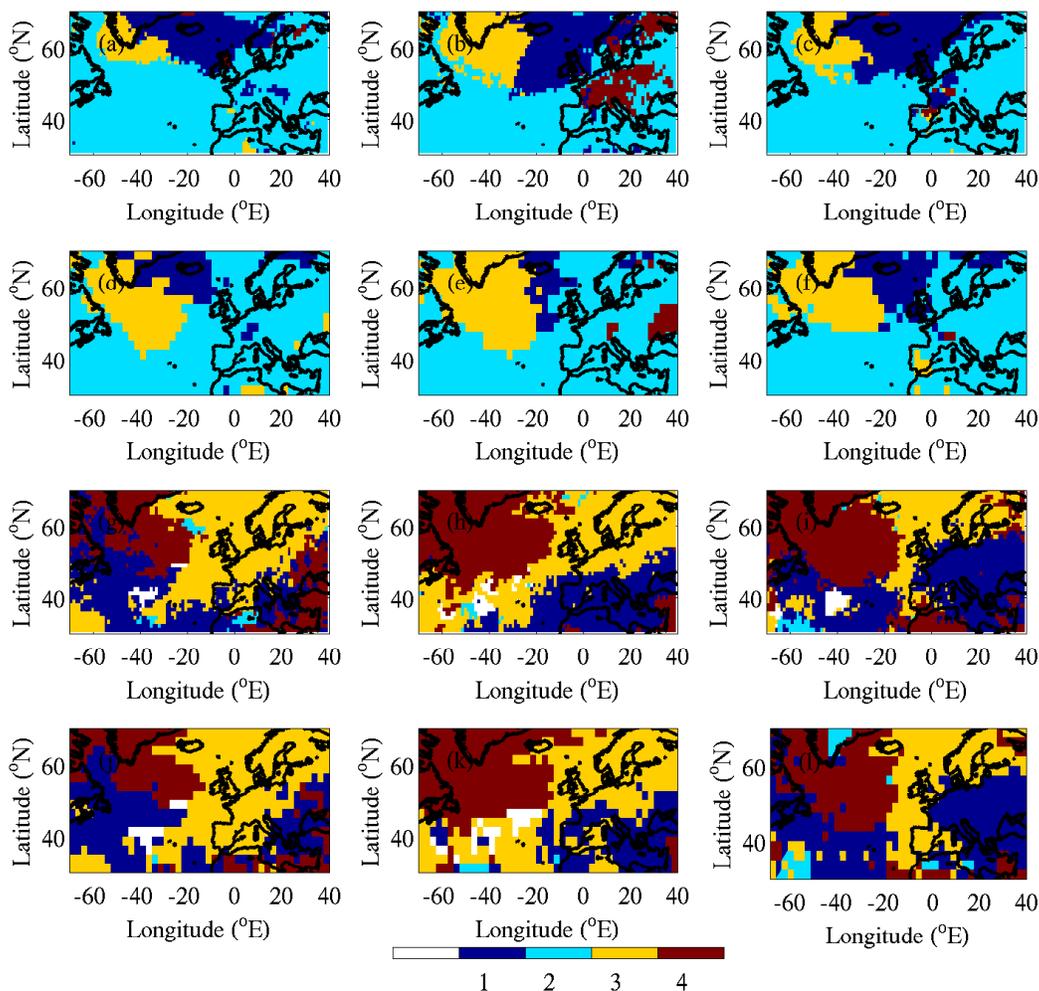


FIGURE 1.7 – Les couleurs représentent les régimes de temps (classifiés sur la période de 33 ans) les plus probables attribués aux extrêmes de températures locales (REXA) qui persistent plus de 5 jours : BL en bleu clair, AR en bleu foncé, NAO- en jaune et NAO+ en rouge. Les panneaux (a) à (c) et (g) à (i) montrent respectivement les régimes de temps de ERA-40 liés aux extrêmes de températures supérieures et inférieures au 10^{ème} et au 90^{ème} centile, respectivement. Il en est de même pour les panneaux (d) à (f) et (j) à (l) avec les données de NCEP. Les périodes 1969-1979, 1980-1990 et 1991-2001 sont montrées sur la première, deuxième et troisième colonne, respectivement. Le couleur blanche sur certaines régions signifient l'absence d'extrêmes persistant plus de 5 jours.

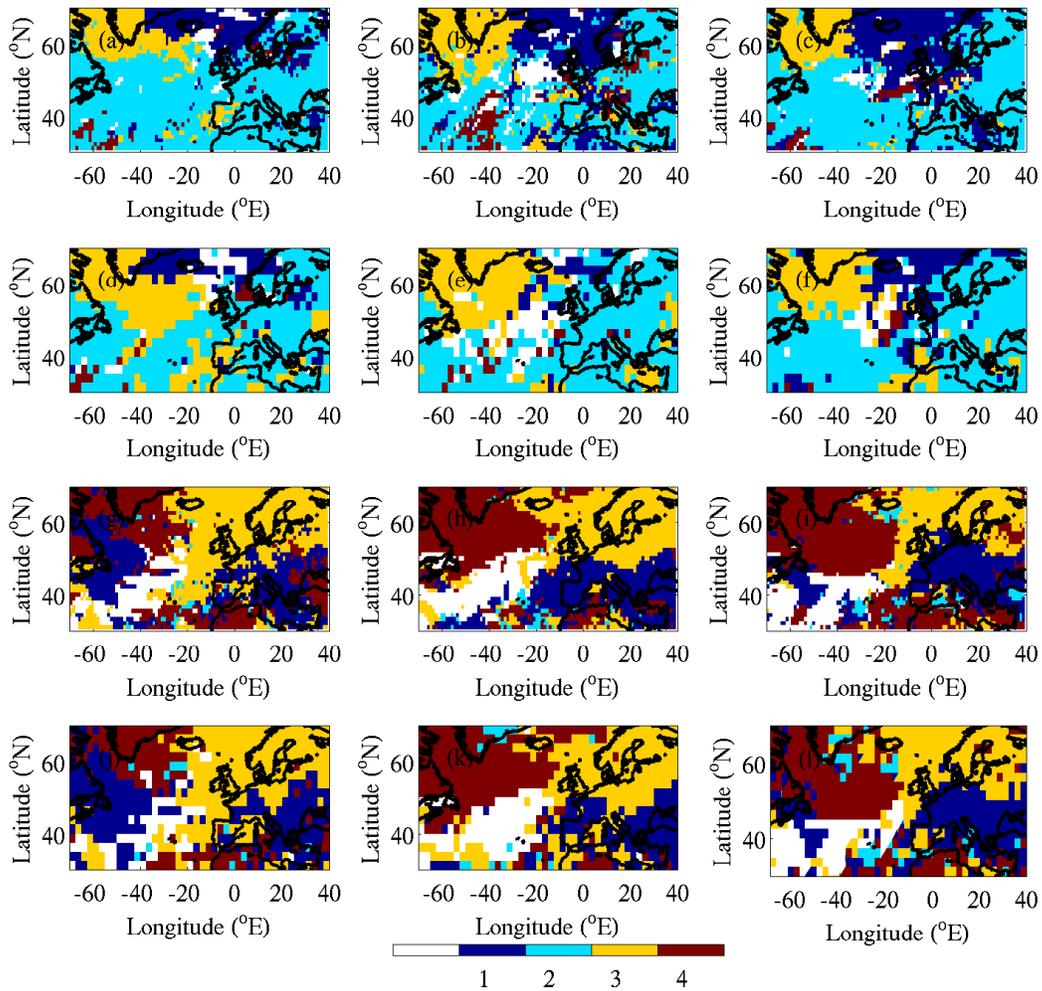


FIGURE 1.8 – REXA des régimes de temps liés aux précipitations persistentes (>5 jours) maximales (les deux premières lignes) et minimales (les deux dernières lignes) de ERA-40 (première et troisième ligne) et de NCEP (deuxième et quatrième ligne). Le code de couleur et les figures ont les mêmes définitions que ceux de la figure 1.7

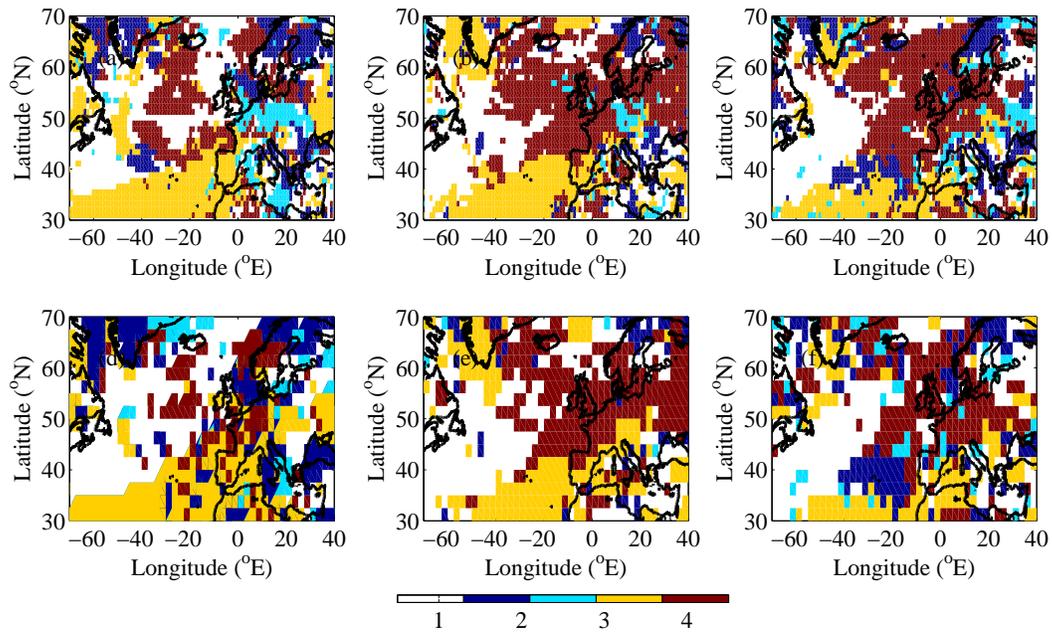


FIGURE 1.9 – REXA des régimes de temps et les vents forts qui dépassent le 90^{ème} centile. Le code de couleurs et les détails de la figure sont les mêmes que sur la figure 1.7.

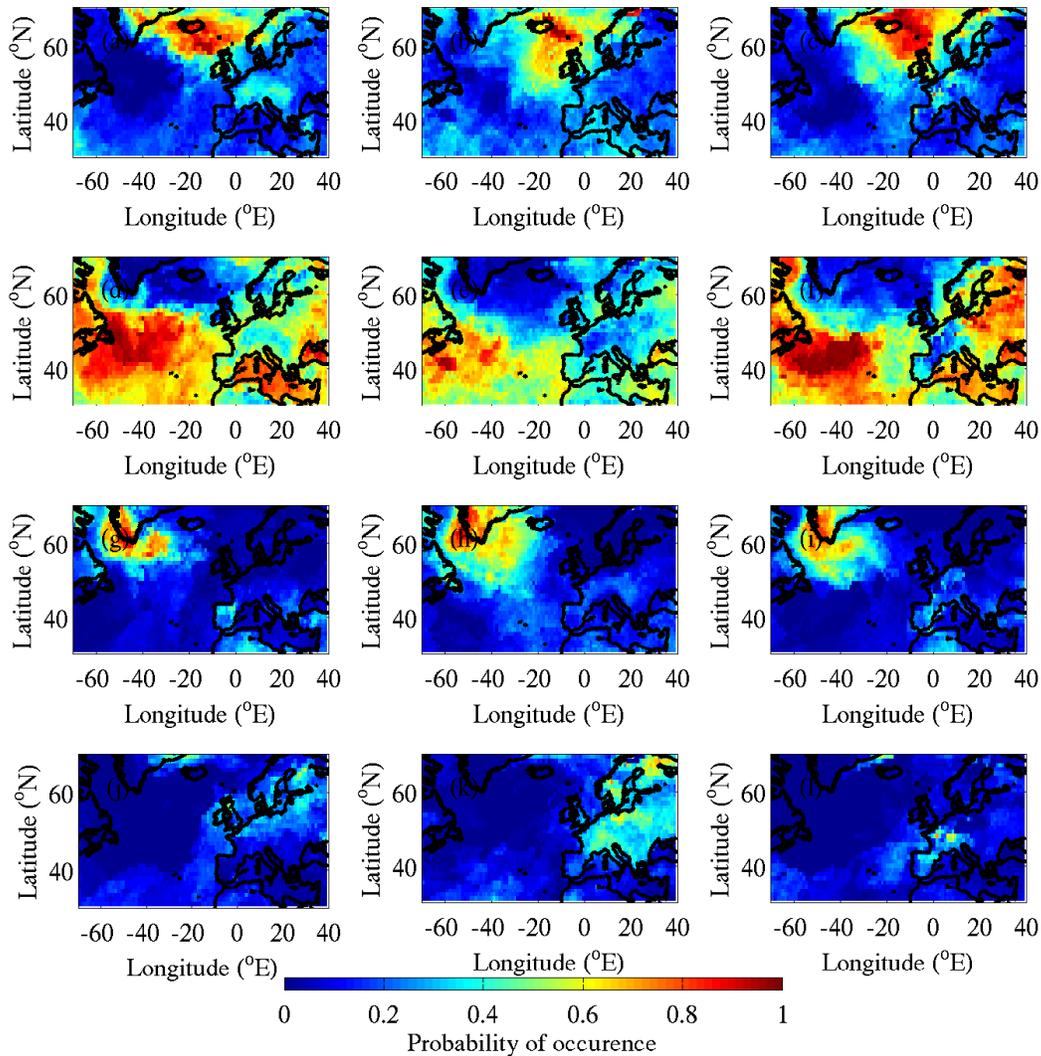


FIGURE 1.10 – Probabilité d’occurrence des régimes de temps Nord Atlantique de ERA-40 classés sur les 33 ans, lors des événements extrêmes de températures excédant le 90^{ème} centile et durant plus de 5 jours : BL (première ligne : a, b, c), AR (deuxième ligne : d, e, f), NAO- (troisième ligne : g, h, i) et NAO+ (quatrième ligne : j, k, l). Les colonnes de gauche à droite correspondent aux périodes 1969-1979, 1980-1990 et 1991-2001, respectivement.

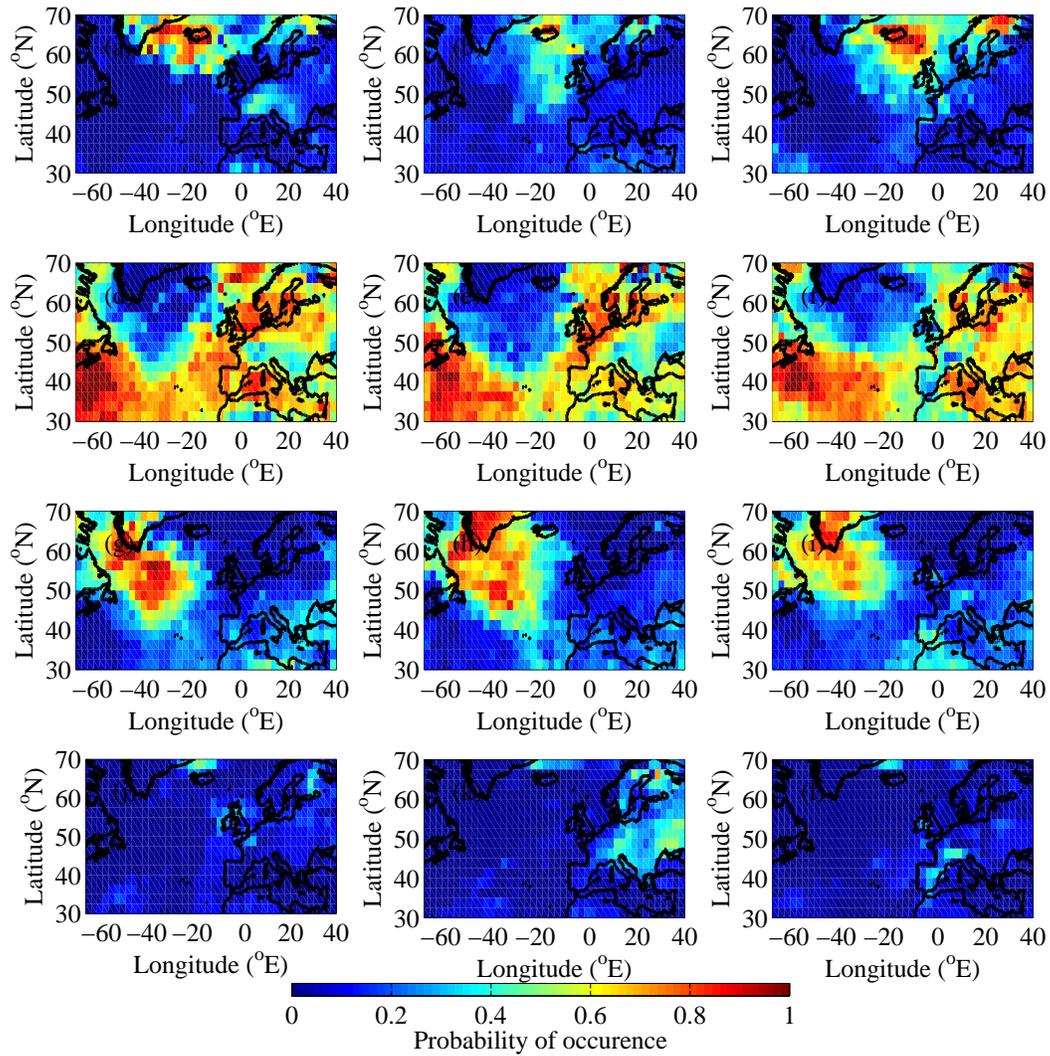


FIGURE 1.11 – Semblable à la figure 1.10 pour les réanalyses NCEP.

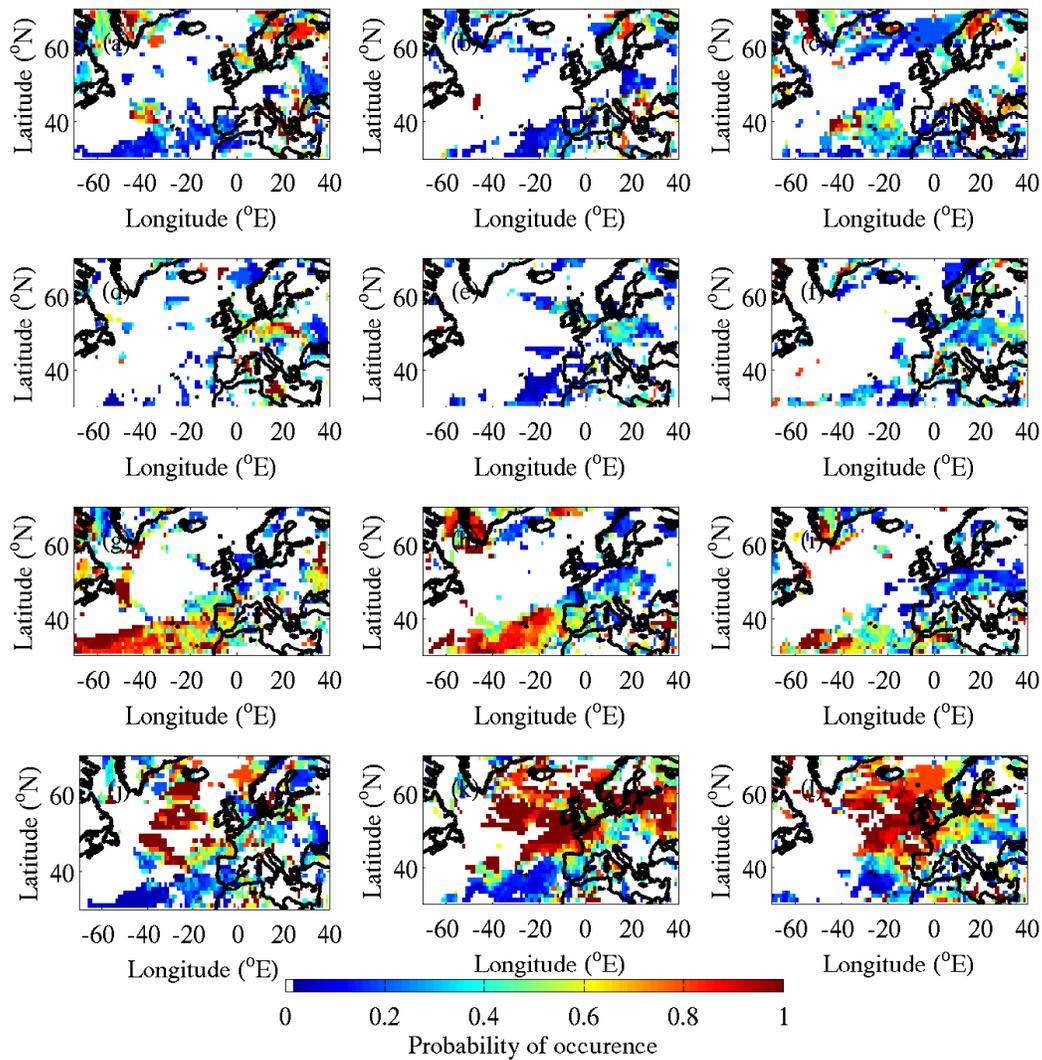


FIGURE 1.12 – Semblable à la figure 1.10 pour les vents forts excédant le 90^{ème} centile à partir des réanalyses ERA-40.

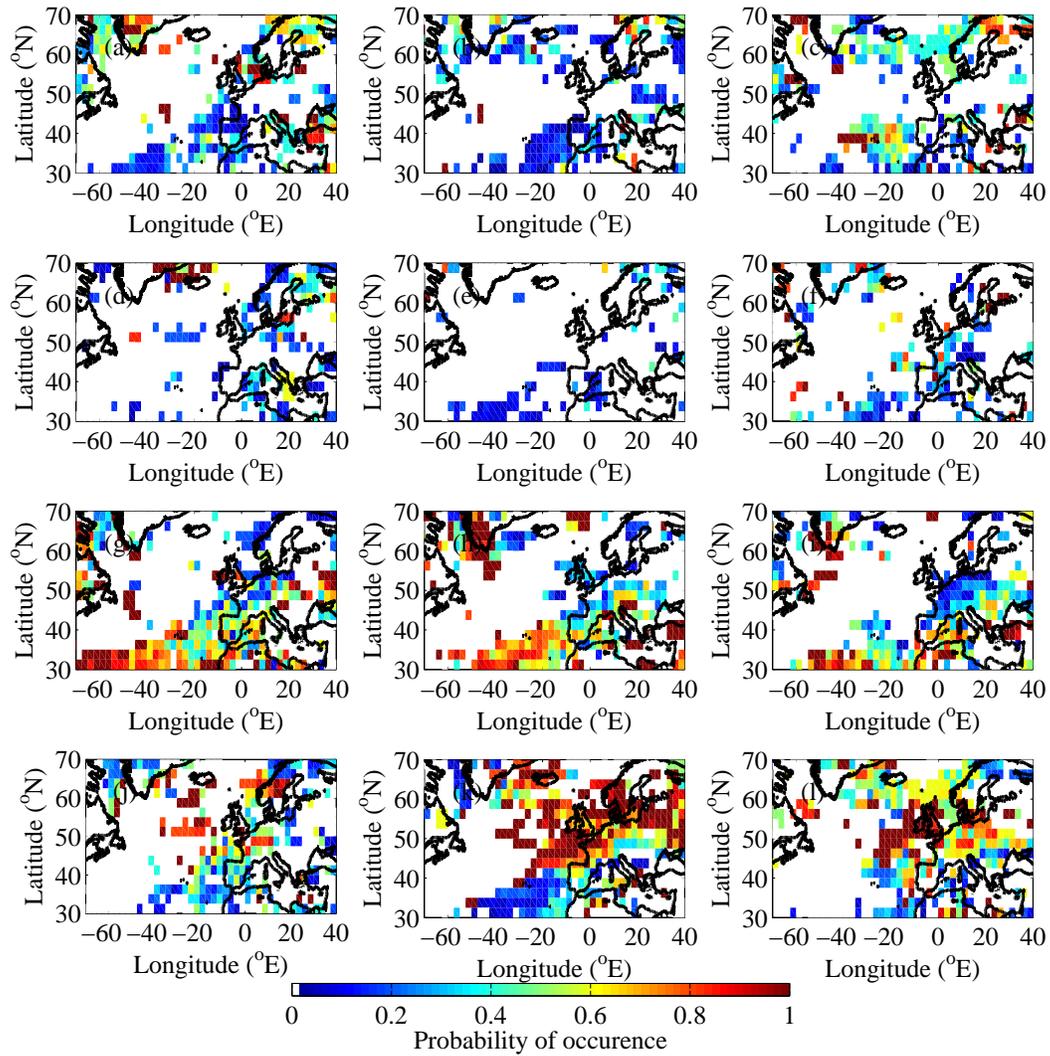


FIGURE 1.13 – Semblable à la figure 1.12 pour les réanalyses NCEP.

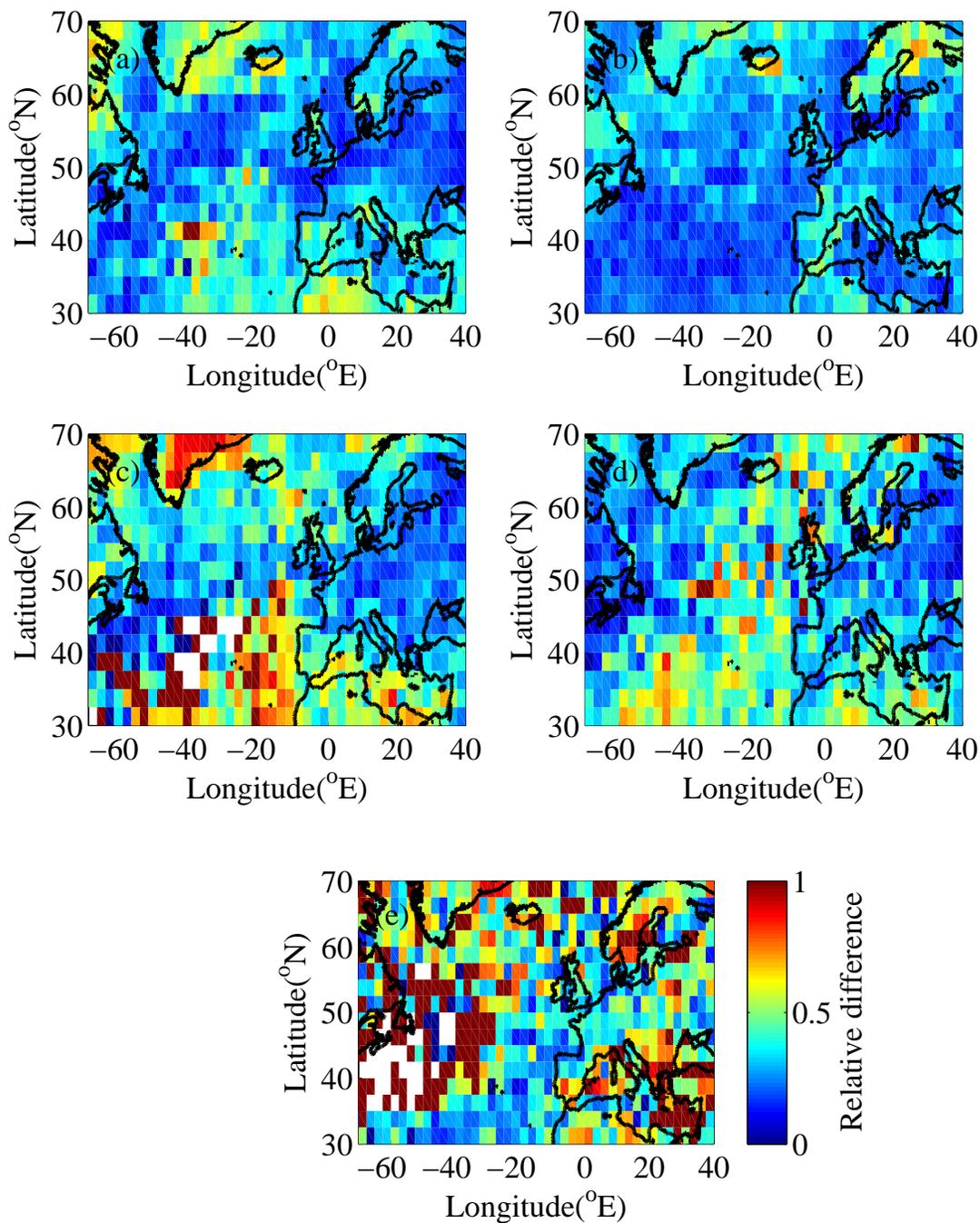


FIGURE 1.14 – Les couleurs représentent la différence relative de recouvrement des périodes correspondants à des extrêmes de température, précipitation et vent dans ERA-40 et dans NCEP. a et c correspondent aux extrêmes $< 10^{\text{ème}}$ centile et b, d, e aux extrêmes $> 90^{\text{ème}}$ centile, respectivement.

Chapitre 2

Régimes de temps et ”climat régional” : comparaison aux observations dans le sud de la France

2.1 Introduction

Dans le chapitre précédent, la relation régimes de temps/climat régional est décrite exclusivement par les réanalyses ERA-40 et NCEP. Il est important maintenant d’évaluer les champs climatiques de surface des réanalyses en les comparant aux mesures de surface, ainsi que les intensités des extrêmes et leurs occurrences.

La zone d’étude choisie pour laquelle nous disposons des données météorologiques de surface à haute résolution temporelle (nécessaire pour décrire les extrêmes), est le sud de la France qui présente des zones côtières de formes complexes et une orographie particulièrement élevée (les Alpes, le Massif Central et les Pyrénées qui culminent à 4807 m, 1885 m et 3298 m, respectivement ; voir la figure 2.1). L’orographie de cette zone joue un rôle crucial dans la circulation atmosphérique régionale et favorise la formation d’événements météorologiques intenses (en particulier vents forts et précipitations intenses). Dans cette

région, le Mistral et la Tramontane sont fréquents (de 5 à 15 jours par mois) (e.g. Drobinski et al., 2001, 2005 ; Guénard et al., 2005 ; Salameh et al., 2007) et peuvent endommager gravement les infrastructures et causer des conditions dangereuses pour la navigation (aérienne et maritime). Pendant les saisons d'automne et d'hiver soufflent sur terre aussi des vents forts provenant du large qui causent des précipitations intenses et des inondations dans la région des Cévennes (e.g. Ducrocq et al., 2002).

Dans ce chapitre, nous évaluons la capacité des réanalyses ERA-40 et NCEP à reproduire les variables météorologiques de surface mesurées par le réseau opérationnel de Météo-France dans la région sud de la France, les extrêmes et d'évaluer les incertitudes quant au caractère prédictif des régimes de temps Nord-Atlantique de ERA-40 et NCEP des événements extrêmes locaux observés.

2.2 Base de données

Pour cette étude, nous disposons de mesures tri-horaires de température, précipitations horaires cumulées, vent et humidité sur les stations météorologiques de surface du réseau opérationnel de Météo-France¹. Nous disposons de données de plus de 400 stations de surface des départements du sud de la France (au sud de Lyon) (Salameh et al., 2007). Sur certaines de ces stations (une dizaine), bien réparties sur la région, les mesures couvrent une grande partie de la deuxième moitié du vingtième siècle (figure 2.1) (Salameh et al., 2008b).

Les stations que nous avons sélectionnées pour la qualité et la disponibilité de toutes les variables météorologiques sur la période d'étude 1969-2001 sont : Lyon, Toulon, Nîmes, Nice, Saint Raphaël, Montpellier, Carcassonne, Carpentras et Orange. L'extraction des réanalyses sur les stations se fait par interpolation linéaire.

1. Cette base de données a été obtenue dans le cadre d'une convention ADEME/INRIA/LMD pour la modélisation à fine échelle du vent de surface, dans le contexte d'amélioration d'outils méthodologiques pour la prévision du vent de surface et l'évaluation du potentiel éolien.

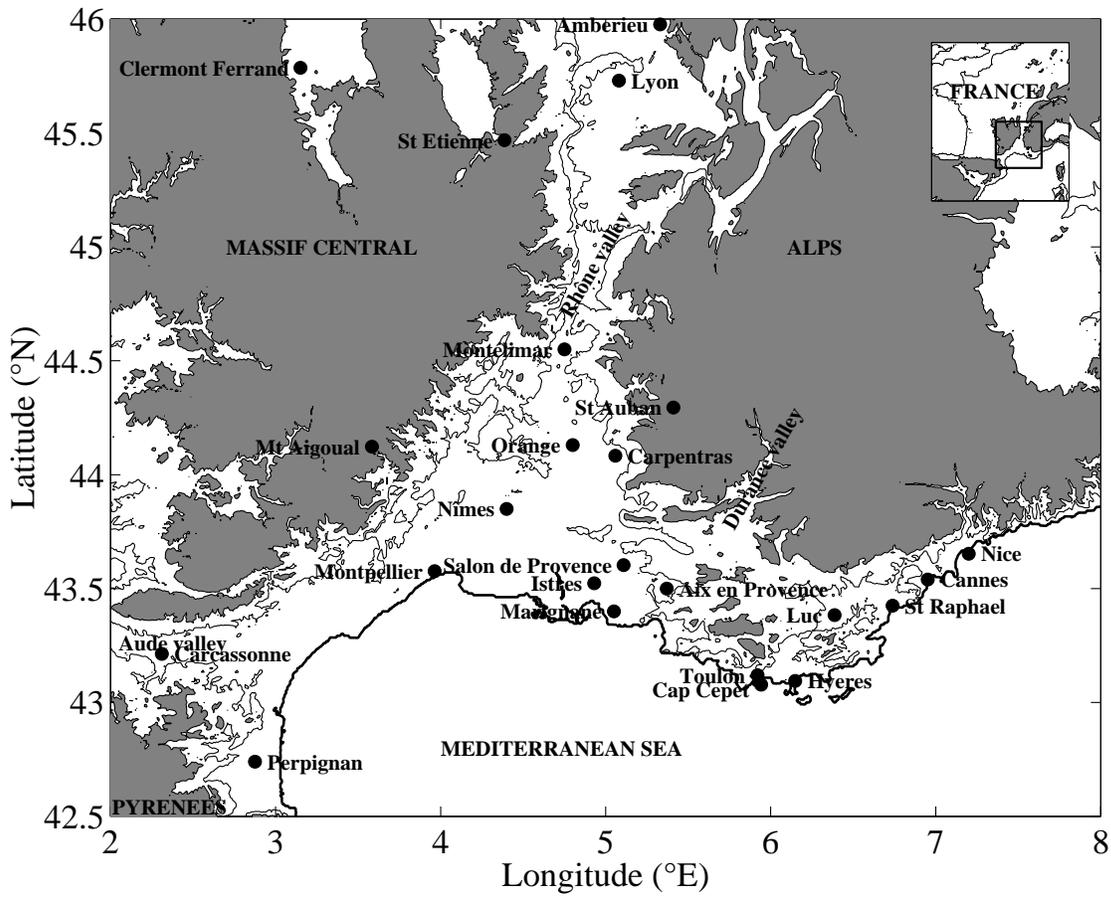


FIGURE 2.1 – Carte du sud de la France où les altitudes au-dessus de 500 m du niveau de la mer est représentée par la couleur grise. Les altitudes à 200 m ainsi que les côtes sont représentées par les lignes pleines fines et épaisses, respectivement. Les cercles noirs représentent les localisations des stations de mesures opérationnelles de Météo-France dont la période de mesures s'étend sur près d'un demi siècle dans la deuxième moitié du 20^{ème} siècle.

