



HAL
open science

Contribution à l'Amélioration de la Fonction de Forçage des Modèles de Circulation Générale Océanique

Laurent Brodeau

► **To cite this version:**

Laurent Brodeau. Contribution à l'Amélioration de la Fonction de Forçage des Modèles de Circulation Générale Océanique. Océan, Atmosphère. Université Joseph-Fourier - Grenoble I, 2007. Français. NNT: . tel-00260841

HAL Id: tel-00260841

<https://theses.hal.science/tel-00260841>

Submitted on 5 Mar 2008

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

présentée par

Laurent BRODEAU

pour obtenir le titre de DOCTEUR
de l'UNIVERSITÉ JOSEPH FOURIER - GRENOBLE 1
(Arrêtés ministériels du 5 juillet 1984 et du 30 mars 1992)

Spécialité : **Sciences de la Terre et de l'Univers**

Contribution à l'Amélioration de la Fonction de Forçage des Modèles de Circulation Générale Océanique

Soutenue le 19 décembre 2007

Composition du jury :

M.	C.	OBLED	Président
M.	J.	ORR	Rapporteur
M.	L.	TERRAY	Rapporteur
M.	B.	BARNIER	Directeur de thèse
Mme	A.M.	TREGUIER	Co-directrice de thèse
M.	T.	PENDUFF	Examineur

Thèse préparée au sein du Laboratoire des Écoulements Géophysiques et Industriels

A la mémoire de mon père.

Remerciements

Ah, les remerciements... Ultime pierre d'un édifice scientifico-littéraire dont l'accouchement est riche en émotions aussi diverses que variées, allant de la panique et du désespoir à une réelle excitation résultant d'une certaine exaltation créatrice.

Ayant pénétré dans le monde de l'océanographie en tant qu'ingénieur, je tiens d'abord à remercier du fond du cœur Bernard et Anne-Marie pour avoir rendu cette thèse "administrativement réalisable" et l'avoir consciencieusement encadrée. Je tiens à souligner l'intarissable enthousiasme scientifique de Bernard, ainsi que son impressionnante culture océanographique, qui furent pour moi, de réelles sources de motivation, d'apprentissage et de développement personnel dans ce domaine. Merci à Anne-Marie pour ses précieux conseils scientifiques, provenant de son large spectre de compétences allant de la physique de l'océan jusqu'aux aspects numériques les plus ingrats.

Je tiens à remercier tous les membres du jury pour leur intérêt quant à mes travaux, leur lecture approfondie de ce manuscrit et les remarques constructives qui en ont découlé. Merci donc à mes deux rapporteurs, James Orr et Laurent Terray ainsi qu'à Thierry Penduff. Merci aussi à Charles Obled pour avoir présidé le jury et avoir contribué, aux cours de mes longues années d'études, à mon éducation hydro/météo.

Merci à Jean-Marc, le pilier de la bonne marche de la modélisation MEOM, pour avoir parfait ma culture numérique et surtout m'avoir appris à piloter la machine NEMO ; je n'oublie naturellement pas ses précieux tuyaux sur les itinéraires de randonnées alpines de type "pas pour les mickeys".

Travailler au sein de l'équipe MEOM a été particulièrement agréable vu l'excellente ambiance qui y règne. Je remercierai d'abord les dits "permanents" pour les échanges aussi bien scientifiques qu'amicaux que j'ai pu avoir avec eux. Merci donc aux "patrons" du gang des assimilateurs, Jacques et Pierre pour les discussions enrichissantes dont ils m'ont fait profiter. Un grand merci à Jean-Michel pour sa grande culture générale et scientifique qui bénéficient à tous les membres de l'équipe et dont j'ai beaucoup profité, et surtout pour avoir contribué activement à la gaieté des déjeuners et des soirées MEOM. Merci à Thierry pour être la preuve vivante que l'on peut être un scientifique de haut niveau et aussi un vrai rockeur ! Merci aussi à Achim pour avoir partagé ses visions constructives de la science avec moi. Je tiens aussi à remercier grandement Josiane pour m'avoir aidé à traiter toutes ces choses atroces auxquelles nous autres scientifiques ne comprenons absolument rien. Une pensée aussi pour les "jeunes permanents" qui ont souvent daigné venir faire pitance au RU avec nous autres et ont ainsi pu partager nos discussions simples et nos blagues graveleuses, merci donc à vous Julien et Emmanuel, je n'oublie naturellement pas tous les fins conseils que vous avez su me délivrer.

Big up à mes deux fameux compagnons du bureau "du bas" pour avoir instauré cette guérilla retranchée de la blague et de la "private joke". Merci à toi Ô Monsieur Broquet pour avoir servi "d'amuseur malgré lui" à toute une équipe et de m'avoir préparé à la souffrance d'une fin de thèse. Merci à toi Fred pour avoir supporté et contrôlé les multiples dérapages des deux psychopathes qui partageaient ton bureau, et bien sûr aussi pour y avoir gaiement participé. Merci aux éléments les plus récents de l'équipe (et pas des moindres), Mélanie, Claire, David et Chafih pour avoir rendu la vie de notre équipe encore plus conviviale et avoir été des acteurs incontournables des repas, de nos folles soirées grenobloises et autres sorties. Mélanie, je te serai

éternellement reconnaissant d'avoir corrigé tant de vilaines fautes de français dans ce tapuscrit. Merci à Gaëlle avec qui j'ai pu partager la souffrance de fin de thèse, de nombreuses bières et quelques très bonnes blagues.

Merci aux "p'tits jeunes qui n'en veulent" du bureau d'en face pour l'ambiance fraîche et blagueuse qu'ils contribuaient à entretenir au rez-de-chaussée, bon courage à vous Albanne, Angélique, Aurélie, Clément et Pierre pour vos thèses. Spécial dédicace à Clément pour avoir initié et soutenu activement le MEOM plage de midi au lac de la Taillat.

Merci à Fred de la repro pour avoir été un voisin fort sympathique et pour toujours avoir fait du travail de pro.

Pour finir je tiens à remercier celle qui m'a donné la vie et qui a toujours été d'un immense soutien moral et affectif, en particulier dans les "bas" de cette aventure, ma mère Clotilde.

Table des matières

Introduction	3
I Forçage d'un modèle océanique	7
1 Forcer l'océan	9
1.1 Forçage et flux	10
1.1.1 Forçage mécanique	10
1.1.2 Forçage thermique	11
1.1.3 Forçage halin ou d'eau douce	12
1.1.4 Définition du forçage atmosphérique	12
1.2 Forcer un modèle d'océan	13
1.2.1 Conditions limites de surface	13
1.2.2 Dépendance des flux aux propriétés de surface	15
1.2.3 Les différentes méthodes de forçage	16
1.2.4 Méthode de forçage choisie	18
1.3 Forçage du modèle de glace	19
1.3.1 Flux à l'interface glace/océan	19
1.3.2 Flux à l'interface glace/atmosphère	20
2 Variables météorologiques nécessaires au forçage	23
2.1 Variables d'état atmosphérique de surface	25
2.1.1 Température de l'air	25
2.1.2 Humidité de l'air	27
2.1.3 Le vent	30
2.2 Flux radiatifs	30
2.2.1 Quelques notions sur les flux radiatifs	31
2.2.2 Mesure des flux radiatifs sur l'océan	32
2.2.3 Paramétrisation des flux radiatifs	34

2.2.4	Les produits radiatifs satellitaires	36
2.3	Flux d'eau douce	37
2.3.1	Précipitations	37
2.3.2	Apports continentaux	40
2.4	Les réanalyses atmosphériques	42
2.4.1	Principe des réanalyses météorologiques	42
2.4.2	La réanalyse ERA-40	43
2.4.3	La réanalyse NCEP/NCAR	43
2.4.4	Remarques sur les réanalyses	44
2.5	Que choisir pour forcer notre modèle ?	44
3	Flux turbulents	47
3.1	La couche limite atmosphérique	49
3.1.1	Définitions	49
3.1.2	Quelques rappels de météorologie	49
3.2	Théorie de la couche limite turbulente	50
3.2.1	Décomposition de Reynolds	51
3.2.2	Hypothèses de couche à flux constant	52
3.2.3	Expression des flux turbulents	53
3.2.4	Fermeture du premier ordre et viscosité turbulente	54
3.3	Aspect énergétique de la CLA	55
3.3.1	Équation de l'énergie cinétique turbulente	55
3.3.2	Auto-similarité de <i>Monin-Obukhov</i>	56
3.4	Les méthodes de mesure des flux turbulents	58
3.4.1	Méthode des corrélations	58
3.4.2	Méthode de dissipation inertielle	59
3.5	Paramétrisation des flux turbulents : les formules <i>bulk</i>	63
3.5.1	Calcul des coefficients de transfert turbulent	64
3.5.2	Formes des fonctions adimensionnelles	66
3.5.3	Ajustement vertical des scalaires atmosphériques	67
3.5.4	Vent neutre à 10m	69
3.5.5	Utilisation de la méthode bulk	69
II	Travail préparatoire	71
4	Étude du forçage bulk	73

4.1	Calcul des coefficients de transfert	74
4.1.1	Élaboration des paramétrisations	75
4.1.2	Fermetures empiriques	75
4.1.3	Historique des principales fermetures/paramétrisations	76
4.1.4	Inter-comparaison des fermetures	79
4.1.5	Inter-comparaison des paramétrisations	83
4.1.6	Mise en pratique du calcul des flux turbulents	90
4.1.7	Ce qu'il faut retenir	92
4.2	Sensibilité des flux bulks aux diverses variables	94
4.2.1	Flux de chaleur sensible contre flux de chaleur latente	94
4.2.2	Sensibilité à la température	95
4.2.3	Sensibilité à l'humidité	96
4.2.4	Sensibilité du flux de chaleur net à la SST et rétroactions	98
5	Préparation et interpolation des champs de données	101
5.1	L'interpolation spatiale	102
5.1.1	Choisir la méthode adaptée	102
5.1.2	Les méthodes retenues	103
5.1.3	Note sur les grandes disparités de résolution spatiale	105
5.1.4	Confrontation des méthodes au cas 1D	105
5.1.5	Confrontation des méthodes au cas 2D	107
5.1.6	Performances numériques	108
5.1.7	Notre choix	109
5.2	Les contaminations côtières et leur traitement	109
5.2.1	L'extrapolateur continental DROWN	109
5.2.2	Phénomène de <i>Gibbs</i>	113
5.2.3	“Bavure” des valeurs continentales	116
6	Outils de calibration et de validation des forçages atmosphériques	119
6.1	L'outil FOTO	120
6.1.1	Principe	121
6.1.2	Aspects pratiques	121
6.1.3	Diagnostics fournis par FOTO	122
6.2	Le modèle basse résolution NEMO-ORCA2	123
6.2.1	La physique du modèle	124
6.2.2	La configuration utilisée	129

III	Élaboration et validation de fonctions de forçage inter-annuelles	133
7	Sensibilité des modèles au forçage atmosphérique	135
7.1	Diagnostics à SST fixée contre simulations à basse résolution	137
7.1.1	Flux de chaleur net	138
7.1.2	Flux d'eau douce	141
7.1.3	Conclusion sur l'utilité des validations à SST fixée	144
7.2	Modèle basse résolution contre modèle haute résolution	144
7.2.1	Mise en œuvre	145
7.2.2	Les simulations DFS3/G70	145
7.2.3	Conclusions sur l'utilité d'ORCA2	151
8	De CORE au DFS4	153
8.1	Résumé	154
	Conclusions et perspectives	197
	Annexes	202
A	Algorithme bulk	205
B	Lettre à "Flux News"	207
	Listes des figures	220
	Listes des tables	225

Introduction

Introduction

Le système climatique terrestre est composé de plusieurs sous-systèmes interagissant entre eux, l’océan et l’atmosphère en sont les principaux protagonistes. L’atmosphère, dans laquelle nous vivons, et que nous considérons, de ce fait, comme l’acteur dominant du climat, ne représente en réalité que la partie visible du gigantesque “iceberg” qu’est la machine climatique terrestre. La partie immergée de cet “iceberg” est, on le sait, l’océan, dont l’inertie et la capacité à emmagasiner ou à libérer de l’énergie surpassent de manière considérable celles de l’atmosphère, cette dernière ne se révélant être que la composante à “réponse rapide” du système global. À titre d’exemple, du fait de la grande capacité calorifique de l’eau, il faudrait fournir environ 30 fois plus d’énergie (par unité de surface) pour réchauffer de 1°C une colonne d’océan de 1 m, que pour faire subir la même augmentation de température à une colonne d’atmosphère de 100 m.

Ainsi, par son rôle intégrateur, l’océan est à la fois le moteur et le régulateur thermique de notre planète, qu’il contribue à rendre habitable en transportant la chaleur emmagasinée sous les tropiques vers les hautes latitudes. L’étude du climat de la terre passe donc inévitablement par la compréhension du fonctionnement de l’océan.

Comme les météorologues le firent en leur temps pour l’atmosphère, les océanographes ont construit des modèles de circulation générale (GCM) de l’océan (on parlera désormais d’OGCM pour l’océan et d’AGCM pour l’atmosphère). La disponibilité de ces deux outils complémentaires a récemment ouvert une nouvelle voie vers la compréhension et la modélisation du climat puisqu’il devient possible, en les couplant (sans oublier de prendre en compte les sous-systèmes climatiques comme la cryosphère et les surfaces terrestres), de créer une sorte de “super modèle planétaire” capable de simuler l’intégralité du système climatique terrestre. Idéalement, un tel modèle est seulement contraint par une condition limite de rayonnement solaire incident au sommet de l’atmosphère. Il devient alors possible de jouer avec certains paramètres, telle la concentration en CO₂ de l’atmosphère (pour ne citer que le plus médiatique), afin d’en étudier l’impact à long terme sur le climat. C’est typiquement ce genre de modèles climatiques qui est utilisé par divers groupes de recherche pour fournir les fameux scénarios de changement climatique des prochaines décennies à des organismes internationaux comme l’IPCC¹.

On conçoit aisément que pour que les estimés de ces modèles couplés soient crédibles, il faut que chacun de leurs sous-modèles qui les composent ait en quelque sorte “fait ses preuves” dans sa discipline respective, ce qui nécessite de complexes phases de calibration et de validation. Un test particulièrement pertinent, pour valider ces modèles visant à prédire le climat de demain (OGCMs et AGCMs confondus), est de vérifier leur capacité à simuler de manière réaliste le climat déjà observé, c’est à dire le climat d’hier et d’aujourd’hui. Les expériences basées sur cette stratégie sont qualifiées de *hindcasts*. C’est au sein de cette problématique que repose l’une des raisons d’exister du projet DRAKKAR² (*The DRAKKAR Group*, 2007), cadre dans lequel cette thèse s’est inscrite.

¹Intergovernmental Panel on Climate Change

²Multi-scale Ocean modelling project : <http://www.ifremer.fr/lpo/drakkar/>

Un des principaux objectifs du projet DRAKKAR, qui regroupe des équipes d'océanographes nationales et internationales est de développer et promouvoir une hiérarchie de modèles globaux couplés océan-glace à haute résolution basés sur le système NEMO³. Le développement et la validation de ces modèles passent par des séries d'expériences *hindcast* au travers desquelles leur sensibilité à divers paramètres est évaluée. Dans notre contexte propre à l'océanographie, ces expériences *hindcast* vont consister à guider le modèle pour qu'il simule le mieux possible l'état de l'océan des cinq dernières décennies. Pour cela, il est nécessaire de lui fournir, comme conditions limites de surface, des flux de quantité de mouvement, de chaleur et d'eau douce, déduits d'un état passé de l'atmosphère. C'est ce que l'on appelle "forcer" le modèle.

Ces dernières années, les capacités numériques des OGCMs se sont améliorées de manière considérable. En effet, l'augmentation de la puissance des super-calculateurs autorise désormais des raffinements en espace et en temps sans précédent. De plus, le perfectionnement constant des paramétrisations physiques, a rendu de plus en plus performante la modélisation des effets induits par certains phénomènes complexes comme la turbulence. Cependant, malgré le niveau de perfectionnement croissant des OGCMs, la manière de les forcer demeure souvent archaïque comparée à la physique résolue en interne par le modèle.

L'étude des flux à l'interface air-mer et du forçage atmosphérique des OGCMs constitue donc l'ossature de ce sujet de thèse. Cette Thématique, souvent délaissée par les océanographes, se situe à mi-chemin entre l'océanographie et la météorologie. Soulignons que ces flux à l'interface air-mer sont d'une importance capitale pour les sciences du climat puisqu'ils établissent les liens entre deux des principaux composants du système climatique terrestre : l'océan et l'atmosphère. Cette problématique des flux concernent donc autant les atmosphériciens qui les utilisent comme conditions limites de leurs AGCMs.

Le travail effectué au cours de cette thèse est axé autour de deux problématiques centrales :

- La première concerne les aspects techniques du forçage d'un OGCM et a nécessité un travail de fond, visant à élucider, comprendre et améliorer diverses notions souvent survolées par les océanographes. Cela ira donc de la confrontation de certaines paramétrisations de calcul de flux couramment utilisées, jusqu'à l'amélioration de l'interpolation des champs de données atmosphériques.
- La majeure partie du travail, quant à elle, répondra aux attentes de la communauté DRAKKAR à disposer de fonctions de forçage les plus pertinentes possibles, pour mener à bien des séries de simulations de l'océan global couvrant les 50 dernières années avec sa hiérarchie de modèles à haute résolution. Pour cela, le choix d'un outil d'étude performant, adapté à la calibration et la validation d'une fonction de forçage atmosphérique donnée, a été fait et est justifié. L'étude comparative des différents champs de variables disponibles ainsi que le travail de calibration et de correction ayant conduit à l'élaboration de deux nouvelles fonctions de forçage DRAKKAR seront détaillés et fourniront la pièce maîtresse de cette thèse.

Ainsi, la **première partie de cette thèse** sera centrée sur le rappel des notions de base concernant les flux de surface et le forçage en général. Après avoir passé en revue les différents types de flux air-mer concernés et leurs implications respectives en tant que conditions limites de surface d'un OGCM, nous nous attacherons à définir la meilleure stratégie pour forcer les modèles DRAKKAR. Pour cela, il nous faudra choisir une méthode particulière, expliciter les différentes paramétrisations qu'elle requiert et recenser les variables atmosphériques nécessaires à sa mise en œuvre. En effet, les mesures de flux étant rares à la surface de l'océan, il est nécessaire d'avoir recours à certaines paramétrisations capables d'estimer ces flux à partir de variables plus couramment mesurées à la surface de l'océan. Il faudra donc nous intéresser à divers aspects concernant ces variables atmosphériques, de leur méthode de mesure à leur mode

³Nucleus for European Modelling of the Ocean : <http://www.lodyc.jussieu.fr/NEMO/>

d'obtention. Cela nous amènera à aborder en détail les différentes méthodes d'estimation des flux turbulents et plus particulièrement les fondements de leur paramétrisation, plus connue sous le nom de "formules *bulk*".

La deuxième partie de ce manuscrit sera dédiée au travail préparatoire d'investigation que j'ai dû fournir. Le recensement et la comparaison des principales formules *bulk* utilisées par la communauté ainsi que l'étude de leur physique, des techniques calculatoires mises en jeu et de certains aspects pratiques et inattendus, seront menés de manière détaillée et feront l'objet du chapitre 4. Une fonction de forçage de qualité n'est d'aucune utilité si les champs de variables atmosphériques dont elle est composée ne sont pas correctement interpolés sur la grille du modèle, c'est pourquoi le chapitre 5 traitera du travail que j'ai mené pour améliorer la qualité de ces champs à fournir au modèle. Avant d'aborder la dernière partie, entièrement consacrée aux résultats, nous présenterons et décrirons, dans le chapitre 6, les outils numériques utilisés pour produire nos résultats.

Enfin, dans la **troisième et dernière partie** nous nous efforcerons, grâce à divers résultats d'expériences sur les flux, de montrer que les diagnostics climatiques de flux ne sont pas toujours fiables pour ce qui est de la préparation et de la validation d'une fonction de forçage, et qu'un modèle basse résolution représente un bien meilleur outil. Cela nous amènera à aborder, sous forme d'un article à soumettre à *Ocean Modelling*, certains des résultats les plus pertinents obtenus au cours de mon travail de thèse, concernant l'élaboration des deux nouvelles fonctions de forçage DRAKKAR : les jeux de données DFS3 et DFS4.

Première partie

Forçage d'un modèle océanique

Chapitre 1

Forcer l'océan

Sommaire

1.1	Forçage et flux	10
1.1.1	Forçage mécanique	10
1.1.2	Forçage thermique	11
1.1.3	Forçage halin ou d'eau douce	12
1.1.4	Définition du forçage atmosphérique	12
1.2	Forcer un modèle d'océan	13
1.2.1	Conditions limites de surface	13
1.2.2	Dépendance des flux aux propriétés de surface	15
1.2.3	Les différentes méthodes de forçage	16
1.2.4	Méthode de forçage choisie	18
1.3	Forçage du modèle de glace	19
1.3.1	Flux à l'interface glace/océan	19
1.3.2	Flux à l'interface glace/atmosphère	20

Introduction

La quasi totalité du comportement dynamique et thermique de l'océan est dictée par l'intermédiaire de sa surface, plus précisément l'interface océan/atmosphère ou océan/glace, suivant le cas. Partout ailleurs les frontières du "domaine océan" sont solides et sont composées de roches voire parfois de glace. L'océan reçoit donc pratiquement toute son énergie par sa surface, sous forme d'énergie cinétique par l'action du vent, et sous forme de chaleur et d'énergie potentielle grâce à divers processus d'échange avec l'atmosphère (chaleur et eau douce) qui seront abordés dans ce chapitre.

Par le terme "forçage de l'océan", nous entendrons *l'ensemble des phénomènes physiques extérieurs à l'océan, qui par leur action sur sa surface, conduisent à modifier son état dynamique, thermique et sa salinité*. Ces phénomènes physiques consistent en l'injection (ou l'extraction) de certaines quantités dans l'océan, on parle de flux de surface. Dans notre contexte, seulement les flux de quantité de mouvement, de chaleur et d'eau douce seront considérés. On parlera alors respectivement de forçage mécanique, thermique et halin.

Il est bon de noter que notre référentiel étant l'océan, tout flux positif dénotera un gain de la quantité concernée pour l'océan et un flux négatif sera donc vu comme une perte. Ainsi notre flux de chaleur net sera de signe opposé à celui utilisé par les météorologues, qui eux, ont l'atmosphère comme référentiel. Un flux de chaleur positif entraînera donc un gain de chaleur pour l'océan.

Dans ce chapitre, nous nous intéresserons d'abord à comprendre la signification physique des trois principaux flux qui constituent notre définition du forçage. En gardant en mémoire que le but de notre travail est de forcer un modèle de circulation générale océanique, nous aborderons par la suite la signification de ces flux en tant que conditions limites des équations primitives régissant la physique de l'océan. Nous aborderons par là même les différentes méthodes utilisées pour forcer les modèles et quelques subtilités concernant la dépendance potentielle de ces flux à l'état de surface qu'ils contribuent à générer. Pour finir nous détaillerons la manière dont le modèle de glace couplé au modèle océanique est forcé et transmet l'information atmosphérique à l'océan.

1.1 Forçage et flux

1.1.1 Forçage mécanique

Mis à part le cas exceptionnel du tremblement de terre, l'océan ne peut échanger de la quantité de mouvement qu'avec l'atmosphère ou avec la glace de mer éventuellement présente à sa surface. L'échange de quantité de mouvement se résume en général à ne considérer que la contrainte tangente à la surface (cisaillement) appliquée par le vent (ou la glace), celle-ci est la tension de vent, notée $\vec{\tau}$. Certains auteurs préconisent cependant de considérer la contrainte normale à la surface résultant des variations de pression. D'autres auteurs vont aussi jusqu'à prendre en compte l'apport de quantité de mouvement dû aux gouttes de pluies lors d'épisodes pluvieux venteux.

Dans notre cas, le forçage mécanique se limitera seulement à la tension de vent $\vec{\tau}$. Celle-ci a l'unité d'une pression et s'exprime en *Pascal* ($\text{Pa} \equiv \text{N}/\text{m}^2 \equiv \text{kg}/\text{s}^2/\text{m}$).

Il est important de souligner que la tension de vent est un flux turbulent, car comme nous le verrons dans le chapitre 3, le transfert vertical de la quantité de mouvement est principalement assuré par l'action des fluctuations verticales turbulentes du champ de vitesse, et non par la diffusion moléculaire.

1.1.2 Forçage thermique

La quasi totalité de la chaleur échangée par l'océan avec l'extérieur l'est par sa surface. Le flux géothermique, provenant de la croûte terrestre, est généralement négligeable bien que sa contribution puisse localement atteindre quelques dixièmes de W/m^2 .

Le flux net de chaleur reçu par l'océan à sa surface provient de la somme des apports radiatifs (flux solaire et flux atmosphérique infrarouge), des échanges turbulents avec l'atmosphère (flux de chaleur latente et sensible) et des échanges de chaleur avec la glace de mer. La création de glace donnant un flux de chaleur positif pour l'océan et la fusion de celle ci un flux négatif.

Comme certains auteurs le préconisent, le flux de chaleur dû aux précipitations (particulièrement sous forme neigeuse), pourrait être considéré, ce qui dans un contexte global comme le nôtre, n'est pas pris en compte au vu des marges d'incertitude dont souffre l'estimation des flux de surface.

Dans les cas "sans glace", le flux de chaleur net Q_{net} se décompose comme étant la somme d'une contribution radiative Q_{rad} et turbulente Q_{turb} :

$$Q_{net} = \overbrace{Q_{sw} + Q_{lw}}^{Q_{rad}} + \overbrace{Q_{sens} + Q_{lat}}^{Q_{turb}} \quad (1.1)$$

Ces flux de chaleur sont exprimés en W/m^2 , ce qui équivaut à une puissance par unité de surface ou encore à une énergie par unité de temps et par unité de surface.

Le flux solaire, Q_{sw} , n'est autre que la fraction du flux solaire incident disponible à la surface de l'océan, c'est à dire avec l'effet de l'albédo pris en compte (chap. 2.2.1). Il est la seule source directe d'énergie pour l'océan (flux géothermique mis à part), les autres composantes positives de flux étant souvent rares et généralement causées par un océan beaucoup plus froid que l'atmosphère. Une autre particularité intéressante de ce flux, est que vu de l'océan, il est la seule composante du flux de chaleur n'étant pas influencée par la température de surface de l'océan. Comme nous le verrons plus tard, il est aussi le seul à être pénétrant, c'est à dire à diffuser l'énergie sur une certaine profondeur.