2.3 Comparaison des réanalyses ERA-40 et NCEP aux observations

Les figures 2.2 et 2.3 montrent une comparaison entre les observations et les réanalyses de la température à 2 m et du module du vent à 10 m, respectivement ² (en rouge et bleu, la comparaison entre les observations et les réanalyses ERA-40 et NCEP, respectivement).

Sur pratiquement toutes les stations, les températures de surface des réanalyses sont inférieures à celles mesurées : pour les réanalyses ERA-40, le biais moyenné sur l'ensemble des stations est de -0.8°C , contre -1.1°C pour les réanalyses NCEP. La dispersion des réanalyses est aussi plus faible pour ERA-40, avec une erreur quadratique moyenne (root mean square error, RMSE) moyennée sur l'ensemble des stations de 2.4°C , que pour NCEP avec une RMSE moyenne de 3.2°C . Les températures extrêmes chaudes sont les moins bien reproduites dans les réanalyses (en particulier NCEP) avec des biais pour ces extrêmes pouvant atteindre 4°C (figure 2.2). Notons que le désaccord entre les réanalyses et les mesures sur la station de Nice est dû à l'influence des observations par des effets locaux (Salameh et al., 2008b).

Contrairement aux températures, la comparaison entre mesures et réanalyses du module du vent à 10 m présente une très large dispersion autour de la bissectrice ne permettant pas de dériver une relation claire entre le vent à 10 m mesuré au niveau d'une station et produit dans les réanalyses. Ceci traduit bien l'importance d'une bonne représentation de l'orographie régionale pour décrire correctement le champ de vent dans les basses couches. Étrangement, même dans des zones où l'effet canalisateur des reliefs est important (dans la vallée du Rhône entre le Massif Central et les Alpes), les vents de surface NCEP et dans une moindre mesure ERA-40 sont en moyenne plus forts que les vents de surface mesurés (voir les stations de Lyon, Nîmes, Montpellier, Carpentras et Orange). Les extrêmes de vent sont généralement sous-estimés dans ERA-40 et dans une moindre mesure dans NCEP (qui présente une dispersion beaucoup plus grande, donc moins interprétable). Néanmoins, une

2. Pour les précipitations, la disponibilité de mesures tri-horaires de précipitations horaires cumulées ne rend pas aisé la reconstruction de précipitations accumulées par 6 heures dans ERA-40 et NCEP. Ces différences pouvant constituer ici une nouvelle source d'incertitude pour les comparaisons, nous avons choisi de ne pas comparer les valeurs de précipitations.

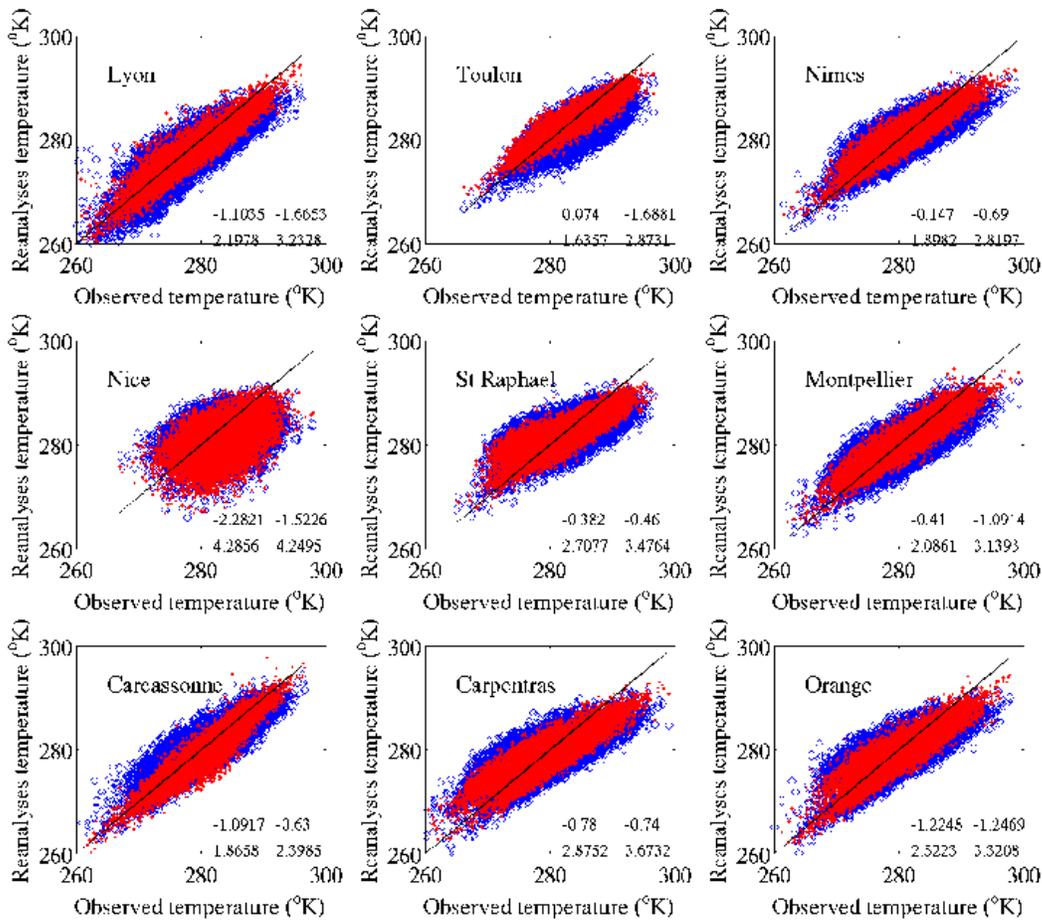


FIGURE 2.2 – Diagramme de dispersion entre températures mesurées à 2 m sur certaines stations du sud de la France (le nom de la ville est indiqué sur les figures), et extraites des réanalyses ERA-40 (cercles rouges) et NCEP (croix bleues) pour les mois d’hiver de 1969 à 2001. Les nombres indiqués en bas à droite des figures représentent les biais (première ligne) et RMSE (deuxième ligne) pour la comparaison mesures/ERA-40 (colonne de gauche) et mesures/NCEP (colonne de droite).

tendance claire est difficile à dégager en ce qui concerne le vent de surface et la figure 2.3 traduit bien la nécessité de modélisation régionale du vent de surface, que ce soit par méthode dynamique (Salameh et al., 2007, 2008a), par méthode statistique (Salameh et al., 2008b) ou par méthode stochastique (Bernardin et al., 2008).

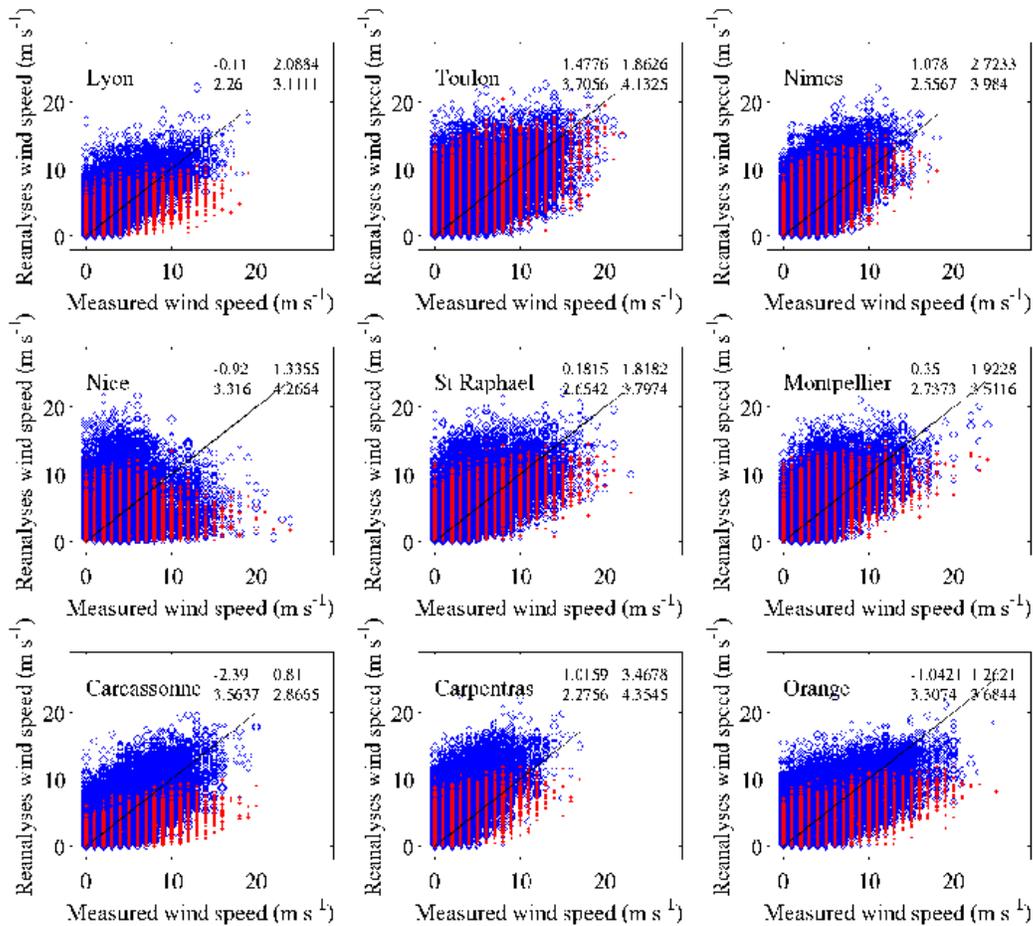


FIGURE 2.3 – Semblable à la figure 2.2 pour le module du vent à 10 m.

2.4 Évaluation des événements extrêmes dans ERA-40 et dans NCEP : occurrence et intensité

2.4.1 Évaluation de l'intensité des extrêmes locaux

Les figures 2.2 montrent que la capacité des réanalyses à reproduire les températures extrêmes basses (i.e. $< 10^{\text{ème}}$ centile) dépend de la localisation de la station considérée. Exceptée pour la station de Nice, les températures extrêmes basses sont en général correctement

reproduite dans les réanalyses, la différence entre températures extrêmes basses mesurées et extraites des réanalyses n'excédant pas 1°C.

La capacité des réanalyses à reproduire les températures extrêmes hautes (i.e. > 90^{ème} centile) se dégrade par rapport aux températures extrêmes basses. Les températures extrêmes chaudes de ERA-40 sont inférieures de 1.6°C en moyenne dans ERA-40 et d'environ 3°C dans NCEP (sauf pour les stations de Nice et de Carcassonne). La différence entre les observations et les réanalyses pour les températures extrêmes chaudes est au moins de 1° sur toutes les stations considérées.

Pour le vent (figure 2.3), l'absence de tendance marquée entre les vents de surface NCEP et les vents de surface mesurés, ne permet pas une analyse précise et fiable quant à la capacité des réanalyses NCEP à reproduire les vents forts (i.e. > 90^{ème} centile). Pour les vents de surface ERA-40, même si la dispersion reste forte, on peut constater une sous-estimation des vents forts. Cette sous-estimation atteint jusqu'à 4-5 m s⁻¹ à Lyon et peut atteindre jusqu'à près de 10 m s⁻¹ à Orange ou Carcassonne.

Quand nous considérons des seuils différents pour la détection des extrêmes, i.e. < 1^{er} centile et > 99^{ème} centile, les différences entre les réanalyses et les mesures gardent les mêmes ordres de grandeurs sur toutes les stations de mesure pour les températures extrêmes basses. Pour les valeurs de température ou de vent qui excèdent le 99^{ème} centile, la comparaison entre réanalyses et mesures est qualitativement similaire à celle pour les températures et le vent supérieurs au 90^{ème} centile, mais les différences deviennent plus importantes.

2.4.2 Evaluation de l'occurrence des extrêmes locaux

Les différences entre les températures extrêmes des réanalyses et celles des observations peuvent être dues à des déphasages dans la détection des extrêmes. En effet, les extrêmes dans ces trois bases de données n'apparaissent pas au même moment. Le tableau 2.1 montre la différence relative (%) de recouvrement des périodes d'occurrence d'extrêmes dans les trois bases de données. Plus le pourcentage est haut, plus les bases de données sont en

désaccord. Nous considérons les mêmes stations que dans le paragraphe précédent pour lesquelles nous montrons le désaccord sur les températures minimales (première ligne) et les températures maximales (deuxième ligne). La comparaison entre NCEP et ERA-40 est donnée comme référence. Nous considérons toujours la même période du 1969 jusqu'à 2001. En général, sur toutes les stations à l'exception de Nice, les réanalyses ERA-40 et NCEP, et les observations sont en meilleur accord pour les températures extrêmes minimales que pour les températures maximales. Les événements extrêmes dans ERA-40 et les observations ont un meilleur recouvrement que dans NCEP. Le meilleur accord pour les températures extrêmes froides et chaudes est obtenu avec ERA-40 sur la station de Nîmes pour les températures extrêmes froides (23.6%) et sur la station de Toulon pour les températures extrêmes chaudes (30.3%), respectivement. Pour ces stations, la comparaison entre NCEP et les observations donne des valeurs de 25.7% (Nîmes) et 31.4% (Toulon) pour les températures minimales et maximales, respectivement. La différence entre les désaccords ERA-40/observations et NCEP/observations peuvent varier entre 1.2% (extrêmes chauds sur Saint-Raphaël) et 20.2% (extrêmes chauds sur Orange). Le meilleur accord sur l'occurrence des extrêmes est sur les températures froides, ce qui est conforme aux résultats obtenues dans le chapitre précédent sur la comparaison entre ERA-40 et NCEP.

Le tableau 2.2 est similaire au tableau 2.1 pour les extrêmes de vent. Les performances des réanalyses ERA-40 et NCEP à reproduire les périodes d'occurrence des extrêmes de vent se détériorent considérablement puisque sur 5 des stations, les périodes d'extrêmes de vent des réanalyses et observées ne se recouvrent absolument pas et sur les autres stations le recouvrement est en général au mieux de 30%, sans pouvoir dire si l'une des réanalyses ERA-40 ou NCEP est meilleure. Ces résultats traduisent la difficulté de reproduire le champ de vent de basse couche avec des modèles à résolution horizontale grossière (plusieurs dizaines de kilomètres).

TABLE 2.1 – Différence relative de recouvrement des périodes d’occurrence d’extrêmes sur les stations météorologiques du sud de la France indiquées dans la colonne de gauche. Les événements extrêmes froids et chauds sont montrés sur la première et deuxième ligne à droite du nom de la station. La période considérée concerne les périodes hivernales (Novembre à Mars) de 1969 à 2001.

Différence d’occurrence des événements extrêmes (%)	ERA-40/NCEP	ERA-40/Observations	NCEP/Observations
Lyon	30.8	41	48.7
	34.6	35.7	51.5
Toulon	19.3	26.6	28.6
	20.6	30.3	31.4
Nîmes	18.1	23.6	25.7
	32.1	42.4	61.6
Nice	27.7	86.2	89.3
	22.5	85.4	89
Saint-Raphaël	29.3	51.7	50.1
	16.8	53.7	54.9
Montpellier	20.7	34.7	40.3
	40.4	49	60.8
Carcassonne	34.2	18.5	36.8
	41.3	37.5	54.8
Carpentras	28.4	50.6	51.7
	40.4	62.5	68.7
Orange	25.2	31.9	39
	42.9	50.9	71.1

TABLE 2.2 – Différence relative de recouvrement des périodes d’occurrence d’extrêmes de vent sur les stations météorologiques du sud de la France indiquées dans la colonne de gauche. La période considérée concerne les périodes hivernales (Novembre à Mars) de 1969 à 2001.

Différence d’occurrence des événements extrêmes de vent (%)	ERA-40/NCEP	ERA-40/Observations	NCEP/Observations
Lyon	60	100	44
Toulon	74	100	100
Nîmes	50	55	77
Nice	100	100	100
Saint-Raphaël	100	100	100
Montpellier	44	100	100
Carcassonne	83	62	74
Carpentras	75	100	100
Orange	78	66	84

2.5 Extrêmes observés et régimes de temps Nord Atlantique

Dans le chapitre précédent, nous avons établi la relation entre les extrêmes de températures, précipitations et vents de surface et les régimes de temps à 500 hPa, en sortie des réanalyses ERA-40 et NCEP. Comme les relations obtenues (les REXA et les probabilités d’occurrence de chacun des régimes de temps lors des extrêmes de surface) étaient différentes entre ERA-40 et NCEP dues à des différences dans la classification des régimes de temps, dans la détection des extrêmes et dans leurs périodes d’occurrence, nous comparons ici les relations entre les extrêmes de surface mesurés et les régimes de temps des deux réanalyses. La différence par rapport au chapitre précédent étant qu’ici la relation régimes de temps/extrêmes est définie avec un jeu de données de surface unique pour déterminer la relation avec les régimes de temps ERA-40 et NCEP.

Le tableau 2.3 montre le pourcentage d'occurrence de chaque régime de temps ERA-40 et NCEP (colonnes de gauche et droite, respectivement), pour les températures extrêmes chaudes et froides (première et deuxième ligne, respectivement), sur les stations de Lyon, Toulon, Nîmes, Nice, Saint-Raphaël, Montpellier, Carcassonne, Carpentras et Orange. Sur l'ensemble des stations, les températures extrêmes froides sont associées au régime BL à la fois dans les réanalyses ERA-40 et NCEP (sauf sur Nîmes où la probabilité d'occurrence est de 38% pour le régime NAO- contre 33% pour BL, avec les réanalyses NCEP). Les températures extrêmes chaudes sont majoritairement associées au régime AR dans ERA-40 et NCEP, sauf sur Lyon et Nice pour ERA-40 et NCEP où le régime dominant est NAO+ et NAO-, respectivement. Néanmoins, le régime AR est quasi-équiprobable avec ces régimes. En général, ce résultat est en bon accord avec les résultats obtenus sur les REXA et les probabilités d'occurrence des régimes de temps dans le chapitre précédent (figures 1.10, 1.11).

Le tableau 2.4 montre le pourcentage d'occurrence de chaque régime de temps ERA-40 et NCEP (colonnes de gauche et droite, respectivement), pour les vents extrêmes. La première constatation est la quasi-équiprobable occurrence des régimes de temps associés aux vents extrêmes, ce qui est en désaccord avec l'étude du précédent chapitre (figures 1.12 et 1.13) qui montre une prédominance importante des régimes NAO- et NAO+. La deuxième constatation est plus en accord avec le précédent chapitre puis que les régimes NAO- et NAO+ sont néanmoins légèrement plus fréquents. Enfin dernière constatation est la différence entre les réanalyses ERA-40 qui favorisent le régime de temps NAO+ alors que les réanalyses NCEP favorisent le régime de temps NAO-.

2.6 Conclusion

Ce chapitre montre d'une part un meilleur accord général entre la température et le module du vent mesurés et extraits des réanalyses ERA-40. De façon générale, les réanalyses tendent à sous-estimer les extrêmes locaux en particulier les extrêmes supérieures (i.e. 90^{ème} centile).

TABLE 2.3 – Pourcentage d’occurrence des régimes de temps Nord-Atlantique ERA-40 (colonnes de gauche) et NCEP (colonnes de droite) correspondant aux extrêmes froids (la première ligne) et chauds (la deuxième ligne) de température.

Pourcentage d’occurrence (%)	BL		AR		NAO-		NAO+	
Lyon	43	37	18	18	27	34	13	11
	13	8	31	35	23	27	33	30
Toulon	36	34	18	8	29	42	16	16
	17	8	41	45	17	25	25	22
Nîmes	37	33	18	11	27	38	18	18
	39	27	81	87	50	57	58	57
Nice	35	29	18	18	18	25	30	28
	27	22	29	27	22	32	22	19
Saint-Raphaël	35	33	16	12	22	30	28	25
	19	16	35	33	19	25	27	26
Montpellier	36	34	19	15	25	31	20	20
	13	9	37	38	18	23	32	30
Carcassonne	44	36	14	15	25	33	18	16
	17	13	36	40	18	22	29	26
Carpentras	37	34	18	15	23	31	23	19
	20	15	30	36	21	25	29	24
Orange	36	32	18	16	20	29	26	23
	19	14	33	39	21	25	28	22

Si la température de surface est néanmoins correctement reproduite dans les réanalyses (faible biais négatif de l’ordre de -1°C et une dispersion de l’ordre de 2°C pour un domaine de variation d’environ 30°C), la représentation du vent de basse couche est particulièrement déficiente avec une dispersion de près de 4 m s^{-1} pour un domaine de variation d’environ 15 m s^{-1} . Si les vents de surface NCEP sont difficilement interprétables, une tendance légèrement plus marquée ressort sur les réanalyses ERA-40 et confirme la sous-estimation des extrêmes de vent par ERA-40.

TABLE 2.4 – Pourcentage d’occurrence des régimes de temps Nord-Atlantique ERA-40 (colonnes de gauche) et NCEP (colonnes de droite) correspondant aux extrêmes de vent.

Pourcentage d’occurrence (%)	BL		AR		NAO-		NAO+	
Lyon	27	24	25	19	18	29	31	28
Toulon	25	23	25	20	20	30	30	28
Nîmes	27	22	24	20	20	31	30	27
Nice	27	25	22	17	21	30	31	28
Saint-Raphaël	21	18	27	22	23	35	29	26
Montpellier	24	22	26	20	20	31	30	28
Carcassonne	24	21	24	20	21	32	31	28
Carpentras	26	23	24	22	20	29	30	27
Orange	25	22	24	21	21	30	29	27

Cette étude montre aussi que les périodes d’occurrence des extrêmes ne recouvrent pas nécessairement les périodes d’occurrence des extrêmes observées. En moyenne, pour les températures extrêmes, le recouvrement est seulement de 50% entre périodes observées et extraites des réanalyses (56% pour ERA-40 et seulement 45% pour NCEP) à comparer à un pourcentage de recouvrement de 70% entre les réanalyses ERA-40 et NCEP. Ce faible taux de recouvrement chute dramatiquement pour les extrêmes de vent.

Enfin, l’attribution entre extrêmes locaux et régimes de temps semble cohérente avec l’étude conduite dans le chapitre précédent avec néanmoins des différences plus marquées sur la probabilité d’occurrence de chaque régime pour un événement extrême donné par rapport au chapitre précédent.

Finalement, cette comparaison illustre les déficiences des modèles à résolution horizontale grossière (plusieurs dizaines de kilomètres) de représenter précisément les variables météorologiques de surface, caractérisant le climat régional et traduit la nécessité de les modéliser à fine échelle par des techniques adaptées, ce qui fait l’objet des chapitres suivants et des annexes.

Troisième partie

Modélisation régionale à haute résolution du climat méditerranéen

Chapitre 3

Représentation des processus à méso-échelle dans la modélisation climatique régionale

3.1 Introduction

Le climat varie en espace et en temps. La modélisation du climat est associée à la modélisation avec les modèles globaux GCM, qui sont capables de déterminer l'état de l'atmosphère sur des échelles temporelles de centaines d'années et des échelles spatiales de l'ordre de 100 km, ce qui constitue une des raisons majeures de la déficience des GCM (ou réanalyses) à reproduire les variables météorologiques de surface et leur variabilité (incluant les extrêmes) (en particulier pour le vent), comme nous l'avons vu dans la partie précédente. En effet, il est clair que le climat à grande-échelle force la méso-échelle, or la compréhension de ces interactions nécessite de développer des outils destinés à raffiner les prédictions des modèles globaux pour déterminer des climatologies à l'échelle locale. Le downscaling est le processus de détermination des informations climatiques à l'échelle régionale basé sur les conditions climatiques à grande échelle.

Plusieurs techniques de downscaling existent :

- le downscaling statistique consiste à établir des relations statistiques entre les variables mesurées à fine échelle (souvent au niveau de stations de mesures), et les variables à plus grandes échelles à partir des GCM en utilisant les méthodes des analogues (circulations types), les relations de regression ou bien par réseaux de neurones (Wilby and Wigley, 1997; Wilby et al., 1998). Des travaux méthodologiques conduits sur le downscaling statistique du vent sont décrits dans l’annexe A et sous presse à *Meteorology and Atmospheric Physics* (Salameh et al., 2008b)¹.
- la modélisation stochastique permet à une situation de grande échelle donnée de quantifier l’ensemble des solutions possibles à fine échelle en ajoutant des termes stochastiques aux équations de conservation. Ces travaux sont déterminants pour pouvoir modéliser non seulement la valeur la plus probable d’une variable mais aussi son incertitude. Des travaux méthodologiques conduits sur le downscaling stochastique du vent sont décrits dans l’annexe B et en révision à *Stochastic Environmental Research and Risk Assessment* (Bernardin et al., 2008)².
- le downscaling dynamique à l’aide d’un modèle climatique régional (regional climate model, i.e. RCM), ou modèle à aire limitée (limited area model models, i.e. LAM), permet de résoudre les équations de conservation et de simuler à fine échelle la circulation atmosphérique.

La régionalisation dynamique du climat fait l’objet de cette partie et sert à mieux comprendre le mécanisme précis et détaillé des interactions entre échelles, et leurs conséquences sur la modélisation du climat régional méditerranéen, et d’évaluer si la connaissance des grandes échelles et leur ”histoire” permet de déterminer les petites échelles. Pour ce faire le premier chapitre de cette partie porte sur l’effet de l’ajout d’un terme de relaxation Newtonien ou encore appelé terme de guidage dans les équations de conservations. Ce terme de guidage relaxe avec un temps de relaxation τ le champ simulé par le modèle régional au champ de grande échelle afin qu’il ne s’en écarte pas trop et ne ”diverge”. Ces travaux ont fait l’objet d’une publication en révision au *Quarterly Journal of the Royal Meteorological*

1. Salameh, T., P. Drobinski, M. Vrac, P. Naveau, 2008 : Statistical downscaling of near-surface wind over complex terrain in southern France, *Meteteorol. Atmos. Phys.*, sous presse

2. Bernardin, F., M. Bossy, P. Drobinski, A. Rousseau, T. Salameh, 2008 : Stochastic downscaling method : application to wind refinement. *Stoch. Env. Res. Ris. Assess.*, en révision

Society (Salameh et al., 2008a)³. Ce chapitre exploite et évalue les simulations effectuées à l'aide des modèles régionaux MM5 et LMDZ en mode guidé par les réanalyses ERA-40.

3.2 La régionalisation dynamique

Le downscaling dynamique consiste à utiliser les modèles climatiques régionaux (regional climate models, i.e. RCM) forcés par les GCM sur un domaine d'intérêt ou sur des domaines emboîtés, du fait qu'en général l'augmentation de la résolution dans les modèles de méso-échelle augmente le réalisme des résultats (Mass et al., 2002). La possibilité d'emboîtement des domaines peut être one-way, ce qui veut dire que les circulations résolues par les RCM ne rétroagissent pas sur les champs GCM ou bien two-ways (Giorgi, 1990). Des études antérieures ont montré la sensibilité des solutions des RCM aux conditions initiales et aux bords, la fréquence de renouvellement des conditions aux bords, la taille et la résolution des domaines des simulations, le temps de spin-up et la paramétrisation physique (Bhaskaran et al., 1996 ; Seth et Giorgi, 1998 ; Noguer et al., 1998 ; Denis et al., 2002, 2003). Pour la modélisation de longue durée avec les RCM, Qian et al. (2003), Žagar et al. (2006) et Lo et Yang (2008) ont montré que les simulations ré-initialisées périodiquement donnent de meilleurs résultats que les simulations continues. Néanmoins la ré-initialisation crée des discontinuités pouvant affecter l'étude de la variabilité temporelle du champ climatique régional. Toutes ces études montrent la complexité de la variabilité interne des RCM et l'impact de cette dernière sur le climat régional simulé est loin d'être négligeable. Une façon pour s'affranchir de ce problème, consiste à analyser l'effet du guidage (nudging en anglais) du RCM par le GCM sur la variabilité interne des RCM. Le guidage est une technique développée initialement pour l'assimilation de données (Davies et Turner, 1997 ; Scharff, 1997 ; Li et al. 1998 ; Vidar et al. 2003). Cette technique impose "partiellement" les champs de la grande échelle au RCM, dans le but d'empêcher des écarts trop grands voire irréels entre les champs simulés et ceux qui les forcent. Il existe deux types de guidage : le guidage spectral qui consiste à guider seulement les champs du RCM à des échelles spatiales

3. Salameh, T., P. Drobinski, T. Dubos, 2008b : On nudging time optimization in regional climate modelling : application to the Mediterranean basin, *Q. J. Roy. Meteorol. Soc.*, en révision

déterminées à l'avance (Von Storch et al. 2000), ou bien le guidage temporel qui consiste à relaxer les variables pronostics du RCM, aux valeurs du GCM avec un temps de rappel (ou temps de guidage) déterminé à l'avance (e.g. Salameh et al. 2007) en ajoutant un terme de relaxation Newtonien aux équations de conservation.

Plus le temps de guidage est petit, plus les champs simulés par le RCM sont proches des champs simulés par le GCM interpolés sur la grille du RCM et plus grande est l'inhibition de la physique du RCM. Nous analysons ci-après l'impact du guidage à la grande échelle sur la variabilité interne du RCM et ce basé sur une série de simulations numériques faites avec plusieurs temps de guidage sur un domaine qui couvre le bassin méditerranéen. Les champs de grande échelle utilisés pour forcer le RCM sont les champs météorologiques des réanalyses ERA-40 de novembre et décembre 1998 et le RCM est le modèle de méso-échelle MM5 (fifth-generation Penn State/NCAR mesoscale model). Afin d'interpréter l'effet du temps de guidage sur la régionalisation du climat, nous développons un modèle analytique appelé "toy model", qui résout une équation de transport linéaire avec un terme de relaxation. Ce modèle simple, nous permet d'identifier les sources d'erreur dans le RCM, l'évaluation de l'échelle de temps pour laquelle les erreurs numériques affectent significativement la précision de la solution du RCM à grande échelle, et l'échelle de temps nécessaire pour que la petite échelle pour se développer.

3.3 Le toy model

3.3.1 Développements théoriques

Nous considérons que la meilleure façon pour déterminer les paramètres de base ainsi que les échelles qui déterminent le temps de guidage optimal est de simplifier le problème. Parce que la plupart des variables dynamiques évoluent sous les effets combinés du transport et de sources, le toy model résout une équation de transport à une dimension :

$$\frac{\partial q}{\partial t} + \bar{U} \frac{\partial q}{\partial x} = s(x) \quad (3.1)$$

où \bar{U} est la vitesse de propagation que nous supposons constante, et le membre de droite $s(x)$ représente les effets non-conservatifs de sources locales de petites échelle, que nous considérons indépendantes du temps pour des raisons de simplicité. On peut rapprocher la variable q de la vorticité potentielle $\frac{1}{\rho}(2\Omega + \nabla \times V) \cdot \nabla \theta$, où ρ est la densité de l'air, Ω la vitesse angulaire de la rotation de la terre, V la vitesse de l'air et θ la température potentielle. La vorticité potentielle est une variable conservative qui suit une équation de conservation similaire à l'équation (3.1). Le membre de droite n'est autre que les sources de vorticité potentielle dues à la dissipation, notamment au-dessus des montagnes et des vallées, ou à la convection. En raison de son extrême simplicité, l'équation (3.1) admet une solution générale de la forme :

$$q = q_0(x - Ut) + q_{ss}(x) \quad (3.2)$$

où q_0 est un transitoire arbitraire et q_{ss} est la réponse au forçage :

$$\bar{U} \frac{\partial q_{ss}}{\partial x} = s(x). \quad (3.3)$$

L'indice ss représente la petite-échelle (small-scale) due à la nature du forçage. Nous introduisons maintenant deux modèles imparfaits qui essaient d'être le plus proches de la solution de l'équation (3.1). Le premier représente l'analogie du GCM qui a une résolution insuffisante pour résoudre la source de petite échelle s . Ce toy model pour le GCM est le suivant :

$$\frac{\partial q_{ls}}{\partial t} + \bar{U} \frac{\partial q_{ls}}{\partial x} = 0 \quad (3.4)$$

où l'indice ls représente la grande échelle (large-scale). Nous supposons que le manque d'une représentation propre des sources de petite échelle est la source la plus importante d'erreur de q_{ls} , négligeant ainsi les erreurs dues à la discrétisation, l'initialisation, ... Il résulte ainsi que : $q_{ls} = q_0(x - \bar{U}t)$ où q_0 est un transitoire du modèle physique parfait décrit par l'équation (3.1).

Il est évident que les détails de la petite échelle en réponse aux sources s sont absents du champ q_{ls} . Pour cela nous introduisons un modèle "régional" pour résoudre l'équation (3.1) ayant une résolution plus fine sur un interval limité. Parce que les discrétisations numérique du temps et de l'espace introduisent des erreurs, le modèle régional résout une équation qui est légèrement différente de l'équation (3.1) et qui inclut la diffusion ou la dispersion numérique. Afin de compenser les erreurs numériques accumulées, nous ajoutons une terme

non-physique de guidage qui relaxe la solution "régionale" q_r vers la solution à grande échelle q_{ls} :

$$\frac{\partial q_r}{\partial t} + \bar{U} \frac{\partial q_r}{\partial x} = \bar{U} \frac{\partial q_{ss}}{\partial x} - \frac{1}{\tau} (q_r - q_{ls}) + K_{num} \frac{\partial^2 q_r}{\partial x^2} \quad (3.5)$$

où K_{num} est la diffusion numérique (nous ne considérons pas ici la dispersion numérique) et le paramètre τ ajustable représente le temps de guidage. Plus le temps de guidage τ est court, plus q_r est proche de q_{ls} et plus l'erreur sur la représentation des petites échelles est grande dans la solution q_r .

3.3.2 Estimation des erreurs et du temps de guidage optimal

Pour estimer l'effet du temps de guidage sur la solution régionale q_r et les erreurs commises sur les grandes et petites échelles, nous analysons maintenant l'équation (3.5) dans l'espace de Fourier :

$$q_{ls}(x, t) = \int \hat{q}_{ls}(k, t) e^{ikx} dk \quad (3.6)$$

$$q_{ss}(x, t) = \int \hat{q}_{ss}(k, t) e^{ikx} dk$$

où k le nombre d'onde. L'équation (3.5) devient :

$$\frac{\partial \hat{q}_r}{\partial t} + \hat{q} \left(ik\bar{U} + \frac{1}{\tau} + K_{num}k^2 \right) = ik\bar{U} \hat{q}_{ss} + \frac{1}{\tau} \hat{q}_{ls} e^{-ik\bar{U}t} \quad (3.7)$$

La solution de cette équation est la somme d'une solution homogène sans le membre de droite et une solution particulière avec le membre de droite. La solution homogène est : $\hat{q}_{hom} = Cste^{-At}$, où Cst est une constante et $A = ik\bar{U} + \frac{1}{\tau} + K_{num}k^2$. Nous trouvons une solution particulière de l'équation (3.7) de la forme $C(t)e^{-At}$ où :

$$C(t) = ik\bar{U} q_{ss} \frac{e^{At}}{A} + \frac{1}{\tau} \hat{q}_{ls} \frac{e^{(A-ik\bar{U})t}}{A - ik\bar{U}} \quad (3.8)$$

Finalement, la solution générale de l'équation (3.7), qu'on appelle dorénavant \hat{q}_r , est :

$$\begin{aligned} \hat{q}_r(k) &= \hat{q}_{ls}(k) e^{-ik\bar{U}t} \frac{1}{1 + K_{num}k^2\tau} \\ &+ \hat{q}_{ss}(k) \frac{i\bar{U}k}{ik\bar{U} + \frac{1}{\tau} + K_{num}k^2} \end{aligned} \quad (3.9)$$

Elle est différente de la solution idéale (obtenue quand $\tau = \infty$ et $K_{num} = 0$) de :

$$\begin{aligned} \hat{q}_r(k) - \hat{q}_{ls}(k)e^{-ik\bar{U}t} - \hat{q}_{ss}(k) = & \\ \hat{q}_{ls}(k)e^{-ik\bar{U}t} \left(\frac{1}{1 + K_{num}k^2\tau} - 1 \right) + & \\ \hat{q}_{ss}(k) \left(\frac{i\bar{U}k}{ik\bar{U} + \frac{1}{\tau} + K_{num}k^2} - 1 \right) & \end{aligned} \quad (3.10)$$

Ainsi l'erreur de la solution régionale q_r peut être divisée en une contribution sur la grande échelle proportionnelle à q_{ls} et une contribution sur la petite échelle proportionnelle à q_{ss} . Cela impose des limites sur la RMSE ϵ :

$$\epsilon \leq \epsilon_{ls} + \epsilon_{ss} \quad (3.11)$$

où

$$\|\hat{q}(k)\| = \left(\int |\hat{q}(k)|^2 dk \right)^{1/2} \quad (3.12)$$

$$\begin{aligned} \epsilon &= \left\| \hat{q}_r(k) - \hat{q}_{ls}(k)e^{-ik\bar{U}t} - \hat{q}_{ss}(k) \right\| \\ \epsilon_{ls} &= \left\| \hat{q}_{ls}(k) \left(\frac{1}{1 + K_{num}k^2\tau} - 1 \right) \right\| \\ \epsilon_{ss} &= \left\| \hat{q}_{ss}(k) \left(\frac{ik\bar{U}}{ik\bar{U} + \frac{1}{\tau} + K_{num}k^2} - 1 \right) \right\| \end{aligned} \quad (3.13)$$

Nous considérons maintenant $\epsilon_{ls} + \epsilon_{ss}$ comme étant la meilleure estimation de la RMSE et la quantité à minimiser en fonction du temps de guidage τ . Etant données les échelles caractéristiques $L_{ls} \gg L_{ss}$ qui correspondent aux nombres d'onde $k_{ls} \ll k_{ss}$, nous obtenons les estimations suivantes :

$$\begin{aligned} \epsilon_{ls} &\sim \|\hat{q}_{ls}\| \left| \frac{1}{1 + K_{num}k_{ls}^2\tau} - 1 \right| \\ \epsilon_{ss} &\sim \|\hat{q}_{ss}\| \left| \frac{1}{1 - i(\tau\bar{U}k_{ss})^{-1} - iK_{num}k_{ss}/\bar{U}} - 1 \right| \\ &\sim \|\hat{q}_{ss}\| \left| \frac{1}{1 + (i\tau\bar{U}k_{ss})^{-1}} - 1 \right|. \end{aligned} \quad (3.14)$$

Cette approximation est basée sur le fait que pour des discrétisations d'ordre inférieurs en temps et en espace, la diffusion numérique est typiquement $K_{num} \sim \bar{U}^2\Delta t$; où Δt est limité

par les conditions de stabilité de Courant-Freidrich-Levy (CFL) $\bar{U}\Delta t \leq \Delta x$ où Δx est la résolution spatiale. Dans ce cas $K_{num}k_{ss}/\bar{U} \sim \bar{U}k_{ss}\Delta t < k_{ss}\Delta x < \pi$ où le temps de guidage optimal est tel que : $(\tau\bar{U}k_{ss})^{-1} \gg 1$.

Deux échelles de temps associées à deux régimes asymptotiques apparaissent dans l'expression de ϵ_{ls} et ϵ_{ss} . La première est $\tau_{num} = (K_{num}k_{ls}^2)^{-1} \sim L_{ls}^2/K_{num}$ pendant laquelle les erreurs numériques affectent significativement l'exactitude de la solution "régionale" à l'échelle k_{ls} . La seconde échelle de temps est $\tau_{ss} = (\bar{U}k_{ss})^{-1}$, échelle typique de développement des phénomènes de petite échelle non résolus par le "GCM". Dans les limites où $\tau \ll \tau_{num}$

$$\epsilon_{ls} \sim \|\hat{q}_{ls}\| \left| \frac{1}{1 + K_{num}k_{ls}^2\tau} - 1 \right| \sim \|\hat{q}_{ls}\| \frac{\tau}{\tau_{num}}$$

où quand $\tau \gg \tau_{ss}$

$$\epsilon_{ss} \sim \|\hat{q}_{ss}\| \frac{\tau_{ss}}{\tau}$$

Nous pouvons supposer que $\tau_{num} \gg \tau_{ss}$, car la dynamique des petites échelles évolue plus vite que la contamination des grandes échelles par le bruit. Ainsi, il existe des échelles où $\tau_{ss} \ll \tau \ll \tau_{num}$ et

$$\epsilon_{ls} + \epsilon_{ss} \sim \|\hat{q}_{ls}\| K_{num}k_{ls}^2\tau + \|\hat{q}_{ss}\| (\tau\bar{U}k_{ss})^{-1}.$$

Cette estimation de l'erreur atteint un minimum pour

$$\tau_{opt} \sim \sqrt{\frac{\|\hat{q}_{ss}\|}{\|\hat{q}_{ls}\|}} \sqrt{\tau_{num}\tau_{ss}} \quad (3.15)$$

Ce résultat met en évidence les effets qui contribuent à l'erreur totale commise par la simulation "guidée" : l'amortissement des petites échelles si τ est beaucoup plus petit que l'échelle de temps dynamique τ_{ss} , et l'écart aux grandes échelles fournies par le GCM si τ est beaucoup plus grand que l'échelle de temps τ_{num} . Les deux sources d'erreur peuvent être petits si $\tau_{ss} \ll \tau_{num}$ avec un temps de guidage donné par l'équation (3.15).

3.4 Effet du guidage sur la modélisation du climat méditerranéen

3.4.1 Modèle numérique MM5

Les simulations numériques sont faites avec le modèle MM5 (fifth generation Penn State-National Center for Atmospheric Research MM5, RCM, version 3.6) (Dudhia, 1993; Grell et al., 1995). Ce modèle résout les équations de conservation non-hydrostatiques sur une grille en coordonnées sigma suivant le terrain. Le domaine couvre le bassin méditerranéen (figure 3.1). Il est centré au point de coordonnées 38°N et 13°E et couvre une surface de

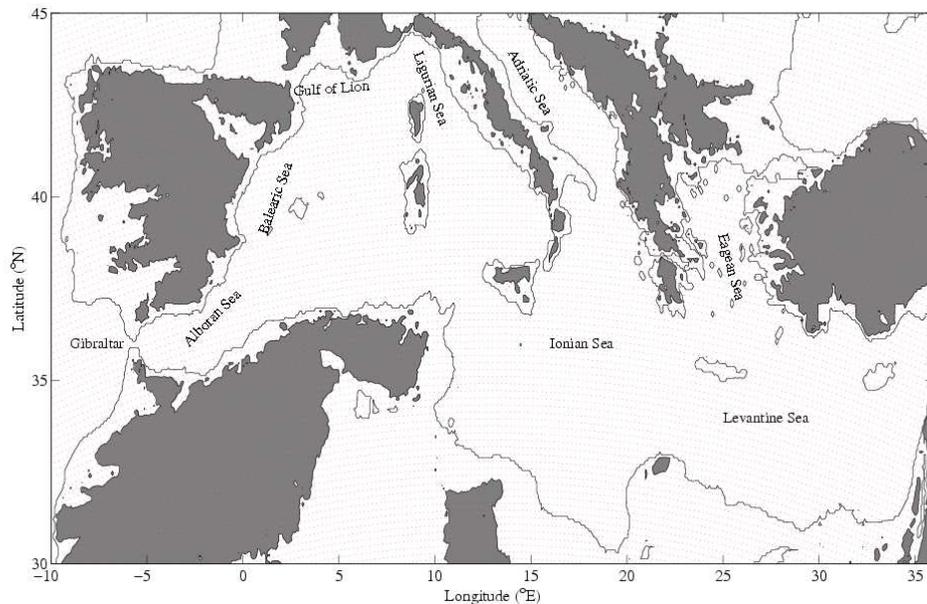


FIGURE 3.1 – Domaine de simulation MM5. Les lignes noires représentent les côtes, et les régions grisées, l’orographie au dessus de 500 m d’altitude. Les points représentent les noeuds de la grille horizontale.

4000 km × 1150 km. La résolution horizontale est de 21 km et le nombre de niveaux verticaux est 37. Le niveau sigma le plus bas est autour 12 m du sol. La distance verticale entre

les niveaux du modèle est autour 50 m à proximité du sol et augmente pour atteindre 1200 m près du bord supérieur du domaine situé à 100 hPa. L'orographie est interpolée à partir des données du terrain de l'USGS (United States Geological Survey) à 30" de résolution ($\simeq 1$ km) puis filtré pour éviter des instabilités numériques (Guo et Chen, 1994). L'occupation du sol est fournie par les données du USGS à la même résolution horizontale que l'orographie. Le modèle de surface est NOAH-LSM (Chen et Dudhia, 2001). Un ensemble complet de paramétrisations physiques est utilisé. La microphysique des nuages est traitée avec un schéma sophistiqué ayant des équations pronostiques pour l'eau liquide et la glace dans les nuages, le nombre et la concentration des particules de glace, les précipitations, la neige et la grêle (Reisner et al., 1998). On utilise aussi la paramétrisation de Grell pour les cumulus (Grell, 1993). Le schéma radiatif calcule les interactions avec l'humidité et les nuages (Grell et al. 1995 ; Mlawer et al. 1997). La paramétrisation de la couche limite est celle de Hong et Pan (Hong et Pan, 1996). C'est un schéma efficace basé sur la représentation de Troen et Mahrt du contre-gradient et du profil de viscosité turbulente dans la couche limite atmosphérique.

Les sorties du modèles global utilisées ici pour forcer MM5 sont les réanalyses ERA-40. Les données sur des niveaux de pression dont MM5 a besoin sont celles des niveaux de pression standard des réanalyses.

Dans ce chapitre nous analysons l'impact du guidage sur la variabilité interne du RCM, basés sur une série de simulations numériques faites avec des différents temps de guidage sur le bassin méditerranéen. Le temps de guidage τ varie entre 0 hr (théoriquement ce cas correspond aux champs de ERA-40 interpolés sur la grille du RCM) et 10 jours (avec $\tau = 1, 2, 3, 4, 5, 6, 12$ hr et 1, 2, 5 et 10 jours).

3.4.2 Impact du guidage sur les champs météorologiques de surface

Impact du guidage sur le vent de surface

La figure 3.2 montre le vent de surface moyenné sur les mois de novembre et de décembre 1998, période où les téléconnexions avec les circulations atmosphériques synoptiques est la plus élevée (e.g. Dünkloh et Jacobeit, 2003). Les différents panneaux de la figure 3.2 correspondent aux différents temps de guidage (τ allant de 1 hr à 12 hr, et le dernier panneau correspond à la simulation sans guidage). En général, le vent de surface moyen n'est pas affecté par le guidage, et les régimes de vent de surface sur les différents bassins peuvent être identifiés. Sur la mer "Alboran", le Levante souffle de l'est et pendant les mois d'hiver il peut être fort et durer longtemps (jusqu'à dix jours). Dans la Méditerranée centrale, le Mistral froid et sec et la Tramontane soufflent du nord/nord-ouest dans le Golfe du Lion. L'hiver 1998 était une période d'événements de Mistral particulièrement intenses et fréquents. La Bora affecte la mer Adriatique. L'Étesien est le vent dominant dans le bassin Levantin ; une circulation cyclonique domine le bassin est de la Méditerranée, alors que le bassin ouest est dominé par des circulations anticycloniques. Vu en détails, quelques différences significatives sont vues entre les différentes simulations : dans la région du détroit de Gibraltar sur la mer de l'Alboran, le Levante est presque inexistant dans la simulation fortement guidée ($\tau < 6$ hr) (figure 3.2a-f) alors qu'il peut atteindre en moyenne 6 à 7 m s⁻¹ quand on applique un temps de relaxation plus long ($\tau \leq 12$ hr, figure 3.2g-h). Sur le Golfe du Lion, l'empreinte du Mistral et de la Tramontane s'étale vers l'ouest sur une zone plus large et vers l'est sur la mer de Ligurie quand τ augmente. Sur le bassin central de la Méditerranée, le module du vent de surface diminue quand τ augmente et les Étésiens viennent de l'ouest ($\tau < 6$ hr) au nord-ouest ($\tau < 12$ hr) présentant ainsi un meilleur accord avec la climatologie décrite par Zechetto et De Biasio (2007). Notons d'autres différences minimales visibles avec l'intensification du vent avec τ sur la mer Adriatique et sur le sud de la mer Noire.

Comparées au vent moyen, la variabilité du module et de la direction du vent est plus sensible au temps de guidage. D'après Zechetto et De Biasio (2007), on définit la stabilité

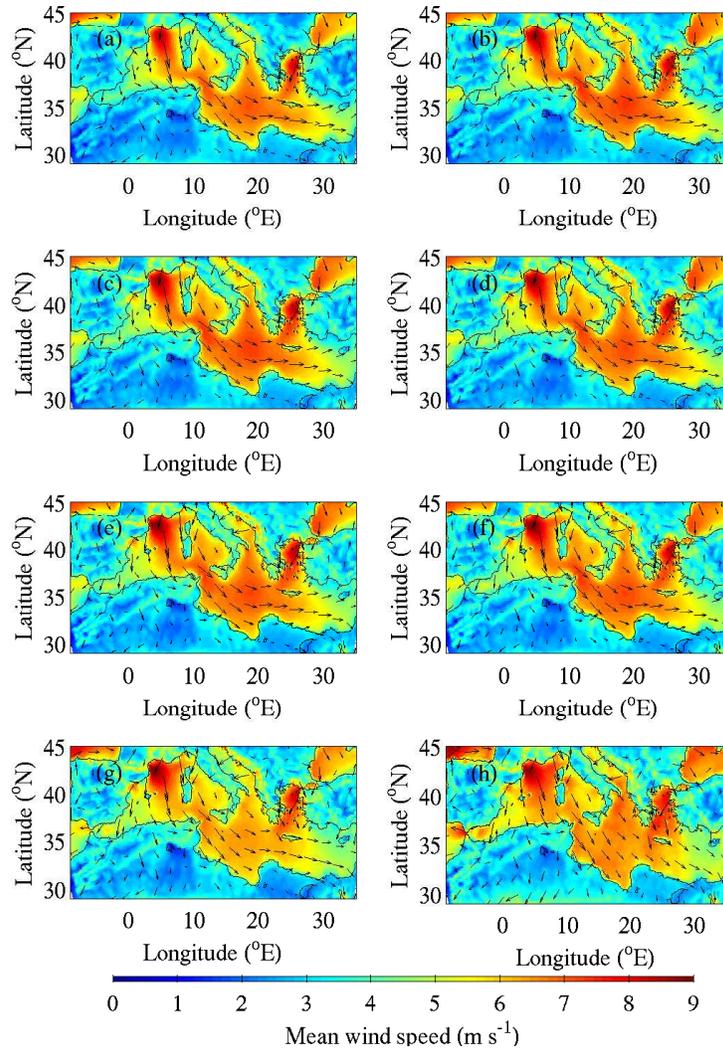


FIGURE 3.2 – Vent de surface tri-horaire moyenné sur la période novembre-décembre 1998 (le module du vent est indiqué en couleur et le vecteur vent est représenté par des flèches) pour des temps de guidage τ égaux à 1 hr (a), 2 hr (b), 3 hr (c), 4 hr (d), 5 hr (e), 6 hr (f), 12 hr (g) et ∞ (absence de guidage) (h).

du vent S (i.e. indiquant la variabilité de la direction du vent) et la force relative du vent G (i.e. indiquant la variabilité de du module du vent) comme :

$$\begin{aligned} S &= 100 (\bar{u}^2 + \bar{v}^2)^{1/2} / \bar{U} \\ G &= \sigma_U / \bar{U} \end{aligned} \quad (3.16)$$

où U est le module du vent de surface, de composantes u et v , σ_U est l'écart type du module

du vent et la barre supérieure indique la moyenne en temps. Plus la variabilité du module et de la direction du vent est grande, plus les valeurs de G sont fortes et plus les valeurs de S (comprises entre 0 et 1) sont faibles. La variabilité du vent est différente sur les deux bassins est et ouest de la Méditerranée et elle est fortement dépendante du temps de guidage comme on le voit sur les figures 3.3 et 3.4.

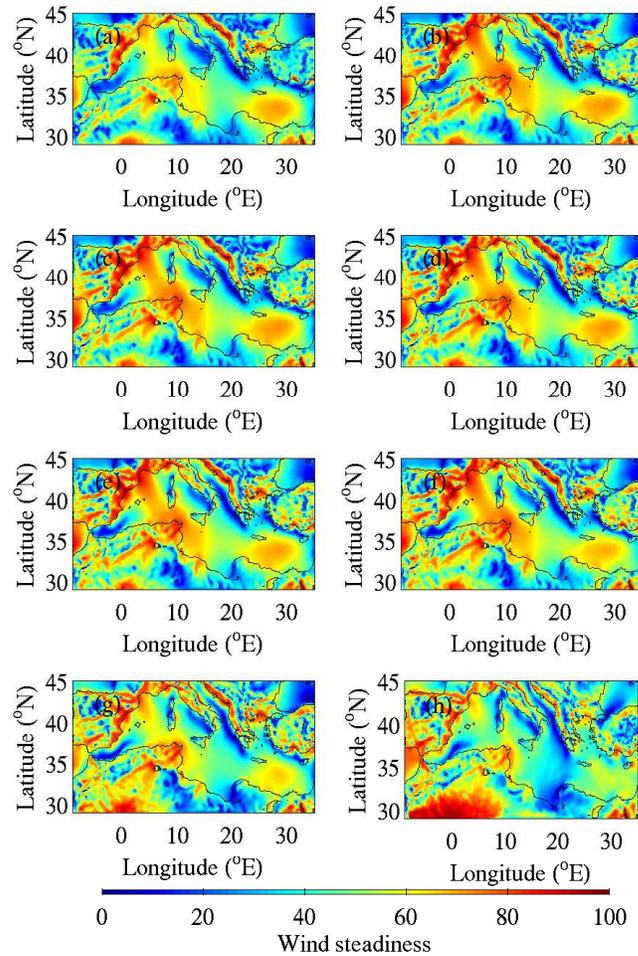


FIGURE 3.3 – Stabilité du vent de surface S pour les mois de novembre et décembre 1998, calculée avec les temps de guidage τ égaux à 1 hr (a), 2 hr (b), 3 hr (c), 4 hr (d), 5 hr (e), 6 hr (f), 12 hr (g) et ∞ (absence de guidage) (h).

La stabilité du vent décrit bien l'extension des principaux vents de la Méditerranée mais varie significativement avec le temps de guidage. Pour $\tau \leq 6$ hr, les Etésiens sont très

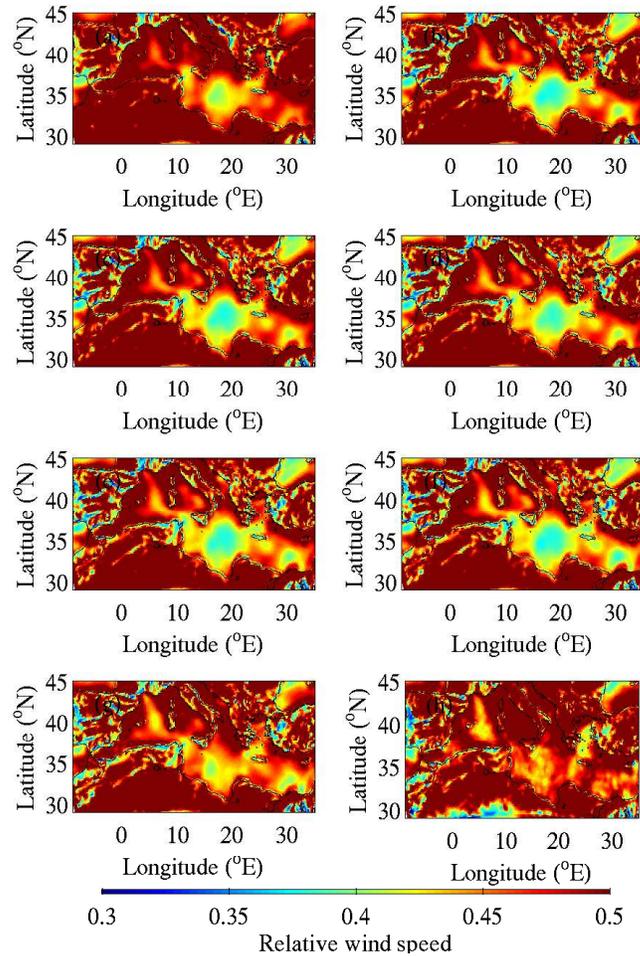


FIGURE 3.4 – Semblable à la figure figure 3.3 pour la force relative du vent G .

stables ($S > 65$) dans le bassin Levantin et affectent la région à l'est de 24°E comme montré dans Zechetto et De Biasio (2007) entre 2000 et 2004. Cependant quand $\tau \leq 12$ hr, la stabilité du vent diminue jusqu'à $S \simeq 50$ sur une zone beaucoup plus petite et diffuse en absence du guidage. Cependant, la sensibilité des Etésiens au temps de guidage est faible par rapport à la sensibilité du Mistral/Tramontane dans la région du Golfe du Lion. A l'ouest de 12°E , deux zones de forte stabilité ($S \geq 65$) sur le Golfe du Lion et au nord de la côte tunisienne sont clairement détachées pour $\tau \leq 1$ et $\tau \geq 12$ hr, sachant que quand $1 \text{ hr} \leq \tau \leq 12 \text{ hr}$, ces deux régions de grande stabilité fusionnent en une seule. Comme dans le bassin Levantin, la stabilité du vent diminue quand τ augmente. Contrairement à

la climatologie de Zecchetto et De Biasion (2007), la stabilité du vent pendant l'hiver sur le bassin ouest de la Méditerranée est élevée ($S \leq 65$ en 1998 comparé à $S \geq 60$ en moyenne pour les hivers des années 2000 à 2004). Cela peut être expliqué par la fréquence très élevée des événements de Mistral/Tramontane en 1998. Les régions de très faible stabilité du vent ($S \leq 40$) sont en bon accord avec la climatologie de Zecchetto et De Biasio (2007) quelque soit le temps de guidage τ , à l'exception du canal de Sicile ($S \geq 55$ en 1998 comparé à $S \leq 40$ en moyenne pour les hivers de 2000 à 2004) : ce sont les mers d'Alboran, la mer des Baléares, la mer Adriatique, la mer Tyrrhénienne et la mer Noir. Le fait qu'en général la stabilité du vent diminue quand τ augmente, est conforme avec le fait que la production de structure de vent à fine échelle est favorisée par l'absence de relaxation du RCM aux champs de vent du GCM.

La variabilité relative de la force du vent G (figure 3.4) montre, comme dans la climatologie de Zecchetto et De Biasio (2007), les valeurs les plus élevées ($G \geq 0.40$) se produisent sur les régions balayées par un vent venant du continent, comme dans le Golfe du Lion, les mers d'Alboran, Adriatique, Egée, et dans le sillage de la Corse et la Sardaigne dans le nord de la mer Tyrrhénienne, et dans le sillage des îles de Crète et Rhodes dans le bassin Levantin indiquant de fortes interactions entre écoulement de basse couche et orographie. Les valeurs les plus faibles de G ($G \leq 0.40$) sont visibles sur la partie sud du bassin (au sud de 35°N), en mer, au large de zones côtières peu "accidentées", i.e. en absence d'orographie marquée), i.e. sur des zones où le vent vient du large. La variabilité de la force du vent G dans cette région est extrêmement sensible au temps de guidage τ . En effet, sur les bassins Ionien et Levantin, G diminue quand τ varie entre 0 et 1 hr, puis se stabilise jusqu'à $\tau = 12$ hr, puis augmente significativement avec τ quand $\tau > 12$ hr.

Contrairement à Zecchetto et De Biasio (2007), les valeurs les plus élevées de G ne sont pas dans le Golfe du Lion à cause des événements plus fréquents de Mistral/Tramontane (même si G est encore élevé avec des valeurs qui excèdent 0.5 au pire des cas) mais dans la mer d'Alboran. Les valeurs élevées de la variabilité de la force du vent, confirme les effets de l'orographie, ce qui est évident le long des côtes du Golfe du Lion et de la mer Adriatique sous l'effet de la canalisation des vents du Mistral/Tramontane, et de la Bora, entre les reliefs, mais aussi marqué à l'est des îles de la Sardaigne et la Corse et au sud des îles de

Crête et Rhodes. Comme pour la stabilité du vent S , le fait qu'en moyenne G augmente avec τ est cohérent avec la simulations de structures de petite échelle. En absence de guidage, les valeurs de G ne montrent pas de zones aussi distinctement marquées qu'en présence de guidage.

La figure 3.5 illustre l'effet du guidage sur la restitution des extrêmes de vent. Elle montre la probabilité d'occurrence des vents dont le module excède 15 m s^{-1} . L'effet du guidage jusqu'à $\tau = 12 \text{ hr}$ demeure faible et les fortes probabilités de vents forts sont prévues par MM5 dans les régions de vents locaux forts, tels que le Mistral/Tramontane dans le Golfe du Lion, la Bora au dessus de la mer Adriatique et les Etesiens au dessus de la mer Egée. En absence de guidage, les régions de fortes probabilité de vents forts diffuse sur pratiquement tout le bassin occidental et central.

Impact du guidage sur les précipitations et température de surface

La figure 3.6 montre les précipitations moyennes cumulées journalières sur les deux mois de la simulation. Les précipitations de surface sont très sensibles à l'application du guidage (figure 3.6). Deux raisons peuvent expliquer cette sensibilité : (1) la sensibilité de la variabilité du vent au temps de guidage peut affecter le transport d'humidité dans les basses couches ; (2) la formation des précipitations dans le modèle est dictée par une paramétrisation à seuil dont les effets sont très non linéaires. Toute modification de la convergence d'humidité dans les basses couches (due à la sensibilité de la variabilité du vent) peut générer ou non des précipitations.

La figure 3.8 montre le champ de température de surface moyenné sur les 2 mois de la simulation. Si des différences sont visibles entre les simulations, en particulier en Afrique du Nord, l'effet reste toutefois nettement moins flagrant que pour les champs de vent et de précipitations. Comparativement au champ de température moyenne, la probabilité d'occurrence d'extrêmes chauds de température est plus fortement dépendante du temps de guidage τ (figure 3.10). Ainsi la probabilité d'occurrence d'extrêmes chauds, particulièrement élevée sur les rives sud et est du bassin méditerranéen diminue régulièrement à mesure que le guidage devient moins fort (i.e. $\tau \rightarrow \infty$).

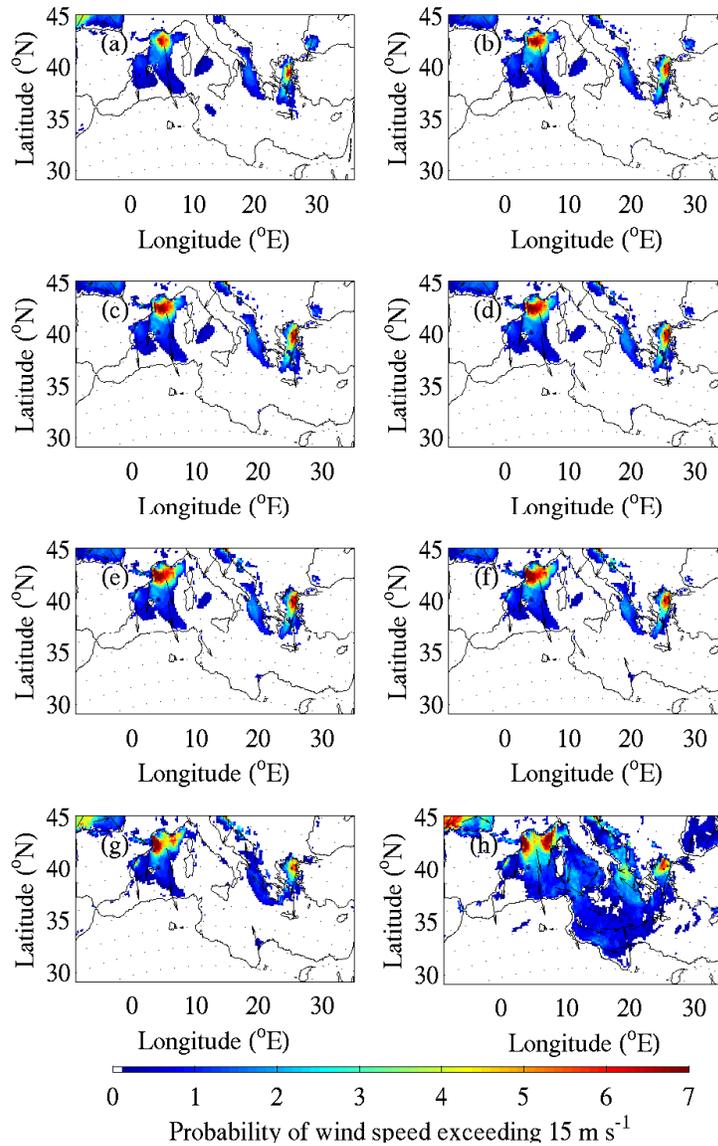


FIGURE 3.5 – Probabilité d’occurrence (%) des vents dont le module excède 15 m s^{-1} pour des temps de guidage τ égaux à 1 hr (a), 2 hr (b), 3 hr (c), 4 hr (d), 5 hr (e), 6 hr (f), 12 hr (g) et ∞ (absence de guidage) (h).