Le flux infrarouge net, Q_{lw} , est le bilan radiatif infrarouge à la surface, c'est à dire le flux atmosphérique infrarouge descendant effectivement absorbé par l'océan auquel on soustrait le flux infrarouge émis par la surface de l'océan. Ces flux radiatifs seront abordés plus en détail dans le chapitre 2.2

Le flux de chaleur latente Q_{lat} traduit la quantité de chaleur perdue ou gagnée respectivement par évaporation ou condensation. Notons que le phénomène de condensation, bien que très rare, se produit dans le cas où un air très humide se trouve au contact d'une mer plus froide que ce celui-ci. Dans ce cas Q_{lat} est positif. Comme nous le verrons à plusieurs reprises dans cette thèse, Q_{lat} est quasiment toujours négatif et agit comme le principal puits de chaleur pour l'océan. L'enthalpie de vaporisation de l'eau L_{vap} relie directement le flux de chaleur latente à l'évaporation (L_{vap} s'exprimant en J/kg ou J/m^3 suivant l'unité utilisée pour l'évaporation) :

$$Q_{lat} \equiv -L_{vap} E \quad (1.2)$$

Le flux de chaleur sensible Q_{sens} , quant à lui représente la quantité de chaleur perdue ou gagnée par échange turbulent entre l'océan et l'atmosphère. S'il y a du vent, on parle de convection forcée, s'il n'y en a pas on parle de convection libre. Comme la tension de vent, Q_{lat} et Q_{sens} sont des flux turbulents et seront abordés beaucoup plus en détail dans le chapitre 3 qui leur est consacré.

1.1.3 Forçage halin ou d'eau douce

Le terme forçage halin est en lui même une déformation du langage puisque c'est en réalité un flux d'eau douce plutôt qu'un flux de sel dont il est question. L'océan n'échange évidemment pas de sel avec l'atmosphère (si l'on néglige la transformation de certains embruns en aérosols). On a pourtant tendance, en océanographie, à transposer un flux d'eau douce positif ou négatif en un flux de sel respectivement négatif ou positif. On parle alors de flux de sel virtuel.

Dans le cas "sans glace", le flux net d'eau douce s'exprime comme la somme de 3 termes :

$$F_w = -E + P + R \quad (1.3)$$

E est l'évaporation, elle est en générale déduite du flux de chaleur latente par la relation (1.2), P est l'apport d'eau douce par les précipitations et R représente la somme des apports fluviaux et des autres contributions continentales (*runoff* en anglais).

Le flux virtuel de sel peut être relié au flux d'eau douce par la relation suivante :

$$F_s = -\frac{\rho_0}{\rho_s} S F_w \quad (1.4)$$

où ρ_0 et ρ_s sont respectivement la masse volumique de l'eau douce et de l'eau salée. S est la salinité moyenne du volume élémentaire d'eau de mer considéré et n'a pas d'unité puisqu'elle mesure la masse de sel en g contenue dans 1 kg d'eau de mer. La définition de la salinité de l'eau de mer adoptée par les océanographes est le PSS (*Practical Salinity Scale* de 1978, parfois notée PSS-78) elle a été formulée grâce aux propriétés conductrices électriques de l'eau salée et l'unité qui en découle est le PSU (*Practical Salinity Unit*).

1.1.4 Définition du forçage atmosphérique

Pour résumer, les différent flux contribuant au forçage de l'océan sont les suivants :

- le flux solaire Q_{sw}
- le flux infrarouge net Q_{lw}
- le vecteur de tension de vent $\vec{\tau}$
- le flux de chaleur latente i.e l'évaporation $Q_{lat} \equiv -L_{vap}E$
- le flux de chaleur sensible Q_{sens}
- les précipitations P
- les apports d'eau douce continentaux R

Pour faciliter les études à venir, nous regrouperons ces flux en trois familles distinctes illustrées par la figure (1.1). La première que nous désignerons par l'appellation "flux turbulents" comprendra le vecteur de tension de vent, l'évaporation ainsi que les flux de chaleur latente et sensible. La seconde, dite des "flux radiatifs" regroupera le flux solaire et le flux infrarouge net. Enfin la dernière que nous appellerons "flux d'eau douce" inclura les précipitations et les apports d'eau douce continentaux. Certes l'évaporation est un flux d'eau douce, mais elle résulte d'un processus d'échange dû à la turbulence comme nous le verrons dans le chapitre 3.

À ce stade, il paraît important de souligner la contribution majeure des flux turbulents dans le forçage atmosphérique de l'océan, puisque comme l'illustre la figure (1.1), ils sont impliqués à la fois dans le forçage mécanique, thermique et halin.

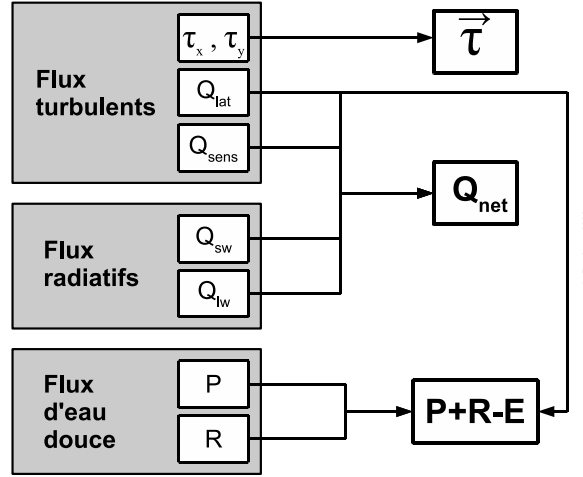


FIG. 1.1: Regroupement et implication des différentes composantes de flux dans les 3 principaux flux de surface conditionnant l'état dynamique et thermohalin de l'océan.

1.2 Forcer un modèle d'océan

1.2.1 Conditions limites de surface

Afin de mieux cerner le rôle des trois principaux flux de surface que nous venons d'aborder, il est temps de s'intéresser à leurs implications respectives en tant que conditions limites de surfaces à fournir au modèle d'océan.

Les modèles de circulation générale océanique doivent résoudre numériquement un système comprenant 4 équations de conservation. On retrouve les 3 équations nécessaires à la description de l'état thermodynamique d'un fluide : l'équation de conservation de la masse ou équation de continuité, l'équation de conservation de la quantité de mouvement et l'équation de conservation de la chaleur. À cela s'ajoute l'équation de conservation de la quantité de sel, propre à l'océan. Notons que le sel, comme la température, est un traceur actif puisqu'il influence la masse volumique du fluide et donc sa dynamique.

Notre océan étant considéré comme un fluide incompressible, l'équation de conservation de la masse se traduit par une divergence du vecteur vitesse nulle en tout point :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{u} = 0 \quad (1.5)$$

Conservation de la quantité de mouvement

La quantité de mouvement d'un volume élémentaire d'eau de mer ∂V se déplaçant à une vitesse \vec{u} , est $\partial q = \rho_s |\vec{u}| \partial V$. La conservation de cette quantité de mouvement mène aux équations de *Navier-Stokes* adaptées au cas d'un fluide géophysique (i.e. en référentiel tournant) stratifié comme l'océan :

$$\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + \vec{u} \cdot \vec{\nabla} \vec{u} + f \vec{k} \times \vec{u} = -\frac{1}{\rho_s} \vec{\nabla} P + A_H \nabla^2 \vec{u} + \frac{\partial}{\partial z} \left(A_V \frac{\partial \vec{u}}{\partial z} \right) \quad (1.6)$$

f est le paramètre de *Coriolis* et P la pression. A_V est une diffusion turbulente verticale (dépendante de la profondeur par sa relation avec l'énergie cinétique turbulente). A_H est la diffusion

turbulente horizontale isopycnale, supposée représenter la diffusion, le long des isopycnes¹ (plus ou moins horizontales en surface) due aux tourbillons méso-échelles (voir *Redi*, 1982, pour plus d'amples détails).

En considérant l'hypothèse de diffusion verticale turbulente (chap. 3.2.4), c'est à dire que le flux vertical d'un scalaire est proportionnel au gradient vertical de la concentration moyenne de ce scalaire modulo une diffusion turbulente A_V , on obtient, pour l'équation de quantité de mouvement, la condition limite de surface suivante :

$$A_V \frac{\partial \vec{u}}{\partial z} \Big|_{z=0} = \frac{\vec{\tau}}{\rho_s} \quad (1.7)$$

où $\vec{\tau}$ est la tension de vent abordée en 1.1.1. Cela revient à appliquer une condition limite de flux, dite de *Neumann*.

Conservation de la chaleur

La quantité de chaleur, ou énergie interne, comprise dans un volume élémentaire d'eau de mer ∂V , s'exprime comme étant proportionnelle à sa température T : $\partial e = \rho_s C_{pw} T \partial V$ où C_{pw} est la chaleur spécifique de l'eau de mer. Son équation de conservation est celle d'un traceur passif, advecté par un écoulement turbulent. Sur les même principes que pour la quantité de mouvement, on peut montrer que l'équation de conservation de la chaleur s'écrit :

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \vec{u} \cdot \vec{\nabla} T = K_H \nabla^2 T + \frac{\partial}{\partial z} \left(K_V \frac{\partial T}{\partial z} \right) + F_{SOL}(z) \quad (1.8)$$

où K_H et K_V sont respectivement les diffusions isopycnales et verticales pour la température. Deux approches sont alors envisageable, la première et la plus physique, est de prendre en compte le fait que la composante solaire Q_{sw} du flux radiatif, contrairement aux autres composantes de flux de chaleur, est pénétrante. C'est à dire que l'énergie apportée par ce flux est répartie verticalement selon une loi diminuant de manière exponentielle avec la profondeur (*Paulson et Simpson*, 1977) et qui dépend donc de la turbidité de l'eau. Dans ce cas le terme $F_{SOL}(z)$ de l'équation (1.8) est non nul et est une source de chaleur dérivée en fonction de Q_{sw} .

La deuxième approche, souvent utilisée par certains modèles grossiers, consiste simplement à considérer le flux solaire comme un flux non pénétrant ($F_{SOL} = 0$), et de l'intégrer au flux net de chaleur.

Dans ce cas, toujours grâce à la loi du gradient, on pose la condition limite de surface pour l'équation de conservation de la chaleur :

$$K_V \frac{\partial T}{\partial z} \Big|_{z=0} = \frac{Q_{net}}{\rho_s C_{pw}} \quad (1.9)$$

où Q_{net} est le flux net de chaleur à l'interface air/mer introduit en 1.1.2.

Dans le cas contraire, il devient nécessaire d'omettre la contribution solaire dans le flux de chaleur servant de condition limite de surface, puisque dans ce cas, l'énergie correspondante est directement injectée dans le fluide. Pour cela on introduit le flux de chaleur "non solaire" Q_{nsol} :

$$K_V \frac{\partial T}{\partial z} \Big|_{z=0} = \frac{Q_{nsol}}{\rho_s C_{pw}} \quad \text{avec} \quad Q_{nsol} = Q_{sens} + Q_{lat} + Q_{lw} \quad (1.10)$$

¹Les isopycnes sont les surfaces définies par une masse volumique constante

Conservation de la masse de sel

La masse de sel comprise dans un volume élémentaire d’eau de mer ∂V , est $\partial m_s = \rho_s S \partial V$ (en g si S est donnée en g/kg). Comme pour l’équation de chaleur, l’équation de conservation du sel est celle d’un traceur et est donnée par :

$$\frac{\partial S}{\partial t} + \vec{u} \cdot \vec{\nabla} S = K_H \nabla^2 S + \frac{\partial}{\partial z} \left(K_V \frac{\partial S}{\partial z} \right) \quad (1.11)$$

La condition limite de salinité a souvent été formulée comme étant un flux de sel à travers l’interface air/mer (*Barnier, 1998*) :

$$K_V \frac{\partial S}{\partial z} \Big|_{z=0} = \frac{F_s}{\rho_s} = -\frac{\rho_0}{\rho_s^2} S F_w \simeq -\frac{1}{\rho_s} S F_w \quad (1.12)$$

où F_s et F_w sont respectivement le flux de sel virtuel et le flux d’eau douce définis par les relations (1.3) et (1.4).

Cette formulation, connue sous l’appellation de condition limite par flux virtuel de salinité, est celle la plus couramment utilisée par les OGCMs à “toit rigide”. Il est cependant bon de noter qu’elle repose sur des approximations et qu’elle ne mène pas à une conservation stricte de la masse totale de sel de l’océan, ce qui peut donc poser des problèmes pour des simulations longues.

Pour les OGCMs dotés d’une condition limite de surface libre comme NEMO (chap. 6.2), le forçage halin s’effectue d’une manière beaucoup plus naturelle, puisqu’un apport ou une perte d’eau douce conduira à une variation du niveau de la mer et donc du volume de la cellule de surface, ce qui induira une modification de la salinité. Les modèles à surface libre conservent donc la masse totale de sel de l’océan de manière exacte (*Roulet et Madec, 2000*) (sauf, naturellement, si un rappel en sel est utilisé).

Une autre approximation, peu physique mais souvent appliquée, est de considérer les apports d’eau douce continentaux (R) comme des flux de surface alors qu’ils sont en réalité répartis sur l’interface mer/continent à des profondeurs variables. On peut dans ce cas envisager l’ajout d’un terme source $F_R(x, y, z)$ dans l’équation (1.11) et de retirer le terme R du flux d’eau douce F_w .

1.2.2 Dépendance des flux aux propriétés de surface

Comme nous en aurons la preuve par la suite, la particularité qu’ont certains flux d’être influencés par l’état de surface qu’ils contribuent à générer, ne se rencontre réellement que pour le flux de chaleur, et d’une manière moins directe, pour la tension de vent. Pour le flux de chaleur, ce sont les composantes turbulentes et infrarouge, qui par leur dépendance complète à la SST, induisent cet effet de rétroaction, puisque c’est ce même flux de chaleur qui contrôle en partie la SST. *Haney (1971)* souligne le fait que les échanges de chaleur air/mer dépendent localement de l’évolution de la SST.

La tension de vent est aussi concernée puisqu’elle modifie le vent relatif (vent “vu” par la surface de l’océan) en mettant les masses d’eau de surface en mouvement, et aura donc aussi tendance à s’auto-influencer. Par ailleurs, la tension de vent influence aussi la rugosité de surface de l’océan qui elle-même agit sur la tension de vent en retour (chap. 4.1).

Bien qu’en réalité la présence de sel puisse influencer l’évaporation, on considère que le flux d’eau douce est épargné par ces phénomènes de rétroaction. En effet, la salinité de surface n’influence ni les précipitations, ni les apports continentaux d’eau douce (*runoff*). L’influence qu’elle a en revanche sur l’évaporation est infime mais existe bien, la plupart des auteurs considèrent, qu’au dessus de l’océan, la pression de vapeur saturante (section 2.1.2) est en moyenne réduite de

2% à l’interface air/mer par la présence de sel. Ce qui a pour effet de diminuer légèrement l’évaporation.

1.2.3 Les différentes méthodes de forçage

Comme nous venons de le voir dans la section 1.2.1, l’approche la plus “physique” pour forcer un modèle de circulation consiste à pouvoir fournir en chaque point de sa surface et pour chaque pas de temps, les valeurs de nos trois flux de surface d’intérêt : la tension de vent $\vec{\tau}$, le flux de chaleur net Q_{net} ainsi que le flux d’eau douce $P + R - E$. Dans la pratique, ce n’est pas toujours la méthode choisie pour forcer les modèles, et il existe par ailleurs diverses approches pour appliquer ces flux en condition limite. Cela nous amène donc à passer en revue les différentes méthodes utilisées pour forcer les modèles d’océan non couplés à un modèle d’atmosphère.

Rappel vers un état de surface observé

Pour contraindre le modèle en surface, certains auteurs se dispensent de l’utilisation de flux de surface et préfèrent directement appliquer un rappel vers des valeurs de surface observées, ce qui s’apparente à des conditions limites de type *Dirichlet* plutôt que de type *Neumann* (*Cox et Bryan, 1984*). Par exemple, une telle approche consistera à contraindre la température de surface du modèle vers une climatologie de SST donnée plutôt que de fournir un flux de chaleur de surface. Le principal avantage de cette méthode, est qu’elle contraint la surface de l’océan vers des valeurs réalistes et limite ainsi les erreurs. Comme le montre par exemple *Killworth et al. (2000)*, elle mène cependant à des flux de surface irréalistes. *Large et al. (1997)* font par ailleurs remarquer que c’est le flux d’eau douce qui pâtit le plus de ce type d’approche. Cette méthode n’est plus beaucoup utilisée, ou seulement pour fermer l’équation de quantité de mouvement, ce qui comme nous l’avons vu en 1.2.2 (et le verrons au chap. 3) est assez contestable du fait de la dépendance non négligeable de cette dernière à l’état cinétique et physique de la surface.

Utilisation de flux observés

Le forçage “en flux”, quant à lui, peut être mis en œuvre de différentes manières, suivant que l’on laisse le modèle influencer ou pas les flux par l’état de surface qu’il vient de calculer. Ainsi, on peut choisir de forcer le modèle avec un flux de chaleur observé ou avec un flux prenant en compte la SST générée par le modèle. La première approche est peu utilisée et est à bannir des longues expériences globales. Elle n’autorise aucune rétroaction négative de la SST sur les flux, ce qui a pour cause de conduire rapidement à des températures de surface irréalistes (*Rosati et Miyakoda, 1988*). Par exemple un excès d’apport de chaleur (Q_{net}) entraînera une augmentation de la SST, dans un système couplé cela aurait pour effet d’augmenter les pertes de chaleur turbulentes et radiative, ce qui tendrait à corriger la SST au lieu de la laisser dériver vers des valeurs aberrantes.

Forçage mixte

Basée sur une approche introduite par *Haney (1971)*, *Barnier et al. (1995)* ont proposé de remédier aux dérives de la méthode du forçage avec flux observé en y ajoutant un terme de correction de flux dépendant de l’écart entre la SST du modèle et la SST observée. Cela revient en quelque sorte à combiner les 2 méthodes vues précédemment.

Ainsi le flux net de chaleur reçu par l’océan est contrôlé par un terme correctif proportionnel à l’erreur de SST :

$$Q_{net}(T_s) = Q_{net}(T_s^{OBS}) + \left. \frac{\partial Q_{net}}{\partial T} \right|_{T=T_s^{OBS}} (T_s^{OBS} - T_s) \quad (1.13)$$

où T_s est la SST pronostiquée par le modèle et T_s^{OBS} est la SST observée.

Le terme de correction est présent pour empêcher la SST de dériver et de trop s’éloigner des valeurs observées, comme c’est le cas pour le forçage en flux observés vu précédemment. La sensibilité du flux net à la SST ($\partial Q_{net}/\partial T$) doit être connue, pour ce faire, *Barnier et al.* (1995) calculèrent une expression analytique de cette sensibilité, en se basant sur un développement de *Taylor* à l’ordre 1 des formules *bulk*. Ils ont alors pu fournir un estimé climatologique de ce terme, déduit des variables atmosphériques de surface issues d’une réanalyse de l’ECMWF. Cette méthode a été très largement utilisée en modélisation jusqu’à récemment, où la méthode *bulk* décrite ci-après tend à la remplacer.

Méthode *bulk* générale

Bien que la méthode *bulk* proprement dite se réfère généralement à une approche d’estimation des flux turbulents (formules *bulk*) discutée dans le chapitre 3.5, le terme *bulk*, de manière plus générale, peut simplement dénoter une méthode de forçage consistant à utiliser pleinement la température de surface calculée par le modèle (T_s) lors de l’estimation des flux de surface (*Large et al.*, 1997).

L’approche *bulk* nous paraît la plus cohérente, puisqu’elle est la plus physique. On peut par ailleurs noter que la méthode précédente (mixte) est indirectement basée sur les formules bulks puisque les climatologies de flux à utiliser sont en général estimées par ces mêmes formules (à partir des variables météorologiques de surface), et que le terme de correction en est un développement au premier ordre. La méthode *bulk* est de plus très largement utilisée par la communauté des modélisateurs, que ce soit pour les modèles océaniques ou atmosphériques. Un de ses avantages est qu’elle laisse au modèle un degré de liberté supplémentaire quant à l’évolution de ses propriétés de surface. Comme la méthode mixte, elle tend à corriger les grands écarts de SST par le phénomène de rétroaction discuté en 1.2.2, mais sans toutefois nécessiter une SST observée ni la connaissance du terme de sensibilité à la SST. Ceci pourrait aussi être vu comme un défaut, puisque la SST est l’une des variables la mieux connue à la surface de l’océan et qu’elle ne rentre pas directement en jeu dans la méthode *bulk* (les variables d’état atmosphérique de surface que nous utiliserons pour paramétriser les flux turbulents sont issues de réanalyses qui utilisent la SST observée comme condition limite de surface, dans ce cas, l’influence de cette SST est indirecte mais existe bien).

Bien que la rétroaction de la SST sur les flux soit prise en compte, on peut aussi déplorer l’absence de réactivité de l’atmosphère. En effet, comme nous le verrons dans le chapitre 4, qui est entièrement dédié aux aspects pratiques du forçage *bulk*, l’usage des formules *bulk* pour le calcul des flux de chaleur turbulents simule une atmosphère dont la capacité thermique et la capacité à stocker l’humidité est infinie. Ce qui mène à un paradoxe, puisque dans la nature, c’est l’océan qui a une énorme capacité de stockage comparée à l’atmosphère.

Notons que le phénomène de rétroaction par le flux de chaleur propre à la méthode *bulk* sera étudié analytiquement au chapitre 4.2.4.

1.2.4 Méthode de forçage choisie

La méthode *bulk* au sens large, introduite en 1.2.3, est choisie pour forcer les simulations DRAK-KAR et est calquée sur l'approche préconisée par *Large et Yeager* (2004) concernant le jeu de forçage CORE² (Common Ocean-ice Reference Experiments) dont voici les détails.

Forçage thermique

Les flux turbulents de chaleur (Q_{sens} et Q_{lat}) sont calculés grâce aux formules *bulk* aérodynamiques. La physique et la théorie sur laquelle sont basées ces formules (qui servent aussi au calcul de $\vec{\tau}$ et de E) seront étudiées en détail dans le chapitre 3. Les différents types de paramétrisations envisageables ainsi que les aspects pratiques concernant leur utilisation seront abordés dans le chapitre 4.

Dans notre approche de forçage, l'expression du flux de chaleur net calculé pour une SST donnée T_S , un état atmosphérique $\mathbf{X}_A = (\theta_{air}, q_{air}, \Delta\vec{U}_{10})$ et une radiation incidente $\mathbf{X}_R = (rad_{sw}, rad_{lw})$, s'écrit :

$$Q_{net}(T_S, \mathbf{X}_A, \mathbf{X}_R) = Q_{sw}(rad_{sw}) + Q_{lw}(T_S, rad_{lw}) + Q_{lat}(T_S, \mathbf{X}_A) + Q_{sens}(T_S, \mathbf{X}_A) \quad (1.14)$$

θ_{air} est la température potentielle de l'air, q_{air} est son humidité spécifique, $\Delta\vec{U}_{10}$ est le vent relatif à 10 m, c'est à dire le vecteur vent à 10 m auquel le vecteur vitesse du courant de surface est retranché ($\Delta\vec{U}_{10} = \vec{U}_{10} - \vec{u}_0$). Signalons que les subtilités concernant la température et l'humidité de l'air seront discutées au chapitre 2.1).

Pour notre état atmosphérique donné, et une SST de T_S , les deux composantes turbulentes du flux de chaleur sont données par les formules *bulk* aérodynamiques suivantes :

$$\begin{aligned} Q_{sens} &= \rho_a(\theta_{air}, q_{air}, P) C_H(T_S, \mathbf{X}_A) C_p |\Delta\vec{U}_{10}| [\theta_{air} - T_S] \\ Q_{lat} &= \rho_a(\theta_{air}, q_{air}, P) C_E(T_S, \mathbf{X}_A) L_v |\Delta\vec{U}_{10}| [q_{air} - q_{sat}(T_S)] \end{aligned} \quad (1.15)$$

ρ_a est la masse volumique de l'air, P la pression atmosphérique au niveau de la mer, L_v est chaleur latente de vaporisation de l'eau (2.26×10^6 J/kg), C_p la chaleur spécifique de l'air (~ 1000 J/kg/K) et q_{sat} l'humidité spécifique à saturation. C_H et C_E sont les coefficients de transfert *bulk* (chap. 3.5.1).

En ce qui concerne l'estimation des flux radiatifs (Q_{sw} et Q_{lw}), les différentes paramétrisations utilisant nombre de variables atmosphériques (chap. 2.2) sont abandonnées au profit de l'utilisation directe de produits satellites reconstruits, voire de sorties de modèles atmosphériques ou de réanalyses. On utilise donc en données d'entrée seulement les composantes incidentes du flux solaire et infrarouge disponibles au niveau de la mer, rad_{sw} et rad_{lw} .

Les contributions radiatives du flux net fournies au modèle sont les suivantes :

$$Q_{sw} = (1 - \alpha) rad_{sw} \quad (1.16)$$

$$Q_{lw} = rad_{lw} - \sigma T_s^4 \quad (1.17)$$

α est l'albédo de surface de l'océan (~ 0.066) (chap. 2.2.1), $-\sigma T_s^4$ est le flux infrarouge émis par la surface où σ est la constante de *Stefan-Boltzmann* (5.67×10^{-8}). Les démarches et approximations amenant à ces deux expressions sont détaillées dans le chapitre 2.2.1. Il est bon de rappeler que dans le modèle NEMO que nous utiliserons, le flux solaire Q_{sw} est appliqué de façon pénétrante.

²<http://data1.gfdl.noaa.gov/nomads/forms/mom4/CORE.html>

Forçage dynamique

Comme pour les flux de chaleur turbulents, les formules *bulk* aérodynamiques (chap. 3.5) sont utilisées pour calculer la tension de vent à partir du vent, de la SST et des scalaires atmosphériques :

$$\vec{\tau} = \rho_a(\theta_{air}, q_{air}, P) C_D(T_s, \mathbf{X}_A) |\Delta\vec{U}_{10}| \Delta\vec{U}_{10} \quad (1.18)$$

C_D est le coefficient de traînée (chap. 3.5.1).

1.3 Forçage du modèle de glace

Il est primordial, dans le contexte de la modélisation globale de l’océan, de prendre en compte la couverture de glace aux hautes latitudes. C’est pourquoi, tous les OGCMs évolués sont couplés à un modèle de glace. L’avantage est de pouvoir laisser un total degré de liberté au système mer/glace, en agissant seulement sur le forçage atmosphérique. Certains modèles de glace “trop évolués” peuvent cependant avoir tendance à alourdir de façon conséquente le rendement du modèle en terme de calcul. Dans notre cas, le modèle NEMO (chap. 6.2) est couplé au modèle de glace LIM³ (*Fichefet et Maqueda, 1997*).

Dans une telle configuration, c’est naturellement le modèle de glace qui fournit les conditions limites de surface à l’océan à l’interface mer/glace. Il est cependant nécessaire de fournir des conditions limites de surface au modèle de glace, plus précisément à l’interface glace/atmosphère. Comme pour l’océan, diverses méthodes de forçage sont envisageables. On se limitera ici à décrire la méthode de type “*bulk*”. L’approche est très similaire à celle choisie pour l’océan, la SST est remplacée par la température de surface de la glace “IST”. S’ajoute à ces flux, les flux de chaleurs (et de sel) provenant des changement d’état de l’eau (de solide à liquide et inversement).

Dans le cas où aucun modèle de glace n’est disponible, il est toutefois possible d’utiliser des climatologies de glace de mer (comme celles distribuées par le National Snow and Ice Data Center : <http://nsidc.org/>). Le calcul des flux glace/mer devient alors plus approximatif puisque contrairement à la répartition spatiale de la glace, aucune climatologie sérieuse ne renseigne sur son épaisseur.

1.3.1 Flux à l’interface glace/océan

A l’interface eau/glace, les flux de chaleur et d’eau douce sont intimement liés, en effet, l’océan gagne de la chaleur et du sel quand la glace est en formation et est refroidi et dilué dans le cas contraire. Ainsi les flux de chaleur et d’eau douce à l’interface glace/mer (respectivement Q_{io} et F_{io}) peuvent s’exprimer comme suit :

$$Q_{io} = Q_M + Q_F + Q_B + Q_{PS} \quad (1.19)$$

$$F_{io} = F_M + F_F + F_B \quad (1.20)$$

Q_M et F_M sont les flux de chaleur et d’eau douce associés à la fusion de la glace (ou neige), ils sont respectivement négatifs et positifs puisque c’est une perte de chaleur et un gain d’eau douce pour l’océan.

Q_{PS} est le flux solaire disponible pour l’océan, il est généralement négligeable selon l’épaisseur de glace (absorption) et la présence de neige (fort albédo) en surface. Même dans le cas d’une fine couverture de glace transparente, il est raisonnable (vu les incertitudes accumulées pour

³Louvain-la-Neuve sea-Ice Model

l'estimation de ces flux) de négliger ce terme, l'incidence solaire étant de plus faible dans les latitudes impliquées.

Q_F est le flux de chaleur dû à la formation du frasil, (création de petits grains de glace en suspensions dans l'eau durant l'étape initiale de formation de la glace, par grand froid lorsque l'eau est en contact direct avec l'air). Q_F est donc positif puisque l'on crée de la glace, le flux d'eau douce est par là même négatif.

Q_B et F_B sont les flux de chaleur et d'eau douce associés à la formation de glace dite basale (base de la couche de glace), en opposition à la glace formée en surface par les apports dus aux précipitations. Il est intéressant de noter, que Q_B est souvent proche de zéro car le refroidissement basal est compensé par la chaleur latente de fusion.

Pour ce qui est de l'apport de quantité de mouvement, il est supposé que la tension de vent s'exerçant sur la glace est transmise intégralement à l'océan :

$$\vec{\tau}_{io} = \vec{\tau}_{ai} \quad (1.21)$$

1.3.2 Flux à l'interface glace/atmosphère

Flux turbulents

On retrouve l'utilisation de formules *bulk* aérodynamiques. Ainsi la tension exercée par le vent sur la glace est donnée par :

$$\vec{\tau}_{ai} = \rho_a C_D^* |\Delta\vec{U}_{10}| \Delta\vec{U}_{10} \quad (1.22)$$

où $|\Delta\vec{U}_{10}|$ utilise la vitesse de dérive de la glace. L'évaporation (flux de chaleur latente) est remplacée par la sublimation. Les modèles de glace ne sont en effet pas encore assez évolués pour pouvoir représenter l'impact de la présence éventuelle d'eau liquide (flaques) à la surface de la glace et donc prendre en compte une quelconque évaporation. La présence de glace modifie aussi l'humidité spécifique à saturation de surface, $q_{sat}^*(IST)$. On utilise la formule de *Goff* propre à ce cas, donnée au chapitre 2.1.2 par l'équation (2.6) et la relation reliant e à q (2.8). Les flux turbulents liés à la sublimation de la glace ou de la neige s'écrivent donc comme suit :

$$E^* = \rho_a C_E^* |\Delta\vec{U}_{10}| [q_{air} - q_{sat}^*(T_s)] \quad (1.23)$$

$$Q_{lat}^* = L_s E \quad (1.24)$$

Où $L_s \simeq 2,839 \times 10^6$ est la chaleur latente de sublimation. Pour ce qui est du flux de chaleur sensible, on retrouve la même expression que dans le cas air/mer :

$$Q_{sens}^* = \rho_a C_H^* C_p |\Delta\vec{U}_{10}| [\theta_{air} - T_s] \quad (1.25)$$

Contrairement à la surface de l'océan, les trois coefficients de transfert sont pris égaux et constants dans le cas d'une atmosphère neutre (chap. 3.5.1), *Large et Yeager* (2004) proposent :

$$C_D^{N*} = C_E^{N*} = C_H^{N*} = 1,163 \times 10^{-3} \quad (1.26)$$

C'est une simplification qui considère la glace de mer comme étant une surface lisse, ces coefficients dépendent en réalité de l'état de surface de la glace et sont probablement plus grands dans le cas d'une banquise "rugueuse".

Flux radiatifs

La part du rayonnement solaire effectivement absorbé par la glace s'avère beaucoup plus complexe à évaluer que dans le cas de l'océan (2.2), et ce, du fait des nombreux facteurs influant

sur l'albédo (incidence solaire, âge de la glace de surface, présence et type de neige, couverture nuageuse et état thermodynamique de la glace). Nous ne rentrerons donc pas dans les détails de l'estimation de l'albédo de la glace qui est généralement traité par le modèle de glace, auquel seulement les flux radiatifs incidents sont fournis. Le lecteur peut se reporter à l'article de *Shine et Henderson-Sellers* (1985) décrivant la paramétrisation utilisée par le code NEMO.

Le rayonnement solaire est couramment décomposé en 4 composantes définies pour 4 gammes distinctes de longueurs d'onde :

- V_{dr} pour "visible direct"
- V_{df} pour "visible diffus"
- N_{dr} pour "proche infrarouge direct"
- N_{df} pour "proche infrarouge diffus"

Le visible se situe entre $0.3\mu\text{m}$ et $0.7\mu\text{m}$ et le "proche infrarouge" entre $0.7\mu\text{m}$ et $3\mu\text{m}$ (l'infrarouge commençant à $3\mu\text{m}$). Le modèle de glace doit fournir les 4 albédos correspondant au type n de glace de surface : $\alpha_{V_{dr}}^n$, $\alpha_{V_{df}}^n$, $\alpha_{N_{dr}}^n$ et $\alpha_{N_{df}}^n$. Il est alors possible d'obtenir une estimée de la part du flux solaire absorbé par la glace :

$$Q_{sw}^{n*} = rad_{sw} \left[0.29(1 - \alpha_{V_{dr}}^n) + 0.32(1 - \alpha_{V_{df}}^n) + 0.24(1 - \alpha_{N_{dr}}^n) + 0.16(1 - \alpha_{N_{df}}^n) \right] \quad (1.27)$$

L'expression du flux infrarouge net reçu par la glace est plus simple :

$$Q_{lw}^* = \varepsilon_i (rad_{lw} - \sigma T_s^4) \quad (1.28)$$

où ε_i est l'émissivité efficace (chap. 2.2.1) de la glace ou de la neige.

Chapitre 2

Variables météorologiques nécessaires au forçage

Sommaire

2.1	Variables d'état atmosphérique de surface	25
2.1.1	Température de l'air	25
2.1.2	Humidité de l'air	27
2.1.3	Le vent	30
2.2	Flux radiatifs	30
2.2.1	Quelques notions sur les flux radiatifs	31
2.2.2	Mesure des flux radiatifs sur l'océan	32
2.2.3	Paramétrisation des flux radiatifs	34
2.2.4	Les produits radiatifs satellitaires	36
2.3	Flux d'eau douce	37
2.3.1	Précipitations	37
2.3.2	Apports continentaux	40
2.4	Les réanalyses atmosphériques	42
2.4.1	Principe des réanalyses météorologiques	42
2.4.2	La réanalyse ERA-40	43
2.4.3	La réanalyse NCEP/NCAR	43
2.4.4	Remarques sur les réanalyses	44
2.5	Que choisir pour forcer notre modèle ?	44

Introduction

Le milieu marin, étant par nature hostile à l’homme ainsi qu’à tout type d’instrumentation se trouvant à sa surface, les séries de mesures y sont beaucoup plus rares et éparses que sur la terre ferme. Un des défauts de ces séries est aussi de se concentrer sur les routes de navigation les plus utilisées. Cependant, depuis l’avènement des mesures satellites, une nouvelle porte s’est ouverte pour l’océanographie, autorisant une couverture quasi totale des mers du globe. Pour autant, les mesures *in-situ* ne perdent pas de leur importance, bien au contraire même, puisqu’elles jouent un rôle essentiel dans la calibration et l’échantillonnage des mesures satellite.

Par l’approche de forçage *bulk* que nous allons utiliser, les champs de variables impliqués et nécessaires à l’estimation des trois principaux flux de surface sont au nombre de sept. On peut regrouper ces variables en trois groupes distincts. Le premier, que nous qualifierons par la suite de “variables d’état atmosphérique de surface” (notées VEAS), regroupe la température de l’air, l’humidité spécifique et le vent. Chacune de ces variables est impliquée dans l’estimation des 3 flux turbulents (τ , Q_{lat} et Q_{sens}) (fig. 2.1).

Le deuxième groupe que nous appellerons “produit radiatif” rassemble le flux solaire incident et le flux infrarouge incident. Tous deux sont nécessaires à l’estimation des flux radiatifs de chaleur (Q_{sw} et Q_{lw}). Le troisième et dernier groupe, celui des “apports d’eau douce”, est composé des précipitations P et des apports continentaux d’eau douce R .

Variable	Notation	Implication
Température de l’air (10m ou 2m)	θ_{air}	$Q_{net}, \vec{\tau}, F_w$
Humidité spec. de l’air (10m ou 2m)	q_{air}	$Q_{net}, \vec{\tau}, F_w$
Vecteur vent (10m)	\vec{U}_{10}	$Q_{net}, \vec{\tau}, F_w$
Flux solaire incident	rad_{sw}	Q_{net}
Flux atmosphérique infrarouge	rad_{lw}	Q_{net}
Précipitation nette	P	F_w
Apports continentaux d’eau douce	R	F_w

TAB. 2.1: Recensement des variables météorologiques nécessaires au forçage *bulk* ainsi que leurs implications dans le calcul des flux de surface. Il est important de noter que le groupe des VEAS est impliqué dans l’estimation chacun de ces flux.

Dans ce chapitre, en nous intéressant successivement à chacun des trois groupes de variables précités, nous allons nous efforcer de comprendre la signification physique de chaque variable qui le compose en rappelant certaines notions météorologiques moins familières aux océanographes qu’aux physiciens de l’atmosphère. Pour chacune d’entre elles nous passerons en revue les méthodes les plus couramment utilisées pour les mesurer et les estimer sur la surface de l’océan. Par la même occasion, nous aborderons les incertitudes dont elles sont victimes selon leur mode de mesure. Nous en profiterons, le cas échéant, pour présenter les principaux produits fournissant des climatologies globales de ces variables. Cela nous amènera inévitablement à nous intéresser au réanalyses atmosphériques qui fourniront la plupart des champs de variables des différentes fonctions de forçage utilisées par DRAKKAR. Pour terminer, nous justifierons notre choix quant aux types de produits choisis pour composer ces fonctions de forçage.

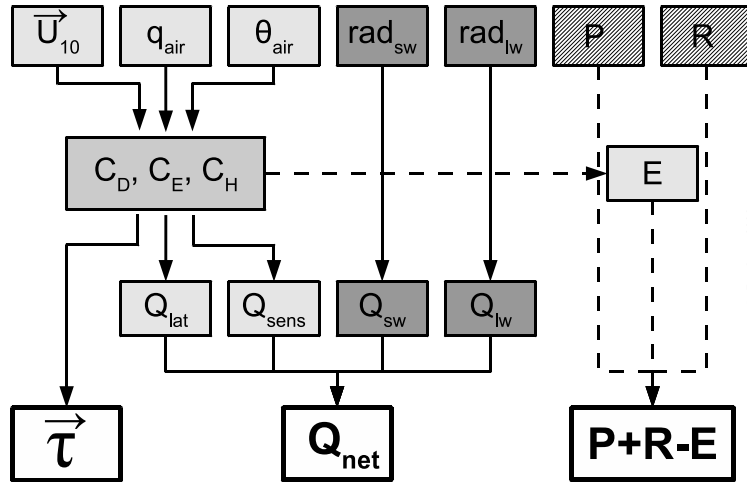


FIG. 2.1: Implication des variables dans l'estimation des 3 principaux flux de surface.

2.1 Variables d'état atmosphérique de surface

2.1.1 Température de l'air

Notion de température

La température de l'air est l'une des variables de notre environnement la plus communément mesurée et mentionnée. En météorologie on utilise cependant plus fréquemment la température potentielle θ .

Température potentielle θ :

La température potentielle $\theta(z)$ d'une parcelle de fluide se trouvant à une altitude z et à une température de $T(z)$ est la température qu'aurait cette parcelle si elle était ramenée de manière adiabatique au niveau de référence z_0 . En général, étant ramenée à un niveau plus bas, elle subit une compression adiabatique et devient donc plus chaude ($\theta(z) > T(z)$), ce qui n'est plus forcément le cas lors d'épisodes stables d'inversion de température.

$$\theta(z) = T(z) \left(\frac{P_0}{P(z)} \right)^{R_d/C_p} \quad (2.1)$$

P_0 et $P(z)$ sont respectivement la pression atmosphérique au niveau de référence z_0 et la pression à l'altitude z . À ce stade, il paraît important de souligner que l'unité que nous utiliserons pour la pression et les contraintes comme la tension de vent, est le *Pascal* : $\text{Pa} \equiv \text{N/m}^2 \equiv \text{kg/s}^2/\text{m}$. $R_d \simeq 287 \text{ J/K/kg}$ est la constante du gaz parfait pour l'air sec, $C_p \simeq 1005 \text{ J/K/kg}$ est la chaleur spécifique de l'air à pression constante.

Température virtuelle θ_v :

La température virtuelle $\theta_v(z)$ est la température à laquelle une parcelle d'air sec devrait être portée pour atteindre la même masse volumique qu'une parcelle d'air d'humidité spécifique $q(z)$ (section 2.1.2) et de température $\theta(z)$. Puisque l'air humide est moins dense que l'air sec (eq. 2.2), il faut donc augmenter la température de notre air sec pour parvenir à une masse volumique

équivalente. La température virtuelle est donc toujours supérieure à la température ambiante (ou égale dans le cas d'un air complètement sec). Ainsi, on a :

$$\theta_v(z) = \theta(z) \left(1 + \frac{1-\varepsilon}{\varepsilon} q(z) \right) \quad \text{avec} \quad \frac{1-\varepsilon}{\varepsilon} \simeq 0.608$$

où ε est le rapport des masses molaires de la vapeur d'eau et de l'air sec :

$$\varepsilon = \frac{M_{vap}}{M_{air}} \simeq \frac{18}{28.94} = 0.622 \quad (2.2)$$

La masse molaire de l'eau étant de 18 g/mol et celle de l'air étant d'environ 29 g/mol. Cela permet de souligner en passant que la vapeur d'eau est un gaz moins dense que l'air.

Mesures et incertitudes sur l'océan

La température de l'air à la surface de l'océan n'est pas une variable facile à mesurer correctement. L'environnement marin nuit en effet à la précision des mesures en rendant certains biais inévitables, tel le réchauffement des sondes et autres thermomètres par exposition aux radiations, ou au contraire, un refroidissement dû à leur humidification par les embruns. Ce qui fait que le type d'appareillage utilisé, nécessitant diverses protection contre ces gênes, est différent de celui utilisé sur la terre ferme.

Les données disponibles de température de l'air sur l'océan sont séparées en 3 catégories. La première qui regroupe la majeure partie des données historiquement collectées est issue des navires marchands. On estime que ces données, issues des VOS¹, sont biaisées vers le haut, probablement de quelques dixièmes de degrés en moyenne jusqu'à quelques degrés dans certains cas. Les données nocturnes sont cependant considérées comme étant moins biaisées du fait de l'absence de rayonnement solaire. Les instruments de mesures utilisés sur ces navires sont en général des thermomètres classiques et autres sondes de type thermistor. *Kent et al.* (1999) détaillent les différentes sources d'erreurs dont ce type de données est victime. De manière globale, on peut dire que l'erreur moyenne qui en résulte est typiquement de l'ordre de 1°C.

Les mesures dites de "haute qualité" proviennent de bouées, de plateformes et de navires de recherche, elles sont beaucoup moins répandues, mais atteignent un faible niveau d'incertitude du fait de l'utilisation d'appareillages plus précis et plus adéquats aux mesures de haute mer. Les instruments sont en général des psychromètres ventilés (servant à la fois à la mesure de la température et de l'humidité), des thermomètres à résistance de platine et autres thermistors de haute précision, la précision obtenue dans ce cas est de l'ordre de 0.25°C à 0.1°C (*Hosom et al.*, 1995).

La troisième catégorie de données provient des diverses estimations dérivées des mesures satellites (SSM/I). L'obtention de la température issue de ce type de mesures est loin d'être directe et nécessite l'application de méthodes plus ou moins précises (*Liu*, 1988; *Konda et al.*, 1996). Ces méthodes consistent en général à déduire la température de l'air grâce à la SST et à l'humidité spécifique estimées. Les champs de température qui en découlent ne sont pas considérés comme assez précis pour déduire des flux mais sont plutôt utilisés à des fins d'étude des variations spatiales et temporelles de la température sur l'océan.

Impact sur les flux

Heureusement l'incertitude sur ces températures n'a de répercussion importante que sur le flux de chaleur sensible, qui comme nous le verrons dans le chapitre (4.2.1) n'a seulement qu'une

¹Voluntary Observing Ship Project (<http://www.vos.noaa.gov/>)

faible contribution dans le flux de chaleur net (excepté aux hautes latitudes).

Notons qu'une surestimation systématique de la température de surface conduit à une sous-estimation globale du flux de chaleur sensible et des coefficients de transfert (en considérant que l'océan est en moyenne plus chaud que l'air qui est à son contact, ce qui s'avère être le cas).

2.1.2 Humidité de l'air

Notion d'humidité

L'humidité de l'air est une variable de première importance pour ce qui est du forçage des modèles océaniques puisqu'elle conditionne le flux de chaleur latente (associé à l'évaporation) et influence donc ainsi le puits de chaleur le plus important pour l'océan. Telle la salinité pour l'océan, elle joue un rôle de facteur "compliquant" par son influence non négligeable sur la masse volumique de l'air et donc sur la stabilité de la colonne d'air. Elle ne peut donc pas être considérée comme un traceur dynamiquement passif. L'humidité est couramment exprimée de plusieurs manières, ce qui peut parfois prêter à confusion. C'est pourquoi nous allons prendre soin de redéfinir clairement les cinq manières les plus courantes de l'exprimer.

Pression de vapeur e :

La pression de vapeur, e , s'exprime comme la pression partielle de la vapeur d'eau dans l'air. C'est la contribution de la vapeur d'eau à la pression totale. Elle possède donc l'unité d'une pression, le *Pascal*. Pour une température donnée, l'air ne peut pas contenir plus de vapeur d'eau qu'une valeur limite, appelée saturation. Si l'on exprime cette saturation en pression de vapeur, on parle de pression de vapeur saturante. C'est à ce stade qu'apparaît la condensation ou point de rosée. Cette pression de vapeur saturante e_{sat} ne dépend que de la température de l'air :

$$e_{sat} = e_{sat}(T_{air}) \quad [\text{Pa}] \quad (2.3)$$

Plusieurs formules empiriques destinées à estimer la pression de vapeur saturante en fonction de la température ambiante existent. Celle que nous utilisons, connue sous l'appellation de formule de *Goff-Gratch* (*Goff*, 1957), est recommandée par la WMO (organisation mondiale de météorologie) :

$$e_{sat}(T) = 10^{(\alpha(T) - \beta(T) + \gamma(T) + \delta(T) + 2.78614)}$$

avec :

$$\alpha(T) = 10.79574(1 - 273.16/T) \quad (2.4)$$

$$\beta(T) = 5.028 \log_{10}(T/273.16)$$

$$\gamma(T) = 1.50475 \cdot 10^{-4} (1 - 10^{-8.2969(T/273.16-1)})$$

$$\delta(T) = 0.42873 \cdot 10^{-3} (10^{4.76955(1-273.16/T)} - 1)$$

D'autres formules, bien que moins précises, ont l'avantage d'être plus simples, comme celle de *Tetens* :

$$e_{sat}(T) = 0.6108 \exp\left[\frac{17.27 T}{T + 237.3}\right] \quad (2.5)$$

Dans le cas de présence de glace, ce qui peut être le cas à la surface de l'océan, la teneur en eau à saturation est légèrement modifiée à la baisse, certaines molécules d'eau se faisant "piéger" par la glace. Dans ce cas, la formule de *Goff* donne :

$$e_{sat}^*(T) = 10^{(\alpha^*(T) - \beta^*(T) + \gamma^*(T) + 6.1071)}$$

avec :

$$\alpha^*(T) = 9.09718(1 - 273.16/T) \quad (2.6)$$

$$\beta^*(T) = 3.56654 \log_{10}(T/273.16)$$

$$\gamma^*(T) = 0.876793(1 - T/273.16)$$

Notons aussi, qu'immédiatement à l'interface air/mer, la présence de sel diminue la pression de vapeur saturante. La plupart des auteurs s'accordent pour proposer une réduction de 2%.

Humidité relative RH :

L'humidité relative traduit le degré de saturation de l'air. Elle compare la pression partielle de vapeur de l'air à la pression de vapeur qu'aurait cet air s'il était saturé à la même température. Elle s'exprime en pourcentage. Un air totalement sec possède donc une humidité relative de 0% et un air saturé a une RH de 100%.

$$RH = \frac{e}{e_{sat}(T_{air})} \cdot 100 \quad (2.7)$$

Humidité spécifique q :

L'humidité spécifique est l'expression de l'humidité à laquelle nous aurons le plus souvent à faire du fait de son implication dans les formules *bulk*. Elle exprime l'humidité à une pression donnée P_{atm} comme étant la masse totale d'eau, en kilogrammes, contenue dans un volume d'air humide (air + vapeur) correspondant à 1 kilogramme. Elle est donc sans unité bien qu'il soit courant d'utiliser le kg/kg ou le g/kg. À partir de la pression de vapeur, son expression est donnée par :

$$q = \frac{\varepsilon e}{P_{atm} - (1 - \varepsilon)e} \quad (2.8)$$

Attention toutefois à fournir e et P_{atm} dans les mêmes unités. ε est définie en (2.2).

Afin de déduire les flux turbulents des formules *bulk*, il est nécessaire de connaître l'humidité spécifique à saturation immédiatement au contact de la surface de l'océan (à une température T_s), on utilise l'expression suivante :

$$q_{sat}(T_s) = \frac{0.98 \varepsilon e_{sat}(T_s)}{P_{atm} - 0.98 (1 - \varepsilon) e_{sat}(T_s)} \quad (2.9)$$

où l'utilisation du facteur 0.98 est justifiée par la diminution de 2% de la pression de vapeur liée à la présence de sel. On utilisera la formule de *Goff* (eq. 2.4) pour calculer $e_{sat}(T_s)$.

Rapport de mélange r :

Le rapport de mélange est le rapport de la masse d'eau en kilogramme se trouvant dans un volume équivalent à un kilogramme d'air sec, et non humide.

$$r = \frac{\varepsilon e}{P_{atm} - e} \quad (2.10)$$

Un volume correspondant à 1 kg d'air sec sera plus petit qu'un volume d'eau correspondant à 1 kg d'air humide (l'air humide étant moins dense). Ce plus petit volume contiendra donc moins de vapeur d'eau, ce qui indique bien que $r \leq q$.

Température de point de rosée T_d :

La température du point de rosée est la température à laquelle il faudrait refroidir une parcelle d'air non saturée pour qu'elle le devienne. En d'autres termes, un air saturé (RH=100%), est à sa température de point de rosée. Une relation importante existe entre la pression de vapeur et le point de rosée : la pression de vapeur saturante correspondant à une température égale à la température du point de rosée T_d est égale à la pression de vapeur e .

$$e = e_{sat}(T_d) \quad (2.11)$$

Mesures et incertitudes sur l'océan

Les données de "haute qualité" d'humidité sont généralement issues de mesures par psychromètre à double bulbes, cependant, à cause du besoin de maintenance qu'ils requièrent (spécialement en mer), on leur préfère désormais les hygromètres à film (de polymère) qui ont de nos jours une précision tout à fait acceptable. Les hygromètres à température de point de rosée (qui mesurent simplement à quelle température la buée se forme sur un écran refroidi) sont aussi utilisés, leur précision est de l'ordre de 0.2°C , ce qui correspond à une erreur d'environ 0.2 g/kg en humidité spécifique (pour une température ambiante de 22°C)

En ce qui concerne les mesures provenant des VOS, elles sont obtenues par les hygromètres à écran et fournissent donc la température de point de rosée. Elle sont par ailleurs moins courantes que celles de température. Il est probable que comme la température, l'humidité mesurée de cette manière soit biaisée vers le haut (*Kent et al.*, 1993). *Kent et al.* (1999) ont montré que l'erreur sur l'humidité spécifique (celle qui sert au calcul de l'évaporation) qui résulte de ces mesures augmente avec la température ambiante (fig. 2.2). L'humidité spécifique est donc plus biaisée aux basses latitudes.