3.5 Discussion

Dans cette section, nous utilisons le ”toy model” pour expliquer le comportement du modèle MM5. Pour ce fait, nous avons choisi $q = PV$ (vorticité potentielle) parce que

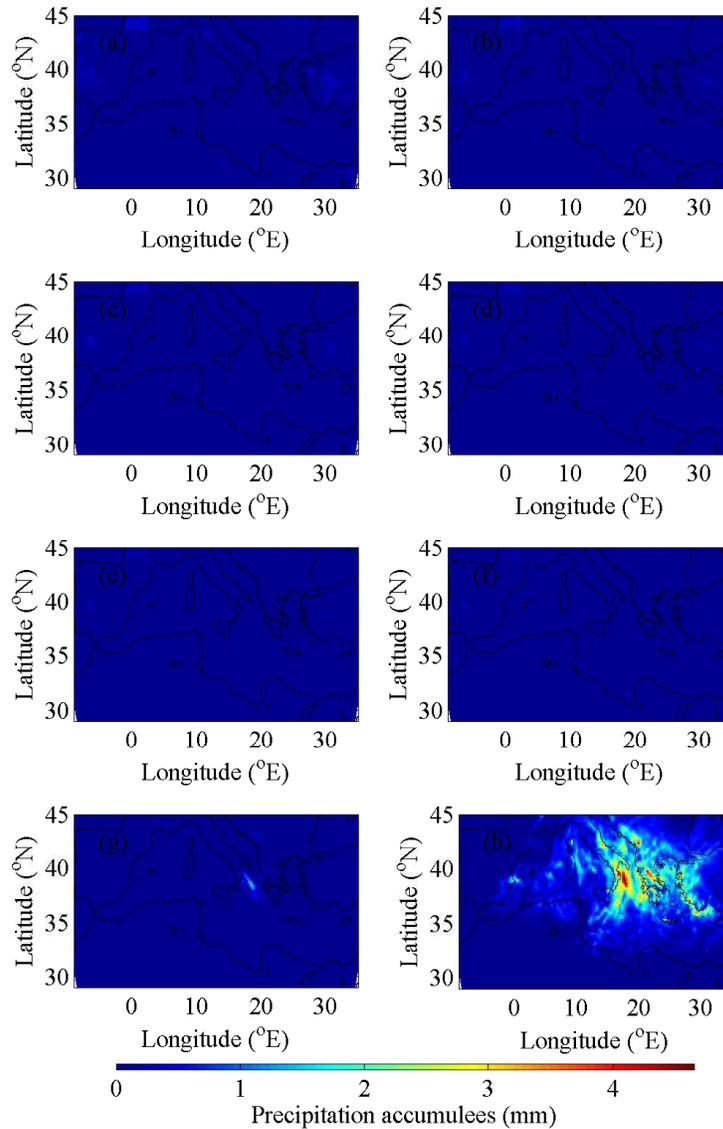


FIGURE 3.6 – Semblable à la figure 3.2 pour les précipitations moyennes cumulées journalières sur les deux mois de la simulation.

son équation de conservation vérifie l'équation (3.1) et parce que l'orographie complexe de notre terrain est une source à petite échelle de vorticité potentielle. La figure 3.11 montre les champs de la vorticité potentielle à 850 hPa correspondant aux différents temps de guidage τ au jour 20 de la simulation. Dans toutes les simulations, la source majeure de vorticité potentielle est le Mistral (générateur de la vorticité potentielle positive)/Tramontane (générateur de la vorticité potentielle négative). Quand τ augmente, des structures de vorticité

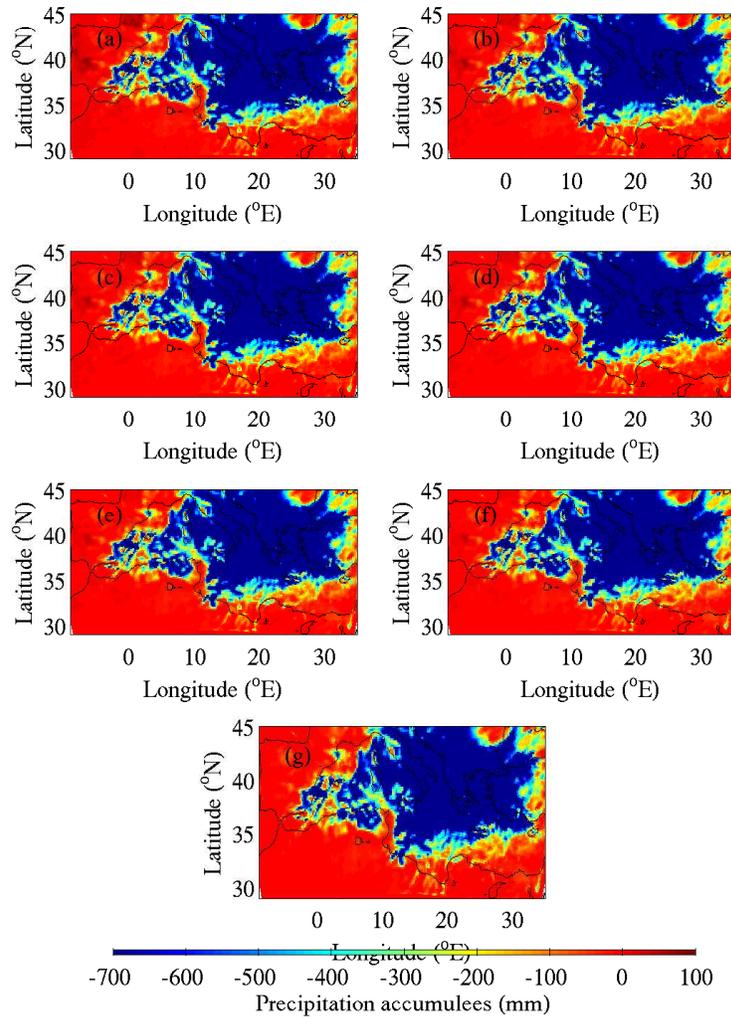


FIGURE 3.7 – Différence entre température de surface pour les temps de guidage et τ égaux à 1 hr (a), 2 hr (b), 3 hr (c), 4 hr (d), 5 hr (e), 6 hr (f) et 12 hr (g) et ∞ (absence de guidage).

potentielle à plus fines échelles apparaissent dans le bassin ouest de la Méditerranée dans le sillage de la Corse et de la Sardaigne (vorticité potentielle positive) et à la sortie de la vallée d’Ebro (Espagne) où souffle le Cierzo. En l’absence du guidage, les champs de vorticité potentielle sont complètement différents de ceux simulés avec guidage, et sont plus difficiles à interpréter bien qu’on continue à voir les bandes de vorticité potentielle plus étroites associées au Mistral/Tramontane. L’absence du guidage laisse le RCM totalement libre sur toutes les échelles spatiales et l’éloignement des champs du RCM à grande échelle de ceux du GCM,

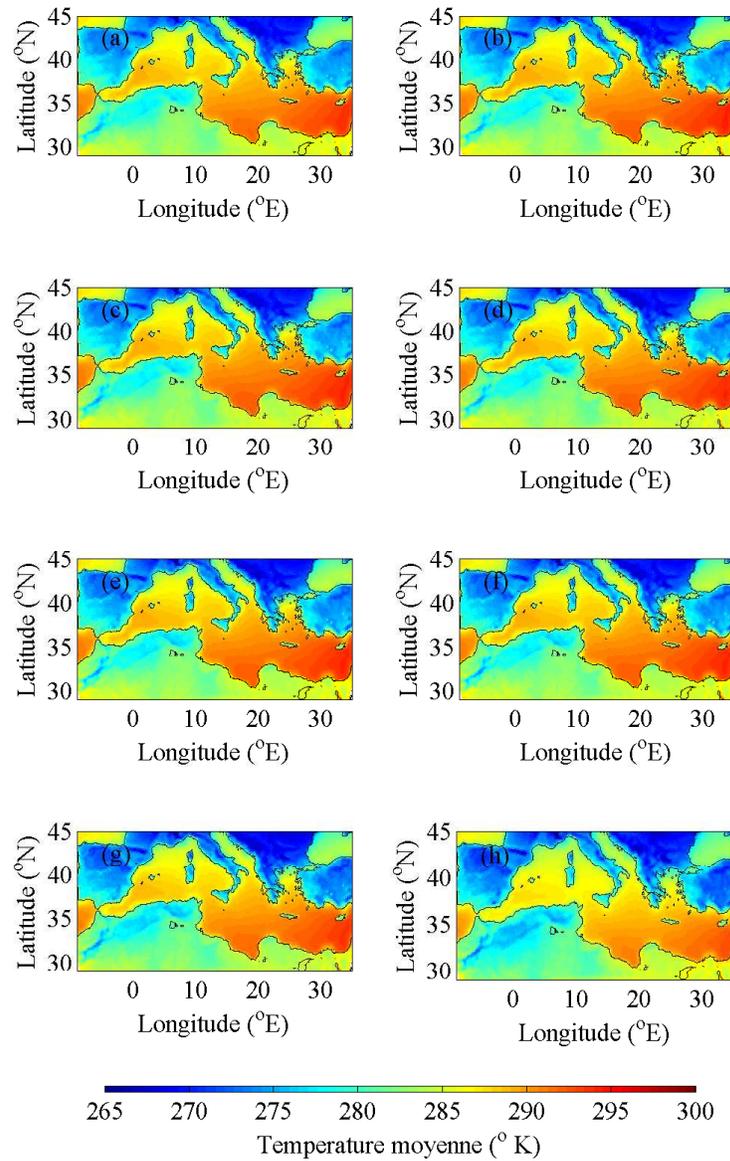


FIGURE 3.8 – Semblable à la figure 3.2 pour la température de surface.

affecte considérablement les champs à fine échelle à cause des interactions non linéaires.

Pour utiliser l'approche développée avec le "toy model", les champs de la vorticité potentielle sont séparés entre grande et petite échelle en appliquant une transformée de Fourier sur le champ de vorticité potentielle. Contrairement aux développements théoriques détaillés dans la section précédente, nous ne pouvons pas donner la valeur "réelle" de la vorticité potentielle. Nous comparons donc la variabilité de vorticité potentielle à grande et petite

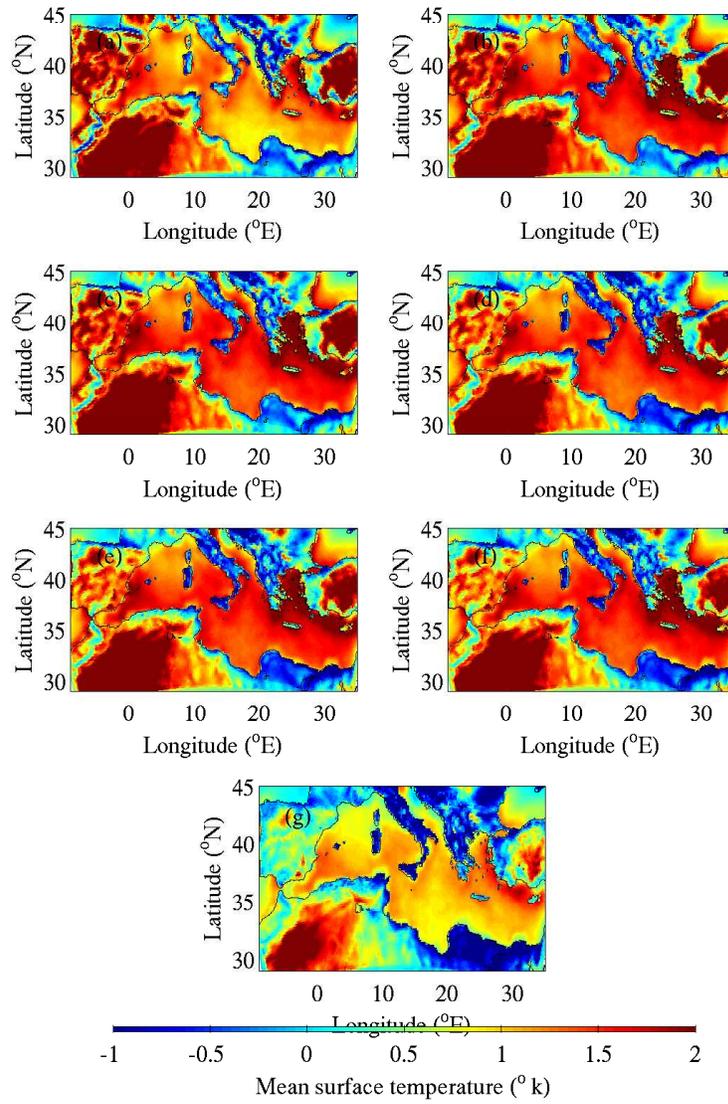


FIGURE 3.9 – Différence entre température de surface pour les temps de guidage et τ égaux à 1 hr (a), 2 hr (b), 3 hr (c), 4 hr (d), 5 hr (e), 6 hr (f) et 12 hr (g) et ∞ (absence de guidage).

échelles fonction du temps de guidage τ . Pour ce faire, nous calculons :

$$\begin{aligned} \|\hat{q}_r(k)\|_{l_s} &= \left(\int_{k_{l_s}} |\hat{q}_r(k)|^2 dk \right)^{1/2} \\ \|\hat{q}_r(k)\|_{s_s} &= \left(\int_{k_{s_s}} |\hat{q}_r(k)|^2 dk \right)^{1/2} \end{aligned} \quad (3.17)$$

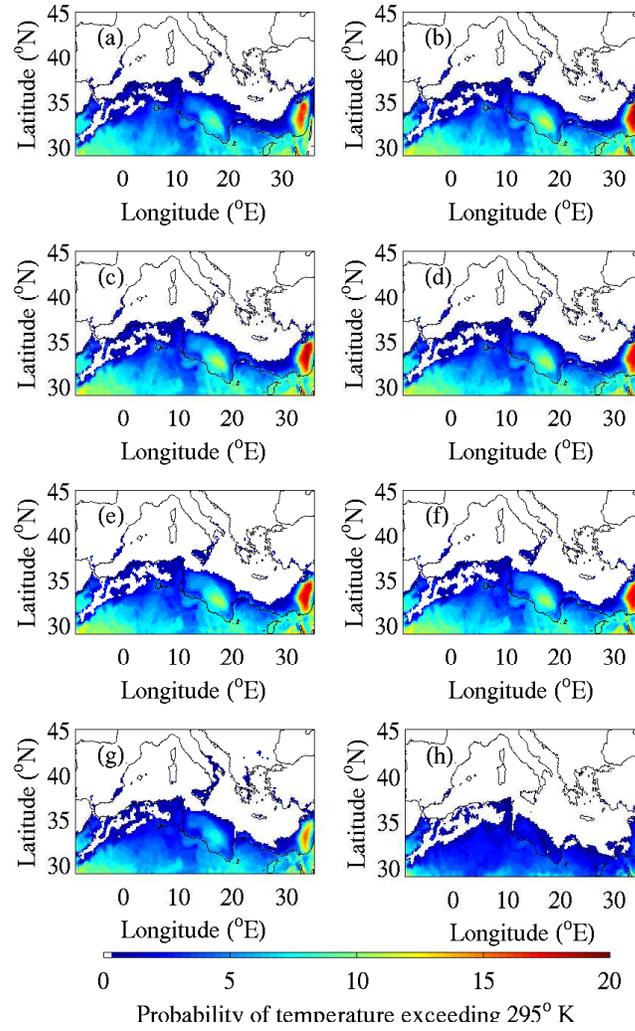


FIGURE 3.10 – Probabilité d’occurrence (%) de température excédant le 90^{ème} centile pour des temps de guidage τ égaux à 1 hr (a), 2 hr (b), 3 hr (c), 4 hr (d), 5 hr (e), 6 hr (f), 12 hr (g) et ∞ (absence de guidage) (h).

qui, dans le cadre du ”toy model” vaut :

$$\begin{aligned} \|\hat{q}_r\|_{l_s} &= \left\| \hat{q}_{l_s} \left(\frac{1}{1 + K_{num} k_{l_s}^2 \tau} \right) \right\| \\ &\sim \|\hat{q}_{l_s}\| \left| \frac{1}{1 + K_{num} k_{l_s}^2 \tau} \right| \end{aligned} \quad (3.18)$$

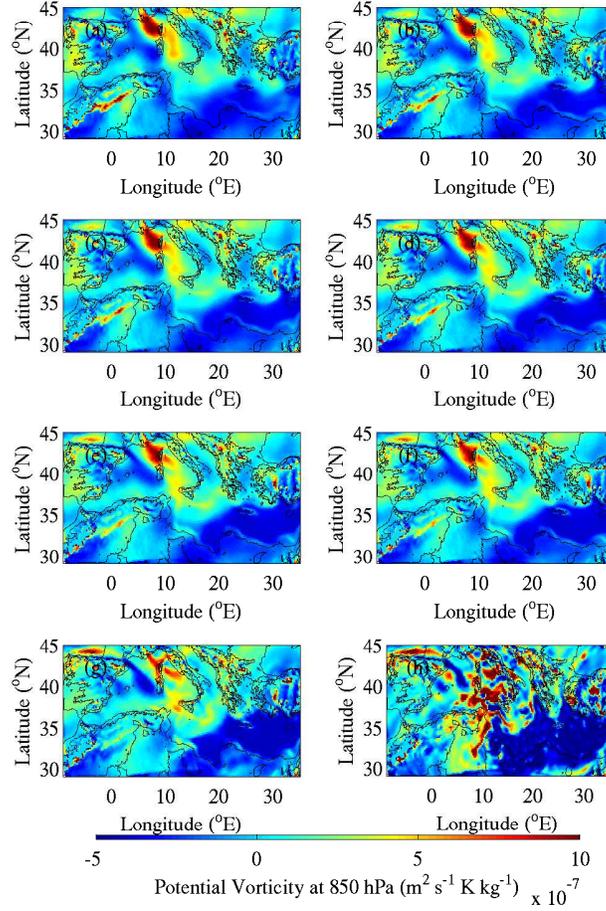


FIGURE 3.11 – Vorticité potentielle à 850 hPa au jour 20 de la simulation MM5 à 0000 TU pour un temps de guidage τ égal à 1 hr (a), 2 hr (b), 3 hr (c), 4 hr (d), 5 hr (e), 6 hr (f), 12 hr (g) et ∞ (absence de guidage) (h).

$$\begin{aligned}
 \|\hat{q}_r\|_{ss} &= \left\| \hat{q}_{ss} \left(\frac{ik\bar{U}}{ik\bar{U} + \frac{1}{\tau} + K_{num}k^2} \right) \right\| \\
 &\sim \|\hat{q}_{ss}\| \left| \frac{ik_{ss}\bar{U}}{ik_{ss}\bar{U} + \frac{1}{\tau} + K_{num}k_{ss}^2} \right|
 \end{aligned} \tag{3.19}$$

qui met en évidence l'impact de la diffusion numérique K_{num} et du temps de guidage τ sur les estimations de $\|\hat{q}_r\|_{l_s}$ et $\|\hat{q}_r\|_{s_s}$. En pratique, l'équation (3.17) peut être calculé des

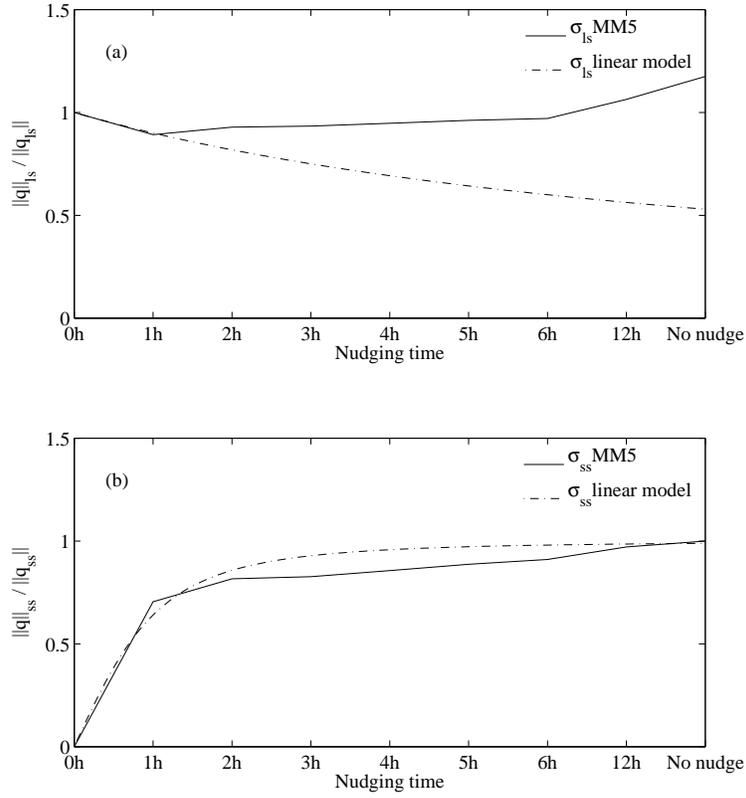


FIGURE 3.12 – Quantité normalisée $\|\hat{q}_r\|_{ls} / \|\hat{q}_{ls}\|$ et $\|\hat{q}_r\|_{ss} / \|\hat{q}_{ss}\|$ en fonction de τ . La prédiction linéaire donnée par l'équation (3.21) (dash-dotted lines) est superimposée aux valeurs obtenues à partir des sorties MM5 (solid lines) on day 20 of the simulation.

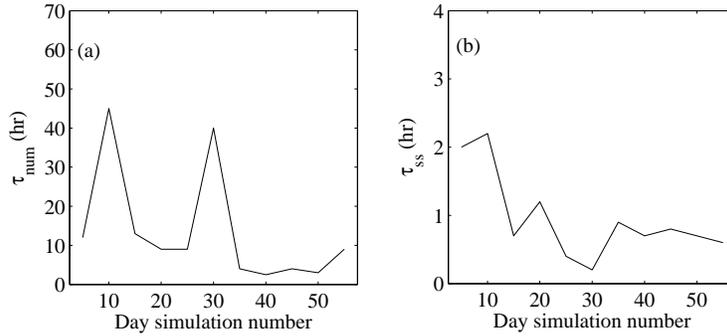


FIGURE 3.13 – (a) et (b) représentent respectivement τ_{num} et τ_{ss} , fonction du jour de la simulation.

champs de la vorticité potentielle simulés par MM5 de la façon suivante :

$$\begin{aligned} \|\hat{q}_r\|_{ls} &= \left(\int_0^{k_c} |\hat{q}_r(k)|^2 dk \right)^{1/2} \\ \|\hat{q}_r\|_{ss} &= \left(\int_{k_c}^{\infty} |\hat{q}_r(k)|^2 dk \right)^{1/2} \end{aligned} \quad (3.20)$$

où k_c est le nombre d'onde de coupure qui sépare les grandes et petites échelles. Dans nos simulations $k_c \sim \pi/\Delta$ où $\Delta = 1.125^\circ$ est la résolution horizontale de ERA-40. Les quantités $\|\hat{q}_r\|_{ls}$ et $\|\hat{q}_r\|_{ss}$ sont estimées en appliquant l'équation (3.20) avec $\tau = 0$ at $\tau = \infty$ (sans guidage), respectivement. La figure 3.12 illustre les valeurs normalisées des variances à grande et petite échelle $\|\hat{q}_r\|_{ls} / \|\hat{q}_{ls}\|$ et $\|\hat{q}_r\|_{ss} / \|\hat{q}_{ss}\|$ en fonction de τ . Les valeurs de $\|\hat{q}_r\|_{ls}$ et $\|\hat{q}_r\|_{ss}$ en unités arbitraires au jour 20 de la simulation sont 9.5 et 22.1, respectivement. A partir des équations (3.14), (3.18) et (3.19), le modèle linéaire prévoit :

$$\begin{aligned} \frac{\|\hat{q}_r\|_{ls}}{\|\hat{q}_{ls}\|} &\sim \frac{1}{1 + \frac{\tau}{\tau_{num}}} \\ \frac{\|\hat{q}_r\|_{ss}}{\|\hat{q}_{ss}\|} &\sim \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{\tau_{ss}}{\tau}\right)^2}} \end{aligned} \quad (3.21)$$

τ_{num} et τ_{ss} sont obtenus en callant les prédictions de MM5 de $\|\hat{q}_r\|_{ls} / \|\hat{q}_{ls}\|$ et $\|\hat{q}_r\|_{ss} / \|\hat{q}_{ss}\|$ avec l'équation (3.21). Sur la figure 3.12, les valeurs linéaires de $\|\hat{q}_r\|_{ls} / \|\hat{q}_{ls}\|$ et $\|\hat{q}_r\|_{ss} / \|\hat{q}_{ss}\|$ calculées à partir de l'équation (3.21) (lignes pointillées), sont superposées avec celles de MM5 (lignes pleines). Quand $0 \text{ hr} \leq \tau \leq 1 \text{ hr}$, $\|\hat{q}_r\|_{ls} / \|\hat{q}_{ls}\|$ décroît de 1 ($q = q_{ls}$) d'environ 5% (figure 3.12a). Ce résultat est systématique pour n'importe quel jour de la simulation, et est compatible avec l'équation (3.21), montrant ainsi l'effet de la diffusion numérique qui tend à réduire la variabilité de la grande échelle. Pour $1 \text{ hr} \leq \tau \leq 12 \text{ hr}$, $\|\hat{q}_r\|_{ls} / \|\hat{q}_{ls}\|$ est approximativement constant et augmente pour $\tau > 12 \text{ hr}$. En effet, le modèle linéaire nous permet d'évaluer la contribution de la diffusion numérique dans la variabilité de la grande échelle. Les limites intrinsèques du modèle linéaire ne permet pas d'évaluer les contributions non linéaires dans la variabilité de la grande échelle ainsi que les interactions entre la grande échelle et la petite échelle. En plus de ces limitations, la séparation entre petite et grande échelles dans le domaine spectral, mène à une estimation de $\|\hat{q}_r\|_{ls} / \|\hat{q}_{ls}\|$ sur un nombre limité de points. L'augmentation de la taille du domaine, bien que plus coûteuse numériquement, pourrait éventuellement augmenter la précision de $\|\hat{q}_r\|_{ls} / \|\hat{q}_{ls}\|$, (Seth et Giorgi, 1998). L'approximation de $\|\hat{q}_r\|_{ls} / \|\hat{q}_{ls}\|$ avec l'équation (3.21) (tiret-pointillé) permet d'évaluer $\tau_{num} \simeq 18 \text{ hr}$.

La relaxation vers les champs du GCM dans les équations de conservation comme l'équation (3.5) ne signifie pas que le guidage affecte seulement les champs de grande échelle du RCM, mais aussi ceux de petite échelle (figure 3.12b). La figure 3.12 montre

que $\|\hat{q}_r\|_{ss} / \|\hat{q}_{ss}\|$ augmente avec τ pour atteindre une valeur asymptotique de 1 quand $\tau \leq 3$ hr. La courbe qui décrit la variance de la vorticité potentielle à la petite échelle déduite des sorties de MM5 est en très bon accord avec celle du modèle linéaire, montrant ainsi que malgré les sources non linéaires, l'évolution de $\|\hat{q}_r\|_{ss} / \|\hat{q}_{ss}\|$, $\|\hat{q}_r\|_{ss} / \|\hat{q}_{ss}\|$ est bien décrite par l'expression linéaire de l'équation (3.21). L'approximation de $\|\hat{q}_r\|_{ss} / \|\hat{q}_{ss}\|$ par l'équation (3.21) (tiret-pointillé), donne $\tau_{ss} \simeq 1.2$ hr. En utilisant l'équation (3.15), on obtient $\tau_{opt} \simeq 3.4$ hr qui est utilis e dans plusieurs études, g en erellement sans être justifiée mais en invoquant intuitivement l'intervalle de temps de 6 hr entre deux analyses (ou réanalyses) successives qui forcent le RCM (e.g. Salameh et al., 2007; Champollion et al., 2008). Afin d'évaluer la signification de l'estimation de τ_{opt} , nous avons calcul e les valeurs de τ_{num} et de τ_{ss} tous les 5 jours, pendant toute la durée de la simulation (figure 3.13). L'estimation de τ_{num} n'est pas très robuste car elle est calculée en calant $\|\hat{q}_r\|_{ss} / \|\hat{q}_{ss}\|$ avec l'équation (3.21) sur seulement les deux premiers temps de guidage ($\tau \leq 1$ hr) (figure 3.13a). L'estimation de τ_{ss} est moins variable sur les différents jours de la simulation et semble donc plus robuste. Cela est en accord avec l'ajustement montré par la figure 3.13b.

3.6 Evaluation des modèles MM5 et LMDZ en mode guid e

Faute de temps disponible en fin de thèse, une simulation longue (plusieurs années) avec MM5 n'a pas pu être réalisée. Pour étudier le climat régional Méditerranéen, nous avons utilis e une simulation réalisée par Laurent Li (Laboratoire de M eteorologie Dynamique) avec le modèle LMDZ zoom e sur le bassin méditerranéen en mode guid e (même formulation que dans MM5) par les réanalyses ERA-40, sur toute la p eriod e couverte par les réanalyses. Pour évaluer l'effet du guidage sur LMDZ, nous comparons les différentes simulations MM5 avec LMDZ guid e avec $\tau = 10$ jours et nous les comparons aux observations. Pour évaluer les variables de surface moyenn es sur les 2 mois, nous utilisons la base de donnée CRU à 0.5° de résolution. Les données sont des moyennes mensuelles. Pour évaluer la variabilité à haute résolution temporelle, nécessaire pour accéder aux extrêmes, nous utilisons la base de données m eteorologiques de surface utilisée dans la partie précedente.

3.6.1 Comparaison inter-modèles

Nous disposons des simulations faites avec LMDZ, le modèle régional du Laboratoire de Météorologie Dynamique, zoomé sur la région méditerranéenne entre $-15/45^{\circ}\text{E}$ et $20/60^{\circ}\text{N}$ avec une résolution horizontale non régulière de l'ordre de 30 km. La simulation LMDZ était guidée par les réanalyses ERA-40, sur toute la période couverte par les réanalyses avec un temps de relaxation $\tau = 10$ jours. Il apparaît des différences importantes entre les simula-

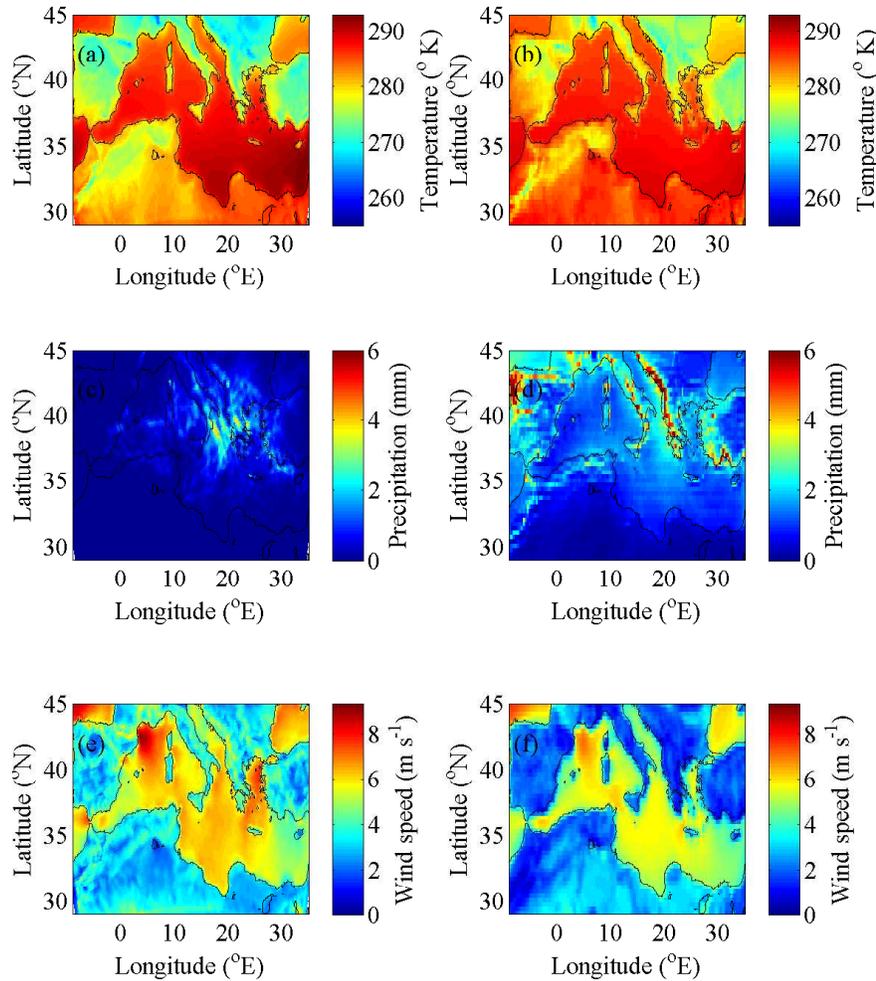


FIGURE 3.14 – Température de surface (a,b), précipitations journalières cumulées accumulées (c,d) et module du vent de surface (e,f) moyennées sur les mois de novembre et décembre 1998, en sortie de MM5 (colonne de gauche) et de LMDZ (colonne de droite) guidés avec $\tau = 10$ jours.

tions des deux modèles. Par rapport à MM5, LMDZ produit des valeurs de température de surface plus élevées que dans MM5 (qui est connu pour générer un biais froid en moyenne), en particulier sur les continents. Les différences sont maximales dans les régions à fort relief (e.g. massifs de l'Atlas, des Pyrénées et des Alpes). Les précipitations présentent une structure similaire entre les 2 modèles mais les précipitations plus importantes dans LMDZ en particulier sur le continent Européen (rapport 2).

Le champ moyen du vent de surface en sortie de LMDZ, sur le bassin méditerranéen, pour les mois de novembre et décembre 1998, est en meilleur accord avec MM5 sur les bassins ouest et est que sur le bassin central de la Méditerranée (au niveau de la mer Ionienne) (figure 3.14e,f). Par rapport à MM5, LMDZ produit des vents de surface plus faibles sur tout le domaine et des structures moins marquées dans les régions à fort relief, du fait de la plus faible résolution de MM5 (au mieux 30 km pour LMDZ versus 21 km pour MM5). Quantitativement, LMDZ sous-estime de 30% à 50%, le vent sur le continent en comparaison avec MM5 guidé avec $\tau = 10$ jours ou non guidé. Les paramètres S et G ne sont pas semblables dans les deux modèles guidés tous les 10 jours. En effet, la figure 3.15 montre des différences entre les 2 modèles pour la stabilité de la direction du vent S et la variabilité relative du vent de surface G . Par rapport à MM5 guidé tous les 10 jours, LMDZ sur-estime S sur le bassin est de la Méditerranée et la sous-estime partout ailleurs. Sur la mer, les valeurs de G sont plus élevées dans LMDZ que dans MM5 (figures 3.15b,d). En revanche, sur terre, MM5 montre plus de variabilité de la force du vent que dans LMDZ (G plus élevé dans MM5) due au relief.

3.6.2 Comparaison modèles/données

Comparaisons aux observations CRU

La base de données climatologiques CRU (version CRU TS 2.1) contient les données de température et de précipitation mensuelles depuis 1901 jusqu'à 2002 projetées sur une grille

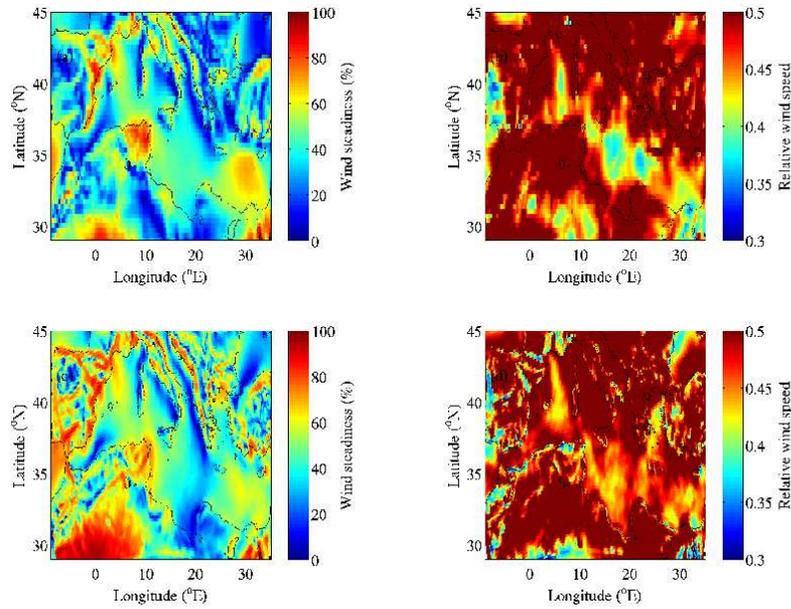


FIGURE 3.15 – Stabilité de la direction G et variabilité relative du vent de surface S pendant novembre et décembre 1998, en sortie de LMDZ (a,b) et MM5 (c,d) avec $\tau = 10$ jours.

de 0.5° de résolution, disponibles sur tout le globe (Mitchell and Jones, 2005). Nous utilisons cette base de données pour évaluer les sorties des modèles MM5 et LMDZ⁴.

La figure 3.16 montre les champs de différences de température de surface moyennées sur novembre et décembre 1998 (MM5-CRU) pour un temps de guidage τ variant entre 1 et 12 hr et $\tau = \infty$. Cette figure montre bien le défaut "classique" de MM5 avec un biais froid moyen de l'ordre de -2.5°C pour $\tau \leq 6$ hr. Quand $\tau \geq 12$ hr, ce biais s'accroît et peut atteindre en moyenne un biais négatif de l'ordre de -4°C . Le biais de température tend à être plus homogène spatialement quand τ augmente. La Grèce et la péninsule balkanique semblent être une région comparativement moins sensible au temps de guidage que les autres régions du bassin. Si l'impact de l'application du guidage est plus remar-

4. Pour la période novembre-décembre 1998, la base de données CRU ne propose pas de données de vent de surface. Hors données de surface des centres météorologiques difficilement accessibles, les mesures de vent de surface au dessus de la mer ne sont disponibles qu'à une résolution de 1° tous les jours à partir du diffusiomètre ERS-NSCAT. Néanmoins, à proximité des côtes les données ne sont pas exploitables et la comparaison reste grossières comme décrit dans l'article Salameh et al. (2007) publié à *Annales Geophysicae*.