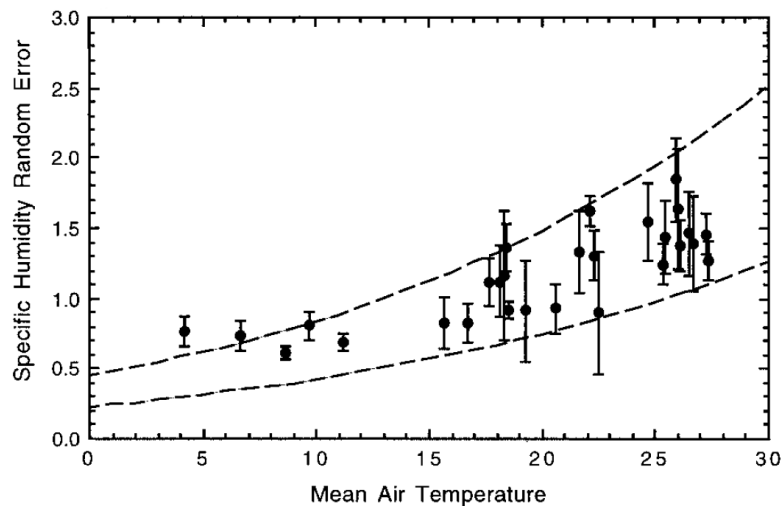


FIG. 2.2: Erreur aléatoire d'observation de l'humidité spécifique (g/kg) en fonction de la température moyenne ($^{\circ}\text{C}$). La ligne du dessus représente l'erreur résultant d'une erreur de température de point de rosée de 2°C et celle du dessous d'une erreur de 1°C . Une humidité relative de 80% est supposée pour les calculs. (figure tirée de *Kent et al.* (1999))

Par ailleurs, les méthodes d'estimation de l'humidité de surface par satellite ont nettement progressé ces dernières années et une précision satisfaisante est obtenue pour de nombreuses régions du globe. Ainsi différents algorithmes peuvent être utilisés pour déduire l'humidité de surface grâce à la hauteur totale d'eau précipitable qui est la variable mesurée par le satellite. Les algorithmes les plus couramment utilisés sont ceux de *Liu et Niiler* (1984) et *Schulz et al.* (1997), ils mènent à une précision de l'ordre de 1 g/kg , mais ne sont vraiment performants, pour l'instant, que dans les régions tropicales.

Impact sur les flux

L'incertitude sur l'humidité est bien plus problématique que celle sur la température puisqu'elle conditionne l'évaporation (flux de chaleur latente) et peut donc grandement affecter le forçage thermique et halin de l'océan.

2.1.3 Le vent

Le vent est simplement le vecteur caractérisant la vitesse de l'air à une hauteur donnée, attention toutefois dans notre contexte, l'océan étant en mouvement, on considérera souvent la vitesse relative qui est le vecteur vent \vec{U} auquel on retranche le vecteur courant \vec{u}_0 ($\Delta\vec{U} = \vec{U} - \vec{u}_0$).

La pertinence du vent est primordiale pour la qualité du forçage puisque la tension de vent, l'évaporation ainsi que le flux de chaleur sensible sont très fortement contrôlés par celui-ci (voir les formules *bulk* eq. 3.55 pour s'en convaincre).

Mesures et incertitudes sur l'océan

Taylor et al. (1999) font remarquer que la mesure précise du vent à la surface de l'océan est un exercice difficile. Les mesures *in-situ*, provenant de bouées et de navires de recherche, sensées être de grande qualité sont souvent biaisées. Une correction inadéquate des effets pervers dus aux mouvements de la plateforme (déplacement du navire ou mouvement désordonné des bouées) et à la distorsion de l'écoulement qu'elle génère, entraîne dans bon nombre de cas des erreurs de l'ordre de 10%. Les conditions de grosse houle perturbent aussi l'écoulement de surface, ce qui fait par exemple que les mesures provenant des bouées sont considérées comme étant biaisées vers le bas.

Les données émanant de la flotte marchande (VOS) sont extraites de deux méthodes de mesure, les estimations visuelles (par classification) et les mesures anémométriques. On comprend alors que leur précision est loin de subvenir au besoin des modélisateurs. Pour les mesures anémométrique, nombres d'auteurs dont *Kent et al.* (1999) s'accordent à donner des marges d'erreur assez catastrophiques sur à la fois la vitesse et la direction (plus de 2 m/s et 10°).

Les vents satellites, déduits de mesures diffusiométriques, sont considérés comme étant bien meilleurs que les vent mesurés par les navires. Le fait qu'ils aient été calibrés à l'aide de données provenant des bouées les influence toutefois probablement à la baisse. Les épisodes de pluie intense sont aussi réputés pour perturber l'estimation des vents diffusiométriques à la hausse *Craeye et al.* (1997). Le degré d'incertitude sur les vents diffusiométriques reste tout de même important, dépassant 1 m/s et 15° pour la direction (*Freilich et Dunbar*, 1999).

2.2 Flux radiatifs

L'approche classique, pour estimer les deux composantes radiatives du flux de chaleur net nécessaires au forçage thermique du modèle (Q_{sw} et Q_{lw}), consiste à utiliser des paramétrisations. Celles-ci prennent en compte divers paramètres dont la latitude, l'inclinaison solaire, la couverture nuageuse et l'état atmosphérique de surface. Les plus utilisées seront brièvement passées en revue dans la section 2.2.3). L'avènement des mesures satellitaires a été un grand pas en avant, puisqu'on a ainsi pu disposer de données de certains paramètres atmosphériques telle la couverture nuageuse à des résolutions spatiales et temporelles inégalées. L'utilisation combinée

de ces données avec des modèles de transfert radiatif (désormais RTM) fournit, comme nous le verrons au cours de cette thèse, des champs de grande qualité.

Naturellement, pour pouvoir développer des paramétrisations et calibrer les RTMs, il est nécessaire de disposer de mesures *in-situ* des flux radiatifs, nous allons donc, après quelques rappels concernant ces flux, nous intéresser aux méthodes de mesure utilisées à la surface de l’océan.

2.2.1 Quelques notions sur les flux radiatifs

Flux solaire

Par flux solaire, on entend le rayonnement électromagnétique concernant la bande spectrale allant de 0.3 à 3 μm et ayant comme origine le soleil. Le flux solaire disponible à la surface de l’océan est qualifié de flux solaire incident (mentionné comme *downwelling shortwave radiation* dans la littérature internationale), nous le noterons rad_{sw} . C’est celui qui est mesuré par les instruments tel le pyranomètre. La part de ce flux solaire absorbée par l’océan définit la notion d’albédo :

$$Q_{sw} = (1 - \alpha) rad_{sw} \quad (2.12)$$

où α est l’albédo de la surface de l’océan correspondant à la gamme des fréquences du rayonnement solaire. Celui ci dépend d’une multitude de paramètres comme nous le verrons dans la section 2.2.1. Notons que la part d’énergie solaire renvoyée vers l’espace est donc $Q_{sw}^{ref} = \alpha rad_{sw}$. Outre la composante du flux solaire incident provenant directement des rayons solaires (rad_{sw}^{SOL}), une composante indirecte existe et est non négligeable, elle provient de la réflexion provoquée par la présence éventuelle de nuages (rad_{sw}^{ref}) et d’une diffusion occasionnée par divers constituants atmosphériques (rad_{sw}^{diff}) :

$$rad_{sw} = rad_{sw}^{sol} + rad_{sw}^{ref} + rad_{sw}^{diff} \quad (2.13)$$

Albédo de surface

α , l’albédo de la gamme du visible, dépend, en plus de l’inclinaison solaire et de la couverture nuageuse, de l’état de la mer induit par le vent, voire de sa couleur. En effet, une mer d’huile aura par exemple tendance à produire un albédo plus important par maximisation de l’effet de réflexion (dépendant toutefois de l’inclinaison solaire) qu’une mer rendue “rugueuse” par l’action d’un vent modéré. A l’opposé, un vent fort pourra produire un “moutonnement”, qui aura tendance à augmenter l’albédo par “blanchiment” de la surface (S. Gulev, communication personnelle).

Flux atmosphérique infrarouge

Le flux de chaleur infrarouge est le rayonnement électromagnétique émis par un corps quelconque (gaz et liquides inclus) à des longueurs d’onde plus grandes que celle du visible et plus courtes que les micro-ondes. La gamme de fréquence concernée s’étend donc de 3 à 50 μm .

Le flux infrarouge net (absorbé par l’océan) que nous notons Q_{lw} est le résultat de nombreux processus d’interactions complexes entre la surface, l’atmosphère, les différents types de couverture nuageuse et autres composants atmosphériques (aérosols et gaz à effet de serre).

Vu de la surface, on distingue d’abord la composante infrarouge émise par l’atmosphère, dite flux atmosphérique infrarouge (ou flux infrarouge incident), elle résulte des émissions (et de la réflexion) dues aux divers composants de l’atmosphère (gaz, aérosols et nuages), qui comme tout corps, émettent un flux proportionnel à leur température à la puissance quatre (et à leur

émissivité). Cette composante sera notée rad_{lw} , (*downwelling longwave radiation* en anglais). À cette composante, qui est toujours positive, on retranche le flux émis par l'océan. Cette dernière dépend de l'émissivité ε de la surface et de la température de peau T_0 de l'océan. Le flux infrarouge net reçu par l'océan s'écrit donc ainsi :

$$Q_{lw} = (1 - \alpha_{lw}) rad_{lw} - \varepsilon \sigma T_0^4 \quad (2.14)$$

où α_{lw} est l'albédo infrarouge de la surface de l'océan, σ la constante de *Stefan-Boltzmann*.

La température de peau T_0 de la surface de l'océan n'est pas équivalente à la SST, qui est généralement mesurée à l'aide d'eau de mer recueillie de manière grossière (seau et prise moteur) et que les anglo-saxons qualifient à juste titre de température *bulk*. C'est la température de la couche extrêmement fine de surface qui est de l'ordre de quelques centaines de μm . Le phénomène d'absorption et d'émission infrarouge se situe par ailleurs dans une couche de l'ordre du demi millimètre (cela dépend aussi de la longueur d'onde).

Le flux atmosphérique infrarouge rad_{lw} a la plus faible contribution dans le flux net infrarouge mais est le terme le plus incertain. Toute la difficulté de détermination du flux infrarouge net réside en quelque sorte dans l'estimation de ce terme. L'albédo infrarouge α_{lw} , quant à lui, est très mal connu et dépendrait de l'état de la mer et de la couverture nuageuse. Quelques résultats de certains auteurs comme *Clark et al.* (1974) mènent néanmoins à des valeurs se situant entre 0.04 et 0.05.

Pour ce qui est du terme infrarouge émis par la surface ($\varepsilon \sigma T_0^4$), le problème réside dans l'estimation d'une température de peau et de l'émissivité de la surface de l'océan. Cette dernière dépend de l'état physique de la surface et des propriétés optiques de l'eau de mer. Pour l'eau douce, on a $\varepsilon \simeq 0.92$, mais cette valeur peut varier de 0.89 à 0.98 sous certaines conditions.

Il est courant de considérer que l'albédo infrarouge est du même ordre de grandeur que l'émissivité, ce qui permet d'exprimer le flux infrarouge net sous la forme suivante :

$$Q_{lw} = \delta (rad_{lw} - \sigma T_0^4) \quad (2.15)$$

Dans ce cas, δ est une émissivité efficace et n'est en aucun cas l'émissivité de la surface de la mer (elle regroupe l'effet de l'albédo et de l'émissivité). Dans le cadre du forçage *bulk* introduit au chapitre 1.2.3, ne connaissant pas la température de peau, on fait souvent l'hypothèse que l'usage de la SST *bulk* dans le terme émis par la surface permet de considérer que l'émissivité ε compense les effets de l'albédo infrarouge α_{lw} (*Lind et Katsaros*, 1986). Cela revient donc à considérer que $\delta = 1$ et mène à l'expression classique du flux infrarouge net utilisée pour le forçage *bulk* (eq. 1.17). Toute la finesse de la paramétrisation du flux infrarouge net reviendra donc à estimer le flux atmosphérique (section 2.2.3).

2.2.2 Mesure des flux radiatifs sur l'océan

L'instrumentation classique et ses limites

Bien que les flux radiatifs soient plus aisément mesurables que les flux turbulents, il n'en demeure pas moins que les mesures directes à la surfaces de l'océan sont extrêmement rares du fait de l'absence de pyranomètres (mesure du flux solaire incident) et pyrgéomètres (mesure du flux atmosphérique) sur les VOS. Le pyranomètre et le pyrgéomètre mesurent la radiation à travers un dôme hémisphérique (sorte de lentille) de transmittivité spectrale adaptée au type de radiation voulue. Ils sont les instruments les plus couramment utilisés pour ce type de mesure, et n'ont pas franchement évolué depuis des décennies *Moll* (1923). Cependant ces appareils s'adaptent assez mal au milieu marin, et ce pour deux raisons principales. Il est d'abord impératif que les lentilles



FIG. 2.3: Photos d'un pyranomètre (gauche) et d'un pyr géomètre (droite).

des capteurs (dômes) soit parfaitement propres, l'accumulation de sel provenant des embruns qui s'y produit est un problème. De plus ces appareils ont besoin de reposer sur un support parfaitement horizontal, ce qui n'est naturellement pas le cas des navires et des bouées ou toute autre type de plateforme flottante. Le cumul de ces sources d'erreur conduit à une incertitude beaucoup trop grande qui rend la plupart des mesures de piètre qualité.

Rien que le problème de "non horizontalité" peut, sous certaines conditions, être responsable d'erreurs allant jusqu'à 20%. Cette erreur est cependant réduite avec la couverture nuageuse (à cause de l'effet diffusif des nuages) mais augmente avec la latitude (*Katsaros et de Vault, 1986*), (*MacWhorter et Weller, 1991*). En revanche aux basses latitudes, un ciel plus clair et une mer généralement plus calme, limite le problème.

S'ajoutent les erreurs propres à ce type d'appareils. Ainsi, celle due à l'influence de la température du dôme est particulièrement problématique pour les pyranomètres et est de l'ordre de 2% (*Bush et al., 2000*) (ce qui conduit tout de même à des erreurs importante pour les tropiques 20 W/m^2 pour un flux solaire incident de 1000 W/m^2).

Les zones polaires sont extrêmement problématiques pour ce qui est de la fiabilité des mesures des flux radiatifs. D'abord il y a les limites imposées par les grand froids, les dépôts de givre sur les dômes, et surtout l'extrême complexité du transfert radiatif dû à l'albédo très important provoqué par la couverture neigeuse et les interactions avec des couches nuageuses aux propriétés variables. L'utilisation des modèles de transfert radiatif (RTM) classiques (non appropriés au cas de couverture de glace), peut mener dans ces conditions à des erreurs considérables.

Ainsi, on peut globalement considérer les mesures *in-situ* des flux radiatifs à la surface de l'océan comme peu fiables et rares comparées à leurs équivalents terrestres.

Mesure de l'albédo

Pour déterminer l'albédo, il serait, en théorie, simplement nécessaire d'appliquer la loi de réflexion de *Fresnel* dite du miroir (interface air/eau). Mais la surface de l'océan est loin de ce cas idéalisé du fait d'abord de la rugosité de surface, puis de la transparence plus ou moins variable de l'eau de surface et finalement aussi de la contribution diffuse du rayonnement solaire (provenant par exemple de la réflexion sur les nuages). Il est donc nécessaire, encore une fois d'utiliser des mesures afin de définir une paramétrisation. La mesure de l'albédo consiste donc à mesurer le flux solaire incident à la surface de l'océan rad_{sw} ainsi que la part du rayonnement solaire réfléchi par la surface Q_{sw}^{ref} . Il nécessite donc un pyranomètre pointé vers le ciel et un autre faisant face

à la mer, en prenant garde que ce dernier ne “voit” pas la plateforme de mesure. L’expression de l’albédo est donc donné par :

$$\alpha = \frac{Q_{sw}^{ref}}{rad_{sw}} \quad (2.16)$$

2.2.3 Paramétrisation des flux radiatifs

Nous passerons rapidement sur les méthodes empiriques d’estimation des flux radiatifs, en fournissant en revanche la bibliographie nécessaire à leur approfondissement. Aucune de ces méthodes ne sera utilisée dans la fonction de forçage de nos modèles (présentée en partie 3).

A ces méthodes nous préférons les produits reconstruits à partir de mesures satellites utilisées par des modèles de transfert radiatif (RTM).

Paramétrisation du flux solaire

Méthodes “1 step”

Le modèle le plus simple pour estimer le flux solaire au sol, tient compte de la constante solaire S_0 et de l’inclinaison h (angle que fait le soleil avec la verticale) pour définir un flux disponible à la surface de la terre Q_t (en fonction de l’inclinaison) et ce, dans le cas idéalisé d’absence d’atmosphère :

$$Q_t = S_0 \cos(h) \quad (2.17)$$

La constante solaire S_0 exprime la quantité d’énergie solaire que recevrait une unité surface située à une distance de 1 unité astronomique (distance moyenne terre-soleil) exposée perpendiculairement aux rayons du Soleil si l’atmosphère terrestre n’existait pas (ou au sommet de l’atmosphère). On a $S_0 \simeq 1367 \text{ W/m}^2$. L’effet d’atténuation de l’atmosphère sur ce flux disponible est pris en compte par un facteur de transmission, noté T_F , qui doit prendre en compte tout ce qui atténue le rayonnement solaire dans l’atmosphère, comme la couche nuageuse et la concentration en aérosols ainsi que les paramètres thermodynamiques de l’atmosphère.

$$Q_{sw} = T_F Q_t \quad (2.18)$$

Les formules les plus connues dans ce cas sont dites “modèles linéaires”, dans ce cas le facteur de transmission s’exprime sous la forme suivante :

$$T_F = a_i + b_i \cos(h) \quad (2.19)$$

L’indice i se réfère à une catégorie de nuage donnée. Ce sont celles proposées par *Lumb.* (1964) et *Lind et al.* (1984).

Il existe aussi des “modèles non-linéaires” permettant de connaître le facteur de transmission, grâce à une formulation plus complexe :

$$T_F = F e^{-D_0/\cos(h)} \left[C \left(e^{-D_i/\cos(h)} + E_i \right) + (1 - C) \right] \quad (2.20)$$

F est la fraction de la radiation “ciel-clair” non absorbée par les constituants atmosphériques

D_0 est la densité optique de rayonnement direct “ciel-clair”

i est toujours la catégorie de nuage

D_i est la densité optique de rayonnement direct par temps couvert

E_i est le facteur de transmission dû à la diffusion radiative à l’intérieur du nuage

C est la fraction définissant la couverture nuageuse, $(C - 1)$ définit donc la fraction de ciel clair

Ces types de formulation ont été proposées suite à l'analyse de la transmission atmosphérique par des auteurs tels *Platridge et Platt* (1976) et *Dobson et Smith* (1988).

D'une manière générale, les paramétrisations "1 step" sont à éviter car leur précision est faible, principalement à cause de la modélisation trop simpliste du transfert radiatif dans la colonne atmosphérique. On leur préfère généralement des méthodes plus évoluées telle la méthode "2 steps".

Méthodes "2 step"

Les méthodes dites "2 steps" distinguent la part d'atténuation du rayonnement solaire dû à la couverture nuageuse de l'atténuation par ciel clair. Le rayonnement disponible au sol dans le cas de "ciel clair" est Q_0 , il dépend naturellement de paramètres tels l'astronomie, la température, l'humidité et des aérosols pour ne citer que les plus influents. À cela vient s'ajouter la contribution des nuages, représentée par une fonction empirique F :

$$Q_{sw} = Q_0 F(n, \theta, q, h) \quad (2.21)$$

n est la couverture nuageuse décrite en terme de fraction. θ et q la température de l'air et son humidité spécifique. h est l'inclinaison solaire. Q_0 et F doivent être paramétrisés.

Q_0 peut être paramétrisé de multiples manières, des formules empiriques les plus simples n'utilisant que l'astronomie aux formules utilisant divers paramètres atmosphériques. Les plus évoluées de ces paramétrisations, utilisent le paramètre P qui est la "transmission" atmosphérique. Le choix de ces formules dépend aussi du type de résolution en temps voulu (journalier ou mensuel). Par exemple la formule de *Malevsky et al.* (1992) ou de *Lumb.* (1964) sont utilisées pour des estimation horaires du flux solaire, les formules du type de celle de *Seckel et Beaudry* (1973) sont plus adaptées à des estimations mensuelles.

Paramétrisation du flux atmosphérique infrarouge

Comme pour le flux solaire, l'effet de la couverture nuageuse est important, il convient donc là aussi, de séparer le cas "ciel clair" du cas nuageux.

Ciel clair

Étant donné que les informations relatives aux concentrations de gaz et en aérosols sont en général absentes des observations classiques de surface, les auteurs se sont concentrés sur les relations liant le flux atmosphérique "ciel clair" aux variables telles l'humidité et la température de surface de l'air. Par exemple, *Bignami et al.* (1995) proposent une paramétrisation utilisant la pression de vapeur e . En pratique, de bien meilleures relations sont obtenues grâce à l'utilisation de la température de l'air (*Swinbank*, 1963), qui possède l'avantage d'être plus massivement mesurée. Signalons que *Guest* (1998) a testé et comparé nombre de ces paramétrisations et arrive aux mêmes conclusions. *Malevsky et al.* (1992), à partir de nombreux jeux de données collectées sur différents océans, ont déduit les deux paramétrisations suivantes, l'une utilisant la température et l'autre la pression de vapeur :

$$rad_{lw0} = \sigma \theta_{air}^4 (0.6 + 0.049\sqrt{e}) \quad (2.22)$$

$$rad_{lw0} = 1.026 \theta_{air}^2 \times 10^{-5} - 0.541 \quad (2.23)$$

où rad_{lw0} est le flux atmosphérique par ciel clair, et où θ_{air} , la température de l'air, est donnée en K. En dépit du fait que l'équation (2.23) semble défier la physique du fait de son " θ_{air}^2 " (et qu'elle ne contient pas le $\sigma \theta_{air}^4$), celle-ci semble donner, d'après les auteurs, les meilleurs résultats.

Effet des nuages

Dans ce cas le flux atmosphérique “ciel clair” est affecté de la manière suivante :

$$rad_{lw} = rad_{lw0} F(c) \quad (2.24)$$

où $F(c)$ est une fonction traduisant l’effet de la couverture nuages. Pour ce qui est des expressions possibles de $F(c)$, on rentre dans des paramétrisations qui arrivent souvent à des degrés de complexité dignes des RTMs. Il en existe des multitudes : *Lind et Katsaros* (1982); *Clark et al.* (1974); *Bignami et al.* (1995); *Malevsky et al.* (1992); *Swinbank* (1963).

Paramétrisation de l’albédo

La paramétrisation de *Payne* (1972) est la plus connue et la plus largement utilisée. Après une série de campagnes de mesures effectuées à *Buzzards Bay, MA*, (41°N), il exprime l’albédo comme une fonction dépendant de deux paramètres, l’incidence solaire et la transmittance atmosphérique. L’incidence est définie comme l’angle que le soleil fait avec la normale de la surface concernée. La transmittance atmosphérique, quant à elle, est le rapport entre le flux solaire mesuré à la surface par le flux solaire disponible au sommet de l’atmosphère, ce dernier pouvant être simplement calculé à partir de la constante solaire, de la date et de la position géographique (*Platridge et Platt*, 1976). Il est affecté par l’absorption et la diffusion dues à la présence de divers constituants atmosphériques, principalement les nuages, la vapeur d’eau, l’ozone et les aérosols.

La diffusion due aux nuages a généralement tendance à diminuer l’angle d’incidence moyen lorsque le soleil est haut (incidence faible) et à l’augmenter quand celui ci est bas. La présence de nuages, augmente donc l’albédo pour les faibles incidences et le diminue pour les grandes incidences.

Katsaros et al. (1985) ont confirmé les résultats de *Payne* (1972) durant les campagnes GATE (7°N) et JASIN (60°N).

Certains auteurs comme *Gordon et Jacobs* (1977) soulignent l’effet important de l’écume sur l’albédo. Effet, qui pour l’instant, reste ignoré de la plupart des OGCMs.

2.2.4 Les produits radiatifs satellitaires

La détermination du budget radiatif de surface à partir de données satellitaires nécessite de mesurer les flux radiatifs au sommet de l’atmosphère (TOA) et de prendre en compte l’effet de l’atmosphère en utilisant un RTM. Il se révèle assez aisé de modéliser la dispersion des radiations solaires induites par les nuages, il est en revanche beaucoup plus compliqué de faire de même pour les radiations infrarouges. Celles-ci dépendent en effet grandement de la hauteur des nuages les plus bas, une information difficilement déductible des mesures satellitaires, ce qui explique le plus grand nombre de produits ne fournissant que le terme “ondes courtes” (solaire).

La plupart des jeux de données ainsi générés ont été obtenus grâce à des RTM utilisant les données de couverture nuageuse provenant de l’ISCCP².

L’ISCCP est une branche du WCRP dont le but est de collecter les mesures de radiance (à bande étroite) provenant de divers satellites internationaux, de les analyser et de déduire la distribution globale des nuages, leurs propriétés, les variations diurnes, saisonnières et inter annuelles de la couverture nuageuse. Les jeux de données ainsi générés sont utilisés pour étudier le rôle des

²International Satellite Cloud Climatology Project

nuages sur le climat, à la fois leur effet sur les échanges radiatifs et sur le cycle global de l'eau. Toutes ces données sont distribuées gratuitement sur le site internet de L'ISCCP³

En ce qui concerne notre besoin de flux radiatifs incidents de surface (rad_{sw} et rad_{lw}) divers jeux de données ont été construits et distribués. Le GEWEX SRB-1 (*Whitlock et al.*, 1995), par exemple, ne fournit que les données de flux solaire. Plus récemment, l'ISCCP a mis à disposition le produit FD-SRF⁴ développé par *Zhang et al.* (2004). Ce produit global a été construit grâce au RTM du modèle de circulation générale GISS de la NASA. Il fournit les deux composantes du flux de surface incident de juillet 1983 à décembre 2004 à une résolution de 280 km (2.5° à l'équateur). Étant le plus complet et l'un des plus récents, ce produit a prouvé être le candidat idéal pour forcer les OGCMs. Il est utilisé par *Large et Yeager* (2004) pour le forçage CORE et fait partie intégrante des différents jeux de forçage construits pour les simulations DRAKKAR.

2.3 Flux d'eau douce

Les flux d'eau douce regroupent les précipitations P et les apports continentaux (*runoff*) R . Le terme d'évaporation E ne sera pas traité dans cette section puisque comme nous l'avons déjà mentionné elle est un flux turbulent et sera donc étudiée au chapitre 3.

La grosse incertitude dont ces 2 flux d'eau douce sont victimes est d'autant plus problématique qu'ils ne sont pas influencés par la salinité de surface qu'ils contribuent à modifier (chap. 1.2.2). Il n'existe donc aucune rétroaction négative, semblable à celle que les flux de chaleur subissent, pour retarder l'accumulation des erreurs. Cela explique les dérives importantes du niveau moyen de l'océan et de la salinité constatées sur les sorties d'OGCMs.

Nous nous dispenserons d'aborder en détail les mesures *in-situ* de précipitation sur l'océan, celles-ci étant trop incertaines et beaucoup trop rares. Il n'en demeure pas moins que ces mesures sont absolument nécessaires à l'amélioration de notre connaissance du bilan hydrologique de l'océan ainsi qu'au perfectionnement des algorithmes servant à estimer les précipitations à partir de données issues des méthodes de mesure indirectes (radars et satellites).