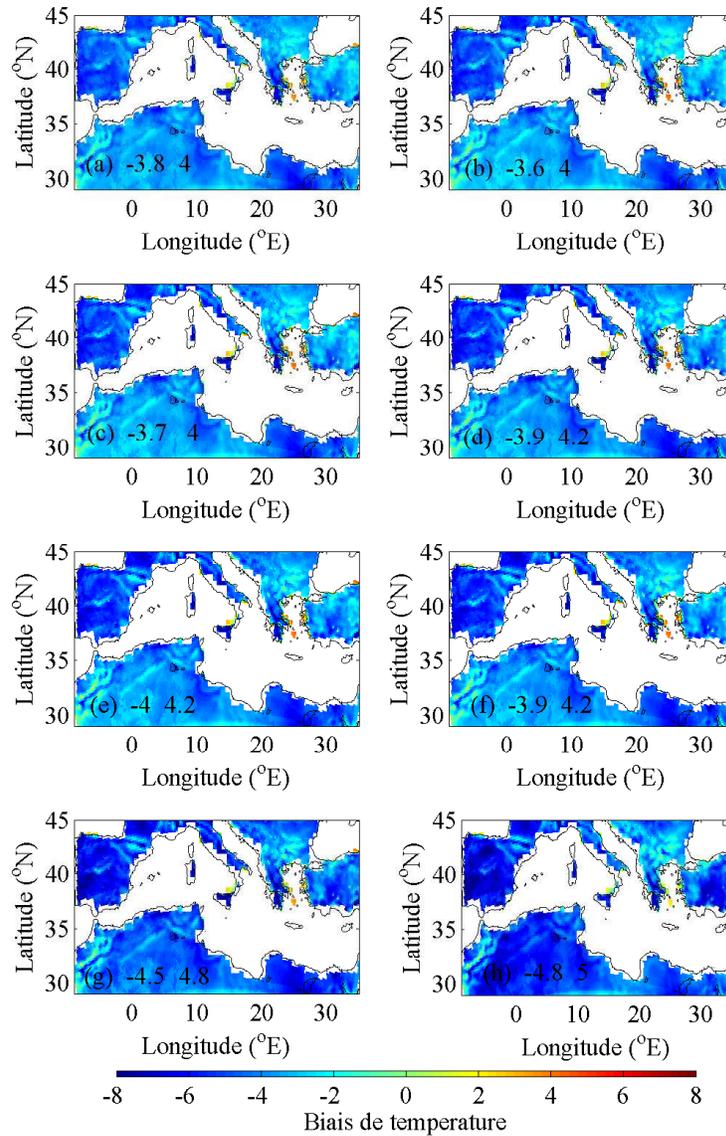


FIGURE 3.16 – Différences de température de surface moyennées sur novembre et décembre 1998 (MM5-CRU) pour un temps de guidage τ égal à 1 hr (a), 2 hr (b), 3 hr (c), 4 hr (d), 5 hr (e), 6 hr (f), 12 hr (g) et ∞ (absence de guidage) (h).

quable sur les précipitations que sur la températures comme discuté précédemment, il n'en demeure pas moins que sur la période novembre et décembre 1998, le modèle sous-estime de façon considérable les précipitations, expliquant la très faible sensibilité de la différence modèle/données sur les précipitations.

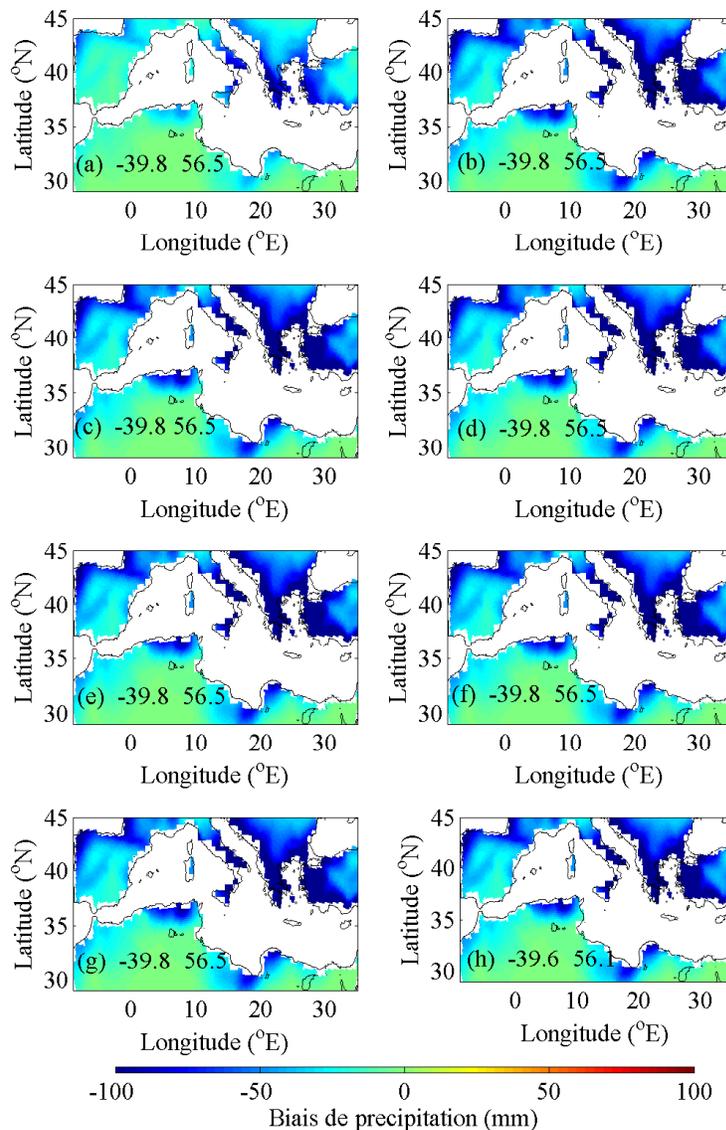


FIGURE 3.17 – Similaire à figure 3.16 pour les précipitations journalières moyennées sur novembre et décembre 1998.

Les figures 3.18 et 3.19 montrent les différences moyennes entre les températures de surface et précipitations journalières cumulées simulées par MM5 et LMDZ avec $\tau = 10$ jours et observées (CRU). Contrairement à MM5, la température de surface de LMDZ ne montre pas de biais significatif sur tout le domaine mais plutôt une tendance à un biais froid sur l'est du bassin et à un biais chaud sur l'ouest du bassin, en particulier sur l'Europe occidentale où la différence LMDZ/CRU peut atteindre 3-4°C. Les différences entre modèles et données

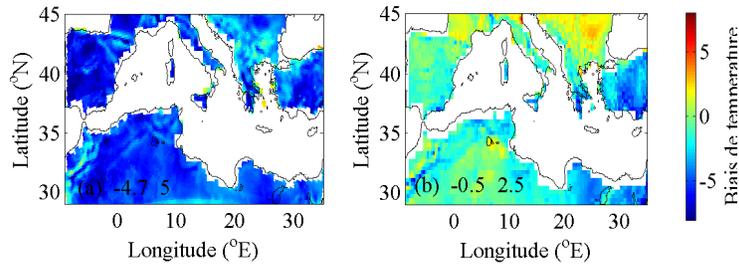


FIGURE 3.18 – Biais de température de surface entre les modèles (MM5 : a ; LMDZ : b) et les données CRU. Les 2 modèles sont guidés avec $\tau = 10$ jours.

CRU apparaissent de façon moins nette pour ce qui concerne les précipitations, prouvant que les 2 modèles sont cohérents entre eux et ne produisent que très peu de précipitations.

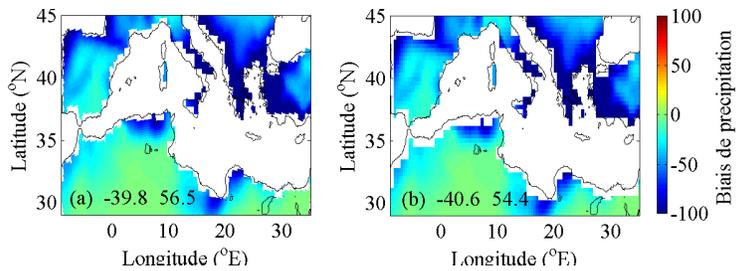


FIGURE 3.19 – Similaire à figure 3.18 pour les précipitations.

3.6.3 Comparaison aux observations de surface du sud de la France

L'utilisation des données de surface du réseau opérationnel de Météo-France dans la partie sud de la France, nous permettent d'évaluer sur des variables quasi-instantanées et non sur des climatologies, permettant entre autres d'analyser la capacités des modèles à reproduire la variabilité haute fréquence et les extrêmes. Nous utilisons les données de surface des mêmes stations que dans le chapitre 3 de ce manuscrit, i.e. Lyon, Toulon, Nîmes, Nice, Saint-Raphaël, Montpellier, Carcassone et Carpentras.

Les figures 3.20 et 3.21 montrent les températures à 2 m et le module du vent à 10 m mesurées (vert), modélisées avec LMDZ (rouge) et MM5 guidé avec $\tau = 1$ hr (rose), $\tau = 10$ jours

(cercles bleus) et $\tau = \infty$ (étoiles bleues) sur les stations de Lyon, Toulon, Nîmes, Nice, Saint-Raphaël, Montpellier, Carcassonne et Carpentras. On constate un très bon accord général des modèles avec les mesures. La résolution horizontale n'affecte pas les performances entre les 2 modèles, mais LMDZ présente une variabilité temporelle moindre (évolution plus lisse) par rapport aux mesures et MM5. Une particularité que nous notons sur ces figures concerne la ressemblance des résultats des champs de température ou de vent modélisés avec MM5 guidé avec les temps de guidage de 1 heure, 10 jours et non guidé. En effet, les figures 3.2, 3.3 et 3.4 montrent que sur le sud de la France, le vent de surface et la variabilité de sa direction et de son modules ainsi que les températures sont très peu sensible aux différents temps de guidage.

3.7 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons étudié l'impact du guidage temporel d'un RCM par le champ météorologique de grande échelle fournie par un GCM (ou des réanalyses) sur la variabilité interne d'un RCM. Avec un modèle linéaire décrivant l'équation de transport d'une variable avec un terme source de petite échelle (applicable en particulier à la vorticité potentielle), nous montrons que 2 échelles caractéristiques de temps interviennent dans le problème : un temps τ_{num} caractéristique de la diffusion due à la discrétisation des équations, et d'un temps τ_{ss} caractéristique du développement des structures de fine échelle. Nous montrons qu'il existe un temps de relaxation optimal τ_{opt} minimisant l'erreur cumulée sur la grande et petite échelle et qui dépend de τ_{num} et de τ_{ss} . La dépendance du champ simulé au temps de relaxation τ est conséquente en particulier sur la variabilité du champ de vent, sur la vorticité et sur les précipitations, justifiant pleinement ce travail. Ce chapitre exploite les simulations effectuées à l'aide des modèles régionaux MM5 et LMDZ. Leur évaluation avec des données de surface climatologiques et instantanées mesurées les stations du réseau opératif de Météo-France au sud de la France montre qu'il n'est pas évident que la simulation de toutes les variables météorologiques puissent être optimisées avec une unique valeur de τ car la physique interne des modèles, via leurs paramétrisations, est fortement

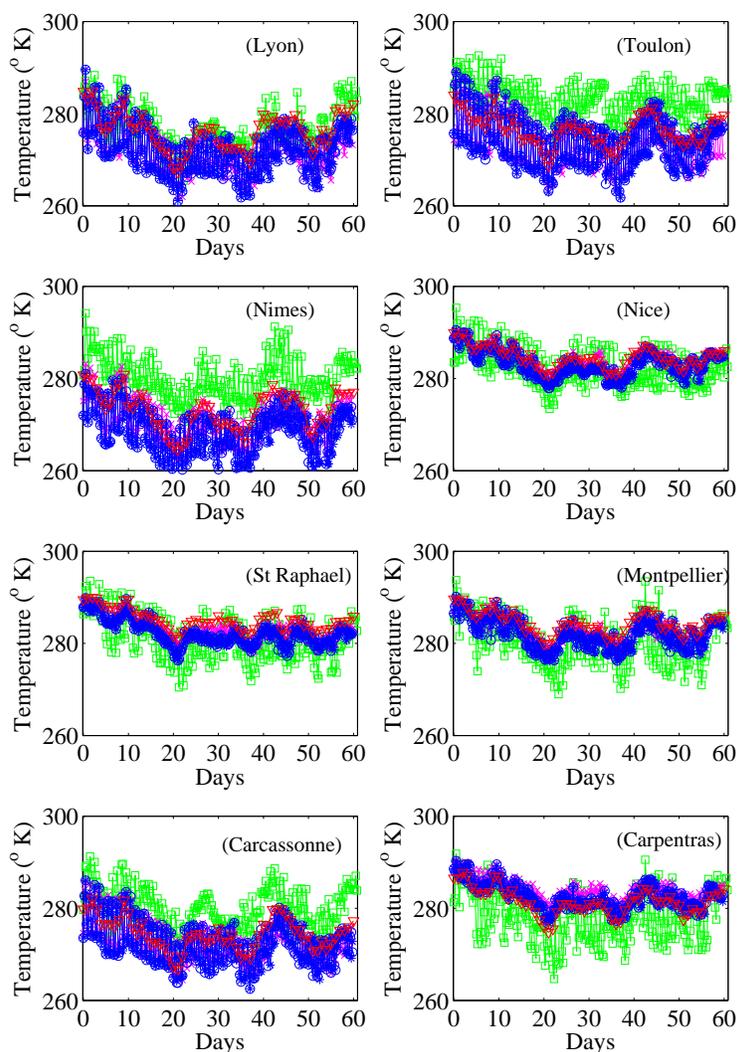


FIGURE 3.20 – Température à 2 m mesurée (vert), modélisées par LMDZ (rouge) et par MM5 guidé avec $\tau = 1$ h (rose), $\tau = 10$ jours (cercles bleus) et $\tau = \infty$ (étoiles bleues).

tributaire de compensations d'erreurs lors du réglages des différents "leviers" d'optimisation (en particulier le guidage et les paramétrisations).

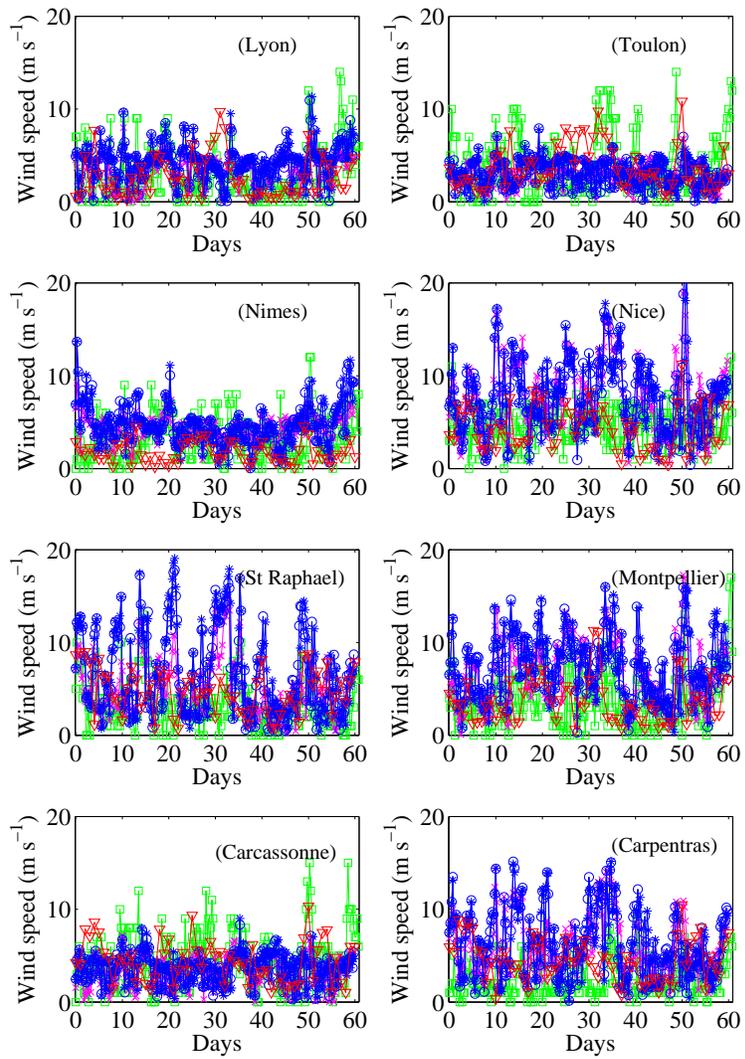


FIGURE 3.21 – Semblable à la figure 3.20 pour le module du vent de surface.

Chapitre 4

Interactions d'échelles et relation régimes de temps-climat régional méditerranéen

4.1 Introduction

Si la question de la relation entre circulation grande échelle et climat régional a été abordée dans la première partie de ce manuscript, la question des échelles spatiales en jeu dans ce couplage entre circulation synoptique et la circulation de basse couche caractérisant le climat régional n'a jamais été véritablement traitée dans la littérature.

En effet, dans la première partie, nous avons analysé la relation statistique entre les variables climatiques de surface sur le bassin Méditerranéen et les régimes de temps Nord Atlantique en s'appuyant sur une technique d'attribution regimes/climat régional via les extrêmes, déjà utilisée dans la littérature. Nous essayons de façon préliminaire dans ce chapitre, d'avoir une analyse dynamique de la relation régimes de temps et climat régional Méditerranéen en étudiant le caractère discriminant ou non des régimes de temps Nord

Atlantique pour le climat régional à différentes échelles spatiales. En effet, les échelles caractéristiques des circulations atmosphériques affectent la contribution relative des différents termes de forçage de l'écoulement atmosphérique dans les équations de conservation.

Pour ce faire, nous utilisons les régimes de temps déterminés à partir des réanalyses ERA-40 qui servent à guider le modèle régional LMDZ dont les sorties sont utilisées pour décrire le climat régional méditerranéen hivernal à fine échelle (environ 30 km) entre 1991 et 2001. Afin d'évaluer la relation entre les régimes de temps et les champs climatiques de surface à différentes échelles spatiales, nous appliquons un filtre passe-bas sur les champs de LMDZ, puis nous analysons les relations régimes de temps/champs de surface filtrés.

4.2 Relation régimes de temps/climat régional à fine échelle

La figure 4.1 montre l'anomalie de température de surface par régime de temps par rapport à la moyenne climatologique (i.e. moyenne des champs de température de surface des 4 régimes de temps). Cette figure montre une forte corrélation entre les régimes de temps Nord Atlantique et le champ d'anomalies de température de surface sur l'ensemble du domaine mais aussi autour du bassin méditerranéen. Cette forte corrélation est due au fait que le champ de température est fortement lié au champ de pression, particulièrement en hiver et l'évolution de température de surface à l'échelle régionale est dominé par le terme d'advection (et donc de la circulation synoptique) par rapport au forçage local par la surface via les flux turbulents surfaciques de chaleur sensible. En détail, les anomalies positives (chaudes) et négatives (froides) sur l'ensemble du domaine sont respectivement observées pour les régimes de blocage et de dorsale Atlantique. Les deux phases de la NAO sont associées à des structures méridiennes anti-symétriques du champ d'anomalies avec une anomalie chaude (froide) au nord du domaine et froide (chaude) au sud pour le régime NAO+ (NAO-).

La figure 4.2 montre l'anomalie du module du vent de surface par régime de temps par rapport à la moyenne climatologique. Le champ d'anomalie du vent de surface ne montre pas

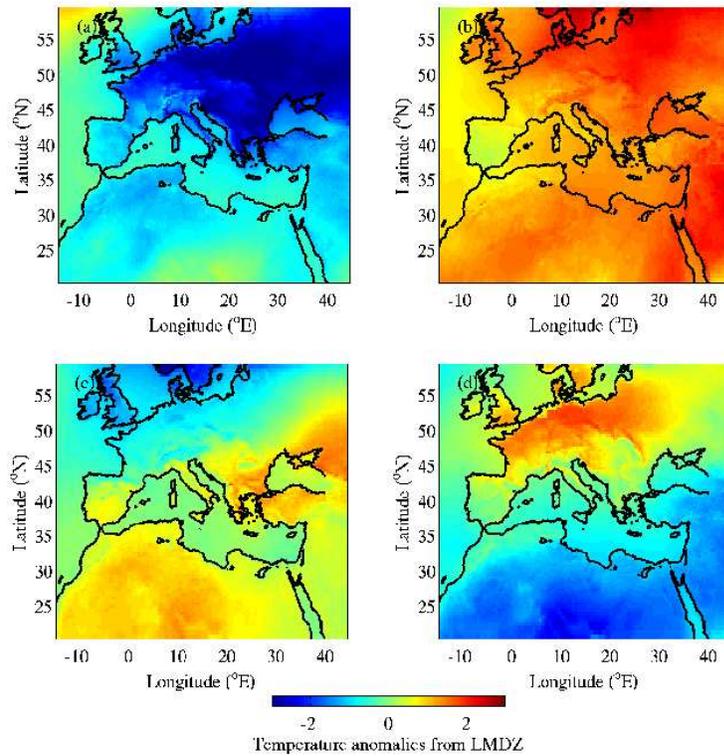


FIGURE 4.1 – Anomalies de température de surface sur le bassin méditerranéen simulées par LMDZ pour les régimes de temps BL (a), AR (b), NAO- (c) et NAO+ (d). La période d'étude est la période hivernale de 1991 à 2001.

de corrélation significative avec les régimes de temps. En effet, pour des échelles spatiales inférieures au rayon de corrélation de Rossby $\rho_R = NH/f$ ¹, le champ de vent n'est plus directement relié au champ de masse par l'équilibre entre force de Coriolis et gradient de pression (équilibre géostrophique) mais est dominé par le terme d'inertie et est fortement affecté par la friction (turbulence) et les perturbations de méso-échelles dues par exemple à l'orographie. Sur les latitudes du bassin Méditerranéen, le rayon de Rossby est compris entre 1000 et 2000 km. Pour illustrer cette décorrélacion entre vent de surface et régime

1. Le rayon de corrélation de Rossby est une longueur formée avec les trois grandeurs essentielles de la dynamique atmosphérique : la hauteur de l'atmosphère météorologique (H), une mesure de sa résistance aux déplacements verticaux (fréquence de Brunt-Väisälä, N) et une mesure de la rotation de la Terre (paramètre de Coriolis f). Le rayon de Rossby ρ_R comparé à l'échelle caractéristique de l'écoulement donne l'importance relative de la force de Coriolis.

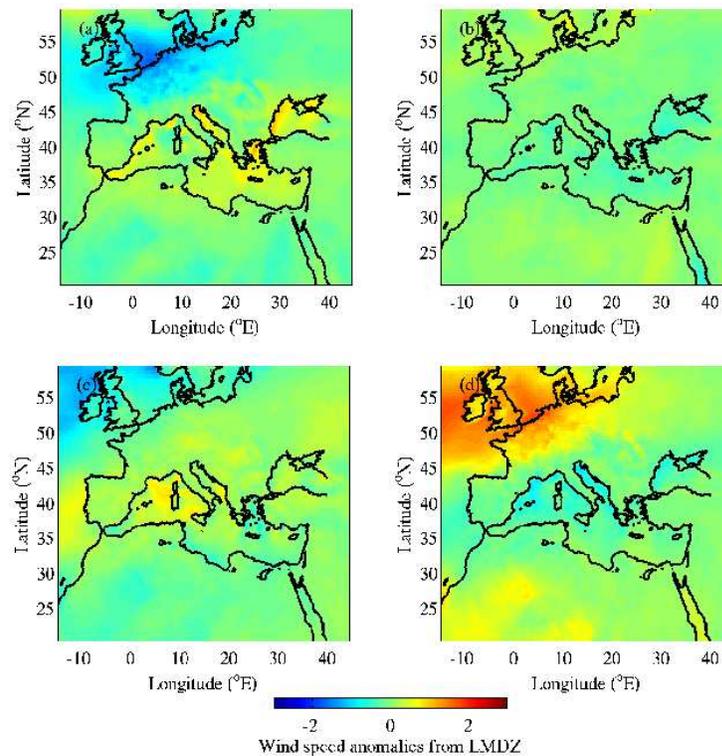


FIGURE 4.2 – Semblable à la figure 4.1 pour les anomalies du module du vent.

de temps, la figure 4.3 montre la probabilité d'occurrence de la direction et du module du vent de surface pour chaque régime de temps à Lyon et à Toulon. Sur la station de Lyon, cette figure montre une grande occurrence de vent de nord/ouest pour les régimes 1 (BL) et 2 (AR) (le maximum est autour de 10 m s^{-1} et la moyenne est autour de 4.4 m s^{-1}), et des forts vents du sud pour les régimes 3 (NAO-) et 4 (NAO+) (le maximum est autour de 12 m s^{-1} et la moyenne est autour de 5.5 m s^{-1}). La distribution du vent sur ces deux stations reste cependant bimodale quelque soit le régime de temps, avec des pics autour des directions sud (entre 160° et 230°) et nord (entre 310° et 40°). La circulation locale ne peut donc être déduite de façon bi-univoque par les régimes de temps Nord Atlantique. En effet, les circulations locales sont contrôllées par l'orographie (Drobinski et al., 2003) du fait que les directions principales sont nord et sud et correspondent à la direction de l'axe de la vallée du Rhône dans la région de Lyon. L'occurrence des directions nord et sud sur Lyon atteint 87% des observations totales du vent à Lyon. Des distributions bimodales similaires sont

aussi trouvées sur toutes les stations météorologiques de surface de la région (e.g. données de vent sur Toulon de la figure 4.3, colonne de droite).

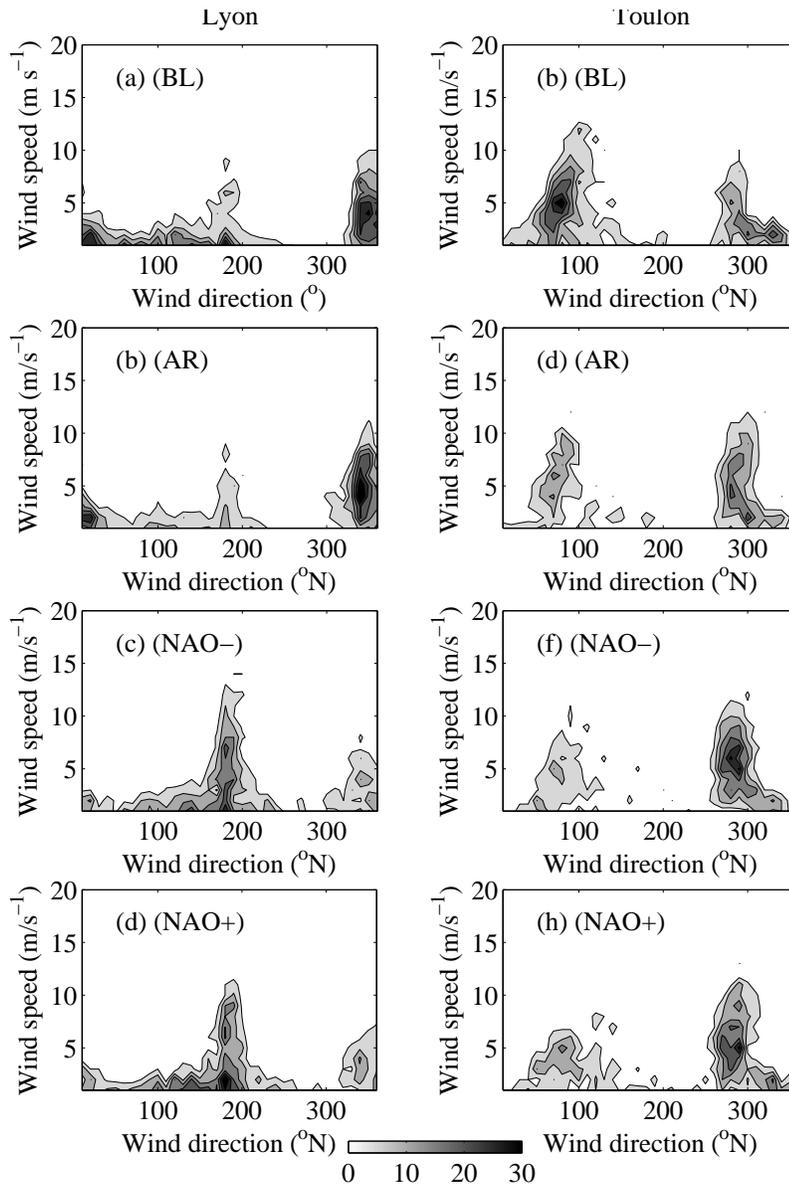


FIGURE 4.3 – Fréquence d’occurrence de la force du vent versus la direction du vent en fonction du régime de temps sur Lyon (colonne gauche) et Toulon (colonne droite). Figures a and b, c and d, e and f, and g and h correspondent aux régimes de temps BL, AR, NAO- et NAO+, respectivement. Plus la couleur est sombre, plus l’occurrence est élevée.

De la même façon que pour le vent, le champ d’anomalies de précipitations montré sur la

figure 4.4 indique une faible corrélation avec les régimes de temps sur le bassin méditerranéen même si à l'échelle du domaine tout entier, la corrélation apparaît plus forte. Ce fait est dû à la forte relation qui existe entre la production de précipitation et la structure du champ de vent qui d'une part transporte l'humidité et d'autre part présente des régions de convergence favorisant les générations d'ascendances favorables à la formation de précipitations dans les paramétrisations.

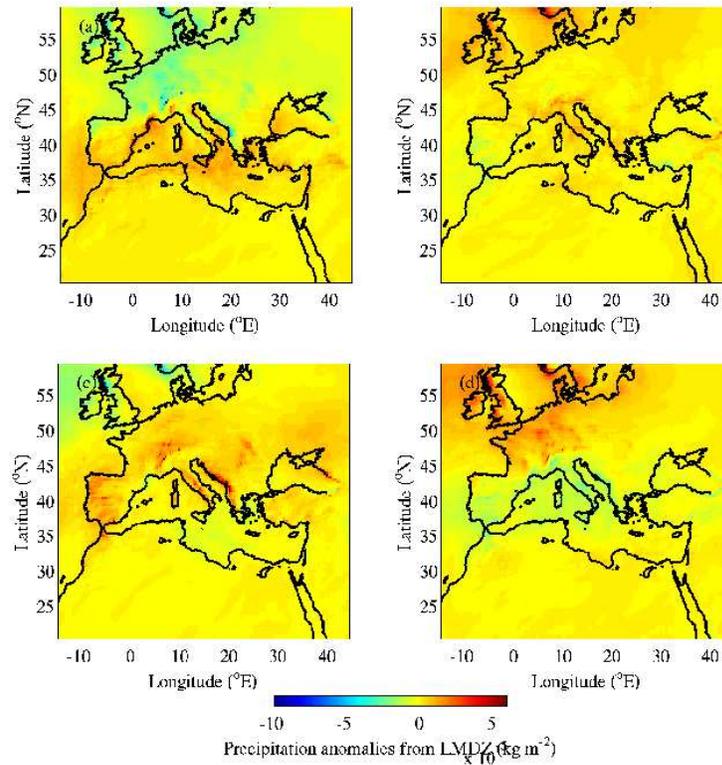


FIGURE 4.4 – Semblable à la figure 4.1 pour les anomalies de précipitations.

Notre but est donc d'essayer d'identifier, si elles existent, les échelles spatiales au-delà desquelles les champs de surface sont dépendantes des circulations à grande échelle (i.e. régimes de temps à 500 hPa).

4.3 Relation régimes de temps et climat régional : échelles caractéristiques en jeu

Le diagnostic que nous utilisons ici pour quantifier le caractère discriminant ou non du régime de temps sur la circulation atmosphérique régionale de basse couche sont la stabilité du vent intra-régimes S_{WR} (l'indice WR correspond au régime de temps, i.e. $WR = BL, AR, NAO-$ ou $NAO+$) et inter-régimes S_{IR} ainsi que la force relative du vent intra-régimes G_{WR} et inter-régimes G_{IR} . Appelons Ω , l'ensemble des données de la base de données simulées et Ω_{WR} , le sous-ensemble de données appartenant au régime de temps WR . On définit alors :

$$\begin{aligned}
 \bar{u}_{WR} &= \frac{1}{N_{WR}} \sum_{i \in \Omega_{WR}} u_i \\
 \bar{v}_{WR} &= \frac{1}{N_{WR}} \sum_{i \in \Omega_{WR}} v_i \\
 \bar{U}_{WR} &= \frac{1}{N_{WR}} \sum_{i \in \Omega_{WR}} U_i \\
 \sigma_{U_{WR}} &= \frac{1}{N_{WR} - 1} \sum_{i \in \Omega_{WR}} (U_i - \bar{U}_{WR})^2
 \end{aligned} \tag{4.1}$$

où N_{WR} est le nombre de données dans la classe correspondant au régime de temps WR . Dès lors,

$$\begin{aligned}
 S_{WR} &= 100 (\bar{u}_{WR}^2 + \bar{v}_{WR}^2)^{1/2} / \bar{U}_{WR} \\
 G_{WR} &= \sigma_{U_{WR}} / \bar{U}_{WR}
 \end{aligned} \tag{4.2}$$

La variabilité du vent inter-régimes est analysée avec les diagnostics définis par :

$$\begin{aligned}
 \bar{u}_{IR} &= \frac{1}{4} (\bar{u}_{BL} + \bar{u}_{AR} + \bar{u}_{NAO-} + \bar{u}_{NAO+}) \\
 \bar{v}_{IR} &= \frac{1}{4} (\bar{v}_{BL} + \bar{v}_{AR} + \bar{v}_{NAO-} + \bar{v}_{NAO+}) \\
 \bar{U}_{IR} &= \frac{1}{4} (\bar{U}_{BL} + \bar{U}_{AR} + \bar{U}_{NAO-} + \bar{U}_{NAO+}) \\
 \sigma_{U_{IR}} &= \frac{1}{3} \left[(\bar{U}_{BL} - \bar{U}_{IR})^2 + (\bar{U}_{AR} - \bar{U}_{IR})^2 + (\bar{U}_{NAO-} - \bar{U}_{IR})^2 + (\bar{U}_{NAO+} - \bar{U}_{IR})^2 \right]
 \end{aligned} \tag{4.3}$$

et

$$\begin{aligned}
 S_{IR} &= 100 (\bar{u}_{IR}^2 + \bar{v}_{IR}^2)^{1/2} / \bar{U}_{IR} \\
 G_{IR} &= \sigma_{U_{IR}} / \bar{U}_{IR}
 \end{aligned} \tag{4.4}$$

La détermination du caractère discriminant est évalué en comparant les valeurs de S_{WR} par rapport à S_{IR} et de G_{WR} par rapport à G_{IR} . Si $S_{WR} > S_{IR}$ et $G_{WR} < G_{IR}$, alors la variabilité intra-régime est plus faible que la variabilité inter-régimes et dès lors nous pouvons conclure que le régime de temps présente un caractère discriminant pour la circulation régionale de basse couche. Pour les champs non filtrés, les moyennes de S_{IR} , et G_{IR} sur tout le bassin méditerranéen (i.e. 5-35°E et 30-45°N) sont respectivement 0.82 et 1.62. Sachant que S est compris entre 0 et 1, la stabilité de la direction inter-régimes est très forte et homogène sur l'ensemble du bassin. En ce qui concerne G_{IR} , la variabilité du module du vent de surface inter-régimes est assez élevée si l'on compare 1.62 aux valeurs trouvées dans le précédent chapitre autour de 0.5. Pour les différents régimes de temps, on obtient en comparaison $(S_{BL}, G_{BL})=(0.32, 0.53)$, $(S_{AR}, G_{AR})=(0.34, 0.54)$, $(S_{NAO-}, G_{NAO-})=(0.44, 0.51)$ et $(S_{NAO+}, G_{NAO+})=(0.39, 0.55)$. On constate que si la variabilité inter-régimes domine la variabilité intra-régimes pour le module du vent, l'inverse est plus surprenant pour la direction du vent. Il n'apparaît donc pas clairement de corrélation entre régimes de temps et vent de surface à fine échelle.