Notre attention se portera donc plutôt sur les produits satellitaires reconstruits qui répondent plus à nos besoins dans le contexte d'un forçage global et inter-annuel.

Par ailleurs, vu l'incertitude dont ils sont victimes, l'étude détaillée des apports continentaux n'a pas été une priorité de mon travail de thèse. Nous nous contenterons donc simplement de passer en revue les principaux fournisseurs d'estimations d'apports d'eau douce continentale.

2.3.1 Précipitations

Les précipitations souffrent de la plus grande incertitude parmi les flux océan atmosphère, et ce pour plusieurs raisons. Contrairement à la terre ferme, il est pratiquement impossible de disposer d'un réseau de mesure régulier à la surface de l'océan. De plus, mesurer des précipitations de façon précise à la surface de l'océan est un exercice qui s'apparente, dans les conditions du large, à un exploit. La gêne occasionnée par les vents forts, les mouvements de la plateforme et son action perturbante sur le champ de pluie, plus la contamination par les apports d'eau de mer rendent l'utilisation des pluviomètres classiques plus qu'aléatoire. Parallèlement à cela, la pluie, et plus particulièrement les orages associés aux événements convectifs des régions tropicales, est l'une des variables météorologiques qui peut présenter la plus grande disparité spatiale.

³<http://isccp.giss.nasa.gov/climanal.html>

⁴<http://isccp.giss.nasa.gov/projects/flux.html>

Pour couronner le tout, la prévision des précipitations est un des “talons d’Achille” des modèles météorologiques (principalement lié aux mauvais modèles de nuages et à l’imprévisibilité du phénomène de “déclenchement” de la pluie).

Que ce soit pour l’océan réel ou pour nos modèles numériques, outre le fait de compenser l’évaporation globale, les apports d’eau douce de surface ont un rôle stabilisateur non négligeable. En effet, la désalinisation qu’ils produisent crée un flux positif de flottabilité et est capable d’affaiblir certains épisodes convectifs.

La pluie génère en général un flux négatif de chaleur (cas normal où les gouttes sont à une température inférieure à celle de la mer). Cet effet est plus important lors d’épisodes neigeux (la chaleur latente de fusion de l’eau étant importante). Quoi qu’il en soit, aucune de ces contributions ne sera prise en compte par notre fonction de forçage. La neige joue par contre un rôle très important sur la glace de mer en en modifiant fortement l’albédo et en contribuant à la formation de glace. On pourrait cependant être tenté de dire, que concernant les précipitations, les besoins actuels des OGCMs sont plus axés sur une exactitude du bilan régional d’eau douce que par une résolution spatiale et temporelle de haute qualité.

Un travail détaillé d’investigation et de comparaison a été conduit par *Béranger et al.* (2006) concernant une dizaine de jeux de données de précipitation couvrant l’océan global (tab. 2.2). Ces jeux de données incluent des produits reconstruits à partir de mesures *in-situ* (bouées et navires) comme CCR (*Legates et Willmott*, 1990), UWM (*Da Silva et al.*, 1994) et SOC (*Josey et al.*, 1999). Des produits basés sur des mesures satellitaires calibrées par des pluviomètres comme TOPEX (*Quartly et al.*, 1999), HOAPS (*Bauer et Schluessel*, 1993) et MSU (*Spencer*, 1993). À cela s’ajoute des champs de réanalyses comme ECMWF et NCEP (section 2.4) et des produits composites combinant des données de diverses origines comme GPCP⁵ et CMAP⁶. Nous allons nous intéresser plus particulièrement à ces deux derniers produits puisqu’ils s’avèrent être les plus globalement fiables et sont les plus récents (*Béranger et al.*, 2006). La figure (2.3) illustre les grandes disparités de précipitation moyennes pouvant exister entre certains de ces produits en fonction de la latitude.

Data Set	Reference	Period	Grid (deg)	Spatial coverage
Ships and buoys data				
CCR	Legates and Willmott (1990)	1950–1996	0.5	89.75°N–89.75°S
UWM	Da Silva et al. (1994)	1945–1993	1	89.5°N–89.5°S
SOC	Josey et al. (1999)	1980–1993	1	84.5°N–84.5°S
Satellite and rain gauge data				
TOPEX	Quartly et al. (1999)	1993–1999	5×2.5	70°N–67.5°S
HOAPS	Bauer and Schluessel (1993)	1992–1998	1	79.5°N–79.5°S
MSU	Spencer (1993)	1979–1993	2.5	58.75°N–58.75°S
Forecast: surface, meteorological, and satellite data with assimilation in NWP				
ECMWF	Gibson et al. (1997)	1979–1993	1.125	90°N–90°S
NCEP	Kalnay et al. (1996)	1958–1996	gauss 1.8	88.5°N–88.5°S
Satellite, rain gauge data or forecast (composite)				
CMAP	Xie and Arkin (1997)	1979–1999	2.5	88.75°N–88.75°S
GPCP	Huffman et al. (1997)	1988–1995	2.5	88.75°N–88.75°S

TAB. 2.2: Principaux jeux de données de précipitation couvrant l’océan global. (tableau tiré de *Béranger et al.* (2006))

⁵Global Precipitation Climatology Project

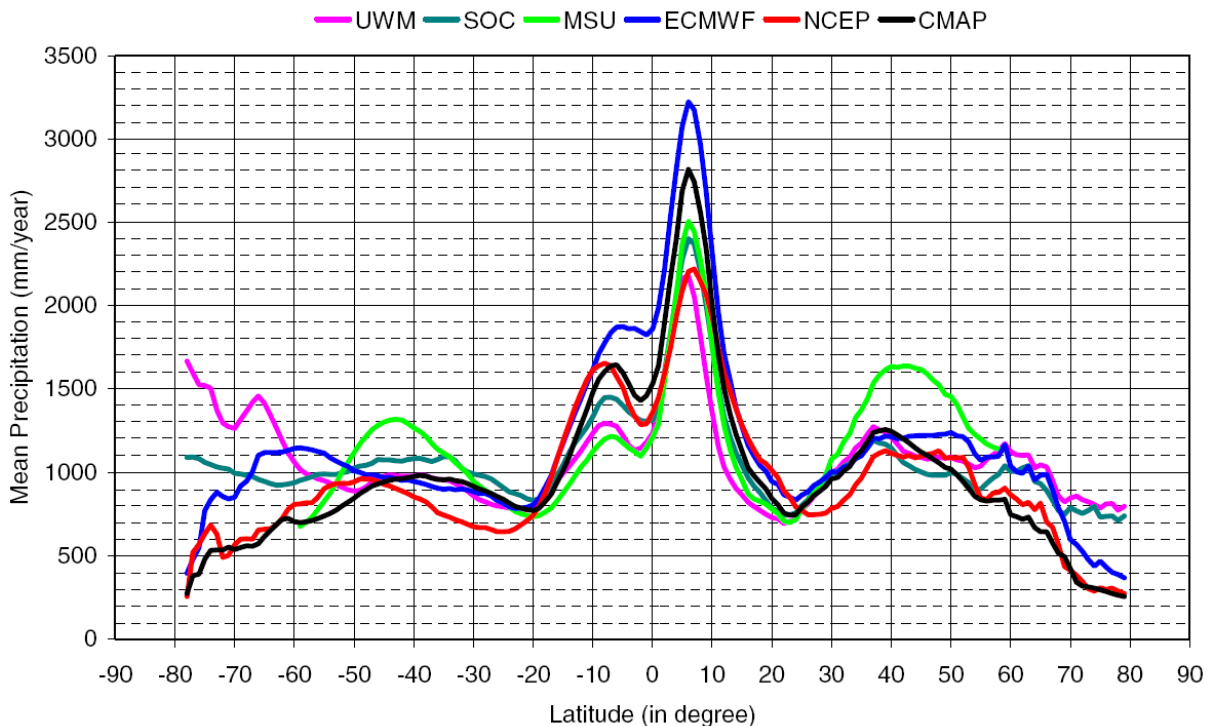
⁶CPC Merged Analysis of Precipitation

Le produit CMAP

Xie et Arkin (1997) ont produit une climatologie inter-annuelle globale à partir de données provenant de pluviomètres, de prévisions par le modèle de réanalyses NCEP/NCAR (section 2.4) et cinq sortes différentes d'estimés satellitaires. Le produit CMAP fournit les précipitations mensuelles de janvier 1979 à octobre 1999. CMAP peut être considéré comme un produit à dominante satellitaires excepté aux hautes latitudes où l'absence de mesures le contraint à équivaloir aux précipitations NCEP. La résolution spatiale est de $2.5^\circ \times 2.5^\circ$. Beaucoup des données utilisées sont communes au GPCP, et rendent ces 2 produits assez proches l'un de l'autre vers les basses latitudes.

Le produit GPCP

Le produit GPCP, développé par *Huffman et al.* (1997) est aussi une climatologie mensuelle de précipitations. Celles-ci sont disponibles sur une période allant de juillet 1987 à décembre 1995 et sont issues d'une combinaison de données pluviométriques provenant du GPCC⁷ et de données radiométriques (infrarouge et micro-onde) de divers satellites. La technique "infrarouge" est fondée sur la corrélation existant entre la température de brillance du sommet des nuages et l'intensité de la pluie et est plus adaptée aux gros systèmes convectifs des basses latitudes. La technique "micro-onde" permet quant à elle de détecter la contribution radiative des gouttes d'eau. Les champs ainsi créés sont à une résolution spatiale de $2.5^\circ \times 2.5^\circ$.



TAB. 2.3: Moyenne zonales des climatologies (1980-1993) de divers jeux de données (ayant cette période en commun) sur l'océan. (figure tirée de *Béranger et al.* (2006))

⁷Global Precipitation Climatology Centre

2.3.2 Apports continentaux

Les apports fluviaux peuvent diminuer sensiblement la salinité de surface des océans et en modifier la flottabilité. Contre toute attente, et dans certains cas, ces anomalies de salinité sont loin de demeurer “locales” et peuvent se propager sur des distances pas du tout négligeables comparées à la taille du bassin océanique concerné. Par exemple l’impact des plus gros fleuves tels l’Amazone, le Congo et le Saint-Laurent sur la salinité de l’Atlantique est perceptible à plusieurs centaines de kilomètres de leur embouchure respective (*Reynaud et al.*, 1998).

Les apports continentaux totaux d’eau douce dans l’océan ont été estimés par équilibrage du bilan continental entre les termes de précipitation, d’évaporation et de stockage. Ainsi, *Baumgartner et Reichel* (1975) trouvent un apport de $(1.26 \text{ Sv} = 10^6 \text{ m}^3/\text{s})$, ce qui représente environ 10% de la contribution des précipitations. Négliger cette contribution continentale reviendrait à augmenter la salinité de l’Atlantique de 1.5 PSU après 10 ans (50 premiers mètres). Sur ces 1.26 Sv, *Baumgartner et Reichel* (1975) estiment que seulement 0.73 Sv proviennent de l’ensemble des fleuves et principales rivières répertoriées. A peu près la moitié de ces 1.26 Sv proviennent de seulement 3 bassins hydrologiques : Amérique du Sud/Atlantique, Asie/Pacifique et Eurasie/Arctique. Notons que de gros efforts scientifiques sont actuellement entrepris sur la zone Arctique, et ce, afin de mieux quantifier les bilans hydrologiques de cette régions qui sont si importants pour la formation des fameuses eaux profondes.

Si la mesure des débits des principaux fleuves mondiaux (qui représentent à eux seuls la majeure partie des apports continentaux) est assez bien maîtrisée, la répartition et la contribution dues aux courts d’eau mineurs et aux infiltrations est très mal connue. De plus, la contribution des régions comme l’Antarctique, l’Arctique (spécialement le Groënland) est aussi très mal connue et est fréquemment mentionnée au sujet de la montée des eaux suite à la fonte accélérée des calottes polaires.

Il est par ailleurs intéressant de noter qu’il est probable que l’activité humaine, principalement la construction de barrages et l’utilisation d’une irrigation intensive, a fait significativement baisser la quantité d’eau douce reçue par l’océan ces dernières décennies (50% de baisse pour les apports du Nil en Méditerranée).

Les données concernant les débits des principaux fleuves et rivières mondiaux sont disponibles par l’intermédiaire de plusieurs organismes dont l’IHP⁸ qui a publié le *Global River Discharge Catalogue* (*Vörösmarty et al.*, 1996) et le GRDC⁹. Ce dernier propose des estimés journalières et mensuelles provenant de plusieurs milliers de stations et concernant plus de 2800 fleuves et rivières (<http://www.cgd.ucar.edu/cas/catalog/dai/index.html>).

Pour construire les apports continentaux du forçage CORE, *Large et Yeager* (2004) utilisent les valeurs de *Baumgartner et Reichel* (1975) auxquelles ils appliquent le découpage par bassin proposé par *Fekete et al.* (2000) et ajoutent une contribution du continent Antarctique. Pour ce qui est de la stratégie DRAKKAR, le choix se porte sur la climatologie de *Dai et Trenberth* (2002).

Dai et Trenberth 2002

Dai et Trenberth (2002) ont élaboré une climatologie composite mensuelle des apports totaux d’eau douce dans l’océan en s’intéressant aux 921 plus gros fleuves et rivières mondiales (les 40 premiers sont présentés sur tab. 2.5). Pour cela, ils ont combiné des données de débits *in-*

⁸International Hydrological Programme

⁹Global Runoff Data Centre (*Kundzewicz et al.*, 2004) : <http://grdc.bafg.de>

situ provenant de divers organismes comme le GRDC (*Fekete et al.*, 2000), des climatologies de précipitation telles CMAP (section 2.3.1) ainsi que des données issues de réanalyses comme NCEP et ECMWF utilisées pour déduire des bilan régionaux d'évaporation et de précipitation et appliquer des corrections sur certaines embouchures (tab. 2.4). Leur produit est construit à une résolution de 1° et ne traite pas l'Antarctique.

L'apport total annuel d'eau douce qu'ils trouvent est de 1.18 ± 0.02 Sv, ce qui le situe proche des 1.24 Sv avancés par *Baumgartner et Reichel* (1975). Cela représente environ 7.6% des précipitations globales et 35% des précipitations continentales.

Variables	Type and coverage	Resolution (°)	Period	Source and reference
Streamflow	Station, land		1–100+ yr	NCAR; Bodo (2001)
Runoff	Composite, land	0.5	Climatology	GRDC–UNH; Fekete et al. (2000)
$E-P$	NCEP–NCAR reanalysis, global	2.8	1979–95	NCAR; Trenberth and Guillemot (1998)
$E-P$	ECMWF reanalysis, global	2.8	1979–93	NCAR; Trenberth et al. (2001a)
P	Gauge plus satellite plus reanalysis, global	2.5	1979–98	CMAP; Xie and Arkin (1997)
P	Gauge plus satellite, global	2.5	1979–99	GPCP; Huffman et al. (1997)
T	Station data, land	0.5	1961–90	CRU; New et al. (1999)
River basin attributes	Simulated river network, STN-30p	0.5		UNH; Vörösmarty et al. (2000)

TAB. 2.4: Principales sources de données mensuelles utilisées par *Dai et Trenberth* (2002) pour construire leur climatologie.

No.	Name	Vol at station		River mouth		Stn DA	Nyr	Lon (°)	Lat (°)	Station, Country
		Str \pm std dev	RTM	Vol	DA					
1	Amazon	5330 \pm 426	5083	6642	5854	4619	49	-55.5	-2.0	Obidos, Brazil
2	Congo	1271 \pm 130	1266	1308	3699	3475	81	15.3	-4.3	Kinshasa, Congo
3	Orinoco	984 \pm 112	1141	1129	1039	836	66	-63.6	8.1	Pte Angostu, Venezuela
4	Changjiang	910 \pm 133	996	944	1794	1705	49	117.6	30.8	Datong, China
5	Brahmaputra	613 \pm 51	617	628	583	555	6	89.7	25.2	Bahadurabad, Bangladesh
6	Mississippi	536 \pm 130	458	610	3203	2896	71	-90.9	32.3	Vicksburg, MS, United States
7	Yenisey	577 \pm 42	525	599	2582	2440	60	86.5	67.4	Igarka, Russia
8	Paraná	476 \pm 96	589	568	2661	2346	89	-60.7	-32.7	Timbues, Argentina
9	Lena	526 \pm 63	456	531	2418	2430	60	127.4	70.7	Kusur, Russia
10	Mekong	292 \pm 33	271	525	774	545	7	105.8	15.1	Pakse, Laos
11	Tocantins	356 \pm 64	398	511	769	742	20	-49.7	-3.8	Tucuruí, Brazil
12	Tapajos	337 \pm 32	545	415	502	387	24	-56.8	-5.2	Jatoba, Brazil
13	Ob	397 \pm 61	433	412	2570	2430	65	66.6	66.6	Salekhard, Russia
14	Ganges	382 \pm 76	428	404	956	952	21	88.1	24.5	Farakka, India
15	Irrawaddy	258 \pm 29	324	393	406	118	11	96.0	21.9	Sagaing, Myanmar (Burma)
16	St. Lawrence	226 \pm 26	318	363	1267	774	64	-74.7	45.0	Cornwall, ON, Canada
17	Amur	312 \pm 60	359	354	2903	1730	54	137.0	50.5	Komsomolsk, Russia
18	Xingu	272 \pm 44	325	302	497	446	26	-52.2	-3.2	Altamira, Brazil
19	Mackenzie	288 \pm 29	260	290	1713	1660	21	-133.7	67.5	Arctic Red, Canada
20	Xijiang	221 \pm 45	179	270	409	330	46	111.3	23.5	Wuzhou, China
21	Columbia	172 \pm 33	194	252	724	614	121	-121.2	45.6	The Dalles, OR, United States
22	Magdalena	231 \pm 35	175	231	252	257	19	-74.9	10.2	Calamar, Colombia
23	Uruguay	165 \pm 54	65	228	356	249	12	-58.0	-31.4	Concordia, Argentina
24	Yukon	203 \pm 18	203	212	852	831	21	-162.9	61.9	Pilot Station, AK, United States
25	Atrato	56 \pm 7	33	204	34	9	24	-76.7	6.2	Tagachi, Colombia
26	Danube	202 \pm 36	166	202	788	807	80	28.7	45.2	Ceatal Izma, Romania
27	Niger	33 \pm 9	102	193	2240	1516	29	3.5	11.9	Gaya, Niger
28	Ogooué	148 \pm 22	139	186	210	204	42	10.2	-0.7	Lambaréné, Gabon
29	Essequibo	69 \pm 15	25	154	151	67	13	-58.6	5.8	Plantain Island, Guyana
30	Fraser	86 \pm 11	121	144	245	217	79	-121.4	49.4	Hope, Canada
31	Pechora	135 \pm 16	126	140	302	312	36	52.2	67.6	Oksino, Russia
32	Nelson	70 \pm 17	84	126	1047	997	34	-97.9	54.8	Upstream of Bladder, Canada
33	Khatanga	78 \pm 3	69	124	371	275	13	102.5	72.0	Khatanga, Russia
34	Sepik	119 \pm 9	112	123	77	41	4	142.2	-4.2	Ambunti, Papua New Guinea
35	Kolyma	99 \pm 26	83	118	666	526	17	158.7	68.7	Kolymskoye, Russia
36	Zambeze	105 \pm 44	404	117	1989	940	4	33.6	-16.1	Matundo-Cai, Mozambique
37	Severnaya Dvina	106 \pm 20	176	112	367	348	112	41.9	64.1	Ust Pinega, Russia
38	Indus	89 \pm 25	125	104	1143	975	31	68.3	25.4	Kotri, Pakistan
39	Sanaga	63 \pm 9	65	99	129	132	37	10.1	3.8	Edéa, Cameroon
40	Godavari	97 \pm 32	86	97	312	299	74	81.8	16.9	Polavaram, India

TAB. 2.5: Débits moyens des 40 plus gros fleuves et rivières (parmi les 921) comptabilisés par *Dai et Trenberth* (2002).

2.4 Les réanalyses atmosphériques

Rappelons que l'un des "objectifs" de cette thèse est de "s'intéresser" au développement du forçage atmosphérique de modèles d'océan globaux non couplés afin de reconstruire l'état thermodynamique de l'océan des dernières décennies (ce que l'on qualifie souvent de *hindcast*). Idéalement, dans ce contexte, afin de pouvoir fournir les conditions limites de surface de nos OGCMs, il serait donc nécessaire de disposer, durant la période voulue, de champs observés globaux de chaque variable que nous venons d'étudier (tab. 2.1), à une résolution spatiale et temporelle s'approchant de celles du modèle. Naturellement, aucune de ces variables n'a été globalement mesurée de quelque façon que ce soit, à la fois de manière régulière en espace et en temps. Comme nous l'avons vu, les mesures *in-situ* sont rares sur l'océan, souvent de piètre qualité et restent cantonnées aux routes maritimes les plus fréquemment utilisées et à certaines régions équipées de réseaux de plateformes et bouées de mesures fixes. Seules quelques séries de données satellitaires pourraient prétendre s'approcher de ce "rêve" du modélisateur, mais ces dernières ne sont que très récentes (rien avant 1973) et comme nous l'avons vu, les diverses calibrations et l'utilisation d'algorithmes empiriques nécessaires à leur estimation les rends souvent biaisées. En revanche, les variabilités spatiales et temporelles des champs qu'elles fournissent sont d'une grande utilité pour ce qui est de la compréhension des processus géophysiques.

Le fait que toutes ces données météorologiques soient réparties de façon très irrégulières dans le temps et l'espace, et le grand besoin qu'a la communauté des géophysiciens (météorologues, climatologues...) à disposer de champs réguliers et globaux, a motivé cette même communauté à développer des techniques avancées d'interpolation (et d'extrapolation) spatiale et temporelle dont l'assimilation de données est la plus utilisée.

L'assimilation de données est en quelque sorte une technique d'interpolation/extrapolation reposant sur les lois de la physique, et qui pour ce faire, combine l'utilisation d'un GCM et d'une armada de méthodes statistiques. Ainsi par exemple, l'estimation de propriété de l'atmosphère ou de l'océan sur des régions du domaine non couvertes par des observations sera fait en toute connaissance des équations de *Navier-Stokes*. Elle est utilisée par les modèles d'analyse/prévision opérationnelles (ECMWF, NCEP,...) pour à la fois construire un état de départ à partir de toutes les observations disponibles, que l'on appelle "analyse", et une prévision à court terme (en général 6 h).

2.4.1 Principe des réanalyses météorologiques

Le principe des réanalyses atmosphériques est de reconstruire l'état de l'atmosphère des dernières décennies grâce à l'utilisation du plus grand nombre d'observations passées possibles et des systèmes d'assimilation de données utilisés par les grands centres de prévision opérationnelle tels l'ECMWF¹⁰ ou NCEP¹¹. On comprend alors que c'est naturellement la source de données vers laquelle l'océanographe modélisateur se tourne pour forcer son modèle.

Pour pouvoir couvrir les 50 dernières années et que le coût numérique de ces réanalyses ne devienne pas pharaonique, des systèmes d'assimilation antérieurs et moins évolués que ceux couramment utilisés par les centres opérationnels sont utilisés. L'un des avantages à cela, est que contrairement aux données issues des analyses opérationnelles, les données des réanalyses sont issues d'un système d'assimilation "figé" et donc l'intégralité de la série de données résulte d'un traitement identique (bien que quelques modifications aient été faites en cours de route pour NCEP2 et ERA-40). Le désavantage est que certaines des améliorations notables apportées aux

¹⁰European Centre for Medium-Range Weather Forecasts

¹¹National Centers for Environmental Prediction

systemes d'assimilation plus récents leur font défaut. Les réanalyses permettent aussi d'assimiler des séries d'observations qui pour diverses raisons ne peuvent pas être assimilées en temps réel par les systèmes d'analyse opérationnelle.

Ainsi, les 2 principaux centres de prévisions opérationnels que sont NCEP et l'ECMWF ont développé conjointement deux familles de réanalyses : NCEP/NCAR¹² et ERA. Nous nous intéresserons aux plus récentes versions de ces réanalyses qui sont NCEP-2 et ERA-40.

2.4.2 La réanalyse ERA-40

La première réanalyse réalisée par l'ECMWF est ERA-15 (*Gibson et al.*, 1997) et fournit 15 ans de données de 1979 à 1993 et fut suivie par ERA-40 qui est la réanalyse actuellement disponible. Du fait de la grande qualité de l'état atmosphérique réanalysé qu'elle fournit, elle peut être considérée comme la première réanalyse de seconde génération (*Uppala et al.*, 2004). Les différents aspects de ERA-40 sont donnés dans *Simmons et Gibson* (2000) et *Uppala et al.* (2005). La description complète du modèle ainsi que celle du système d'assimilation est disponible sur le site <http://www.ecmwf.int/research/ifsdocs/CY31r1/index.html>. Les données fournies par ERA-40 couvrent une période allant de septembre 1957 à août 2002.

Le modèle utilisé pour produire les champs de réanalyse est un modèle spectral T159 (contre T106 pour ERA-15 et T511 pour le modèle opérationnel de l'ECMWF) équivalent à une résolution spatiale de 125 km. La discrétisation verticale est assurée par une coordonnée hybride décomposée en 60 niveaux (contre 31 pour ERA-15). Les équations primitives sont intégrées par un schéma de type *semi-Lagrangien*. Pour ce qui est de l'incorporation des observations dans le modèle, un système d'assimilation variationnelle 3D (3D-Var) est utilisé. Celui-ci est une mise à jour du système d'analyse 3D-Var (*Andersson et al.*, 1998) utilisé par l'ECMWF entre 1996 et 1997.

Les observations assimilées sont multiples et pour la plupart communes à la réanalyse NCEP. Elles incluent les données provenant de centres météorologiques du monde entier comprenant des données satellites, des rapports de stations terrestres, mesures aériennes, ballons sondes, bouées, navires et bien d'autres. La figure 2.4 donne un aperçu de la couverture temporelle des principales données utilisées selon leur origines. Pour les conditions limites de surface sur l'océan, la SST de *Reynolds* est utilisée. Les données distribuées sur grilles sont à une résolution de 1.125°.

Il est bon de signaler que les champs de surface à 2 m comme la température et l'humidité de l'air que nous utiliserons pour l'estimation des flux turbulents, ne sont pas calculés par la phase d'analyse 3D-Var classique propre aux autres variables, mais sont déduits grâce aux valeurs du niveau le plus bas et de l'état au sol par utilisation des profils auto-similaires de *Monin-Obukhov* (chap. 3.3.2).

2.4.3 La réanalyse NCEP/NCAR

La première version de la réanalyse NCEP/NCAR (NCEP-1) est décrite en détail par *Kalnay et al.* (1996) et *Kistler et al.* (2001). Elle couvre une période allant de 1948 à 2001 et est la première longue réanalyse atmosphérique digne de ce nom à avoir vu le jour. Plus tard, NCEP-2 (*Kanamitsu et al.*, 2002) fut lancée en tant que simple mise à jour de NCEP-1 (et non en tant que réanalyse d'une nouvelle génération) à partir de 1979 et est prolongée jusqu'à nos jours (contrairement à ERA-40). Elle corrige certaines erreurs connues de NCEP-1

Cette dernière utilise un modèle spectral T62 (équivalent à 210 km) décomposé en coordonnées sigma selon 28 niveaux verticaux. Un schéma semi-implicite est utilisé pour l'intégration des

¹²National Center for Atmospheric Research

équations primitives *Kanamitsu* (1989). Comme pour ERA-40 l'assimilation est produite par un système 3D-Var (*Kalnay et al.*, 1996). La même SST de *Reynolds* que celle de ERA-40 est utilisée pour les conditions limites de surface ainsi que quasiment les mêmes observations (fig. 2.4). Une différence avec ERA-40 est que les données satellites assimilées le sont en tant que température plutôt que de radiance. Les champs de données sont distribués sur une grille gaussienne de type T62, équivalent à une résolution de 1.875° .

Par la suite l'utilisation du terme NCEP se référera implicitement à la réanalyse NCEP-2.

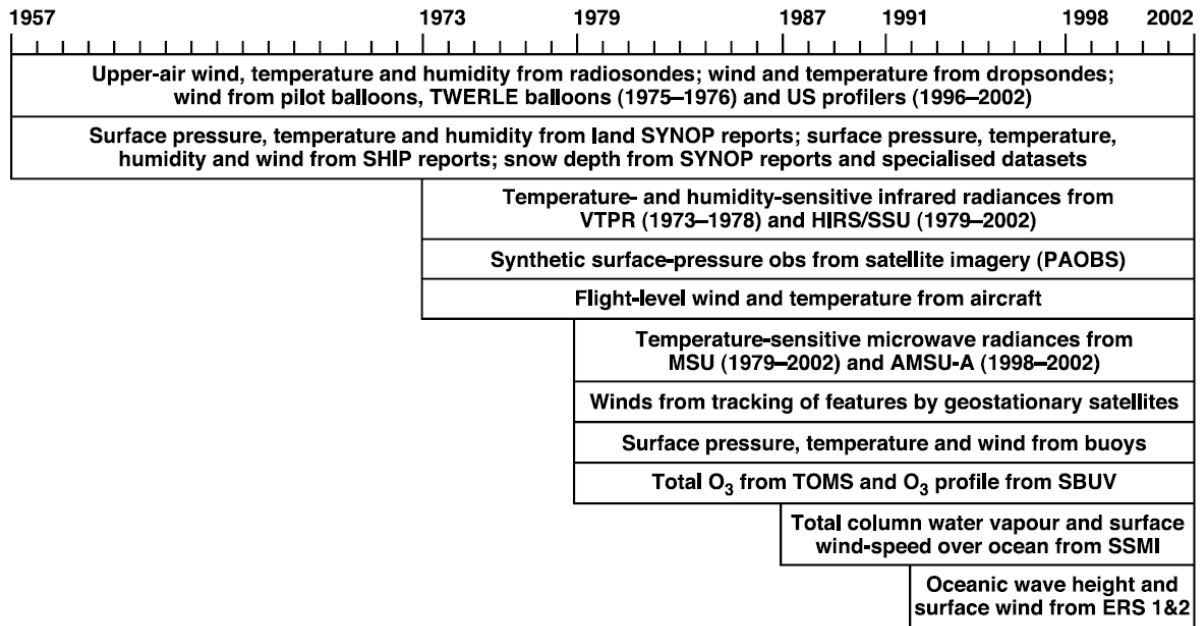


FIG. 2.4: Chronologie des types d'observations assimilées dans les réanalyses ERA-40 et NCEP/NCAR, de 1957 à 2002. (figure tirée de *Uppala et al.* (2005))

2.4.4 Remarques sur les réanalyses

Bien que chacune de ces réanalyses soit basée sur un système d'assimilation figé, elles souffrent toutes deux des effets provenant des changements que subissent les différents réseaux d'observation et des introductions successives de nouvelles données satellitaires. Comme nous le verrons plus en détail dans le chapitre 8, une variabilité temporelle artificielle est ainsi introduite, rendant les études de variabilité incertaines. Elles fournissent les champs à une résolution temporelle de 6H.

2.5 Que choisir pour forcer notre modèle ?

Au vu des différents points que nous venons d'aborder, il nous apparaît comme évident que seuls les produits issus de réanalyses ou de "reconstructions composites" sont à même de fournir les champs globaux de variables météorologiques nécessaires au forçage d'un OGCM.

Ainsi, concernant l'origine des VEAS, les réanalyses nous paraissent être la seule option raisonnable lorsqu'une couverture globale et inter-annuelle est envisagée, aucune autre source ne pouvant actuellement rivaliser avec la qualité des produits qu'elles fournissent.

Par ailleurs, comme cela est implicitement entendu par *Large et Yeager* (2004) (concernant le forçage CORE), et comme nous le vérifions dans le travail mené pour élaborer les forçages DRAKKAR DFS3 et DFS4 (chap. 8), les champs radiatifs fournis par ces mêmes réanalyses souffrent de défauts inquiétants. Pour cette raisons, nous leur préférons les champs construits à partir de données satellitaires, tel le produit ISCCP/FD-SRF de *Zhang et al.* (2004).

Enfin, pour ce qui est des apports d'eau douce, vu la mauvaise qualité des précipitations issues de réanalyses, notre choix se portera sur les produits comme CMAP et GPCP. Pour les apports continentaux le produit de *Dai et Trenberth* (2002) est choisi.

Le tableau 2.6 récapitule de manière schématique la composition type des forçages atmosphériques DRAKKAR, ainsi que certaines particularités propres à chacun des groupes de variables.

Groupe	Variables	Origine	Fréquence	Disponibilité
VEADS	$\vec{U}_{10}, \theta_{air}, q_{air}$	Réanalyses	6 heures	1958-2006
Produit radiatif	rad_{sw}, rad_{lw}	Satellite	journalière	1984-2004
Apports d'eau douce	P, R	Composite	mensuelle	1979-2004

TAB. 2.6: Origines et fréquences des données servant à composer les fonctions de forçage atmosphérique DRAKKAR.

Chapitre 3

Flux turbulents

Sommaire

3.1	La couche limite atmosphérique	49
3.1.1	Définitions	49
3.1.2	Quelques rappels de météorologie	49
3.2	Théorie de la couche limite turbulente	50
3.2.1	Décomposition de Reynolds	51
3.2.2	Hypothèses de couche à flux constant	52
3.2.3	Expression des flux turbulents	53
3.2.4	Fermeture du premier ordre et viscosité turbulente	54
3.3	Aspect énergétique de la CLA	55
3.3.1	Équation de l'énergie cinétique turbulente	55
3.3.2	Auto-similarité de <i>Monin-Obukhov</i>	56
3.4	Les méthodes de mesure des flux turbulents	58
3.4.1	Méthode des corrélations	58
3.4.2	Méthode de dissipation inertielle	59
3.5	Paramétrisation des flux turbulents : les formules <i>bulk</i>	63
3.5.1	Calcul des coefficients de transfert turbulent	64
3.5.2	Formes des fonctions adimensionnelles	66
3.5.3	Ajustement vertical des scalaires atmosphériques	67
3.5.4	Vent neutre à 10m	69
3.5.5	Utilisation de la méthode bulk	69

Introduction

La notion de flux turbulent est assez abstraite puisqu'elle caractérise le transfert d'une grandeur donnée, causé par les fluctuations turbulentes de l'écoulement, à travers une surface unitaire et par unité de temps. Dans le cas de la couche limite atmosphérique (désormais CLA), on s'intéresse au transfert normal à l'écoulement moyen, et donc à un transport vertical. Dans notre contexte de forçage thermodynamique, les grandeurs concernées sont au nombre de 3 : l'énergie interne, la masse d'eau et la quantité de mouvement contenues dans une parcelle de fluide. Le transport turbulent vertical de ces 3 grandeurs donne respectivement naissance aux 3 flux turbulents introduits dans le chapitre précédent : le flux de chaleur sensible, l'évaporation ou flux de chaleur latente et le flux de quantité de mouvement ou tension de vent.

Ces flux turbulents sont d'une importance capitale pour le forçage du modèle, puisqu'ils conditionnent complètement le forçage mécanique de l'océan, et affectent partiellement le forçage thermique et halin (fig. 1.1).

D'autres flux turbulents air/mer sont d'un intérêt certain pour l'océanographie et l'étude du climat mais ne concernent pas directement l'aspect thermodynamique du forçage de l'océan. Ainsi les flux de traceurs passifs tel le CO_2 ou d'autres gaz d'origine anthropique comme les fréons, peuvent être envisagés dans des études visant par exemple à démontrer la capacité de l'océan à stocker ces gaz.

Les mesures directes et validées des flux turbulents à la surface de l'océan sont rares, et ce pour plusieurs raisons. La première raison est que contrairement à la mesure des variables d'état atmosphérique de surface (VEAS), mesurer correctement de tels flux nécessite un appareillage digne d'un laboratoire. Pour pouvoir "capturer" les échelles de la turbulence, ces instruments doivent être en effet capables de mesurer d'infimes fluctuations, ce qui requiert à la fois une grande sensibilité et des mesures réalisées à haute fréquence. Ce n'est naturellement pas le cas des traditionnels thermomètres, hygromètres et anémomètres. La seconde raison est que ces mesures, quand réalisées par des navires ou des bouées dotées d'appareils adéquats, sont souvent entachées d'erreurs provenant des conditions hostiles du grand large ainsi que des perturbations induites par la plateforme de mesure sur l'écoulement. Les données de mesures *in-situ* directes de flux turbulents sont donc très ponctuelles dans le temps et l'espace puisqu'elles restent cantonnées aux quelques stations de mesure "haut de gamme", utilisées sur les plateformes fixes, certains navires de recherche et quelques bouées. Les méthodes utilisées pour réaliser ce type de mesures seront discutées plus en détail dans la section 3.4.1 et 3.4.2.

Dans ce chapitre nous allons d'abord nous attacher à comprendre la physique des flux turbulents à l'interface air/mer. Pour ce faire, quelques notions sur les variables thermodynamiques de CLA seront rappelées.

Seule l'approche statistique permet d'aborder la notion de "flux turbulents", c'est pourquoi nous nous efforcerons dans un premier temps de comprendre la théorie de couche limite turbulente. Nous nous intéresserons ensuite à l'aspect énergétique de la CLA, nous introduirons pour cela l'équation d'évolution de l'énergie cinétique du mouvement turbulent (TKE) qui mène à la célèbre théorie de *Monin-Obukhov* et toute l'analyse adimensionnelle de la stabilité atmosphérique qui en découle. Ces notions sont indispensables à la bonne compréhension des méthodes d'estimation des flux turbulents de surface qui suivront.

Nous aborderons ensuite les diverses manières de mesurer les flux turbulents sur l'océan. Nous commencerons par la plus directe qui est la méthode dite "eddy correlation" pour enchaîner sur la méthode de dissipation inertielle.

Enfin, nous clorons ce chapitre en étudiant en détail les fondements de la paramétrisation des flux turbulents et l'approche *bulk* qui en découle.

3.1 La couche limite atmosphérique

3.1.1 Définitions

Selon *Stull* (1988) : *la couche limite est la partie de la troposphère directement influencée par la présence de la surface de la terre et qui réagit au forçage de surface dans une échelle de temps de l'ordre de l'heure.*

Dans le cas de la couche limite au dessus de l'océan, le forçage de surface en question est la friction, le flux de chaleur, l'évaporation voire l'absorption ou l'émission de gaz. La principale différence avec la couche limite "continentale" est l'absence de contrainte sur l'écoulement due à la présence de relief, l'océan étant naturellement vu comme une surface plane malgré la présence de vagues plus ou moins grandes. Au dessus de l'océan l'épaisseur de la couche limite est en moyenne de l'ordre de quelques centaines de mètres.

Couche à flux constant

La partie de la CLA qui nous intéresse plus particulièrement est la couche qualifiée de *couche à flux constant* définie comme la partie de la couche limite en contact avec l'océan à travers laquelle les flux varient de moins de 10% de leur intensité selon la verticale. C'est donc faire une approximation du premier ordre que de la considérer comme réellement à flux constant. Il est aussi couramment admis qu'elle est d'une épaisseur correspondant à 10% de la couche limite. Typiquement, cette couche s'élève sur quelques dizaines de mètres, ce qui peut la situer entre 10 et 50 mètres au dessus de la surface.

L'hypothèse de *couche à flux constant* sert de base à la théorie d'auto-similarité de *Monin-Obukhov* qui sera développée plus tard (section 3.3.2) et sur laquelle la plupart des méthodes d'estimation des flux turbulents sont bâties. D'un point de vue plus pratique, cette hypothèse est fondamentale, puisque ainsi, un flux turbulent calculé à une hauteur donnée (généralement 10m), pourra être supposé égal à son équivalent à l'interface air/mer. Ce flux à l'interface étant celui qui nous intéresse pour forcer le modèle et qui n'est pas mesurable.

Nous détaillerons, dans la section 3.2.2, les diverses conditions et approximations qui conduisent à ce concept de *couche à flux constant*.

3.1.2 Quelques rappels de météorologie

Avant d'aborder des notions plus pointues de turbulence appliquée à la CLA, il paraît nécessaire de rappeler ici quelques bases de thermodynamique de l'atmosphère.

Équation d'état

L'équation du gaz parfait, avec l'effet de l'humidité pris en compte grâce à l'utilisation de la température virtuelle, s'écrit :

$$\rho_a(z) = \frac{P_{atm}(z)}{R_d \theta_v(z)} \quad (3.1)$$

où

ρ_a	est la masse volumique de l'air	(kg/m ³)
P_{atm}	est la pression atmosphérique	(Pa)
θ_v	est la température virtuelle potentielle	(K)
R_d	est la constante du gaz parfait pour l'air sec	(J/kg/K \equiv m ² /s ² /K)

Influence de l'humidité sur la masse volumique :

L'influence de l'humidité sur la masse volumique de l'air est souvent non négligeable. Comme nous venons de le voir, la vapeur d'eau étant un gaz moins dense que l'air, l'humidité est un facteur allégeant. Ce qui est facilement appréciable grâce à l'équation d'état (3.1), en effet, plus l'air est humide, plus la température virtuelle est élevée et donc plus la masse volumique de l'air est faible.

Analogie masse volumique/température virtuelle potentielle :

Dans l'atmosphère, la masse volumique locale est totalement conditionnée par la température virtuelle potentielle puisque cette dernière dépend aussi de la température, de l'humidité et de la pression atmosphérique locales. Dans l'océan, du fait de la très faible compressibilité de l'eau, c'est surtout la température et la salinité qui influent sur la masse volumique.

Pour cette raison, les atmosphériciens ont plus tendance à utiliser la température virtuelle potentielle comme indicateur de la flottabilité. Elle est en quelque sorte l'analogie de la densité potentielle σ_0 pour les océanographes. Ainsi, dans l'océan, l'instabilité menant au phénomène de convection se produit lorsque le gradient vertical de masse volumique est positif : $\partial\sigma_0/\partial z > 0$. Dans l'atmosphère, en revanche, la convection due à l'instabilité du fluide se produit pour un gradient de température potentielle virtuelle négatif : $\partial\theta_v/\partial z < 0$.

Stabilité de la CLA

La CLA peut être définie par trois états distincts. Commençons par le cas neutre. Dans la condition idéale de neutralité, c'est à dire dans une CLA ni instable ni stable, le gradient vertical de flottabilité est nul : $\partial\theta_v/\partial z = 0$, une parcelle de fluide élevée d'un point z_A vers un point z_B resterait en z_B . En revanche, dans une CLA instable ($\partial\theta_v/\partial z < 0$), notre parcelle continuerait son ascension. A l'opposé, une CLA stable ($\partial\theta_v/\partial z > 0$) forcerait notre parcelle à revenir à sa position initiale z_A (en oscillant à la fréquence de *Brunt-Väisälä*). La connaissance du profil vertical de température virtuelle potentielle $\theta_v(z)$ permet donc de savoir si une parcelle va localement s'alléger ou s'alourdir (comparée au fluide environnant à la même altitude) en étant déplacée vers le haut.

Il est aussi possible de comprendre la notion de stabilité par une approche énergétique, dont l'aspect calculatoire sera développé dans la section 3.3.1. En condition neutre, la turbulence est uniquement générée par le cisaillement dû au gradient vertical de vent. La quantité de mouvement est en quelque sorte propagée verticalement par les tourbillons générés par ce cisaillement. Quand la CLA est instable la production de turbulence est augmentée et le transport vertical de quantité de mouvement l'est aussi. En revanche dans le cas d'une CLA stable la turbulence générée par le gradient de vent est en quelque sorte amortie par cette stabilité. Cela entraîne un transfert de quantité de mouvement vertical moins efficace.

3.2 Théorie de la couche limite turbulente

La théorie de la couche limite est fondée sur le cas idéalisé d'un écoulement turbulent moyen uni-directionnel le long d'une plaque plane. Cette configuration à géométrie simple a permis aux mécaniciens des fluides de bâtir une théorie robuste et facilement vérifiable en laboratoire.

Cette théorie a prouvé être applicable à l'atmosphère sous certaines conditions qui seront détaillées dans la section 3.2.2. L'écoulement doit être stationnaire et horizontal, la turbulence homogène et pleinement développée, ce qui exclut par exemple le phénomène de subsidence et

les conditions de vent trop calme.

Elle s'applique d'autant mieux au cas de l'atmosphère en contact avec l'océan que celui-ci est en général plus "lisse" que les continents. La particularité de l'atmosphère est d'être un fluide stratifié, traversé verticalement par un flux de chaleur et d'humidité. Cette inhomogénéité de la masse volumique conduit, avec l'aide de la gravité, à une source potentielle de production ou de destruction de la turbulence qui s'ajoute à la production générée par le cisaillement de l'écoulement. Avant d'aborder plus en détail ces aspects énergétiques, il convient de rappeler quelques notions de base sur l'écoulement turbulent de couche limite.

3.2.1 Décomposition de Reynolds

Chacune des composantes de vitesse d'un écoulement turbulent peut se décomposer en la somme de sa valeur moyenne $\langle u_i \rangle$ et d'une fluctuation turbulente u'_i :

$$u_i = \langle u_i \rangle + u'_i \quad (3.2)$$

La concentration d'un traceur c quelconque advecté par cet écoulement turbulent se décompose de manière analogue :

$$c = \langle c \rangle + c' \quad (3.3)$$

Notion de moyenne

Il paraît essentiel de définir ce que nous entendons par le terme de *moyenne* d'une variable. Dans le cas propre à la micro-météorologie, il s'agit de la moyenne temporelle, calculée sur une durée judicieusement définie. Cette durée doit d'abord être assez longue pour pouvoir prendre en compte la contribution des plus gros tourbillons et ainsi obtenir des moyennes stables des propriétés de la turbulence. Cette durée doit être par ailleurs suffisamment courte pour pouvoir considérer les conditions moyennes de l'écoulement comme stationnaires. Dans la pratique, on préconise des durées de l'ordre de plusieurs dizaines de minutes, généralement de 20 à 40 minutes (*Smith, 1980*).

Équations de Reynolds

Écrire l'équation de conservation de la quantité de mouvement (*Navier-Stockes*) avec chaque variable décomposée en la somme de sa moyenne et de sa fluctuation, mène aux traditionnelles équations de *Reynolds*. Dans le contexte propre aux fluides géophysiques, de référentiel "tournant" et de fluide stratifié, et en appliquant diverses approximations, dont celle de *Boussinesq* qui consiste à ne considérer la fluctuation de masse volumique ρ' que pour le terme de flottabilité, on obtient le système d'équations suivant pour l'écoulement moyen :

$$\frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial t} + \langle u_j \rangle \frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_j} - \varepsilon_{ij3} f_c \langle u_j \rangle = -\delta_{i3} \frac{\rho'}{\langle \rho \rangle} g - \frac{1}{\langle \rho \rangle} \frac{\partial \langle P \rangle}{\partial x_i} - \frac{\partial \langle u'_i u'_j \rangle}{\partial x_j} \quad (3.4)$$

dans lequel la notation indicielle suit la convention d'*Einstein*, δ_{ij} est le tenseur unitaire de *Kronecker*, et ε_{ij3} le tenseur unitaire de permutation. f_c est le paramètre de *Coriolis* et g l'accélération de la gravité. La différence avec les équations du "mouvement non moyenné", réside dans l'introduction d'un terme issu de l'advection par les fluctuations de vitesse (dernier terme de droite), qui n'est autre que la divergence du tenseur de *Reynolds* et traduit le transport induit par ces fluctuations. L'expression du tenseur de tension de *Reynolds* est la suivante :

$$R_{ij} = -\langle \rho \rangle \langle u'_i u'_j \rangle \quad (3.5)$$

L'équation (3.4) est aussi obtenue dans l'hypothèse d'un écoulement turbulent, et donc à grand nombre de *Reynolds*, les termes de tension dus à la viscosité moléculaire sont donc négligés face aux tensions de *Reynolds* :

$$-\langle \rho \rangle \langle u'_i u'_j \rangle \gg \mu \left[\frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_j} + \frac{\partial \langle u_j \rangle}{\partial x_i} \right] \quad (3.6)$$

où μ est la viscosité dynamique du fluide considéré.

Le lecteur est invité à se reporter à tout bon ouvrage traitant de la turbulence de la CLA (*Pedlosky, 1979; Stull, 1988; Garratt, 1992; Blackadar, 1998*), pour trouver le détail des différentes étapes et approximations conduisant à ces équations de *Reynolds*.

Pour un traceur quelconque c , l'équation de conservation de la concentration moyenne s'écrit :

$$\frac{\partial \langle c \rangle}{\partial t} + \langle u_j \rangle \frac{\partial \langle c \rangle}{\partial x_j} = S_c - \frac{\partial \langle c' u'_j \rangle}{\partial x_j} \quad (3.7)$$

le terme S_c y représente une source volumique éventuelle de traceur. Là aussi, l'hypothèse que la diffusion turbulente est grande face à la diffusion moléculaire ν_c a été faite :

$$-\langle c' u'_j \rangle \gg \nu_c \frac{\partial \langle c \rangle}{\partial x_j} \quad (3.8)$$

3.2.2 Hypothèses de couche à flux constant

Nous allons ici, nous attacher à définir les hypothèses conduisant au concept de *couche à flux constant*, qui est, comme nous l'avons rappelé en 3.1.1, indispensable à toutes les méthodes d'estimation des flux turbulents air/mer.

Équilibre géostrophique

Cette condition est satisfaite quand le terme pression de l'équation (3.4) compense celui de *Coriolis* :

$$\frac{1}{\langle \rho_a \rangle} \frac{\partial \langle P \rangle}{\partial x_i} - \varepsilon_{ij3} f_c \langle u_j \rangle = O(f_c U_{10}) \quad (3.9)$$

L'erreur faite par cette approximation est de l'ordre $f_c U_{10}$ où U_{10} le vent géostrophique à 10m et est donc de l'ordre de $10^{-4} \times 10 = 10^{-3}$.

Écoulement stationnaire, horizontal et homogène

Ces hypothèses sont propres à l'écoulement de couche limite dans le cas général.

L'hypothèse de *stationnarité* se traduit simplement par le fait que toute dérivée temporelle est nulle :

$$\frac{\partial}{\partial t} = 0 \quad (3.10)$$

L'hypothèse d'*écoulement moyen horizontal* se traduit par le fait que la composante verticale de l'écoulement moyen est nulle :

$$\langle w \rangle = 0 \quad (3.11)$$

Dans le cas de la CLA au dessus de l'océan, cela est assez bien vérifié en l'absence des phénomènes de subsidence et d'ascendance. L'écoulement se résume donc au champ de vitesse suivant :

$$\begin{aligned} u &= \langle u \rangle + u' \\ v &= \langle v \rangle + v' \\ w &= w' \end{aligned} \quad (3.12)$$

L'homogénéité horizontale de l'écoulement est satisfaite en l'absence de gradients horizontaux (géostrophie mise à part), et ce, quelle que soit la grandeur concernée :

$$\frac{\partial}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial y} = 0 \quad (3.13)$$

3.2.3 Expression des flux turbulents

En négligeant l'effet de la diffusion moléculaire, le transport vertical instantané du traceur c , et donc son flux vertical, est défini comme étant le produit de la concentration avec la composante verticale du vent w . En se servant des expressions (3.2) et (3.3), on peut exprimer le transport vertical moyen comme suit :

$$F_c = \langle wc \rangle = \langle w \rangle \langle c \rangle + \langle w' c' \rangle \quad (3.14)$$

Ce qui dans l'hypothèse d'écoulement moyen horizontal (3.12) mène à l'expression du flux vertical turbulent d'un traceur c :

$$F_c = -\langle w' c' \rangle \quad (3.15)$$

la présence du signe moins s'explique par le fait qu'un flux "positif" doit contribuer à augmenter la concentration du traceur. Cela équivaut, dans l'hypothèse de viscosité turbulente (section 3.2.4), à considérer que la propagation d'un traceur se fait selon une direction correspondant à un gradient négatif de sa concentration.

Dans la réalité, c peut être la quantité de mouvement contenue dans une parcelle d'air élémentaire $c = \rho_a u_i$, la quantité de chaleur contenue dans cette parcelle $c = \rho_a C_p \theta_{air}$ et la masse d'eau (sous forme gazeuse) disponible dans cette même parcelle $c = \rho_a q_{air}$. On peut alors définir respectivement la tension de vent, le flux de chaleur sensible et l'évaporation comme les flux turbulents vertical de ces 3 grandeurs à l'interface air/mer :

$$\begin{aligned} \tau_i &= -\rho_a \langle w' u'_i \rangle \\ Q_{sens} &= -\rho_a C_p \langle w' \theta' \rangle \\ E &= -\rho_a \langle w' q' \rangle \end{aligned} \quad (3.16)$$

Cohérence avec l'hypothèse de couche à flux constant

Dans les hypothèses vues en 3.2.2, les équations de *Reynolds* (eq. 3.4) se résument à :

$$\begin{aligned} 0 &= -\frac{\partial \langle u' w' \rangle}{\partial z} + O(f U_{10}) \\ 0 &= -\frac{\partial \langle v' w' \rangle}{\partial z} + O(f U_{10}) \end{aligned} \quad (3.17)$$

Pour le traceur c , en considérant l'absence de source volumique S_c , l'équation (3.7) donne :

$$0 = -\frac{\partial \langle w' c' \rangle}{\partial z} \quad (3.18)$$

En reconnaissant l'expression de nos flux turbulents, on a bien, d'après (eq. 3.17) et (eq. 3.18) :

$$\frac{\partial \vec{\tau}}{\partial z} \simeq 0 \quad \text{et} \quad \frac{\partial F_c}{\partial z} = 0 \quad (3.19)$$

On a donc vérifié ainsi que les flux turbulents sont invariants avec la hauteur dans les hypothèses de *couche à flux constant*.