La détermination des relations régimes de temps et circulations de surface filtrés à différentes nombres d'onde de coupure ($k_c = 1/L_c$ où L_c est l'échelle spatiale de coupure), nous permet de déterminer s'il y a une dépendance aux échelles spatiales contrôlant l'écoulement de basse couche. Pour cela, nous appliquons un filtre passe-bas à chacune des composantes du vent de surface avec un nombre d'onde de coupure $k_c = 1/L_c$. Les paramètres S et G sont alors calculés pour le champ de vent filtré et seront dénotés $S_{WR}^{L_c}$, $G_{WR}^{L_c}$ pour la caractérisation de la variabilité intra-régime et $S_{IR}^{L_c}$, $G_{IR}^{L_c}$ pour la caractérisation de la variabilité inter-régimes. Ces diagnostics apparaissent pertinents pour cette étude car leur comportement est non-linéaire à la procédure de filtrage, contrairement au calcul de l'anomalie, qui donc même filtrée, ne permettrait pas de mettre en exergue le rôle éventuel des différentes échelles spatiales sur le couplage entre régime de temps et circulation de basse couche.

Les figures 4.5 et 4.7 montrent respectivement les champs $G_{WR}^{250 km}$ et $G_{WR}^{2000 km}$ pour les 4 régimes de temps $WR=BL, AR, NAO-, NAO+$. Le champ $G_{WR}^{250 km}$ est très proche du champ correspondant au vent de surface non filtré (non montré) et les valeurs de $G_{WR}^{250 km}$ (pour les 4

régimes de temps) sont identiques à G_{WR} au millième près. Les différences avec les résultats obtenus pour le champ non filtré sont dans l'incertitude statistique. La figure 4.6 montre

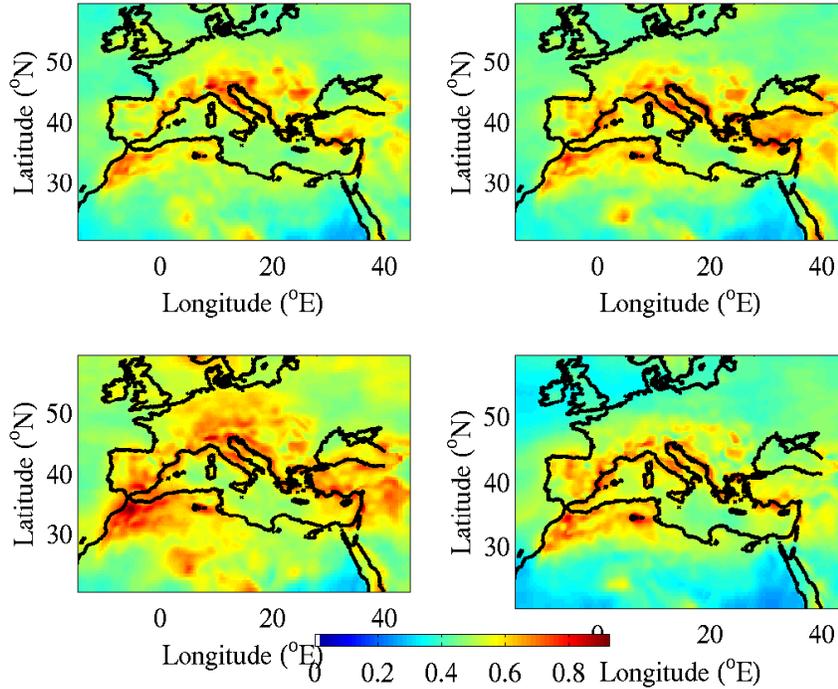


FIGURE 4.5 – Paramètre $G_{WR}^{250 km}$ sur le bassin méditerranéen calculé à partir du champ de vent de surface filtré simulé par LMDZ par un filtre passe-bas de nombre d'onde de coupure $k_c = 1/L_c$ avec L_c 250 km, pour les régimes de temps BL (a), AR (b), NAO- (c) et NAO+ (d). La période d'étude est la période hivernale de 1991 à 2001.

le champ $G_{IR}^{250 km}$ sur la bassin méditerranéen. La valeur moyenne de $G_{IR}^{250 km}$ sur le bassin méditerranéen est de 1.59 ce qui représente une baisse très faible de 2% et quelque soit le régime de temps WR , $G_{WR}^{250 km}$ reste bien plus faible que $G_{IR}^{250 km}$. La comparaison entre les figures 4.5 et 4.7 montre que le filtrage tend à diminuer la valeur de G . La décroissance de G avec le filtrage est cohérent avec le fait que le filtrage tend à lisser la variabilité. En effet, $G_{BL}^{2000 km} = 0.46$ (soit 14% plus faible que G_{BL}), $G_{AR}^{2000 km} = 0.47$ (soit 14% plus faible que G_{AR}), $G_{NAO-}^{2000 km} = 0.47$ (soit 8% plus faible que G_{NAO-}) et $G_{NAO+}^{2000 km} = 0.48$ (soit 14% plus faible que G_{NAO+}) (figure 4.7). Le paramètre $G_{WR}^{250 km}$ est donc plus faible que $G_{WR}^{2000 km}$, ce qui signifie que la variabilité intra-régime tend à diminuer pour des circulations atmosphériques d'échelles caractéristiques croissantes. Comparativement, la valeur de $G_{IR}^{L_c}$ diminue plus rapidement puisque $G_{IR}^{2000 km} = 1.01$ (soit 53% plus faible que G_{IR}), restant

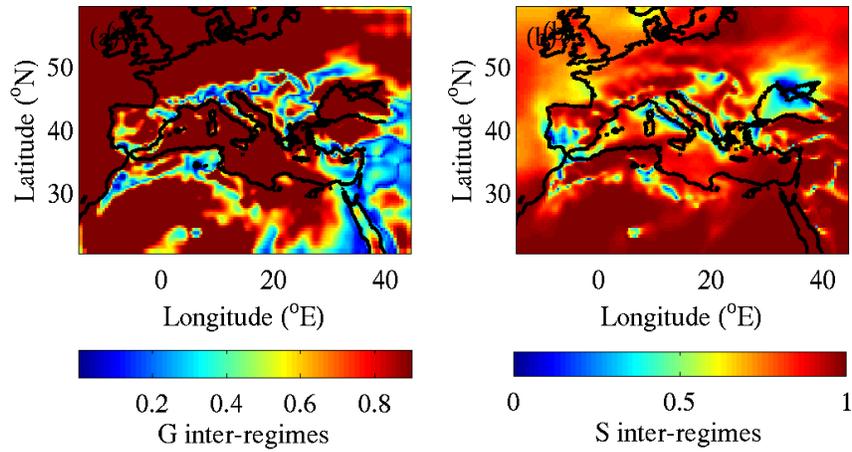


FIGURE 4.6 – Paramètres inter-régimes $G_{IR}^{250 km}$ (a) et $S_{IR}^{250 km}$ (b) sur le bassin méditerranéen calculé à partir du champ de vent de surface filtré simulé par LMDZ par un filtre passe-bas de nombre d'onde de coupure $k_c = 1/L_c$ avec L_c 250 km. La période d'étude est la période hivernale de 1991 à 2001.

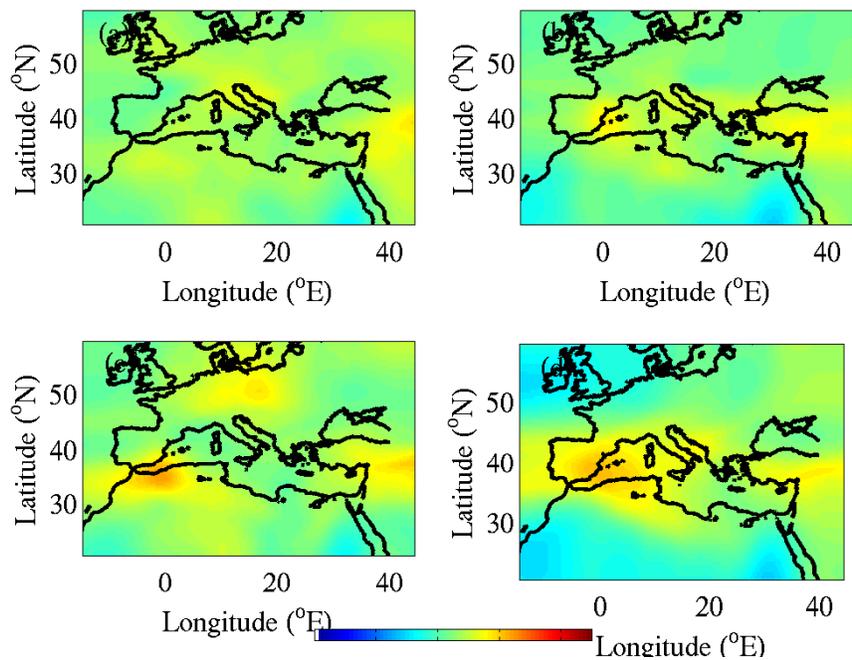
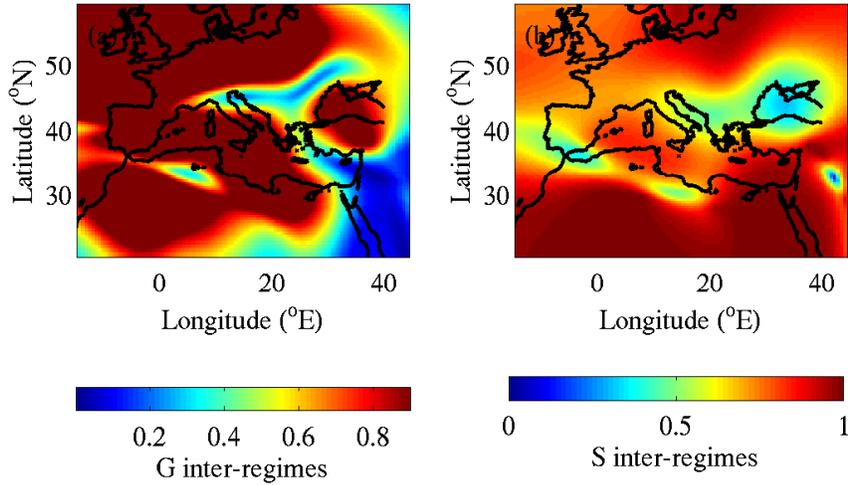


FIGURE 4.7 – Semblable à la figure 4.5 avec $L_c = 2000$ km.

néanmoins plus élevé que $G_{WR}^{2000 km}$ pour les 4 régimes de temps (figures 4.6 et 4.8).

FIGURE 4.8 – Semblable à la figure 4.6 avec L_c 2000 km.

Le comportement de la variable S est sensiblement différent que le paramètre G comme l'illustrent les figures 4.9 et 4.10 qui montrent respectivement les champs $S_{WR}^{250 km}$ et $S_{WR}^{2000 km}$ pour les 4 régimes de temps $WR=BL, AR, NAO-, NAO+$. La comparaison des champs $S_{WR}^{250 km}$ et $S_{WR}^{2000 km}$ montre que S devient plus fort quand L_c augmente traduisant la stabilisation intra-régime de la direction du vent de surface aux échelles croissantes. En effet, $S_{AR}^{2000 km} = 0.38$ (soit 10.5% plus élevé que S_{AR} ou $S_{AR}^{250 km}$), $S_{NAO-}^{2000 km} = 0.48$ (soit 9% plus élevé que S_{NAO-} ou $S_{NAO-}^{250 km}$) et $S_{NAO+}^{2000 km} = 0.49$ (soit 25% plus élevé que S_{NAO+} ou $S_{NAO+}^{250 km}$). En revanche, pour le régime BL, l'augmentation de S est seulement de +0.8% soit dans la barre d'incertitude. Comparativement à $G_{IR}^{L_c}$, la valeur $S_{IR}^{L_c}$ est insensible à l'effet du filtrage (pas de tendance significative au filtrage) et reste en moyenne de l'ordre de 0.8 avec une variabilité inférieure à 2% (figures 4.6 et 4.8).

Si l'effet du filtrage produit des effets cohérents avec ce que l'analyse des forçages dans les équations de conservations laisse présager (augmentation de la corrélation entre régimes de temps et circulation de basse couche aux grandes échelles), il nous est difficile à ce stade de poursuivre plus loin l'étude. En effet, cette analyse a été faite pour des valeurs de L_c jusqu'à 3000 km, qui confirme les résultats obtenus pour $L_c = 2000$ km. Mais de par la taille du domaine, nous ne pouvons pas filtrer à des échelles qui excèdent 3000 km, ce qui limite l'évolution asymptotique de cette étude et l'évaluation critique du caractère pertinent des diagnostics utilisés S et G .

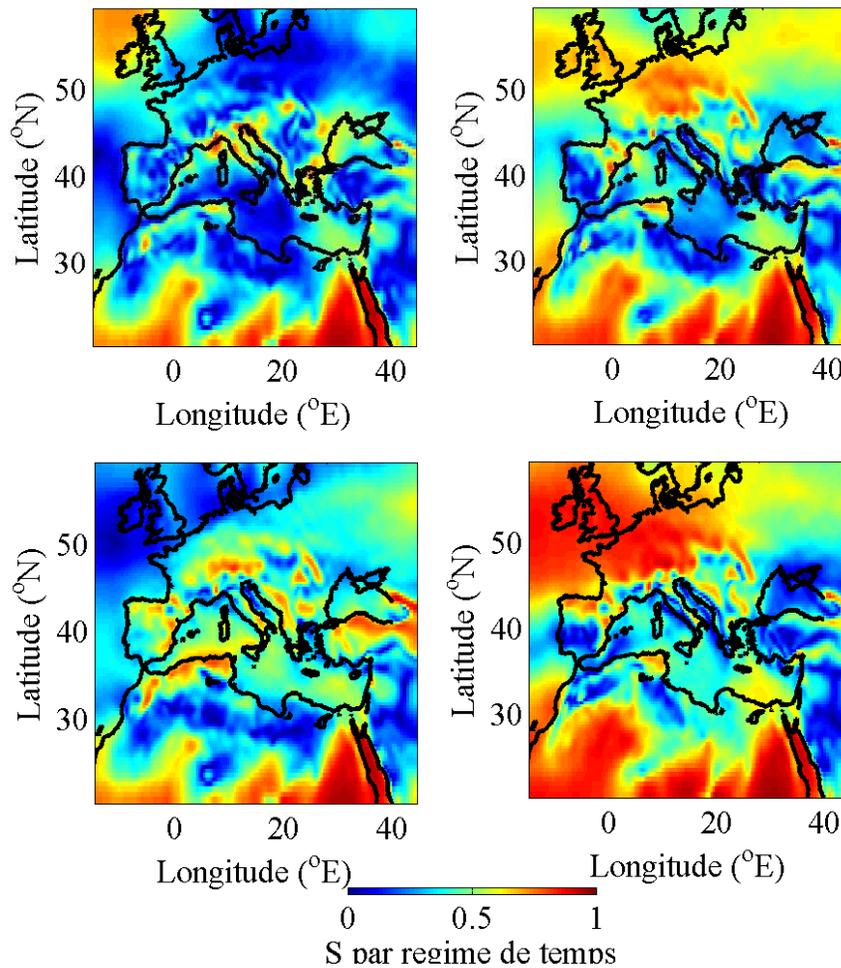


FIGURE 4.9 – Paramètre S_{WR}^{250km} sur le bassin méditerranéen calculé à partir du champ de vent de surface filtré simulé par LMDZ par un filtre passe-bas de nombre d’onde de coupure $k_c = 1/L_c$ avec L_c 250 km, pour les régimes de temps BL (a), AR (b), NAO- (c) et NAO+ (d). La période d’étude est la période hivernale de 1991 à 2001.

4.4 Conclusion

Nous avons montré dans ce chapitre que durant l’hiver, la dépendance des champs climatiques de surface à fine échelle aux régimes de temps Nord Atlantique dépend de la variable considérée. Parce que la température est en général liée au champs de masse à grande échelle et parce que les circulations de surface à fine échelle qui contrôlent le vent et les précipitations sont affectées par les sources de perturbations à fine échelle que sont

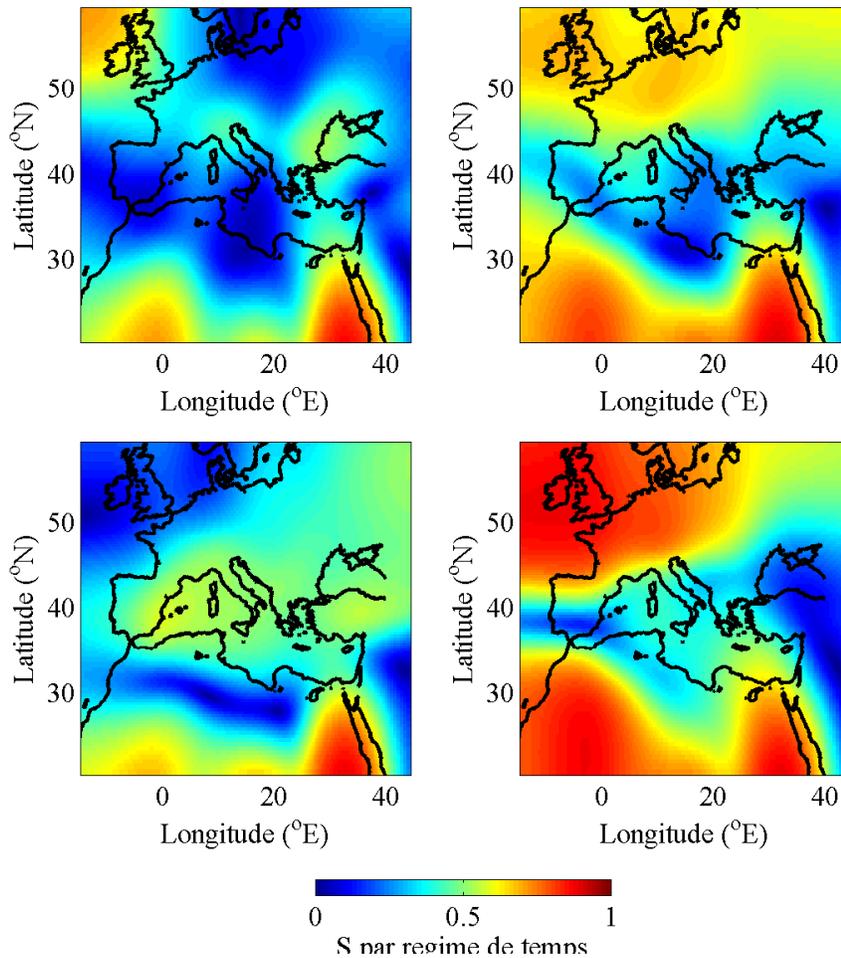


FIGURE 4.10 – Semblable à la figure 4.9 avec $L_c = 2000$ km.

la friction et les hétérogénéités du terrain, la corrélation sur le bassin méditerranéen entre régimes de temps et anomalies de température est plus forte que celle entre les régimes de temps et les anomalies de vent et de précipitations. Notre analyse préliminaire laisse présager que les régimes de temps apparaissent d'autant plus discriminants sur les circulations de surface que les échelles spatiales de celles-ci sont plus grandes. L'échelle caractéristique à partir de laquelle les circulations de surface sont corrélées avec les régimes de temps restent à déterminer dans des travaux futurs car à la fois la taille réduite du zoom LMDZ (environ $6000 \text{ km} \times 6000 \text{ km}$) et les diagnostics S et G probablement imparfaits n'ont pas permis une approche quantitative précise de l'effet du filtrage sur le caractère discriminant des régimes de temps.

Quatrième partie

Conclusions et perspectives

Conclusion

L'objectif de cette thèse était de mieux comprendre la nature et les effets des interactions d'échelles sur la compréhension et la modélisation à fine échelle du climat régional méditerranéen. Cette conclusion reprend les questions scientifiques principales identifiées dans le cadre de ces travaux et synthétise pour chaque question les avancées réalisées et les points restés sans réponses.

Relation régimes de temps et climat régional

Quelles incertitudes existe-t-il sur la relation entre régimes de temps et la circulation atmosphérique de basse couche, contrôlant en particulier l'occurrence des événements extrêmes et caractérisant le climat régional ?

La question a été abordée dans le chapitre 1 en soulignant les incertitudes pouvant être significatives, sur la relation entre régimes de temps et climat régional liées aux sources différentes de données caractérisant la circulation atmosphérique à grande échelle (modélisation ou prévision du climat, réanalyses). Le bilan des incertitudes peut être résumé comme suit : (i) incertitudes associées à la classification en régimes de temps dues aux différents jeux de données ; (ii) incertitudes associées à la modélisation des circulations de basses couches par des systèmes de prévision et d'analyse de résolution horizontale trop faible ; (iii) incertitudes associées à l'occurrence quasi équiprobable d'un processus de basse couche pour différents régimes de temps.

La modélisation à fine échelle du climat régional est-elle nécessaire ?

La modélisation à fine échelle du climat régional est nécessaire pour plusieurs raisons : (i) la modélisation du climat repose à l'heure actuelle sur des modèles de circulation générale (general circulation model, GCM) dont la résolution horizontale de plusieurs centaines de kilomètres ne permet pas de résoudre des processus fondamentaux contrôlant le climat régional dans les basses couches, en particulier quand les sources de perturbations à méso-échelle (transition terre/mer, orographie, hétérogénéités de surface) de l'écoulement synoptique deviennent importantes ; (ii) la résolution horizontale des GCM est incompatible avec les études d'impact des processus climatiques et environnementaux sur le fonctionnement des sociétés au sens large (milieu anthropique ou naturel) dont les échelles spatiales typiques sont de l'ordre de quelques kilomètres à dizaines de kilomètres. En particulier le premier argument a été analysé dans le chapitre 2 qui montre les déficiences des réanalyses à reproduire les extrêmes climatiques régionaux.

Modélisation multi-échelles du climat régional

Quelle méthode adopter pour la modélisation du climat régional à fine échelle ?

Les méthodes pour modéliser le climat régional à fine échelle sont pour les plus connues les méthodes de downscaling dynamique, statistiques, stochastiques et hybrides. Ces différentes appellations sont génériques mais chacune se décline en de nombreuses approches différentes. Dans le cadre de ces travaux, deux nouvelles méthodes reposant néanmoins sur des approches déjà éprouvées et détaillées en annexe, ont été développées pour modéliser les composantes du vent de surfaces dans un environnement complexe. Ces travaux ont permis en particulier de mieux comprendre et identifier les prédicteurs d'échelles synoptiques contrôlant le vent de surface à fine échelle, et ceci en s'appuyant sur l'analyse des différents termes de forçage dans les équations de conservation. La méthode stochastique permet de plus de modéliser non seulement la valeur de vent la plus probable mais aussi les moments statistiques d'ordre supérieures permettant de prévoir la valeur du vent de surface et son

incertitude. Cependant l'effort principal a été porté sur l'analyse de la représentation des processus de fine échelle dans le downscaling dynamique, détaillée dans le chapitre 3. En effet, les modèles climatiques régionaux (regional climate model, RCM), en particulier les modèles à aire limitée ont été développés pour la prévision du temps (sur quelques jours) et non pour la modélisation climatique régionale (sur quelques années). Il s'agissait donc ici d'analyser l'apport d'un terme de relaxation ou de guidage vers les forçage de grande échelle afin d'éviter la dérive avec le temps des RCM des champs de grande échelle. Ces travaux montrent que deux échelles caractéristiques de temps interviennent dans le problème : un temps caractéristique de la diffusion due à la discrétisation des équations, et d'un temps caractéristique du développement des structures de fine échelle. Il est montré qu'il existe un temps de relaxation optimal minimisant l'erreur cumulée sur la grande et petite échelle et qui dépend de ces deux échelles caractéristiques. La dépendance du champ simulé au temps de relaxation est conséquente en particulier sur la variabilité du champ de vent et sur les précipitations.

Existe t-il une configuration "optimale" des modèles de climat régionaux pour une description la plus réaliste possible du climat régional ?

La question est abordée en partie dans le chapitre 3 en étudiant la sensibilité de la modélisation régionale à la configuration de guidage temporelle. L'existence d'un temps de guidage optimal est montrée analytiquement à l'aide d'un modèle linéaire simple à une dimension. Des comparaisons entre simulations et observations supportent l'existence d'un temps de guidage optimal supérieur à quelques heures (permettant aux structures de fine échelles de se développer) et inférieur à quelques jours (pour éviter la propagation d'erreur d'origine numérique). Néanmoins, ce modèle est très simple et les comparaisons aux données montrent aussi qu'il n'est pas évident que la modélisation de toutes les variables météorologiques puissent être optimisées avec une unique valeur de temps de guidage car la physique interne des modèles, via leurs paramétrisations, est fortement tributaire de compensations d'erreurs lors du réglages des différents "leviers" d'optimisation (en particulier le guidage et les paramétrisations).

Comment agit le forçage de la grande échelle sur les circulations atmosphériques de basses couches ?

Dans les basses couches de l'atmosphère, la friction et l'orographie perturbent l'écoulement atmosphérique de grande échelle. En hiver, la température est fortement relié au champ de pression à l'échelle synoptique (forçage local d'un ordre de grandeur inférieur) alors que l'orographie affecte de façon importante les champs de vent et précipitations. Il y a ainsi une meilleure corrélation entre les circulations grande échelle (régimes de temps) et les température de surface, qu'avec le vent et les précipitations, ainsi qu'il est analysé dans le chapitre 4. Aux échelles spatiales les plus fines, la variabilité du vent et des précipitations n'est pas bien décrite par les régime de temps alors que cette corrélation tend à augmenter avec l'échelle caractéristique des écoulements de basse couche. Néanmoins, la détermination de l'échelle spatiale à partir de laquelle le vent et les précipitations sont corrélés/décorrélés des régimes de temps, reste à déterminer davec une méthode plus adéquate que celle proposée dans le chapitre 4.

Perspectives

Les enjeux en modélisation du climat sont énormes du fait de la forte demande sociétale, en particulier sur la quantification des incertitudes des projections climatiques régionales et leurs conséquences sur l'évaluation de la vulnérabilité de nos sociétés dans un contexte de réchauffement climatique. Si ces travaux de thèse répondent de façon assez partielle à certains de ces questions clés, de nombreuses restent encore ouvertes. Parmi celles-ci, j'en identifierais trois qui me paraissent les plus pertinentes à courte échéance :

1. comment définir de façon objective (taille du domaine, résolution, variables sélectionnées pour la classification), des régimes de temps présentant un caractère prédictif (i.e. maximisant la corrélation) de la circulation atmosphérique de fine échelle dans une région donnée (en particulier la région Méditerranée en ce qui concerne ce travail) ?
2. comment optimiser la représentation de l'ensemble des variables météorologiques à fine échelle dans un contexte de modélisation régionale du climat ?
3. existe-t-il une échelle spatiale caractéristique de l'écoulement de surface au delà de laquelle un coulage existe entre la circulation de basse couche et la circulation synoptique ? Si oui, quelles sont les variables de contrôle de cette échelle (taille des massifs, taille du bassin méditerranéen, rayon de corrélation de Rossby,...) ?

Finalement, ces travaux de thèse posent plus de questions qu'ils n'y répondent mais n'est-ce finalement pas le destin de cette recherche fondamentale exigeant la compréhension complète d'un système aussi complexe que le système Terre ?

Cinquième partie

Annexes

Annexe A

Modélisation statistique du vent de surface dans le sud de la France

A.1 Introduction

La détermination rapide et précise du vent de surface dans un environnement complexe (e.g. relief) est un défi. Cette étude présente une méthode statistique basée sur un modèle additif généralisé modélisant le vent de surface à partir de prédicteurs d'échelles synoptiques. Notre méthode statistique est utilisée pour simuler les composantes du vent de surface des stations météorologiques du sud de la France à partir des réanalyses ERA-40 entre 1991 et 2001. Cette étude compare les performances de notre approche statistique avec différents ensembles de variables prédictives d'échelle synoptique déterminées physiquement par l'analyse des équations de conservation. Cette approche se révèle précise et fiable et permet de progresser dans la modélisation statistique du vent de surface, puisque contrairement aux méthodes publiées, elle permet d'accéder au vecteur vent et non à son module uniquement, qu'elle est adaptée à l'environnement complexe et est robuste au moyennage temporel.

A.2 Modélisation statistique du vent de surface avec un modèle additif généralisé

Notre but dans cette annexe est de développer un modèle capable d'expliquer les composantes du vent de surface (u, v) appelées variables expliquées -i.e. variables à déterminer - données par Météo-France. Les variables explicatives X_j - i.e. les variables utilisées pour expliquer u et v - sont données par les ré-analyses ERA-40. L'approche statistique retenue pour cet objectif, consiste à calculer les variables expliquées u et v comme une somme de fonctions de régression appliquées sur les variables explicatives X_j , à l'aide d'un modèle Additif Généralisé (GAM) (Hastie et Tibshirani, 1990) :

$$u_i = \sum_{j=1}^p f_{i,j}^u(X_j) + \epsilon_{u_i}, \quad (\text{A.1})$$

$$v_i = \sum_{j=1}^p f_{i,j}^v(X_j) + \epsilon_{v_i}, \quad (\text{A.2})$$

où i est l'indice de la station, j indique la variable explicative, p est le nombre de variables explicatives, u_i et v_i sont les composantes du vent sur la station i , $f_{i,j}^u$ et $f_{i,j}^v$ sont les fonctions de régression (fonctions splines) et ϵ_{u_i} et ϵ_{v_i} sont les erreurs commises sur u_i et v_i , respectivement. Le modèle est appliqué sur chacune des stations séparément et correspond à des régressions non-linéaires entre la grande et la petite échelle. Les fonctions splines, sont des fonctions paramétriques et non-paramétriques par morceaux. Cela veut dire que pour chaque intervalle, une fonction d'une forme donnée y est adaptée. Par exemple, si la forme choisie des fonctions est polynomiale du second ordre, et que le nombre d'intervalles est trois, alors les fonctions splines associées correspondent à trois fonctions du second ordre. En conséquence, les régressions de l'équation (A.1) sont non-linéaires. Dans cette étude, nous avons choisi des fonctions splines polynomiales, du troisième ordre par morceaux (Hastie et Tibshirani, 1990). Ce modèle GAM, nous impose des distributions normales, de moyennes égales à zéro, pour les bruits aléatoires ϵ_{u_i} et ϵ_{v_i} dans l'équation (A.1). L'utilisation des composantes du vent comme variables expliquées, assure la distribution normale des données.

Premièrement, nous avons appliqué ce modèle sur les variables explicatives utilisées pour modéliser à fine-échelle (downscaling) la force du vent, comme celles utilisées par Pryor et

al. (2005), à savoir les gradients de pression de surface le long de la vallée de Rhône entre Lyon et Toulon (voir Kossmann et Sturman, 2002) et le long de la Côte d’Azur entre Nice et Toulon, et la vorticité relative à 500 hPa. Nous référons à cet ensemble de variables explicatives de la grande-échelle par l’ensemble (A). Comme nous appliquons GAM sur des données instantan e, nous n’utilisons pas la vorticité potentielle comme dans Pryor et al. (2005). La meilleure explication de u_i et v_i consiste à déterminer la meilleure combinaison de variables explicatives à grande-échelle. Le tableau A.1 montre la variance expliqu e avec GAM des composantes du vent sur quelques stations météorologiques. Les composantes du vent expliqu es sont instantan es (première ligne), moyennes journalières ou hebdomadaires (deuxième et troisième ligne, respectivement). On peut remarquer qu’en général seulement une composante de vent est précisément mod lis e et que la variance expliqu e est très faible pour l’autre composante. Cela est dû au fait que dans cette région le vent souffle le long des flancs des montagnes et des axes des vall es (vall es de l’Aude, du Rhône et de la Durance). La composante du vent perpendiculaire aux vall es et aux parois latérales des montagnes est en général beaucoup plus faible que la composante parallèle à l’axe de la vallée, alors la variance non-expliqu e est d e à la turbulence à fine-échelle ou à des sources très locales de perturbations qui ne sont pas repr sent es dans les variables de la grande-échelle. Ainsi, sur les trois stations de la vallée du Rhône (Lyon, Nîmes et Orange), la composante méridionale du vent v est mieux mod lis e que la composante zonale u . En effet, pour ces trois stations, la variance expliqu e des valeurs instantan es varient entre 67.1% (Nîmes) et 83.1% (Lyon) pour la composante v , et 19.3% (Lyon) et 51.8% (Orange) pour la composante u (des valeurs similaires ont été trouv es pour les autres stations dans la vallée du Rhône mais ne sont pas montr es ici). Parce que la vallée du Rhône est plus étroite à Lyon (  peu près 80 km de large) qu’à Orange (  peu près 120 km de large) ou à Nîmes (  peu près 250 km de large), la composante u du vent est très faible sur Lyon (les pics de la direction du vent sont autour 170 et 350 , figure 4.3) et ainsi une grande partie de sa variabilité est d e à des turbulences locales.   Orange et Nîmes, la vallée devient un delta et la distribution de la direction du vent devient ainsi plus large, ce qui explique aussi l’augmentation de la variance expliqu e de la composante u . De même, la composante u est mieux mod lis e que la composante v sur les stations météorologiques situ e le long de la Côte d’Azur (Cannes, Nice et Toulon). Les valeurs de la variance expliqu e pour les composantes du vent instantan es sont entre 19.1% (Nice) et 80.0% (Toulon) pour la composante u et 12.5% (Nice) et 33.8% (Toulon) pour la

composante v du vent (des valeurs similaires ont été trouvées pour les autres stations de la Côte d'Azur mais elles ne sont pas montrées ici). La modélisation médiocre des composantes du vent sur Nice, peut être dû au choix des variables explicatives de la grande-échelle qui n'est pas approprié à cette région ou bien à des perturbations du vent dominées par des éléments très locaux. La figure A.1 montre les splines de u et v à Lyon. Les fonctions splines correspondantes à la vorticité relative à 500 hPa sont pratiquement plates, laissant penser que la circulation à côté de la surface est complètement déconnectée de la circulation atmosphérique à 500 hPa (en effet, en remplaçant la vorticité relative à 500 hPa par d'autres variables comme le géopotentiel ou bien le vent au même niveau de pression, n'améliore pas la modélisation). Dans Peyer et al. (2005), la nature moins complexe du terrain a permis à la vorticité relative à 500 hPa d'être une bonne variable explicative. Cette particularité, discutée ci-après, concerne le vent de surface aux gradients de p

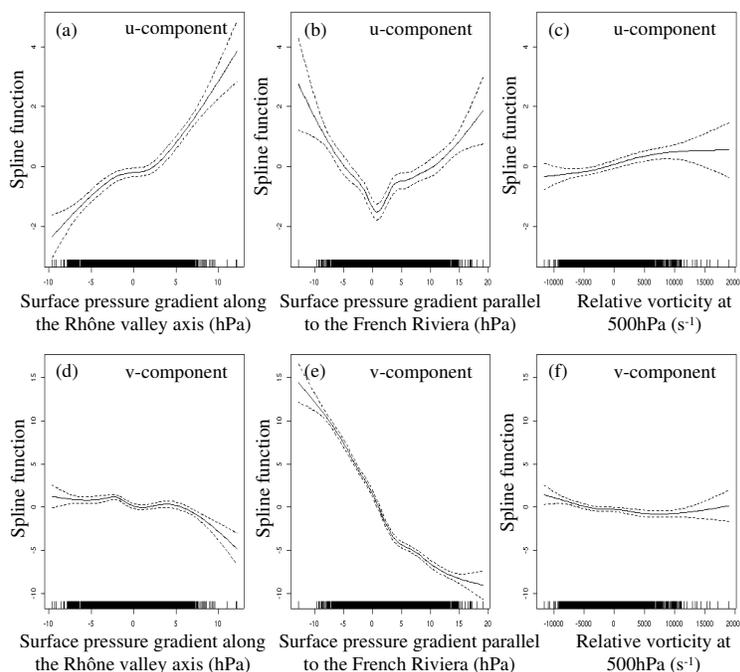


FIGURE A.1 – Fonctions splines pour les composantes u et v du vent de surface à Lyon correspondant pour le jeu de prédicteurs (A), i.e. le gradient de pression de surface le long de la vallée du Rhône (a, d) et le long d'un axe parallèle aux Alpes (b, e) et la vorticité relative à 500 hPa (c, f).

Nous cherchons maintenant l'ensemble des variables explicatives des composantes du vent de surface sur notre domaine de nature très complexe. Pour cela, nous considérons l'équation stationnaire de conservatio de la quantité de mouvement à deux dimensions (notre technique de downscaling, ne prend pas en compte l'évolution dynamique du vent à côté de la surface) :

$$\begin{aligned} u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} - f v &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + F_u \\ u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + f u &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + F_v \end{aligned} \quad (\text{A.3})$$

où u et v sont les composantes du vent dans les directions de x et y , respectivement, p la pression atmosphérique, ρ la densité de l'air, F_u et F_v sont les termes de friction et f est le paramètre de Coriolis. La pression étant la somme de la pression synoptique, la perturbation de pression à l'échelle de réanalyses ERA-40 induite par l'orographie et causée par la constriction latérale des vallées et par les pentes et de la perturbation de la pression à petite-échelle causée par les effets de l'orographie à petite-échelle ou par des effets très locaux (e.g. gradient thermique due à l'hétérogénéité du terrain et de l'occupation du sol...). En séparant les variables en une composante à grande-échelle (indice ls) données par ERA-40 et une composante à petite-échelle (indice ss) à déterminer par cette technique de downscaling statistique. En reliant le gradient de pression synoptique au vent géostrophique (U_g, V_g), l'équation de mouvement devient :

$$\begin{aligned} (u_{ls} + u_{ss}) \frac{\partial(u_{ls} + u_{ss})}{\partial x} + (v_{ls} + v_{ss}) \frac{\partial(u_{ls} + u_{ss})}{\partial y} - f(v_{ls} + v_{ss} - V_g) &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p_{ls}}{\partial x} \\ &\quad \underbrace{-\frac{1}{\rho} \frac{\partial p_{ss}}{\partial x} + F_u}_{\text{Source of unpredictability}} \\ (u_{ls} + u_{ss}) \frac{\partial(v_{ls} + v_{ss})}{\partial x} + (v_{ls} + v_{ss}) \frac{\partial(v_{ls} + v_{ss})}{\partial y} + f(u_{ls} + u_{ss} - U_g) &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p_{ls}}{\partial y} \\ &\quad \underbrace{-\frac{1}{\rho} \frac{\partial p_{ss}}{\partial y} + F_v}_{\text{Source of unpredictability}} \end{aligned} \quad (\text{A.4})$$

De l'équation (A.4) on peut voir que u_{ss} est fonction de u_{ls} , v_{ls} , U_g , V_g et $\partial p_{ls}/\partial y$ et une source de non-prédictibilité due à des turbulences de petite-échelle (propriétés aléatoires) et

des sources locales de perturbation du vent (i.e. perturbations de petite-échelle qui peuvent ne pas avoir des propriétés aléatoires. On voit ainsi que le vent géostrophique U_g (pris ici à 700 hPa), le vent de surface pris de la grande échelle u_{ls} (ici pris à 925 et 850 hPa) et les gradients de pression sont éventuellement des variables explicatives pertinentes pour les composantes de la petite-échelle. Nous identifions cet ensemble de variable comme l'ensemble (B). Enfin, afin d'identifier les variables les plus explicatives, nous appliquons GAM avec l'ensemble de variables précédent, la vorticité relative et le géopotential à 500 hPa comme variables explicatives, référé comme l'ensemble (C). La variance expliqu e par les ensembles (B) et (C), sont r sum es dans le tableau A.1 et montrent une nette amélioration entre (B) et (C). L'explication physique de la dépendance des composantes du vent de surface des variables explicatives de la grande-échelle de l'ensemble (B), est montré dans l'équation (A.4) et rend plus facile l'explication de la variance explicative. Apparemment l'ajout de la vorticité relative et du géopotential à des niveaux plus bas, rajoute une information précieuse, mais la raison exacte derrière ceci reste déterminer. En bref, la variance expliqu e du vent instantan e sur quelques stations dans la vallée du Rhône est entre 70.8% (ensemble B) et 71.5% (ensemble C) (Nîmes) et 85.2% (ensemble B) et 85.9% (ensemble C) (Lyon) pour la composante v et 25.9% (ensemble B) et 28.8% (ensemble C) (Lyon) et 58.5% (ensemble B) et 60.1% (ensemble C) (Orange) pour la composante u. Pour les stations qui se trouvent sur la Côte d'Azur la variance expliqu e du vent instantan e sont entre 22.4%(ensemble B) et 24.1% (ensemble C) (Nice) et 81.1% (ensemble B) et 82.0% (ensemble C) (Toulon) pour la composante u et 21.8% (ensemble B) et 24.4% (ensemble C) (Nice) et 38.9% (ensemble B) et 41.8% (ensemble C) (Toulon) pour la composante v. La performance médiocre du modèle GAM sur la station de Nice est probablement d e à une source locale de de perturbation du vent situ e   côté de la station de Nice. Une chose importante à mentionner concerne la linéarité par morceaux des fonctions splines des variables explicatives de l'ensemble (B).

Une partie du vent non-expliqué est d e à la turbulence à grande-échelle. Nous appliquons alors GAM sur des données moyennes journalières et hebdomadaires des composantes du vent et des variables explicatives, parce que cette contribution aléatoire est réduite en moyennant. Néanmoins, l'impact des données moyenn es doit être analyser avec soin.

Les données moyenn es sont r f er es par des bars au-dessus. Nous appliquons GAM sur

les données explicatives moyennées en temps et nous calculons les fonctions splines g sur les composantes du vent de surface mesurées sur les stations météorologiques et moyennées en temps. Nous calculons :

$$\begin{aligned}\bar{u}_i &= \sum_{j=1}^p g_{i,j}^u(\bar{X}_j) + \epsilon'_{u_i} \\ \bar{v}_i &= \sum_{j=1}^p g_{i,j}^v(\bar{X}_j) + \epsilon'_{v_i}\end{aligned}\tag{A.5}$$

Si on moyenne en temps les variables de l'équation (A.1), on obtient :

$$\begin{aligned}\bar{u}_i &= \sum_{j=1}^p \overline{f_{i,j}^u(X_j)} + \bar{\epsilon}_{u_i} \\ \bar{v}_i &= \sum_{j=1}^p \overline{f_{i,j}^v(X_j)} + \bar{\epsilon}_{v_i}\end{aligned}\tag{A.6}$$

Et parce que les fonctions splines sont quasi-linéaires ou bien linéaires par morceaux, nous pouvons écrire :

$$\begin{aligned}\overline{f_{i,j}^u(X_j)} &\simeq f_{i,j}^u(\bar{X}_j) \\ \overline{f_{i,j}^v(X_j)} &\simeq f_{i,j}^v(\bar{X}_j)\end{aligned}\tag{A.7}$$

donc $g_{i,j}^u \simeq f_{i,j}^u$ et $g_{i,j}^v \simeq f_{i,j}^v$, ce qui signifie que les fonctions splines estimées sur chacune des stations météorologiques avec des mesures instantanées, sont robustes à la moyenne en temps. Cela explique ainsi pourquoi on obtient des fonctions splines très similaires en absence ou après la moyenne en temps (non montré). En détail, la variance expliquée augmente significativement en moyennant et peut atteindre les 170% d'augmentation relative à la plus petite variance expliquée des composantes du vent instantané (e.g. les deux composantes du vent à Nice) (tableau A.1). La plus petite augmentation est de 6% sur les variances expliquées élevées des composantes instantanées du vent (e.g. la composante v à Lyon).

La figure A.2 montre une comparaison entre les composantes du vent instantanées, journalières et hebdomadaires, modélisées avec GAM, sur la station de Lyon (les deux premières lignes) et sur Toulon (les deux dernières lignes) et les composantes mesurées correspondantes. Pour n'importe quelle moyenne en temps, les composantes du vent modélisées sont

non biaisées. Du moment où GAM se cale par rapport à l'espérance des composantes du vent, il sous estime le vent extrême (spécialement vu sur les valeurs instantanées). La moyenne en temps contribue, bien sûr à réduire la dispersion des valeurs qu'on montre sur la figure A.2.

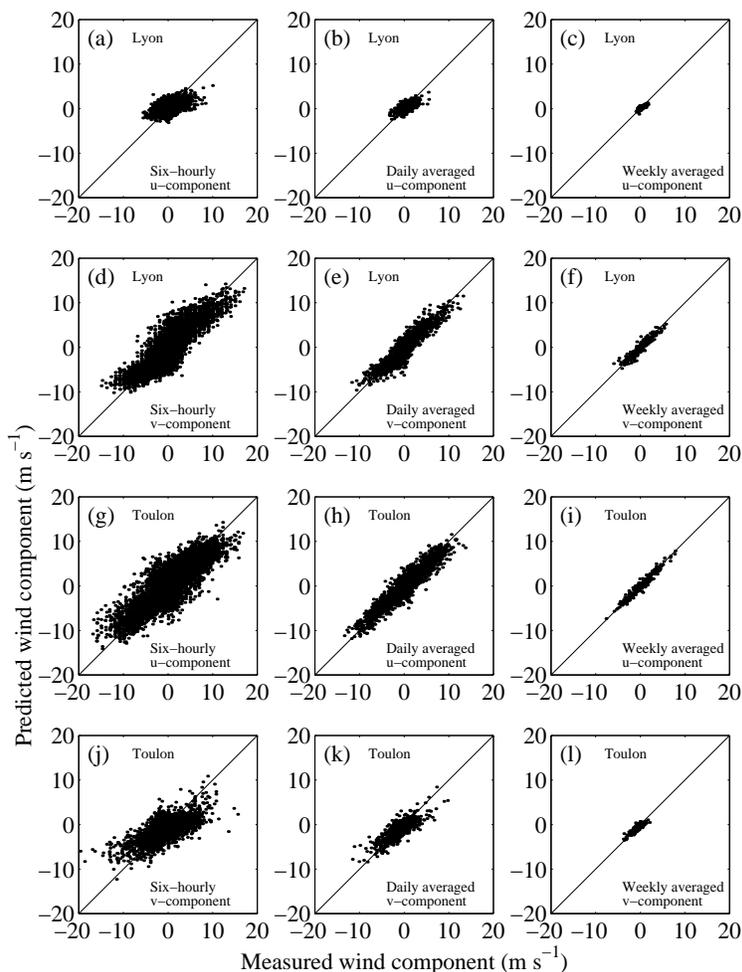


FIGURE A.2 – Comparaison entre les composantes zonale (u , 1^{ère} et 3^{ème} lignes) et méridienne (v , 2^{ème} et 4^{ème} lignes) instantanées (1^{ère} colonne), journalières (2^{ème} colonne) et hebdomadaire (3^{ème} colonne) à Lyon (2 premières rangées) et à Toulon (2 dernières rangées) modélisées avec l'ensemble de prédicteurs (C) en fonction de la valeur correspondante mesurée.

A.3 Conclusion

Cette méthode de downscaling statistique nous permet d'aller plus loin dans les méthodes de downscaling du vent car adaptée à la modélisation des deux composantes du vent et non seulement au module, particulièrement en terrain complexe et robuste au moyennage temporel. Cependant, comme cette méthode est fondée sur un modèle additif généralisé qui optimise la prédiction du vent moyen, elle n'est alors pas parfaitement adaptée au downscaling des extrêmes du vent qui sont alors sous-estimés. Les perspectives de ce travail, portent sur l'amélioration de la modélisation des extrêmes et l'adaptation de la présente méthode à une modélisation bi-variée des deux composantes du vent en même temps, conditionnées l'une par rapport à l'autre.

TABLE A.1 – Variance expliquée par le vent de surface modélisé à l’aide du modèle additif généralisé par rapport au vent de surface mesuré sur les stations Météo-France pour 3 ensembles de prédictors grande échelle extraits des réanalyses ERA-40 : l’ensemble (A) inclut le gradient de pression de surface et la vorticité relative à 500 hPa (semblable à Pryor et al., 2005) ; l’ensemble (B) inclut le gradient de pression de surface, le vent à 925, 850 hPa et 700 hPa ; l’ensemble (C) est l’ensemble optimal (i.e. expliquant la plus grande part de la variance). Cet ensemble inclut l’ensemble (B) et la vorticité relative et le géopotentiel. Pour chaque station (colonne de gauche), les première, seconde et troisième rangées correspondent au vent de surface instantanées (toutes les 6 heures), moyenné sur la journée et sur la semaine.

Variance expliquée (%)	Ensemble de prédictors grande échelle					
	Ensemble (A)		Ensemble (B)		Ensemble (C)	
	u	v	u	v	u	v
Cannes	58.12	27.82	60.12	36.33	61.54	38.34
	73.72	34.52	76.62	47.23	77.72	49.29
	75.81	45.41	84.12	52.71	89.72	58.09
Lyon	19.29	83.1	25.93	85.25	28.78	85.89
	30.85	88.16	39.32	90.54	46.13	91.37
	25.55	88.22	52	90.69	66.17	90.68
Nice	19.15	12.51	22.41	21.79	24.13	24.38
	35.51	18.57	40.24	28.91	43.42	34.61
	34.38	21.86	57.74	38.79	65.46	55.86
Nimes	42.24	67.2	53.02	70.84	55.26	71.46
	57.65	77.88	69.31	82.59	71.4	83.33
	64.68	86.2	77.79	88.92	86.07	90.6
Orange	51.82	78.98	58.51	80.37	60.1	81.12
	60.63	87.75	69.44	89.31	70.99	90.04
	60.84	88.74	64.63	90.03	68.78	92.61
Toulon	80.01	33.82	81.15	38.89	82.01	41.81
	88.55	51.37	89.9	58.76	90.84	62.93
	91.42	53.69	92.68	63.35	95.28	76.65

Annexe B

Modélisation stochastique du vent

B.1 Introduction

Nous proposons dans cette annexe, une méthode de modélisation du vent à fine échelle basée sur l'introduction dans la modélisation du climat d'un système d'équations différentielles stochastiques permettant de déterminer le vent et sa variabilité à des fines échelles. Le modèle stochastique (stochastic downscaling model SDM) consiste à simuler de nombreuses particules de fluide sur un domaine donné, afin d'en raffiner la prévision. Le modèle mathématique Lagrangien introduit du bruit pour prendre en compte le comportement turbulent du fluide. Une partie du modèle est adaptée des modèles de Pope (1994), largement utilisés dans le contexte des fluides multiphasiques.

B.2 Le modèle Lagrangien

B.2.1 Description générale

Nous présentons maintenant une description générale des modèles stochastiques Lagrangiens pour les flux turbulents (pour plus de détails, voir Pope, 1994 ; Pope, 2003 ; Bernardin

et al., 2008). On s'intéresse à l'écoulement d'un fluide à densité massique constante défini à l'intérieur d'un ouvert $\mathcal{D} \subset \mathbb{R}^3$ régulier soumis à des forces extérieures $\nabla_x \mathcal{P}$ (réduite ici aux gradients de pression et les forces de gravité). Le champ de vitesse eulérien de fluide est alors donné par

$$\nabla_x \cdot U(t, x) = 0, \text{ sur } \mathbb{R}^+ \times \mathcal{D} \quad (\text{B.1a})$$

$$\partial_t U(t, x) + (U(t, x) \cdot \nabla_x) U(t, x) = -\frac{1}{\rho} \nabla_x \mathcal{P} + \nu \Delta_x U(t, x) \quad (\text{B.1b})$$

$$U(t, x) = 0 \text{ sur } \mathbb{R}^+ \times \partial \mathcal{D} \text{ et } U(0, x) = U_0(x) \text{ sur } \mathcal{D}. \quad (\text{B.1c})$$

Dans le cadre de la description statistique d'un écoulement turbulent à grand nombre de Reynolds, tous les champs caractéristiques (U et \mathcal{P}) sont considérés comme aléatoires. Pour ramener l'étude de l'écoulement à un cadre déterministe, on suppose l'existence d'un opérateur $\langle \cdot \rangle$ dit opérateur de Reynolds décomposant les champs aléatoires caractéristiques de l'écoulement en partie moyenne (où l'aléa n'intervient plus) et en partie fluctuante suivant le schéma

$$U(t, x) = \langle U \rangle(t, x) + u(t, x), \quad \mathcal{P}(t, x) = \langle \mathcal{P} \rangle(t, x) + p(t, x), \text{ pour tout } (t, x)$$

où $\langle U \rangle$ et $\langle \mathcal{P} \rangle$ sont des quantités déterministes. Sous des hypothèses de régularité, l'application de cet opérateur aux équations (B.1) conduit à un nouveau système d'EDP connus sous le nom d'équations de Navier-Stokes-Reynolds ne portant que sur les champs moyens :

$$\nabla_x \cdot \langle U \rangle(t, x) = 0, \text{ sur } \mathbb{R}^+ \times \mathcal{D} \quad (\text{B.2a})$$

$$\begin{aligned} \partial_t \langle U^{(i)} \rangle(t, x) + (\langle U \rangle(t, x) \cdot \nabla_x) \langle U^{(i)} \rangle(t, x) &= -\frac{1}{\rho} \partial_{x_i} \langle \mathcal{P} \rangle(t, x) \\ &- \sum_{k=1}^3 \partial_{x_k} \langle u^{(i)} u^{(k)} \rangle(t, x) + \nu \Delta_x \langle U^{(i)} \rangle(t, x) \text{ sur } \mathbb{R}^+ \times \mathcal{D}, \quad \forall i \end{aligned} \quad (\text{B.2b})$$

$$\langle U \rangle(t, x) = 0 \text{ sur } \mathbb{R}^+ \times \partial \mathcal{D} \text{ et } \langle U \rangle(0, x) = \langle U_0 \rangle(x) \text{ sur } \mathcal{D}. \quad (\text{B.2c})$$

La difficulté de ce type d'équations réside dans le caractère non fermé du système dû au tenseur de Reynolds $\{\langle u^{(i)} u^{(j)} \rangle\}_{1 \leq i, j \leq 3}$. Le système nécessite alors une paramétrisation pour ce tenseur afin de "fermer" la dynamique. Le problème de fermeture des équations de Navier-Stokes-Reynolds est un problème ayant fait l'objet de nombreuses études à la fois théorique que expérimentales. On peut citer par exemple les modèles de fermeture de type viscosité

turbulente permettant de définir le tenseur de Reynolds en fonction de $\partial_{x_j}\langle U^{(i)}\rangle$ (modèle de Smagorinski) ou les fermetures du second ordre du type $k - \varepsilon$, $k - \omega$ nécessitant l'étude des équations de l'EDP satisfaite par le tenseur de Reynolds

$$\begin{aligned} & \partial_t \langle u^{(i)} u^{(j)} \rangle + \langle U \rangle \cdot \nabla_x \langle u^{(i)} u^{(j)} \rangle + \sum_{k=1}^3 \partial_{x_k} \langle u^{(i)} u^{(j)} u^{(k)} \rangle \\ &= -\frac{1}{\rho} \langle u^{(j)} \partial_{x_i} p' + u^{(i)} \partial_{x_j} p' \rangle + \nu \sum_{k=1}^3 \partial_{x_k}^2 \langle u^{(i)} u^{(j)} \rangle \\ &+ \nu \sum_{k=1}^3 \langle \partial_{x_k} u^{(i)} \partial_{x_k} u^{(j)} \rangle - \sum_{k=1}^3 \left(\langle u^{(i)} u^{(k)} \rangle \partial_{x_k} \langle U^{(j)} \rangle + \langle u^{(j)} u^{(k)} \rangle \partial_{x_k} \langle U^{(i)} \rangle \right). \end{aligned} \quad (\text{B.3})$$

Les champs moyens sont ensuite évalués à l'aide de schémas de discrétisation classiques (différences finies, éléments finis, ...).

Pope (1985) propose une approche alternative pour le calcul de ces champs. Son idée consiste à modéliser, pour chaque type d'écoulement muni d'une fermeture du second ordre, un équivalent stochastique lagrangien. Cet équivalent se définit avec un système de processus stochastique composé d'une position X_t , d'une vitesse \mathcal{U}_t et, le cas échéant, d'autres propriétés scalaires ϕ_t caractéristiques de la fermeture (et donc de la turbulence). La dynamique de ce système est alors supposée suivre le système d'EDS

$$dX_t = \mathcal{U}_t dt \quad (\text{B.4a})$$

$$d\mathcal{U}_t = D_{\mathcal{U}}(t, X_t, \mathcal{U}_t, \phi_t) dt + B_{\mathcal{U}}(t, X_t, \mathcal{U}_t, \phi_t) dW_t \quad (\text{B.4b})$$

$$d\phi_t = D_{\phi}(t, X_t, \mathcal{U}_t, \phi_t) dt + B_{\phi}(t, X_t, \mathcal{U}_t, \phi_t) d\tilde{W}_t \quad (\text{B.4c})$$

où $(W_t, \tilde{W}_t; t \in \mathbb{R}^+)$ est un mouvement brownien standard multidimensionnel. Il reste alors à identifier le lien entre le modèle lagrangien et le modèle eulérien de départ et à identifier les coefficients du modèle stochastique en accord avec les équations (B.2) et la fermeture considérée.

En supposant l'existence d'une densité f_E gouvernant la dynamique des champs eulériens, et d'une densité f_L pour le système lagrangien, Pope établit (Pope, 1985) que, dans le cas d'un fluide à densité massique constante, le lien doit se faire à l'aide de la relation

$$f_E(t, x; V, \theta) = \frac{f_L(t; x, V, \theta)}{\int_{\mathbb{R}^3} f_L(t; x, V, \theta) dV d\theta} \quad (\text{B.5})$$

sous la contrainte

$$\int_{\mathbb{R}^3} f_L(t; x, V, \theta) dV d\theta = \varrho. \quad (\text{B.6})$$

Ainsi tous les moments eulériens peuvent être évalués à l'aide des processus lagrangiens.

Par exemple,

$$\langle U^{(i)} U^{(j)} \rangle(t, x) = \frac{\int V_i V_j f_L(t; x, V, \theta) dV d\theta}{\int f_L(t; x, V, \theta) dV d\theta} = \mathbb{E} \left[\mathcal{U}_t^{(i)} \mathcal{U}_t^{(j)} \mid X_t = x \right]. \quad (\text{B.7})$$

De plus, la relation (B.5) permet l'identification des coefficients d'évolution du système lagrangien par l'intermédiaire l'équation de Fokker-Planck :

$$\partial_t f_L = (V \cdot \nabla_x) f_L + \nabla_V \cdot (D_U f_L) + \nabla_\theta \cdot (D_\phi f_L) + \frac{1}{2} \sum \partial_{V_i V_j}^2 (A_U^{i,j} f_L) + \frac{1}{2} \sum \partial_{\theta_i \theta_j}^2 (A_\phi^{(i,j)} f_L) \quad (\text{B.8})$$

pour $A_U = B_U B_U^T$ ¹ et $A_\phi = B_\phi B_\phi^T$. En multipliant cette équation par V_i et $V_i V_j$ puis en intégrant suivant les variables d'états V et θ , on identifie les coefficients du système lagrangien de manière suffisante à reproduire les équations (B.2b) et (B.3). En conclusion, les modèles stochastique lagrangien forme une classe de processus dont chaque élément est associé à un type d'écoulement de dynamique champ moyens donné.

B.3 Modèle étudié

Nous nous sommes intéressés au modèle stochastique lagrangien décrit dans Dreeben et Pope (1997). Dans cet article, la dynamique eulérienne est celle d'un écoulement à turbulence homogène isotrope² tandis que l'équation (B.3) est paramétrée par la fermeture de Rotta (Pope, 1994). Pour le système lagrangien, le processus ϕ_t est défini comme l'équivalent lagrangien de la fréquence de turbulence ω et la dynamique est donnée par :

$$\begin{aligned} dX_t &= \mathcal{U}_t dt, \\ d\mathcal{U}_t &= -\frac{1}{\rho} \nabla_x \langle \mathcal{P} \rangle(t, X_t) dt - \left(\frac{1}{2} + \frac{3}{4} C_0 \right) \langle \omega \rangle(t, X_t) (\mathcal{U}_t - \langle \mathcal{U} \rangle(t, X_t)) dt + \sqrt{C_0 \varepsilon(t, X_t)} dW_t, \\ d\omega_t &= -C_3 \langle \omega \rangle(t, X_t) (\omega_t - \langle \omega \rangle(t, X_t)) dt - \omega_t S(t, X_t) dt + \sqrt{2C_3 C_4 \omega_t \langle \omega \rangle^2(t, X_t)} d\tilde{W}_t, \end{aligned}$$

1. pour B^T , la matrice transposée de B .

2. i.e. les loi des champs eulériens u sont invariantes par changement de référentiel.

ainsi que les contraintes $\nabla_x \cdot \langle U \rangle(t, x) = 0$, $\forall (t, x)$ et équation (B.6).

Les fonctions P (production d'énergie cinétique turbulente), ε (taux de dissipation) et S , sont données par :

$$\begin{aligned} P(t, x) &= -\sum_i \sum_j \langle u^{(i)} u^{(j)} \rangle(t, x) \partial_{x_j} \langle U^{(i)} \rangle(t, x), \\ \varepsilon(t, x) &= \nu \sum_i \sum_j \langle \partial_{x_j} u^{(i)} \partial_{x_j} u^{(i)} \rangle(t, x), \\ S(t, x) &= \langle \omega \rangle(t, x) \left(C_2 + C_1 \frac{P(t, x)}{\varepsilon(t, x)} \right) \end{aligned} \quad (\text{B.9})$$

Notons que l'équation est fermée par la relation $\langle \omega \rangle(t, x) = \frac{\varepsilon(t, x)}{k(t, x)}$ et les constantes du modèle sont établies à l'aide d'estimations à priori et de résultats expérimentaux. Ce choix de modèle se justifie par le fait que la dynamique considérée est assez simple en comparaison à d'autres modèles préexistants (Pope, 1993). De plus, dans la suite de l'article, les auteurs prennent en compte les lois de parois intervenant lors de l'apparition de bords physiques. Ces lois de parois sont implémentés dans la dynamique à l'aide de trajectoires modifiées.

B.4 Application au downscaling du vent de surface

B.4.1 La fermeture de turbulence pour l'application à la météorologie

Dans le travail de Dreeben et Pope (1997), la fréquence de turbulence moyenne est déterminée après avoir résolu l'équation sur la dissipation moyenne. Cela entraîne dans notre cas, une substitution de ϕ par la fréquence de turbulence ω , dans l'équation générique ((B.4)), ce qui n'est pas adapté à notre problème physique car les échelles de temps sont très grandes. Nous procédons autrement et nous considérons seulement les équations qui correspondent à la position et à la vitesse :

$$dX_t = \mathcal{U}_t dt, \quad (\text{B.10a})$$

$$\begin{aligned} d\mathcal{U}_t &= -\frac{1}{\rho} \nabla_x \langle \mathcal{P} \rangle(t, X_t) dt - \left(\frac{1}{2} + \frac{3}{4} C_0 \right) \langle \omega \rangle(t, X_t) (\mathcal{U}_t - \langle U \rangle(t, X_t)) dt \\ &\quad + \sqrt{C_0 \varepsilon(t, X_t)} dW_t. \end{aligned} \quad (\text{B.10b})$$

où ε est le taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente.

Il reste à déterminer une équation pour $\langle \omega \rangle$, qui est définie dans Dreeben and Pope (1997) comme :

$$\langle \omega \rangle(t, x) = \frac{\varepsilon(t, x)}{k(t, x)}. \quad (\text{B.11})$$

Nous commençons par la définition de l'énergie cinétique turbulente k , qui est calculée des deux premiers moments de la vitesse :

$$k(t, x) = \frac{1}{2} \sum_{j=1}^3 \langle U^{(j)2}(t, x) \rangle - \langle U^j(t, x) \rangle^2. \quad (\text{B.12})$$

Le calcul de la dissipation demande que toutes les échelles dissipatives soient résolues. Ces échelles incluent la turbulence à la micro-échelle de Kolomogorov, qui sont inférieures au millimètre. Le pas de temps Δt nécessaire pour la résolution de la turbulence à cette échelle de temps est inférieur à 10^{-3} seconds (e.g. Piper and Lundquist, 2004), ce qui n'est pas adapté au problème de downscaling du vent. Nous utilisons ainsi une fermeture utilisée dans les modèles météorologiques (Cuxart et al., 2000) qui lie l'énergie cinétique turbulente à la dissipation ε :

$$\varepsilon(t, x) = \frac{C_\varepsilon}{L} k^{3/2}(t, x), \quad (\text{B.13})$$

où C_ε est à fixer et L est une échelle de longueur caractéristique (appelée longueur de mélange). Loin de toute paroi, pour une turbulence développée, $L = (\Delta x \Delta y \Delta z)^{1/3}$ (L est la taille de la grille et Δx , Δy et Δz sont les tailles des mailles de la grille dans les directions x , y et z , respectivement) (Schmidt and Schumann, 1989). Les fermetures basées sur un modèle de viscosité turbulente les plus utilisés considèrent $\nu = C_k L \sqrt{k}$, $C_\varepsilon / C_k = \pi^2$ (Schmidt and Schumann, 1989). Les valeurs de C_k trouvées dans la littérature varient entre $C_k = 0.067$ et $C_k = 0.1$ mais Krettenauer and Schumann (1992) ont montré que les résultats numériques sont peu sensibles à la valeur de C_k . Cependant, ces valeurs sont valides loin du sol et en absence de stratification, et Redelsperger et al. (2001) et Drobinski et al. (2006) montrent que les schémas de fermetures standards, utilisant les mêmes constantes que pour la turbulence développée, sont valables à proximité de la surface ('ù s'applique la théorie de similitude de Monin-Obukhov), si la longueur de mélange L s'écrit $L = Az$ avec $A = \kappa C_\varepsilon^{1/4} C_k^{-3/4} = 2.8$ (avec $\kappa = 0.4$, constante de Von Karman). Cette longueur de mélange est physiquement

interprétée par la nature anisotrope de la turbulence à proximité de la surface (Carloti et Drobinski, 2004).

Dans la suite nous prenons le paramètre $C_\varepsilon = 0.7$ et $L = 2.8 z$. Parce que les phénomènes physiques de l'atmosphère à proximité de la surface sont anisotropes, nous supprimons le mouvement Brownien dans la direction verticale. Donc le dernier terme de l'équation (B.10b) est alors supprimé pour la composante verticale de la vitesse Lagrangienne.

B.4.2 Le forçage avec MM5

On note ∂D les bords du domaine D . Pour prendre en compte les conditions aux bords (Eulériennes) de MM5, nous ajoutons quelques termes à l'équation ((B.10b)), qui devient :

$$\begin{aligned} \mathcal{U}_t = & \mathcal{U}_0 + \int_0^t D_{\mathcal{U}} ds + \int_0^t B_{\mathcal{U}} dW_s \\ & - 2 \sum_{0 \leq s \leq t} \mathcal{U}_{s-} \mathbb{1}_{\{X_s \in \partial \mathcal{D}\}} + \sum_{0 \leq s \leq t} V_{\text{MM5}}(s, X_s) \mathbb{1}_{\{X_s \in \partial \mathcal{D}\}}, \end{aligned} \quad (\text{B.14})$$

où $V_{\text{MM5}}(t, x)$ est le champ de vitesse de MM5 sur ∂D . U n'est plus un processus continu en temps et U_{t-} représente la limite gauche au temps t . La présence de ces deux nouveaux termes conduits à la propriété Eulérienne aussi vérifiée par la vitesse Lagrangienne :

$$\langle U \rangle(t, x) = V_{\text{MM5}}(t, x), \quad x \in \partial \mathcal{D}. \quad (\text{B.15})$$

La discrétisation temporelle de l'équation (B.14) entre t_n et $t_n + \Delta t$ est réalisée comme suit :

1. une étape prédictive réalisée par une discrétisation de l'équation différentielle stochastique $d\mathcal{U}_t = D_{\mathcal{U}} dt + B_{\mathcal{U}} dW_t$ (voir Bernardin et al., 2008 pour plus de détails),
2. une étape corrective si la position $\tilde{X}^{(n+1)}$ est à l'extérieur de \mathcal{D} . Dans ce cas, notons x_{out} le point de $\partial \mathcal{D}$ à l'intersection du segment $[X^{(n)}, \tilde{X}^{(n+1)}]$ et $\partial \mathcal{D}$. La position $\tilde{X}^{(n+1)}$ et la vitesse $\tilde{U}^{(n+1)}$ sont recalculées par :

$$\tilde{X}_{\text{new}}^{(n+1)} = 2x_{\text{out}} - \tilde{X}^{(n+1)}, \quad (\text{B.16a})$$

$$\tilde{U}_{\text{new}}^{(n+1)} = 2V_{\text{MM5}}(t_n, x_{\text{out}}) - \tilde{U}^{(n+1)}. \quad (\text{B.16b})$$

Si la position $\tilde{X}_{\text{new}}^{(n+1)}$ est à l'extérieur de \mathcal{D} ou bien la vitesse $\tilde{U}_{\text{new}}^{(n+1)}$ est entrante, les mises à jour à l'aide des équations (B.16a) et (B.16b) ne sont pas appliqués. Dans ce cas, la particule est supprimée et réinjectée dans une cellule choisie aléatoirement pour laquelle les vitesses de MM5 sont entrantes.

B.4.3 Résultats

Nous utilisons des simulations faites avec le modèle MM5 du 23 au 25 mars 1998 sur le domaine de la figure B.1 sur trois domaines imbriqués avec une résolution spatiales de 27, 9 et 3 km (Salameh et al., 2007).