Échelles caractéristiques de la turbulence de couche limite

On peut définir une échelle caractéristique des fluctuations de vitesse de l'écoulement turbulent dans la couche limite :

$$u^* = \sqrt{\frac{\tau}{\rho_a}} \quad (3.20)$$

où τ est la contrainte de cisaillement ou tension de vent.

Outre cette échelle de vitesse u^* qui est aussi connue sous l'appellation de vitesse de frottement, on peut introduire une échelle caractéristique c^* pour notre traceur c qui définit en quelque sorte la valeur typique de ses fluctuations turbulentes au sein de la couche limite :

$$c^* = \frac{-\langle w'c' \rangle}{u^*} \quad (3.21)$$

3.2.4 Fermeture du premier ordre et viscosité turbulente

Loi du K

La *loi du K* , encore appelée *loi du gradient*, est une méthode de fermeture de la turbulence du premier ordre (*Prandtl*, 1925). Par analogie avec la diffusion moléculaire, elle exprime le flux turbulent de c comme étant proportionnel au gradient de sa concentration moyenne et à une viscosité turbulente K_c :

$$F_c = -\langle w'c' \rangle = K_c \frac{\partial \langle c \rangle}{\partial z} \quad (3.22)$$

L'unité d'une telle viscosité est le m^2/s . Cette manière de modéliser le mélange turbulent est toutefois réservée au cas où la turbulence est purement "diffusive" (petits tourbillons) et devient contestable avec l'apparition de grosses structures tourbillonnaires.

La théorie de longueur de mélange

Il existe de multiples paramétrisations servant à estimer la viscosité turbulente au sein de la couche limite turbulente. L'une des plus simples, et qui convient bien au cas de la CLA, est celle de *Von Kármán*. Elle découle de la théorie de la *longueur de mélange*. Cette théorie est attribuée aux travaux de *Taylor* (1915) et *Prandtl* (1925). Ces derniers émirent l'hypothèse que les gros tourbillons sont plus efficaces pour mélanger la quantité de mouvement que les petits, et que de ce fait, la diffusion turbulente devait augmenter avec l'éloignement de la surface z . En se basant sur cette hypothèse, Theodore Von Kármán proposa quelques années plus tard la paramétrisation de la diffusion turbulente qui porte son nom :

$$K_m = \kappa u^* z \quad (3.23)$$

où la diffusion est proportionnelle à l'éloignement de la surface et à la vitesse de frottement u^* , κ est la constante de *Von Kármán* et vaut généralement aux alentours de 0.4.

Il est important de signaler que ce résultat n'est valide que dans le cas d'une CLA en condition neutre.

3.3 Aspect énergétique de la CLA

3.3.1 Équation de l'énergie cinétique turbulente

L'énergie cinétique associée aux fluctuations de vitesse de l'écoulement turbulent, désormais notée TKE, est l'une des variables les plus importantes en micro-météorologie, puisqu'elle est une mesure de l'intensité de la turbulence. Elle est directement impliquée dans le transport vertical de la quantité de mouvement, de chaleur et d'humidité au sein de la CLA.

On définit l'énergie cinétique du mouvement turbulent par unité de masse m comme suit :

$$\langle e \rangle = \frac{TKE}{m} = \frac{1}{2} \langle u'_i u'_i \rangle \equiv \frac{1}{2} \langle u' u' + v' v' + w' w' \rangle \quad (3.24)$$

Là encore, le lecteur est invité à se reporter à des ouvrages comme celui de *Stull* (1988) ou *Blackadar* (1998) afin de retrouver le développement calculatoire, conduisant, en partant des équations de *Reynolds*, introduites en 3.2.1, à l'équation d'évolution de l'énergie cinétique turbulente. Dans le cas général, cette équation s'écrit comme suit :

$$\frac{D\langle e \rangle}{Dt} = \frac{g}{\langle \theta_v \rangle} \langle w' \theta'_v \rangle - \langle u'_i u'_j \rangle \frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_j} - \frac{\partial \langle u'_j e \rangle}{\partial x_j} - \frac{1}{\langle \rho_a \rangle} \frac{\partial \langle u'_i p' \rangle}{\partial x_i} - \varepsilon \quad (3.25)$$

Toujours dans les hypothèses propres à la théorie de couche limite, cette équation se simplifie en la relation suivante :

$$\begin{aligned} 0 &= \frac{g}{\langle \theta_v \rangle} \langle w' \theta'_v \rangle + \left[-\langle u' w' \rangle \frac{\partial \langle u \rangle}{\partial z} - \langle v' w' \rangle \frac{\partial \langle v \rangle}{\partial z} \right] + \left[-\frac{\partial \langle w' e \rangle}{\partial z} - \frac{1}{\langle \rho_a \rangle} \frac{\partial \langle w' p' \rangle}{\partial z} \right] - \varepsilon \\ 0 &= \mathbf{B} + \mathbf{M} + \mathbf{X} - \varepsilon \end{aligned} \quad (3.26)$$

où :

- B** est la production ou perte de TKE due à la flottabilité
- M** est la production de TKE due au cisaillement
- X** est le transport turbulent de TKE dû aux fluctuations de vitesse et de pression
- ε est la dissipation visqueuse de TKE due à la viscosité moléculaire

Notons que les termes de cette équation, ont comme unité le $\text{m}^2 \text{s}^{-3}$.

Le nombre de Richardson de flux

Ce nombre sans dimension compare la production de TKE due au cisaillement à celle due à la flottabilité :

$$Ri_f = \frac{\mathbf{B}}{-\mathbf{M}} \equiv \frac{\frac{g}{\langle \theta_v \rangle} \langle w' \theta'_v \rangle}{\langle u' w' \rangle \frac{\partial \langle u \rangle}{\partial z} + \langle v' w' \rangle \frac{\partial \langle v \rangle}{\partial z}} \quad (3.27)$$

Le signe appliqué au terme **M** est une convention qui permet d'avoir un nombre de *Richardson* positif pour une colonne d'air stable. En utilisant la loi du K (eq. 3.22) et la relation de *Von Kármán* (eq. 3.23), on peut approcher **M** de la manière suivante :

$$\mathbf{M} \simeq u^{*2} \frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial z} \simeq \frac{u^{*3}}{\kappa z} \quad (3.28)$$

Ce qui fournit une estimation simplifiée du nombre de *Richardson* de flux :

$$Ri_f \simeq -\frac{\kappa z g \langle w'\theta'_v \rangle}{\langle \theta_v \rangle u^{*3}} \quad (3.29)$$

$-\langle w'\theta'_v \rangle$ est le flux de flottabilité, il est lié au gradient vertical de masse volumique de l'air et donc la stabilité. Il conditionne le signe du nombre de *Richardson* puisqu'il en est la seule composante à pouvoir en changer. Ainsi, le nombre de *Richardson* est du même signe que $\partial\theta_v/\partial z$, on a donc $Ri_f < 0$ pour une CLA instable et $Ri_f > 0$ pour une CLA stable.

Le nombre de *Richardson* de flux peut aussi renseigner de manière plus fine quant à la nature de l'écoulement :

Valeur de Ri_f	Stabilité	TKE
$Ri_f > 1$	CL stable	écoulement laminaire (n'a pas de sens pour la CLA!)
$0 < Ri_f < 1$	CLA stable	turbulence entretenue par le cisaillement
$-1 < Ri_f < 0$	CLA instable	turbulence entretenue majoritairement par le cisaillement
$Ri_f < -1$	CLA instable	turbulence entretenue majoritairement par la flottabilité

Le nombre de *Richardson* de gradient

La loi du K nous indique que le flux $-\langle u'w' \rangle$ est proportionnel à $\partial\langle u \rangle/\partial z$. De même, $-\langle w'\theta'_v \rangle$ est proportionnel à $\partial\langle \theta_v \rangle/\partial z$. Ces approximations permettent d'accéder, dans le cas d'un nombre de *Prandtl* turbulent proche de 1 ($Pr_t = K_m/K_\theta \sim 1$), au nombre de *Richardson* dit de gradient Ri_g :

$$Ri_g = \frac{\frac{g}{\langle \theta_v \rangle} \frac{\partial\langle \theta_v \rangle}{\partial z}}{\left(\frac{\partial\langle u \rangle}{\partial z}\right)^2 + \left(\frac{\partial\langle v \rangle}{\partial z}\right)^2} \simeq \frac{\mathbf{B}}{-\mathbf{M}} \quad (3.30)$$

3.3.2 Auto-similarité de *Monin-Obukhov*

Le but de l'auto-similarité est de simplifier un problème physique donné, en rendant certaines grandeurs d'intérêt adimensionnelles et fonctions d'un unique paramètre lui aussi adimensionnel. On s'affranchit ainsi des contraintes liées à l'échelle du problème pour se focaliser sur les lois le régissant. Dans le cas présent, les grandeurs d'intérêt sont les termes de production et de destruction de l'équation de TKE. Le paramètre d'intérêt doit quant à lui définir la stabilité.

L'auto-similarité appliquée à la CLA fut introduite par *Monin et Obukhov* (1954) et reste aujourd'hui encore la théorie de référence.

Longueur de *Monin-Obukhov*

La longueur de *Monin-Obukhov*, notée L est une échelle caractéristique de la CLA. Elle représente une sorte de hauteur virtuelle à laquelle le taux de production d'énergie cinétique turbulente dû au cisaillement (\mathbf{M}) égalerait celui dû à la flottabilité (\mathbf{B}). En suivant la même convention de signe que pour Ri_f , cela revient à trouver la hauteur z pour laquelle $\mathbf{B} = -\mathbf{M}$. En se servant de l'expression de \mathbf{M} vue dans eq.(3.28), on obtient :

$$L = \frac{-\theta_v u^{*3}}{\kappa g \langle w'\theta'_v \rangle} \quad (3.31)$$

En rappelant l'expression de la température virtuelle, $\theta_v = \theta (1 + \varepsilon q)$, on peut montrer que :

$$\langle w' \theta'_v \rangle = \langle w' \theta' \rangle (1 + \varepsilon q) + \theta \varepsilon \langle w' q' \rangle \quad (3.32)$$

Ce qui en utilisant les échelles caractéristiques de la turbulence définies dans eq.(3.21), mène à :

$$\langle w' \theta'_v \rangle = -u^* (\theta^* (1 + \varepsilon q) + \theta \varepsilon q^*) \quad (3.33)$$

En injectant (3.33) dans (3.31), on arrive à une des expressions les plus couramment rencontrée pour la longueur de *Monin-Obukhov* :

$$L = \frac{\theta_v u^{*2}}{\kappa g (\theta^* (1 + \varepsilon q) + \varepsilon \theta q^*)} \quad (3.34)$$

Ce qui équivaut aussi à l'expression plus simple :

$$L = \frac{\theta_v u^{*2}}{\kappa g \theta_v^*} \quad (3.35)$$

La longueur de *Monin-Obukhov* a le même signe que le nombre de *Richardson* qui définit lui même la stabilité. Dans le cas d'une CLA neutre, le flux de flottabilité $\langle w' \theta'_v \rangle$ est nul, L atteint donc des valeurs infinies. Dans le cas d'une CLA instable, le gradient vertical de masse volumique est négatif et donc L est négatif, et réciproquement.

À ce stade, il convient d'introduire ζ le paramètre dit de stabilité, qui n'est autre que la hauteur z adimensionnée par la longueur de *Monin-Obukhov* :

$$\zeta = \frac{z}{L} \quad \zeta > 0 \Rightarrow \text{stable} \quad \zeta < 0 \Rightarrow \text{instable} \quad (3.36)$$

ζ est nul pour une CLA neutre, et croît en valeur absolue avec le degré de stabilité ou d'instabilité.

Adimensionnalisation de l'équation de TKE

L'équation d'évolution de TKE (3.26), vue au paragraphe 3.3.1, peut être adimensionnée grâce à l'échelle caractéristique dite de *Monin-Obukhov*. Comme les termes de l'équation de TKE, cette échelle doit avoir la dimension d'un taux d'énergie cinétique par unité de volume : $\text{m}^2 \text{s}^{-3}$. L'analyse dimensionnelle conduit aisément à son expression : $u^{*3}/\kappa z$. L'équation de TKE adimensionnée est donc obtenue en multipliant eq.(3.26) par $\kappa z/u^{*3}$, ce qui mène à :

$$0 = -\zeta + \phi_m(\zeta) - \phi_X(\zeta) - \phi_\varepsilon \quad (3.37)$$

Les profils adimensionnels ϕ_m et ϕ_X sont supposés être des fonctions universelles du paramètre de stabilité ζ . Comme le montre l'équation (3.37), ce paramètre de stabilité est aussi la version adimensionnée du terme de production de TKE par flottabilité **B**.

En profitant de la relation $-\langle u'_i w' \rangle \simeq u^{*2}$, le terme adimensionnel de production par cisaillement est donné par :

$$\phi_m = -\frac{\kappa z}{u^{*3}} \langle u'_i w' \rangle \frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial z} \simeq \frac{\kappa z}{u^*} \frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial z} \quad (3.38)$$

Le profil adimensionnel $\phi_X(\zeta)$, qui traduit le transport lié aux fluctuations de vitesse et de pression, sera abordé plus en détail dans la section 3.4.2.

Le terme adimensionnel de dissipation quant à lui, s'écrit :

$$\phi_\varepsilon = \frac{\varepsilon \kappa z}{u^{*3}} \quad (3.39)$$

3.4 Les méthodes de mesure des flux turbulents

3.4.1 Méthode des corrélations

Mentionnée dans la littérature scientifique sous l'appellation de *Eddy Correlation Method*, nous l'appellerons désormais ECM par souci de concision.

Principe et instrumentation

L'ECM est la méthode de mesure la plus directe pour estimer les flux turbulents au dessus du sol. Elle consiste à mesurer simultanément, et à très haute fréquence, les fluctuations verticales de vitesse w' (ainsi qu'horizontales u') et des scalaires atmosphériques tels l'humidité q' et la température θ' , pour en déduire les covariances $\langle w'u' \rangle$, $\langle w'\theta' \rangle$ et $\langle w'q' \rangle$ qui ne sont autres que l'expression des flux.

Les mesures doivent être longues et couvrir, en principe, tous les régimes de la turbulence. Cela implique, en théorie, de balayer des gammes de fréquences partant de l'échelle de la dissipation turbulente ($f \sim \sqrt{\varepsilon/\nu}$) et allant jusqu'à des temps suffisamment longs pour inclure les fréquences correspondant aux longueurs d'onde des plus grosses structures tourbillonnaires (dues à l'action des vagues par exemple). En pratique, il est nécessaire d'enregistrer des séries temporelles de plus de 20 minutes à des fréquences de l'ordre de 10 à 20 Hz. De plus amples détails peuvent être trouver dans *Friehe et al. (1991)* en ce qui concerne les besoins de mesure et de calcul. Cette méthode nécessite donc une instrumentation de haut niveau. Les appareils doivent être capables de mesurer d'infimes fluctuations et ce, à haute fréquence. Réponse rapide et haute sensibilité sont donc de rigueur. Les fluctuations de vitesse sont mesurées grâce à l'anémomètre sonique tri-dimensionnel (fig. 3.1). Les fluctuations de températures, sont généralement mesurées par un thermomètre sonique et les fluctuations d'humidité par un hygromètre infrarouge.



FIG. 3.1: Photo d'un anémomètre sonique 3D.

Une fois les séries de mesures disponibles, des méthodes de type traitement du signal sont utilisées pour extraire une estimation des flux turbulents (*Garratt, 1975; Pedreros et al., 2003; Sjöblom et Smedman, 2004*).

Limitations et corrections diverses

L'ECM est coûteuse et complexe à mettre en œuvre du fait de l'appareillage avancé qu'elle requiert. Elle est cependant indispensable à la calibration des méthodes d'estimation des flux moins directes que nous allons aborder dans ce chapitre.

La première source d'erreur nuisant à la qualité des estimations de flux produites par l'ECM, est

la perturbation de l'écoulement induite par la présence de la station de mesure dans cet écoulement. Pour les océanographes s'ajoutent à cela d'autres sources d'erreur. On recense d'abord les perturbations de mesure dues à la présence de la mer, comme l'action directe des embruns et l'accumulation du sel sur les sondes des appareils. Dans le cas des plateformes flottantes comme les navires ou les bouées, le mouvement subi par ces dernières (roulage et tangage) contribue à dégrader la fiabilité des résultats.

Il est donc nécessaire d'appliquer des corrections.

Correction des effets de plateforme

La première mesure à prendre est d'enregistrer le mouvement 3D des capteurs de vent par rapport à la surface et de le soustraire aux mesures de vent. Cela ne suffit malheureusement pas à décontaminer les mesures, étant donné la finesse qu'elles nécessitent. Grâce au travail de certains auteurs comme *Fujitani* (1981) et *Fujitani* (1985) des méthodes de décontamination du vent mesuré ont vu le jour et permettent désormais des mesures de covariances débarrassées des effets pervers du mouvement de la plateforme.

Le problème de Webb

Dans le cas d'un flux de chaleur négatif pour l'océan (l'océan cède de la chaleur à l'atmosphère), les parcelles d'air ascendantes sont en moyenne plus chaudes que les parcelles descendantes, cela conduit à un transport de masse vers le bas. L'hypothèse de transport vertical de masse moyen nul, $\langle w \rangle = 0$, abordée dans la section 3.2.3 n'est plus valide. Pour pouvoir se tenir à cette hypothèse, il faut donc faire intervenir une composante de vitesse ascendante pour compenser l'excès de masse descendante. C'est le but de la correction proposée par *Webb et al.* (1980) qui introduit une vitesse verticale moyenne positive dont l'expression est la suivante :

$$\langle w \rangle = 1.61 \langle w'q' \rangle + \frac{1 + 1.61q}{T} \langle w'\theta' \rangle \quad (3.40)$$

La correction de flux de chaleur latente associée :

$$E_{webb} = \rho_a L \langle w \rangle q \quad (3.41)$$

Ce terme de correction a par exemple prouvé avoir un impact moyen de $4W/m^2$ durant les 4 mois de la *période d'observation intensive* de COARE (COARE-IOP) (*Webster et LuKas*, 1992) et peut mener à une contribution de l'ordre de $20W/m^2$ lors d'épisodes très venteux.

Avenir de l'ECM

Bien que beaucoup de progrès aient été faits pour améliorer cette méthode, et que des efforts soient continués pour rendre ces mesures plus répandues (*Fairall et al.*, 1997; *Edson et al.*, 1998) et plus précises, le rôle de l'ECM restera cantonné à des fins d'outil de recherche et de validation encore pour un moment.

3.4.2 Méthode de dissipation inertielle

Contrairement à l'ECM, la méthode de dissipation inertielle (désormais IDM) est une méthode indirecte d'estimation des flux turbulents. Elle nécessite pourtant elle aussi le même type d'appareillage et des mesure effectuées à haute fréquence. Elle repose sur la théorie de *Monin-Obukhov* (section 3.3.2) et sur la célèbre loi de *Kolmogorov*.

Principe de l'IDM

Le fondement de la méthode est de calculer u^* grâce à une estimation de la dissipation ε et à la connaissance de la forme des fonctions ϕ_m et ϕ_X vues dans l'équation (3.37). Pour obtenir l'expression de u^* en fonction de ε , ζ et des $\phi(\zeta)$, il suffit de remplacer le terme ϕ_ε de l'équation de TKE (3.37) par son expression définie en (3.39). Ainsi on peut isoler u^* :

$$u^* = \left[\frac{\varepsilon \kappa z}{-\zeta + \phi_m(\zeta) - \phi_X(\zeta)} \right]^{1/3} \quad (3.42)$$

La pertinence de cette méthode repose donc sur l'estimation de la forme des fonctions $\phi(\zeta)$ qui sont loin d'être parfaitement connues (elles seront abordées dans la section 3.5). Pour ce qui est de l'estimation de ε on a recourt à la loi de *Kolmogorov*.

Spectre de l'énergie cinétique turbulente

L'énergie turbulente est produite par les grands tourbillons, une partie de cette énergie est consommée par la génération de nouveaux tourbillons plus petits, et ainsi de suite. Cette dégradation de l'énergie cinétique turbulente allant des grandes structures tourbillonnaires (nombre d'onde k_m) vers les plus petites, définit la zone inertielle du spectre de l'énergie, aussi connue sous le terme de cascade de *Kolmogorov*. Cette dégradation se termine finalement aux plus petites échelles dynamiques du fluide, celles de la diffusion moléculaire (nombre d'onde k_M), l'énergie cinétique y est dissipée en énergie interne par la viscosité moléculaire ν .

Pour rappel, k est le nombre d'onde associé à la longueur d'onde $\lambda = 2\pi/k$. En définissant u_t comme étant une échelle caractéristique des fluctuations de vitesse turbulentes, on peut estimer l'échelle caractéristique Λ_i des grands tourbillons :

$$\Lambda_i = \frac{u_t^3}{\varepsilon} \quad \text{avec :} \quad u_t = \sqrt{2/3 e} \quad (e = TKE/m) \quad (3.43)$$

L'échelle de *Kolmogorov*, λ_d , quant à elle, définit la taille caractéristique des plus petites structures de la turbulence, où la viscosité moléculaire ν joue son rôle de dissipation :

$$\lambda_d = \left(\frac{\nu^3}{\varepsilon} \right)^{1/4} \quad (3.44)$$

Ces 2 échelles de la turbulence définissent la zone spectrale dite "zone inertielle", pour les nombres d'onde compris entre $k_m = 2\pi/\Lambda_i$ et $k_M = 2\pi/\lambda_d$.

On définit $S(k)$ comme la masse volumique spectrale d'énergie cinétique turbulente, d'unité $\text{m}^3 \text{s}^{-2}$. Dans la zone inertielle, il est possible de montrer expérimentalement que le spectre d'énergie cinétique vérifie la loi de *Kolmogorov* (1941) :

$$S(k) = C_K \varepsilon^{2/3} k^{-5/3} \quad (3.45)$$

où C_K est la constante de *Kolmogorov* et dépend fortement du type d'application. Par exemple, en laboratoire $C_K \simeq 1.5$, en océanographie on a plus souvent des valeurs de l'ordre de 0.55. La figure (3.2), illustre la cascade de *Kolmogorov* avec son transfert d'énergie en $k^{-5/3}$ dans la zone inertielle.

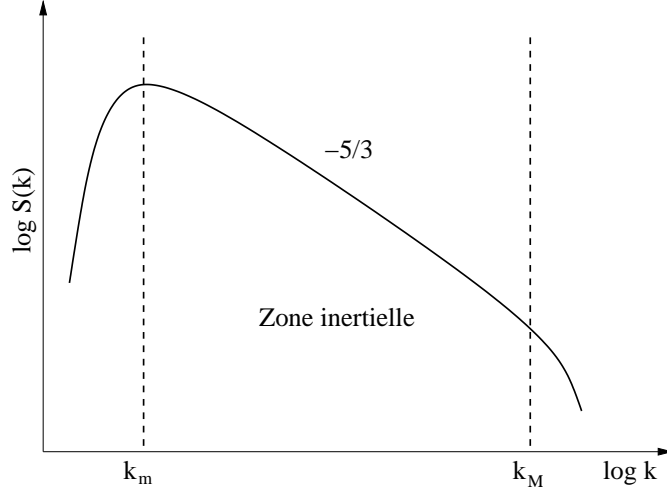


FIG. 3.2: Allure du spectre de l'énergie cinétique turbulente en fonction des échelles caractéristiques (longueurs d'onde) des tourbillons. Illustration de la cascade de Kolmogorov.

Mise en œuvre de l'IDM

Henjes (1998) a montré que la loi de Kolmogorov (3.45) est applicable pour l'IDM dans l'hypothèse où le spectre de la turbulence est homogène et isotrope dans la zone inertielle.

Dans l'hypothèse de Taylor (1938), qui suppose une turbulence qualifiée de "gelée", et par analyse dimensionnelle, en sachant que $k = 2\pi/\Lambda$, on arrive aisément à la relation $\Lambda \sim U/f$. U y est la vitesse du vent mesuré et f la fréquence de mesure, ce qui mène à $k \sim f2\pi/U$. Cela permet de se placer dans l'espace des fréquences plutôt que celui des nombres d'onde. Dans ces conditions, (3.45) devient :

$$S(f) = C_K \varepsilon^{2/3} f^{-5/3} \left(\frac{U}{2\pi} \right)^{2/3} \quad (3.46)$$

Il est donc possible, après un grand nombre de mesures de vent à haute fréquence, de calculer le spectre $S(f)$. Une fois la courbe de $S(f)$ représentée en échelle log-log, il suffit de repérer la zone inertielle, c'est à dire la zone linéaire ayant une pente en $-5/3$. En déterminant la droite confondue à cette partie du spectre et en y prélevant seulement un point, il est possible de déterminer S et f . Reste alors seulement à calculer la moyenne du vent U durant la période de mesure, pour avoir accès à une estimation de la dissipation, découlant de (3.46) :

$$\varepsilon = \left[\frac{f S(f)}{C_K} \right]^{3/2} \frac{2\pi}{U} f \quad (3.47)$$

Estimation de la tension de vent

Grâce à la connaissance de ε , il est désormais possible d'estimer u^* à partir de (3.42) :

$$u^* = \left[\frac{f S(f)}{C_K} \right]^{1/2} \left[\frac{2\pi}{U} \frac{\kappa z}{-\zeta + \phi_m(\zeta) - \phi_X(\zeta)} f \right]^{1/3} \quad (3.48)$$

La tension de vent s'exprime finalement comme $\tau = \rho_a u^{*2}$.