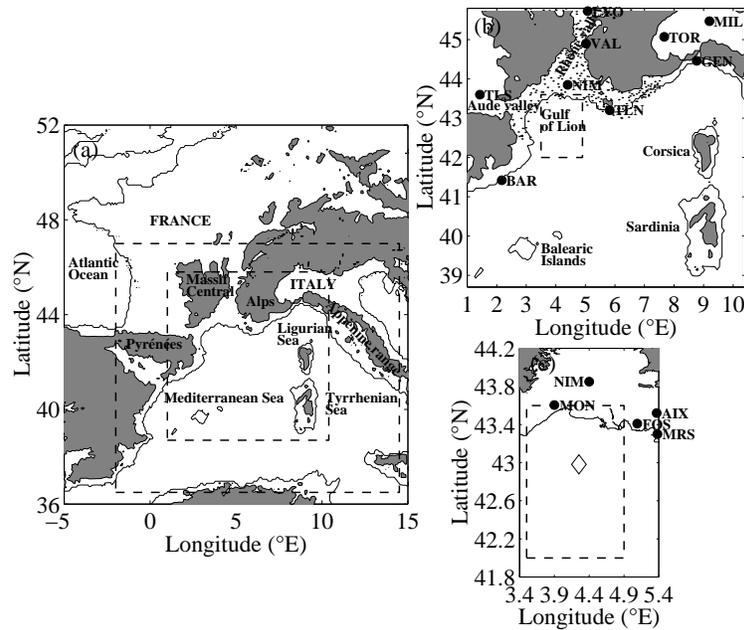


FIGURE B.1 – Domaine père (résolution horizontale de 27 km) délimité par le rectangle en tiretés (a). Les figures (b) et (c) représentent respectivement le domaine intermédiaire (résolution horizontale de 9 km) et le domaine le plus fin (résolution horizontale de 3 km). Le losange représente la station de mesure de surface installée sur une bouée ASIS.

Le modèle SDM est appliqué sur la cellule la plus basse du domaine, de dimension $9 \text{ km} \times 9 \text{ km} \times 24 \text{ m}$ qui contient une bouée instrumentée pour la mesure de la vitesse et

de la direction du vent à 7 m au-dessus de la surface de la mer, située à $4.25^{\circ}E/43.0^{\circ}N$ et qui est utilisée pour la validation du vent du modèle SDM. La cellule de la grille MM5 qui est la plus proche de la bouée est située à $4.26^{\circ}E/43.5^{\circ}N$ et est divisée horizontalement en 6×6 cellules SDM, contenant chacune 1600 particules. Le pas de temps du modèles SDM est 1 s et la simulation considérée couvre 24 heures le 24 mars 1998. Les conditions initiales et aux bords de SDM, sont les valeurs des composantes du vent sur les 8 sommets de la cellule considérée de MM5, qui sont renouvelées toutes les heures. Un temps de spin-up de quelques iterations, non significatif, est nécessaire pour que SDM atteigne un état d'équilibre. Le module et la direction du vent sur la bouée sont comparées à celles de SDM sur la cellule la plus proche de la bouée sur la journée du 24 mars 1998 (figure B.2). SDM calcul les moments du premier ordre (moyennes des composantes du vent) et du second ordre (énergie cinétique turbulente, variances des composantes du vent) et du troisième ordre (kurtosis et skewness) des composantes du vent instantannées des 1600 particules. La figure B.2 montre les deux composantes du vent mesurées en lignes pointillées, celles de SDM en lignes pleines et celles de MM5 en étoile. Pour cette validation préliminaire, nous notons que MM5 et SDM sont en accord avec la bouée avec un écart maximal de 3 m s^{-1} et 10° sur la vitesse et la direction du vent, respectivement. SDM a sa propre dynamique comme le montre la variabilité propre de la simulation SDM. Pour le moment, il est difficile de dire que SDM améliore les résultats des simulations faites avec MM5, mais il améliore le réalisme des résultats en modélisant la variabilité du vent (Mass et al., 2002).

B.5 Conclusion

Cette étude décrit une nouvelle méthode basée sur un modèle stochastique Lagrangien développé par Dreeben et Pope (1997) et adapté pour des applications météorologiques, afin de raffiner la modélisation du vent de surface et d'accéder aux moments statistiques d'ordres élevés. ces travaux préliminaires doivent être poursuivis pour implanter l'effet du blocage par la surface (incluant le relief) et l'effet de la stratification thermique comme proposé par Das et Durbin (2005).

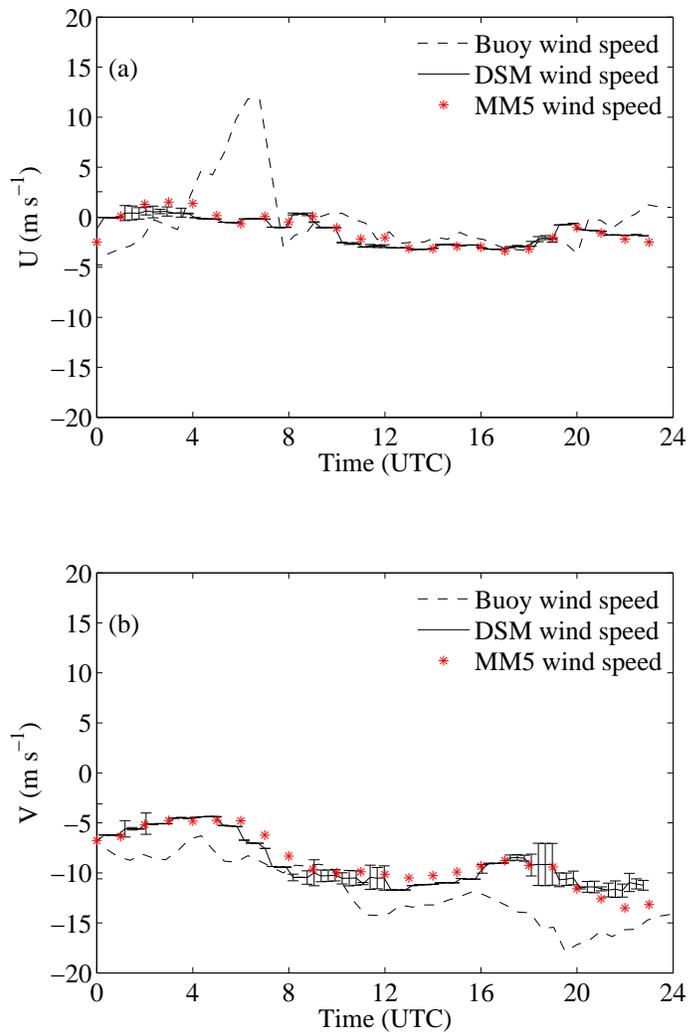


FIGURE B.2 – Composantes du vent u (a) et v (b) simulées avec le modèle stochastique forcé par le modèle MM5 à 9 km de résolution (incluant les bars d'incertitudes), le modèle MM5 à 3 km de résolution (étoiles) et mesurées par la bouée (tiretés).

Annexe C

Liste de publications

C.1 Revues avec comité de lecture

Salameh T., Drobinski P., 2008 : North Atlantic/Euro-Mediterranean Extreme Climatic Events and Weather Regimes : Uncertainty Assessment using ERA-40 and NCEP Reanalyses. *J. Geophys. Res.*, soumis

Salameh T., Drobinski P., Dubos T., 2008 : On Nudging Time Optimization in Regional Climate Modelling : Application to the Mediterranean Basin. *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, en révision

Bernardin F., Bossy M., Drobinski P., Rousseau A., Salameh T., 2008 : Stochastic Downscaling Method : Application to Wind Refinement. *Stoch. Env. Res. Ris. Assess.*, en révision

Salameh T., Drobinski P., Vrac M., Naveau P., 2008 : Statistical Downscaling of Near-Surface Wind over Complex Terrain in Southern France. *Meteteorol. Atmos. Phys.*, sous presse

Salameh T., Drobinski P., Menut L., Bessagnet B., Flamant C., Hodzic A., Vautard R., 2007 : Aerosol Distribution over the Western Mediterranean Basin during a Tramontane/Mistral Event. *Ann. Geophys.*, **11**, 2271-2291

C.2 Proceedings à comité de lecture

Salameh T., Drobinski P., 2007 : Statistical Downscaling of Wind Probability Distributions over the Western Mediterranean Basin. *29th International Conference on Alpine Meteorology*, Chambéry, France

Salameh T., Drobinski P., Menut L., Bessagnet B., Flamant C., Hodzic A., Vautard R., 2007 : Aerosol Distribution during a Mistral Case. *29th International Conference on Alpine Meteorology*, Chambéry, France

Rousseau A., Bernardin F., Bossy M., Salameh T., Drobinski P., 2007 : Stochastic Particle Method Applied to Local Wind Simulation. *International Conference on Clean Electrical Power-Renewable Energy Resources Impact*. Capry, Italy.

C.3 Communications à des congrès, symposium

Salameh T., Drobinski P., 2008 : Extreme Climatic Events and North Atlantic Weather Regimes : Uncertainty Assessment using ERA-40 and NCEP Reanalyses. *EGU General Assembly*, Vienne, Autriche

Salameh T., Drobinski P., Dubos T., 2008 : On Nudging Time Optimization in Regional Climate Modelling : Application to the Mediterranean Basin. *EGU General Assembly*, Vienne, Autriche

Salameh T., Drobinski P., 2008 : Extreme Climatic Events and North Atlantic Weather Regimes : Uncertainty Assessment using ERA-40 and NCEP Reanalyses. *2nd HyMeX Workshop*, Palaiseau, France

Salameh T., Drobinski P., Dubos T., 2008 : On Nudging Time Optimization in Regional Climate Modelling : Application to the Mediterranean Basin. *2nd HyMeX Workshop*, Palaiseau, France

Salameh T., Drobinski P., Vrac M., Naveau P., Li L., 2007 : Statistical Downscaling of Near-Surface Wind over Complex Terrain in Southern France. *2nd MedCLIVAR workshop*, Toulon, France

Salameh T., Drobinski P., 2007 : Statistical Downscaling of Wind Probability Distributions over the Western Mediterranean Basin. *1st HyMeX Workshop*, Toulouse, France

Salameh T., Drobinski P., Menut L., Bessagnet B., Flamant C., Hodzic A., Vautard R., 2007 : Aerosol Distribution during a Mistral Case. *1st HyMeX Workshop*, Toulouse, France

Salameh T., Drobinski P., 2007 : Statistical Downscaling of Wind Probability Distributions over the Western Mediterranean Basin. *EGU General Assembly*, Vienne, Autriche

Salameh T., Drobinski P., Menut L., Bessagnet B., Flamant C., Hodzic A., Vautard R., 2007 : Aerosol Distribution during a Mistral Case. *EGU General Assembly*, Vienne, Autriche

Salameh T., Drobinski P., Menut L., Bessagnet B., Flamant C., Hodzic A., Vautard R., 2006 : Aerosol Distribution during a Mistral Case. *19th Workshop on Tropospheric Chemical Transport Modelling*, Paris, France

C.4 Rapports

Bernardin F., Bossy M., Jabir J.F., Rousseau A., Salameh T., Drobinski P., 2007 : Modélisation du Vent Fine Échelle par Downscaling Statistique et par Approche Lagrangienne. Rapport final, contrat ADEME, N° 0405C0108, Décembre 2006.

Références bibliographiques

- [1] Aebischer, U., and C. Schär C, 1998 : Low-level potential vorticity and cyclogenesis to the lee of the Alps. *J. Atmos. Sci.*, **55**, 186–207.
- [2] Bhaskaran, B., R.G. Jones, J.M. Murphy, and M. Noguer, 1996 : Simulations of the Indian summer monsoon using a nested regional climate model : domain size experiments. *Clim. Dyn.*, **12**, 573–587.
- [3] Bernardin, F., M. Bossy, P. Drobinski, A. Rousseau, and T. Salameh, 2008 : Stochastic downscaling method : application to wind refinement. *Stoch. Env. Res. Ris. Assess.*, in revision
- [4] Carlotti, P., and P. Drobinski, 2004 : Length-scales in wall-bounded high Reynolds number turbulence. *J. Fluid Mech.*, **516**, 239–264.
- [5] Casola, H.J., and M.J. Wallace, 2007 : Identifying weather regimes in the wintertime 500-hPa geopotential height field for the Pacific-North american sector using a limited contour clustering technique, *J. App. Meteor. Clim.*, **46**, 1619–1630.
- [6] Champollion, C., P. Drobinski, M. Haeffelin, O. Bock, J. Tarniewicz, M.N. Bouin, and R. Vautard, 2008 : Water vapor variability induced by urban/rural heterogeneities during convective conditions. *Q. J. Roy. Meteorol. Soc.*, in revision
- [7] Chen, F., and J. Dudhia, 2001 : Coupling and advanced land surface-hydrology model with the Penn State-NCAR MM5 modeling system. Part I : Model implementation and sensitivity. *Mon. Wea. Rev.*, **129**, 569–585.
- [8] Cheng, X., and J.M. Wallace, 1993 : Cluster analysis of the northern hemisphere wintertime 500-hPa height field : spatial patterns, *J. Atmos. Sci.*, **50**, 2674–2696.

- [9] Cuxart, J., P. Bougeault, and J.L. Redelsperger, 2000 : A multiscale turbulence scheme apt for les and mesoscale modelling. *Q. J. Roy. Meteorol. Soc.*, **126**, 1–30.
- [10] Das, S.K., and P.A. Durbin, 2005 : A lagrangian stochastic model for dispersion in stratified turbulence. *Phys. Fluids*, **17**, 025109.
- [11] Davies, H.C., and R.E. Turner, 1977 : Updating prediction models by dynamical relaxation : An examination of the technique. *Q. J. Roy. Meteor. Soc.*, **103**, 225–245.
- [12] Denis, B., R. Laprise, and D. Caya, 2003 : Sensitivity of a regional climate model to the resolution of the lateral boundary conditions. *Clim. Dyn.*, **20**, 107–126.
- [13] Denis, B., R. Laprise, D. Caya, and J. Côté, 2002 : Downscaling ability of one-way nested regional climate models : the Big-Brother Experiment. *Clim. Dyn.*, **18**, 627–646.
- [14] de Rooy, W.C., and K. Kok, 2004 : A combined physical-statistical approach for the downscaling of model wind speeds. *Weather and Forecasting*, **19**, 485–495.
- [15] Dole, R.M., and N.M. Gordon, 1983 : Persistent anomalies of the extratropical Northern Hemisphere winter time circulation : geographical distribution and regional persistence characteristics, *Mon. Wea. Rev.*, **111** 1567–1586.
- [16] Dreeben, T.D. and S.B. Pope, 1997 : Wall-function treatment in pdf methods for turbulent flows. *Phys. Fluids*, **9**, 2692–2703.
- [17] Drobinski, P., F. Saïd, G. Ancellet, J. Arteta, P. Augustin, S. Bastin, A. Brut, J.M. Caccia, B. Campistron, S. Cautenet, A. Colette, B. Cros, U. Corsmeier, I. Coll, A. Dabas, H. Delbarre, A. Dufour, P. Durand, V. Guénard, M. Hasel, N. Kalthoff, C. Kottmeier, F. Laskri, A. Lemonsu, F. Lohou, V. Masson, L. Menut, C. Moppert, V.H. Peuch, V. Puygrenier, O. Reitebuch, and R. Vautard, 2007 : Regional transport and dilution during high pollution episodes in southern France : summary of findings from the ESCOMPTE experiment. *J. Geophys. Res.*, **112**, D13105, doi :10.1029/2006JD007494.
- [18] Drobinski, P., S. Bastin, A. Dabas, P. Delville, and O. Reitebuch, 2006 : Variability of the three-dimensional sea-breeze structure in southern France : observations and evaluation of empirical scaling laws. *Ann. Geophys.*, **24** 1783–1799.
- [19] Drobinski, P., J.L. Redelsperger, and C. Pietras, 2006 : Evaluation of a planetary boundary layer subgrid-scale model that accounts for near-surface turbulence anisotropy. *Geophys. Res. Lett.*, **33**, L23806, doi :10.1029/2006GL027062

- [20] Drobinski, P., A. Dabas, C. Haerberli, and P.H. Flamant, 2003 : Statistical characterization of the flow structure in the Rhine valley. *Bound.-Layer Meteorol.*, **106** 483–505.
- [21] Drobinski, P., S. Bastin, V. Guénard, J.L. Caccia, A.M. Dabas, P. Delville, A. Protat, O. Reitebuch, and C. Werner, 2005 : Summer Mistral at the exit of the Rhône valley, *Q. J. Roy. Meteorol. Soc.*, **131**, 353–375.
- [22] Drobinski, P., C. Flamant, J. Dusek, P.H. Flamant, and J. Pelon, 2001 : Observational evidence and modeling of an internal hydraulic jump at the atmospheric boundary layer top during a Tramontane event, *Bound.-Layer Meteorol.*, **98**, 497–515.
- [23] Ducrocq, V., D. Ricard, J.P. Lafore, and F. Orain, 2002 : Storm-scale numerical rainfall prediction for five precipitating events over France : on the importance of the initial humidity field. *Weather and Forecasting*, **17**, 1236–1256.
- [24] Dünkelloh, A., and J. Jacobeit, 2003 : Circulation dynamics of Mediterranean precipitation variability 1948-1998, *Int. J. Climatol.*, **23**, 1843–1866.
- [25] Efimov, V., and M. Shokurov, 2002 : Spatiotemporal structure of the surface wind field over the Black Sea, *Izv. Acad. Sci. USSR, Atmos. Oceanic Phys.*, **38**, 421–430.
- [26] Esper, J., D. Frank, U. Büntgen, A. Verstege, J. Luterbacher and E. Xoplaki, 2007 : Long-term drought severity variations in Morocco, *Geophys. Res. Lett.*, **34**, L17702, doi :10.1029/2007GL030844.
- [27] Ghil, M. and K. Mo, 1990 : Intraseasonal oscillations in the global atmosphere. Part I : Northern hemisphere and tropics, , *J. Atmos. Sci.*, **48**, 752–779.
- [28] Giorgi, F, 1990 : Simulation of regional climate using a limited area model nested in a general circulation model. *J. Clim.*, **3**, 941–963.
- [29] Goubanova K., 2007 : *Une étude des événements climatiques extrêmes sur l'Europe et le bassin Méditerranéen et de leur évolution future*. Thèse de doctorat de l'Université Pierre Marie Curie.
- [30] Grell, G.A., 1993 : Prognostic evaluation of assumptions used by cumulus parametrizations. *Mon. Wea. Rev.*, **121**, 764–787.
- [31] Grell, G.A., J. Dudhia, and D.R. Stauffer, 1995 : A description of the fifth-generation Penn State/NCAR mesoscale model (MM5). NCAR Technical Note, NCAR/TN-398+STR, 122 pp.

- [32] Guénard, V., P. Drobinski, J.L. Caccia, G. Tedeschi, P. Currier, 2006 : Dynamics of the MAP IOP-15 severe Mistral event : observations and high-resolution numerical simulations, *Q. J. Roy. Meteorol. Soc.*, **132**, 757–778.
- [33] Guénard, V., P. Drobinski, J.L. Caccia, B. Campistron, B. Bénéch, 2005 : An observational study of the mesoscale Mistral dynamics, *Bound.-Layer Meteorol.*, **115**, 263–288.
- [34] Gulev, S.K., T. Jung and E. Ruprecht, 2002 : Climatology and Interannual Variability in the Intensity of Synoptic-Scale Processes in the North Atlantic from the NCEP-NCAR Reanalysis Data, *J. Clim.*, **15**, 809–828.
- [35] Gulev, S.K., O. Zolina, and Y. Reva, 2000 : Synoptic and subsynoptic variability in the North Atlantic as revealed by the ocean weather station data, *Tellus*, **52A**, 323–329.
- [36] Guo, Y.R., and S. Chen, 1994 : Terrain and land use for the fifth-generation Penn State/NCAR mesoscale modeling system (MM5). NCAR Technical Note, NCAR/TN-397+IA, 114 pp.
- [37] Hastie, T., and R. Tibshirani, 1990 : *Generalized additive models*. Chapman and Hall, London.
- [38] Herrera, R.G., D.G. Puyol, and E.H. Martín, 2001 : Influence of the North Atlantic Oscillation on the Canary Islands precipitation, *J. Clim.*, **14**, 3889–3903.
- [39] Hong, S.Y., and H.L. Pan, 1996 : Nonlocal boundary layer vertical diffusion in a medium-range forecast model. *Mon. Wea. Rev.*, **124**, 2322–2339.
- [40] Hoskins B.J., I.M. James and G.H. White, 1983 : The shape, propagation and mean-flow interaction of the large-scale weather systems, *J. Atmos. Sci.*, **40**, 1595–1612.
- [41] Hurrell, J., Y. Kushnir, G. Ottersen, and M. Visbeck, 2003 : The North Atlantic Oscillation : Climatic significance and environmental impact, *Geophys. Monogr. Ser.*, **134**, American Geophysical Union, Washington, D.C.
- [42] Hurrell, J., and H. Van Loon, 1997 : Decadale variations in climate associated with the North Atlantic Oscillation, *Clim. Change*, **36**, 301–326.
- [43] Jansá, A., 1987 : Distribution of the mistral : A satellite observation, *Meteor. Atmos. Phys.*, **36**, 201–214.

- [44] Jiang, Q., R.B. Smith, and J. Doyle, 2003 : The nature of the mistral : Observations and modeling of two map events, *Q. J. Roy. Meteorol. Soc.*, **129**, 857–876.
- [45] Joly, A., D. Jorgensen, M.A. Shapiro, A. Thorpe, P. Bessemoulin, K.A. Browning, J.P. Cammas, J.P. Chalon, S.A. Clough, K.A. Emanuel, L. Eymard, R. Gall, P.H. Hildebrand, R.H. Langland, Y. Lemaître, P. Lynch, J.A. Morre, P. Ola, G. Persson, C. Snyder, and R.M. Wakimoto, 1997 : Definition of the Fronts and Atlantic Storm-Track Experiment (FASTEX), *Bull. Amer. Meteorol. Soc.*, **78**, 1917–1940.
- [46] Jurčec, V., 1981 : On mesoscale characteristics of bora conditions in Yugoslavia, *Pure Appl. Geophys.*, **199**, 640–657.
- [47] Karl, T.R., W.C. Wang, M. Schlesinger, R.W. Knight, D. Portman, 1990 : A method of relating general circulation model simulated climate to the observed local climate. Part 1 : seasonal statistics. *J. Clim.*, **3**, 1053–1079.
- [48] Kalnay, E. et al., 1996 : The NCEP/NCAR 40-year reanalysis project, *Bull. Amer. Meteorol. Soc.*, **77**, 437–471.
- [49] Kimoto, M., and M. Ghil, 1993 : Multiple flow regimes in the Northern Hemisphere winter. Part II : Sectorial regimes and preferred transitions, *J. Atmos. Sci.*, **50**, 2645–2673.
- [50] Kondrashov, D., J. Shen, R. Berk, F. D’Andrea, M. Ghil, 2007 : Predicting weather regime transitions in Northern Hemisphere datasets, *Clim. Dyn.*, **29**, 535–551.
- [51] Kossmann, M., and A.P. Sturman, 2002 : Pressure driven channeling effects in bent valleys. *J. Appl. Meteor.*, **37**, 151–158.
- [52] Laprise, R., M.R. Varma, B. Denis, D. Caya, and I. Zawadzki, 2000 : Predictability of a nested limited-area model. *Mon. Wea. Rev.*, **128**, 4149–4154.
- [53] Legras B., T. Desponts, and B. Piguet, 1987 : Cluster analysis and weather regimes, *Workshop on the Nature and Prediction of Extratropical Weather Systemes*, **2**, Reading Shinfield Park, UK, ECMWF, 123–149.
- [54] Li, Y., R. Ménard, L.P. Riishojgaard, S.E. Cohn, and R.B. Rood, 1998 : A study on assimilating potential vorticity data. *Tellus*, **50A**, 490–506.
- [55] Lo, J.C.F., and Z.L. Yang, 2007 : Comparison of two approaches to dynamical regional climate downscaling using the WRF model. *J. Clim.*, submitted.

- [56] Mariotti, A., M.V. Struglia, N. Zeng, and K.M. Lau, 2002 : The hydrological cycle in the Mediterranean region and implications for the water budget of the Mediterranean Sea. *J. Clim.*, **15**, 1674–1690.
- [57] Mass, F.C., D. Ovens, K. Westrick, and B.A. Colle, 2002 : Does increasing horizontal resolution produce more skillful forecast ? *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **83**, 407–430.
- [58] Michelangeli, P.A., R. Vautard, and B. Legras, 1995 : Weather regimes : Recurrence and quasi stationarity, *J. Atmos. Sci.*, **52**, 1237–1256.
- [59] Mitchell T.D., and P.D. Jones, 2005 : An improved method of constructing a database of monthly climate observations and associated high-resolution grids. *Int. J. Clim.*, **25**, 693–712.
- [60] Mlawer, E.J., S.J. Taubman, P.D. Brown, M.J. Iacono, and S.A. Clough, 1997 : Radiative transfer for inhomogeneous atmosphere : RRTM, a validated correlated-k model for the longwave. *J. Geophys. Res.*, **102 (D14)**, 16663–16682.
- [61] Mo, K.C., and M. Ghil, 1988 : Cluster analysis of multiple planetary flow regimes, *J. Geophys. Res.*, **93**, 10927–10951.
- [62] Molteni, F., S. Tibaldi, and T.N. Palmer, 1990 : Regimes in the wintertime circulation over the norther extratropics. I : Observational evidence, *Q. J. Roy. Meteorol. Soc.*, **116**, 31–67.
- [63] Noguer, M., R. Jones, and J. Murphy, 1998 : Sources of systematic errors in the climatology of a regional climate model over Europe. *Clim. Dyn.*, **14**, 691–712.
- [64] Pandžic, K., and T. Likso, 2005 : Eastern Adriatic typical wind field patterns and large-scale atmospheric conditions, *Int. J. Climatol.*, **25**, 81–98.
- [65] Piper, M., and J. Lundquist, 2004 : Surface layer turbulence measurements during a frontal passage. *J. Atmos. Sci.*, **61**, 1768–1780.
- [66] Plaut, G., and E. Simonnet, 2001 : Large scale circulation classification, weather regimes, and local climate over France, the Alps and Western Europe. *Clim. Res.*, **17**, 303–324.
- [67] Plaut, G., E. Schuepbach, and M. Doctor, 2001 : Heavy precipitation events over a few Alpine subregions and the link with large-scale circulation, 1971-1995, *Clim. Res.*, **17**, 285–302.

- [68] Plaut, G., R. Vautard, and E. Simmonet, 2000 : ACCORD project final report. (available at <http://www.cru.uea.ac.uk/cru/projects/accord/>)
- [69] Pope, S.B., 1985 : PDF methods for turbulent reactive flows. *Prog. in Energy and Comb. Science*, **11**, 119–192.
- [70] Pope, S.B., 1993 : On the relationship between stochastic Lagrangian models of turbulence and secondmoment closures. *Phys. Fluids*, **6**, 973–985.
- [71] Pope, S.B., 1994 : Stochastic Lagrangian Models for Turbulence. *Ann. Rev. Fluid Mech.*, **26**, 23–63.
- [72] Pope, S., 2003 : *Turbulent flows*. Cambridge Univ. Press.
- [73] Price, C., L. Stone, B. Rajagopalan, and P. Alpert, 1998 : A possible link between El Niño and precipitation in Israel. *Geophys. Res. Let.*, **25**, 3963–3966.
- [74] Pryor, S.C., J.T. Schoof, and R.J. Barthelmie, 2005 : Empirical downscaling of wind speed probability distributions. *J. Geophys. Res.*, **110**, D19109, doi :10.1029/2005JD005899.
- [75] Qian, J.H., A. Seth, and S. Zebiak, 2003 : Reinitialized versus continuous simulations for regional climate downscaling. *Mon. Wea. Rev.*, **131**, 2857–2874.
- [76] Reale, O., L. Feudale, and B. Turato, 2001 : Evaporative moisture sources during a sequence of floods in the Mediterranean region. *Geophys. Res. Let.*, **28**, 2085–2088.
- [77] Redelsperger, J.L., F. Mahé, and P. Carlotti, 2001 : A simple and general subgrid model suitable both for surface layer and free-stream turbulence. *Bound.-Layer Meteor.*, **101**, 375–408.
- [78] Reisner, J., R.J. Rasmussen, and R.T. Bruintjes, 1998 : Explicit forecasting of supercooled liquid water in winter storms using the MM5 mesoscale model. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **124**, 1071–1107.
- [79] Rimbu, N., G. Lohmann, T. Felis, and J. Pätzold, 2001 : Arctic Oscillation signature in a Red Sea coral, *Geophys. Res. Let.*, **28**, 2959–2962.
- [80] Rodwell, M.J., and B.J. Hoskins, 1996 : Monsoons and the dynamics of deserts. *Q. J. Roy Met. Soc.*, **122**, 1385–1404.

- [81] Rodo, X., 2001 : Reversal of three global atmospheric fields linking changes in SST anomalies in the Pacific, Atlantic and Indian oceans at tropical latitudes and midlatitudes. *Clim. Dyn.*, **18**, 203–217.
- [82] Rodriguez-Fonseca, B., and M. De Castro, 2002 : On the connection between winter anomalous precipitation in the Iberian Peninsula and North West Africa and the summer subtropical Atlantic sea surface temperature. *Geophys. Res. Let.*, **29**, 10.1029/2001GL014421.
- [83] Salameh, T., P. Drobinski, L. Menut, B. Bessagnet, C. Flamant, A. Hodzic, and R. Vautard, 2007 : Aerosol distribution over the western Mediterranean basin during a Tramontane/Mistral event, *Ann. Geophys.*, **11**, 2271–2291.
- [84] Salameh, T., and P. Drobinski, 2008 : North Atlantic/Euro-Mediterranean extreme climatic events and weather regimes : uncertainty assessment using ERA-40 and NCEP reanalyses. *J. Geophys. Res.*, soumis.
- [85] Salameh, T., P. Drobinski, and T. Dubos, 2008a : On nudging time optimization in regional climate modelling : application to the Mediterranean basin, *Q. J. Roy. Meteorol. Soc.*, in revision.
- [86] Salameh, T., P. Drobinski, M. Vrac, and P. Naveau, 2008b : Statistical downscaling of near-surface wind over complex terrain in southern France, *Meteteorol. Atmos. Phys.*, in press.
- [87] Sanchez-Gomez, E., and L. Terray, 2005 : Large-scale atmospheric dynamics and local intense precipitation episodes, *Geophys. Res. Let.*, **32**, L24711, doi :10.1029/2005GL023990.
- [88] Schmidt, H., and U. Schumann, 1989 : Coherent structure of the convective boundary layer derived from large-eddy simulation. *J. Fluid Mech.*, **200**, 511–562.
- [89] Schraff, C.H., 1997 : Mesoscale data assimilation and prediction of low stratus in the Alpine region. *Metorol. Atmos. Phys.*, **64**, 21–50.
- [90] Seth, A., and F. Giorgi, 1998 : The effects of domain choice on summer precipitation simulation and sensitivity in a regional climate model. *J. Clim.*, **11**, 2698–2712.
- [91] Serreze, M.C., 1995 : Climatological aspects of cyclone development and decay in the Artic, *Atmos. Ocean*, **33**, 1–23.

- [92] Simmons, A.J., and J.K. Gibson, 2000 : The ERA40 project plan. ERA40 project report series n°1, ECMWF, Shinfield Park, Reading, U.K., 63 pp.
- [93] Simonnet, E., and G. Plaut, 2001 : Space-time analysis of geopotential height and SLP, intraseasonal oscillations, weather regimes, and local climates over the North Atlantic and Europe. *Clim. Res.*, **17**, 325–342.
- [94] Smith, P., K. Ide, and M. Ghil, 1998 : Multiple regimes in northern hemisphere height fields via mixturemodel clustering, *J. Atmos. Sci.*, **56**, 3704–3723.
- [95] Smith, R.B., 1987 : Aerial observations of the Yugoslavian Bora, *J. Atmos. Sci.*, **44**, 269–297.
- [96] Sultan, B., S. Janicot, and P. Drobinski, 2007 : Characterization of the diurnal cycle of the West African monsoon around the monsoon onset, *J. Clim.*, **20**, 4014–4032.
- [97] Trigo, R.M., I.F. Trigo, C. DaCamara, and T.J. Osborn, 2004 : Climate impact on the European winter blocking episodes from the NCEP/NCAR reanalyses, *Clim. Dyn.*, **23**, 17–28.
- [98] Vautard, R., 1990 : Multiple weather regimes over the North Atlantic : analysis of precursors and successors. *Mon. Wea. Rev.*, **118** 2056–2081.
- [99] Vidard, P.A., F.X. Le Dimet, and A. Piacentini, 2003 : Determination of optimal nudging coefficients. *Tellus*, **55A**, 1–15.
- [100] Von Storch, H., H. Langenberg, and F. Feser, 2000 : A spectral nudging technique for dynamical downscaling purposes. *Mon. Wea. Rev.*, **128**, 3664–3673.
- [101] Vrac, M., K. Hayhoe, and M. Stein, 2007a : Identification and intermodel comparison of seasonal circulation patterns over North America. *Int. J. Clim.*, **27**, 603–620.
- [102] Vrac, M., P. Marbaix, D. Paillard, and P. Naveau, 2007b : Non-linear statistical downscaling of present and LGM precipitation and temperatures over Europe. *Clim. of the Past Disc.*, **3**, 899–933.
- [103] Wilby, R.L., and T.M.L. Wigley, 1997 : Downscaling general circulation model output : A review of methods and limitations. *Progress in Physical Geography*, **21**, 530–548.
- [104] Wilby, R.L., T.M.L. Wigley, D. Conway, P.D. Jones, B.C. Hewitson, J. Main, and D.S. Wilks, 1998 : Statistical downscaling of general circulation model output : A comparison of methods. *Water Resources Research*, **34**, 2995–3008.

- [105] Xoplaki, E., 2002 : Climate variability over the Mediterranean, Ph.D. Thesis, University of Bern, Switzerland.
- [106] Yiou, P., and M. Nogaj, 2004 : Extreme climatic events and weather regimes over the North Atlantic : When and where?, *Geophys. Res. Lett.*, **31**, L07202, doi :10.1029/2003GL019119.
- [107] Žagar, N., M. Žagar, J. Cedilnik, G. Gregorič, and J. Rakovec, 2006 : Validation of mesoscale low-level winds obtained by dynamical downscaling of ERA40 over complex terrain. *Tellus*, **58A**, 445–455.
- [108] Zecchetto, S., and F. De Biasio, 2007 : Sea surface winds over the Mediterranean basin from satellite data (2000-04) : Meso-and local-scale features on annual and seasonal time scales, *J. Appl. Meteorol. Clim.*, **46**, 814–827.