Simplification

Dans la littérature il est courant de trouver l'hypothèse simplificatrice que les termes de transport par fluctuation de vitesse et de pression ϕ_u et ϕ_p composant le terme ϕ_X s'annulent (*Large et Pond, 1981*) :

$$\phi_X = \phi_u + \phi_p \simeq 0 \quad (3.49)$$

Cela revient à considérer que le terme de dissipation est compensé par la somme de la production par flottabilité et par cisaillement, (3.37) donne :

$$\phi_\varepsilon = -\zeta + \phi_m \quad (3.50)$$

Dans ce cas l'expression de u^* est simplifiée :

$$u^* = \left[\frac{f S(f)}{C_K} \right]^{1/2} \left[\frac{2\pi}{U} \frac{\kappa z}{\phi_m(\zeta) - \zeta} f \right]^{1/3} \quad (3.51)$$

Cependant d'autres auteurs soutiennent que cette hypothèse est fautive et que le terme ϕ_X n'est pas négligeable. Par exemple *Deacon (1988)* estime que les auteurs préconisant cette hypothèse incluent implicitement l'effet du terme négligé dans la constante de *Kolmogorov* qu'ils utilisent. Quoi qu'il en soit, l'expression simplifiée (3.51) est la plus utilisée, et aussi la plus vérifiée sur la CLA océanique. La forme de la fonction $\phi_m(\zeta)$ sera discutée plus en détail dans la partie portant sur la méthode bulk (section 3.5.2).

Détermination des flux de grandeurs scalaires

Maintenant que nous avons montré comment obtenir u^* et donc la tension de vent, intéressons nous à la méthode permettant de calculer les flux de grandeurs scalaires comme la température ou l'humidité. En considérant un traceur c , et en ayant déterminé au préalable son niveau spectral de fluctuations dans la zone inertielle $S_c(f)$ d'une manière analogue à la vitesse, on obtient :

$$|\langle w'c' \rangle| = \left[\frac{C_K}{C_\beta} \frac{\phi_\varepsilon}{\phi_C} \frac{S_c(f)}{S_u(f)} f \right]^{1/2} u^{*2} \quad (3.52)$$

où C_β est la constante de *Kolmogorov* propre à c et ϕ_C est sa fonction de dissipation.

Utilité de l'IDM

L'IDM est en général préférée à l'ECM pour les mesures faites depuis les navires, et cela pour deux raisons. La première est que contrairement à l'ECM, l'IDM peut se contenter de mesures réalisées dans des gammes de fréquences légèrement supérieures à celles perturbées par le mouvement de la plateforme (de l'ordre du Hertz). Pas de corrections particulières ne doivent ainsi être appliquées à ce niveau là. La seconde raison est que ces plus grandes fréquences impliquent de plus petites échelles de la turbulence ($\Lambda \sim U/f$), ce qui a tendance à réduire les erreurs dues à la distorsion de l'écoulement par l'appareillage. Son principal inconvénient, comparé à l'ECM, est qu'elle est moins directe et que plusieurs hypothèses doivent être faites, notamment sur les diverses constantes et autres profils adimensionnels.

Il paraît pourtant clair que ces deux méthodes doivent se compléter, et ce dans le but de calibrer et d'améliorer les formules *bulk* dont nous allons présenter les bases dans la section à venir.

3.5 Paramétrisation des flux turbulents : les formules *bulk*

La formulation dite *bulk* est l'une des méthodes la plus couramment utilisée pour estimer les flux turbulents de surface. Nous y attacherons une attention particulière puisque c'est la méthode choisie pour générer le forçage turbulent de l'ensemble des simulations DRAKKAR.

Le fondement principal de l'approche *bulk* est basé sur l'idée qu'il est possible d'estimer les flux turbulents de surface grâce une paramétrisation de variables plus aisément et plus massivement mesurées à la surface de l'océan. Les variables concernées doivent décrire l'état thermodynamique de la couche limite atmosphérique (CLA) et sont la température, l'humidité spécifique et le vent ainsi que les variables équivalentes à la surface de l'océan, SST, $q_{sat}(\text{SST})$ et courant de surface.

En utilisant les échelles de fluctuations turbulentes de la couche limite définies en (3.21), l'expression des flux vue en (3.16) devient :

$$\begin{aligned}\tau &= \rho_a u^{*2} \\ Q_{sens} &= \rho_a C_p u^* \theta^* \\ Q_{lat} &= L_v E = \rho_a L_v u^* q^*\end{aligned}\tag{3.53}$$

L'approche *bulk* consiste à exprimer le flux u^*c^* à une altitude de référence z , comme étant proportionnel à la différence de concentration du traceur c entre l'air et la surface Δc et au vent relatif ΔU :

$$u^*c^* = C_c \Delta c \Delta U \quad \text{avec} \quad \Delta c = c(z) - c_0 \quad \text{et} \quad \Delta U = \|\vec{u}(z) - \vec{u}_0\|\tag{3.54}$$

C_c est un coefficient de transfert *bulk* propre au traceur c , \vec{u}_0 et c_0 sont respectivement le courant de surface et la concentration de c à la surface de l'océan.

En combinant eq. (3.53) et (3.54), on accède aux formules *bulk* sous leur forme classique :

$$\boxed{\begin{aligned}\vec{\tau} &= \rho_a C_D \left(\vec{u}(z) - \vec{u}_0 \right) \Delta U \\ Q_{sens} &= \rho_a C_H C_p \left(\theta(z) - \theta_0 \right) \Delta U \\ Q_{lat} &= \rho_a C_E L_v \left(q(z) - q_0 \right) \Delta U\end{aligned}}\tag{3.55}$$

Notons que cette formulation sera celle utilisée par le modèle, celui-ci fournit les variables de surface qui sont \vec{u}_0 et θ_0 (cette dernière n'est autre que la SST). q_0 est déduit de θ_0 par une relation empirique (chap. 2.1.2). Les variables d'état atmosphérique de surface que sont $\vec{u}(z)$, $\theta(z)$ et $q(z)$ sont fournies, il ne reste alors qu'à calculer les 3 coefficients de transfert (C_D , C_H et C_E) pour déduire les flux. Comme nous allons le voir ce calcul fait appel à la théorie de *Monin-Obukhov*. Par ailleurs, dans l'hypothèse de couche à flux constant vue en section 3.1.1, ces flux ne dépendent pas de l'altitude z , on se fixe donc en général une altitude de référence $z = z_u$ qui est l'altitude traditionnelle de mesure du vent sur l'océan (10m).

Les 3 coefficients de transfert peuvent être définis grâce à l'expression (3.54) :

$$C_D = \frac{u^{*2}}{(\Delta U)^2} \quad , \quad C_H = \frac{u^* \theta^*}{\Delta U \Delta \theta} \quad , \quad C_E = \frac{u^* q^*}{\Delta U \Delta q}\tag{3.56}$$

C_D est le coefficient de transfert de quantité de mouvement ou coefficient de traînée. C_H et C_E sont les coefficient de transfert de chaleur sensible et d'humidité, aussi respectivement connus comme étant les nombres sans dimension de *Stanton* et de *Dalton*.

Ces coefficients ne peuvent en aucun cas être constants et dépendent de l'état de stabilité de la CLA. Toute la finesse des formules *bulk* doit en quelque sorte résider dans l'estimation de

ces trois coefficients. En effet, d'après le jeu de formules (3.55), dans le cas d'un vent relatif nul ($\Delta U = 0$), les flux deviennent nuls. Or, il est physiquement impossible de concevoir, que dans le cas d'une mer plus chaude que l'air, et ce, même en l'absence totale de vent, les flux turbulents de chaleur soient nuls. Une convection libre se crée naturellement grâce au gradient vertical de masse volumique, générant ainsi de la diffusion turbulente verticale, autorisant un transfert de chaleur et de vapeur d'eau entre la mer et l'atmosphère, c'est le cas quand $Ri_f \ll -1$. Dans le cas stable par contre, ou la mer est à une température inférieure à celle de l'air, l'absence de transfert turbulent de chaleur peut être envisageable (reste le transfert dû à la diffusion moléculaire). Cela implique que pour que les formules *bulk* aient un sens physique, les coefficients de transfert devraient théoriquement tendre vers l'infini dans le cas d'une atmosphère instable.

3.5.1 Calcul des coefficients de transfert turbulent

Nous allons d'abord nous intéresser au calcul des coefficients de transfert dans le cas neutre pour une raison évidente de simplicité.

CLA en condition neutre

En combinant la loi du K (3.22) et la notation "étoilée" (3.21) on a :

$$\begin{aligned} u^{*2} &= K_m \frac{\partial u}{\partial z} \\ u^* \theta^* &= K_\theta \frac{\partial \theta}{\partial z} \\ u^* q^* &= K_q \frac{\partial q}{\partial z} \end{aligned} \quad (3.57)$$

En utilisant le modèle de *Von Kármán* pour les diffusions turbulentes (3.23), on obtient :

$$\begin{aligned} \frac{\kappa z}{u^*} \frac{\partial u}{\partial z} &= 1 \\ \frac{\kappa z}{\theta^*} \frac{\partial \theta}{\partial z} &= \frac{K_m}{K_\theta} \\ \frac{\kappa z}{q^*} \frac{\partial q}{\partial z} &= \frac{K_m}{K_q} \end{aligned} \quad (3.58)$$

Dans notre hypothèse idéalisée d'une atmosphère neutre, les rapports K_m/K_θ et K_m/K_q ne dépendent pas de la hauteur z . L'intégration selon z de ces 3 équations mène aux traditionnels profils logarithmiques de la CLA en condition neutre :

$$\boxed{\begin{aligned} u(z) &= u_0 + \frac{u^*}{\kappa} \ln\left(\frac{z}{z_0}\right) \\ \theta(z) &= \theta_0 + \frac{\theta^*}{\kappa} \ln\left(\frac{z}{z_{0_\theta}}\right) \\ q(z) &= q_0 + \frac{q^*}{\kappa} \ln\left(\frac{z}{z_{0_q}}\right) \end{aligned}} \quad (3.59)$$

z_0 est une constante d'intégration, elle traduit la hauteur à laquelle le vent moyen tend vers la vitesse du courant. Elle a donc la dimension d'une longueur et est communément appelée la hauteur de rugosité. Par analogie, on peut définir une hauteur de rugosité propre à la température z_{0_θ} et à l'humidité z_{0_q} .

En combinant les expressions des ΔU , $\Delta\theta$ et Δq issues de la relation (3.59) avec la définition des coefficients de transfert (3.56), on parvient aisément à extraire les coefficients de transfert neutres en fonction des hauteurs de rugosité :

$$\boxed{\begin{aligned} C_D^N &= \frac{\kappa^2}{\ln^2(z/z_0)} \\ C_H^N &= \frac{\kappa^2}{\ln(z/z_0) \ln(z/z_{0\theta})} \\ C_E^N &= \frac{\kappa^2}{\ln(z/z_0) \ln(z/z_{0q})} \end{aligned}} \quad (3.60)$$

CLA en condition non neutre

En repartant de l'équation (3.57), mais cette fois-ci dans le cas plus général d'une atmosphère non neutre, on peut montrer que l'équivalent de (3.58) est :

$$\begin{aligned} \frac{\kappa z}{u^*} \frac{\partial u}{\partial z} &= \phi_m(\zeta) \\ \frac{\kappa z}{\theta^*} \frac{\partial \theta}{\partial z} &= \phi_h(\zeta) \\ \frac{\kappa z}{q^*} \frac{\partial q}{\partial z} &= \phi_e(\zeta) \end{aligned} \quad (3.61)$$

Il convient de rappeler que le modèle de *Von Kármán* n'est valable que dans le cas d'une CLA neutre. C'est pourquoi il est nécessaire, dans le cas général, d'introduire des profils adimensionnels de *Monin Obukhov* introduits dans la section (3.4.2). On retrouve ainsi le terme de production de TKE par cisaillement ϕ_m . ϕ_h et ϕ_e , quant à eux ont une signification similaire mais s'appliquent à la quantité de chaleur et d'humidité plutôt qu'à la quantité de mouvement.

Les profils logarithmiques des variables atmosphériques sont désormais influencés par la stabilité, puisque $\phi_m(\zeta)$, $\phi_h(\zeta)$ et $\phi_e(\zeta)$ dépendent de z :

$$\begin{aligned} u(z) &= u_0 + \frac{u^*}{\kappa} \left[\ln\left(\frac{z}{z_0}\right) - \psi_m\left(\frac{z}{L}\right) \right] \\ \theta(z) &= \theta_0 + \frac{\theta^*}{\kappa} \left[\ln\left(\frac{z}{z_{0\theta}}\right) - \psi_h\left(\frac{z}{L}\right) \right] \\ q(z) &= q_0 + \frac{q^*}{\kappa} \left[\ln\left(\frac{z}{z_{0q}}\right) - \psi_e\left(\frac{z}{L}\right) \right] \end{aligned} \quad (3.62)$$

Les termes ψ sont en quelque sorte une correction des profils logarithmiques liée à l'état de stabilité de la CLA. Leurs expressions sont obtenues grâce à l'intégration du profil $(1 - \phi_t)/\zeta$:

$$\psi_t\left(\frac{z}{L}\right) = \int_{z_0/L}^{z/L} \frac{1 - \phi_t(\zeta)}{\zeta} d\zeta \quad (3.63)$$

Comme précédemment pour le cas neutre on peut grâce à (3.62) et (3.56) obtenir l'expression des coefficients de transfert dans le cas général :

$$C_D = \kappa^2 \left[\ln\left(\frac{z}{z_0}\right) - \psi_m\left(\frac{z}{L}\right) \right]^{-2}$$

$$\begin{aligned}
C_H &= \kappa^2 \left[\ln \left(\frac{z}{z_0} \right) - \psi_m \left(\frac{z}{L} \right) \right]^{-1} \left[\ln \left(\frac{z}{z_{0\theta}} \right) - \psi_h \left(\frac{z}{L} \right) \right]^{-1} \\
C_E &= \kappa^2 \left[\ln \left(\frac{z}{z_0} \right) - \psi_m \left(\frac{z}{L} \right) \right]^{-1} \left[\ln \left(\frac{z}{z_{0q}} \right) - \psi_e \left(\frac{z}{L} \right) \right]^{-1}
\end{aligned} \tag{3.64}$$

Dans ce cas il est nécessaire de connaître la forme des fonctions ψ et les longueurs de rugosité pour pouvoir fermer le problème. C'est la méthode classique, adoptée par *Smith* (1988) ou encore *Fairall et al.* (2003) pour ne citer que les plus connus, elle sera détaillée et mise à l'épreuve dans le chapitre 4.1.

En combinant les équations (3.64) et les expressions des coefficients de transfert neutres à 10m, il est possible d'exprimer les coefficients de transfert en s'affranchissant des longueurs de rugosité :

$$\begin{aligned}
C_D &= C_D^{N10} \left[1 + \frac{\sqrt{C_D^{N10}}}{\kappa} \left[\ln \left(\frac{z}{10} \right) - \psi_m \left(\frac{z}{L} \right) \right] \right]^{-2} \\
C_H &= C_H^{N10} \sqrt{\frac{C_D}{C_D^{N10}}} \left[1 + \frac{C_H^{N10}}{\kappa \sqrt{C_D^{N10}}} \left[\ln \left(\frac{z}{10} \right) - \psi_h \left(\frac{z}{L} \right) \right] \right]^{-1} \\
C_E &= C_E^{N10} \sqrt{\frac{C_D}{C_D^{N10}}} \left[1 + \frac{C_E^{N10}}{\kappa \sqrt{C_D^{N10}}} \left[\ln \left(\frac{z}{10} \right) - \psi_e \left(\frac{z}{L} \right) \right] \right]^{-1}
\end{aligned} \tag{3.65}$$

où la notation C_X^{N10} désigne simplement les coefficients de transfert neutres de l'équation (3.60) pris à la hauteur de référence de 10m : $C_X^{N10} \equiv C_X^N(z = 10)$.

Grâce à cette formulation, la fermeture du problème passe par la connaissance des coefficients de transfert neutres (et de la forme des ψ) plutôt que des hauteurs de rugosité. C'est l'approche choisie par *Large et Yeager* (2004) et sera aussi détaillée dans le chapitre (4.1).

3.5.2 Formes des fonctions adimensionnelles

Les profils ϕ

La forme empirique la plus couramment utilisée pour ϕ_m est :

$$\phi_m(\zeta) = \begin{cases} 1 + \gamma\zeta & \text{si } \zeta > 0 \text{ (stable)} \\ (1 - \alpha\zeta)^{-\beta} & \text{si } \zeta < 0 \text{ (instable)} \end{cases} \tag{3.66}$$

avec $\beta = 1/4$, γ et α , quant à eux peuvent faiblement varier selon les auteurs. Les valeurs les plus communément trouvées dans la littérature, proposées par *Dyer* (1974), sont $\gamma = 5$ et $\alpha = 16$. Ces valeurs sont issues de mesures faites sur la terre ferme mais ont prouvé être utilisables pour l'océan (*Smith*, 1980). La forme de $\phi_m(\zeta)$ est représentée sur la figure (3.3). Cette fonction porte aussi parfois le nom de forme de *Kansas*, en référence aux travaux expérimentaux de *Businger et al.* (1971) qui suivirent une série de campagnes de mesures réalisées dans le Kansas. Ces derniers furent les premiers à proposer cette forme pour le profil $\phi_m(\zeta)$, avec les valeurs suivantes : $\gamma = 4.7$ et $\alpha = 15$.

Pour ce qui est des scalaires comme la température et l'humidité, on a :

$$\phi_h(\zeta) = \phi_e(\zeta) = \begin{cases} \phi_m(\zeta) & \text{si } \zeta > 0 \text{ (stable)} \\ \phi_m^2(\zeta) & \text{si } \zeta < 0 \text{ (instable)} \end{cases} \tag{3.67}$$

Les profils ψ

La complexité de l'intégrale vue dans l'équation (3.63) et la contrainte physique à laquelle la forme de ψ doit répondre, ont donné lieu dans la littérature, à diverses expressions dont voici les plus utilisées.

La forme intégrale proposée par *Paulson* (1970), dans le cas d'une CLA instable, reste la référence absolue :

$$\psi_k(\zeta) = 2 \ln \left(\frac{1 + \phi_m^{-1}}{2} \right) + \ln \left(\frac{1 + \phi_m^{-2}}{2} \right) - 2 \tan^{-1} \left(\phi_m^{-1} \right) + \frac{\pi}{2} \quad (3.68)$$

Ainsi la correction de stabilité à appliquer est souvent définie comme suit :

$$\psi_m(\zeta) = \begin{cases} 1 - \phi_m & \text{si } \zeta > 0 \text{ (stable)} \\ \psi_k(\zeta) & \text{si } \zeta < 0 \text{ (instable)} \end{cases} \quad (3.69)$$

Pour ce qui est des scalaires comme la température ou l'humidité :

$$\psi_t(\zeta) = \begin{cases} 1 - \phi_m & \text{si } \zeta > 0 \text{ (stable)} \\ 2 \ln \left(\frac{1 + \phi_m^{-2}}{2} \right) & \text{si } \zeta < 0 \text{ (instable)} \end{cases} \quad (3.70)$$

L'algorithme COARE *Fairall et al.* (2003) (chap. 4.1.3), considéré comme le plus abouti propose quant à lui une formulation plus avancée. Il prend proportionnellement en compte le comportement convectif dans le cas d'une instabilité très marquée (ζ négatif et grand), c'est à dire pour de grands nombres de *Richardson* ($Ri_f < -1$) lorsque la production de TKE par convection libre (flottabilité) domine. Une forme dite convective ψ_c est ainsi introduite :

$$\psi_c(\zeta) = \frac{3}{2} \ln \left(\frac{\phi_c^{-2} + \phi_c^{-1} + 1}{3} \right) - \sqrt{3} \tan^{-1} \left(\frac{2 \phi_c^{-1} + 1}{\sqrt{3}} \right) + \frac{\pi}{\sqrt{3}} \quad (3.71)$$

avec

$$\phi_c(\zeta) = (1 - \gamma_c(\zeta))^{-3}$$

L'effet du vent et de la convection est pondéré en fonction de la stabilité dans le cas instable, ainsi l'algorithme *bulk* COARE utilise la formulation suivante :

$$\psi_m(\zeta) = \begin{cases} - \left(1 + \zeta + \frac{2}{3} \frac{\zeta - 14.8}{\exp[c]} + 8.525 \right) & \text{si } \zeta > 0 \text{ (stable)} \\ \frac{1}{1 + \zeta^2} \psi_k(\zeta) + \frac{\zeta^2}{1 + \zeta^2} \psi_c(\zeta) & \text{si } \zeta < 0 \text{ (instable)} \end{cases} \quad (3.72)$$

La figure (3.4) permet de juger de l'allure des termes de correction utilisés par divers auteurs en fonction du terme de stabilité. On constate ainsi que la formulation COARE reste assez proche de celle de *Large et Yeager* (2004) dans la zone très instable où elle est censée prendre en compte le comportement majoritairement convectif.

3.5.3 Ajustement vertical des scalaires atmosphériques

Il est souvent nécessaire d'avoir à corriger une variable atmosphérique donnée à une hauteur z_t vers une hauteur z_u . Typiquement en météorologie marine, la température et l'humidité sont données pour $z_t = 2$ m, le vent en revanche est souvent donné à $z_u = 10$ m. Dans ce cas il est nécessaire de ramener toutes ces variables à une hauteur commune, généralement z_u ,

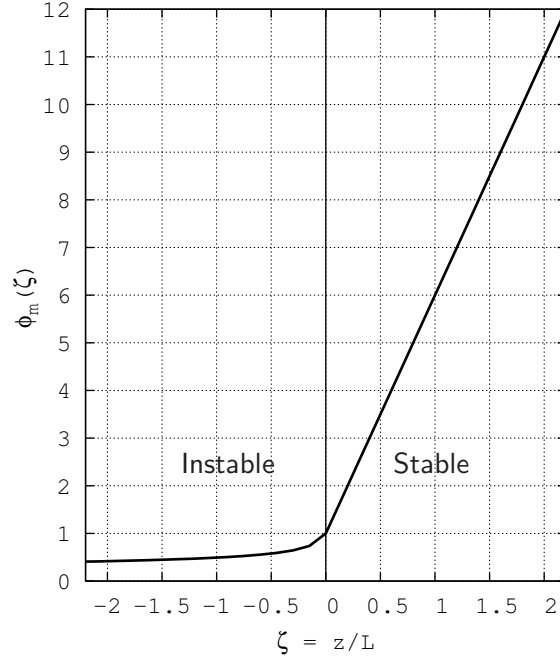


FIG. 3.3: Profil empirique du terme adimensionnel de production de TKE par cisaillement en fonction du paramètre de stabilité (eq. 3.66), forme dite de *Kansas*.

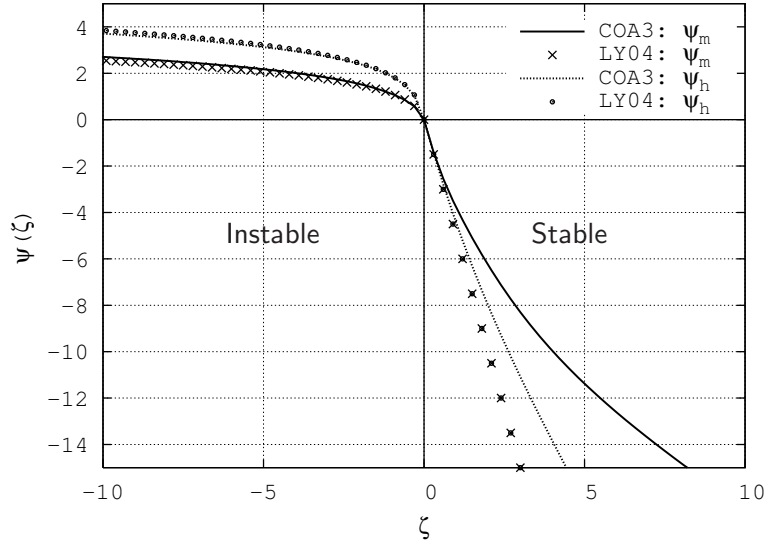


FIG. 3.4: Différentes formes empiriques des profils de correction de stabilité pour le transfert de quantité de mouvement et des scalaires. LY04 = paramétrisation de *Large et Yeager* (2004), COA3 = paramétrisation de *Fairall et al.* (2003).

pour pouvoir y appliquer les formules *bulk*. La connaissance des profils verticaux des variables atmosphériques donnés par l'équation (3.62) permet de réaliser ces corrections :

$$\begin{aligned} \theta(z_u) &= \theta(z_t) + \frac{\theta^*}{\kappa} \left[\ln(z_u/z_t) - \psi_h(z_u/L) + \psi_h(z_t/L) \right] \\ q(z_u) &= q(z_t) + \frac{q^*}{\kappa} \left[\ln(z_u/z_t) - \psi_e(z_u/L) + \psi_e(z_t/L) \right] \end{aligned} \quad (3.73)$$

3.5.4 Vent neutre à 10m

Le vent neutre à 10m sert de référence météorologique pour diverses applications. Dans le cas où le vent mesuré à 10m (ΔU_{10}) applique une tension de vent τ sur la surface de l'océan, on peut définir le vent neutre comme étant le vent qui appliquerait la même tension si la CLA était en condition d'équilibre neutre. Dans le cas d'une CLA instable, le vent neutre sera plus fort que le vent mesuré car le transfert de quantité de mouvement est moins efficace dans la CLA neutre que dans la CLA instable. Dans le cas stable, c'est le contraire, le vent neutre aura moins besoin de souffler que le vent réel pour produire la même tension.

L'expression du vent neutre à 10m découle des profils logarithmiques neutres (eq. 3.59) :

$$\Delta U_N^{10} = \frac{u^*}{\kappa} \ln \left(\frac{10}{z_0} \right) \quad (3.74)$$

En prenant l'expression de ΔU dans la première équation des profils logarithmiques (du cas général) de l'équation (3.62) et en la combinant à l'équation (3.74) on obtient l'expression du vent neutre à 10m en fonction du vent à z_u :

$$\Delta U_N^{10} = \frac{\Delta U}{1 + \frac{\sqrt{C_D^{N10}}}{\kappa} \left[\ln \left(\frac{z_u}{10} \right) - \psi_m \left(\frac{z_u}{L} \right) \right]} \quad (3.75)$$

En travaillant avec ΔU_{10} , on a $z_u = 10$, donc $\ln(z_u/10) = 0$. Dans le cas instable, ψ_m est positif (fig. 3.4), le dénominateur devient donc inférieur à 1 et l'on vérifie ainsi que $U_N^{10} > \Delta U_{10}$. Dans le cas stable on montre par le même raisonnement que $U_N^{10} < \Delta U_{10}$.

3.5.5 Utilisation de la méthode *bulk*

La particularité des diverses paramétrisations servant au calcul des coefficients de transfert, les différentes fermetures adoptées (z_0 ou C_X^{N10}), la mise en œuvre d'algorithmes itératifs nécessaires au calcul des coefficients de transfert, ainsi que divers aspects comportementaux des formules *bulk* seront étudiés en détail dans le chapitre à venir (chap. 4).

Deuxième partie

Travail préparatoire

Chapitre 4

Étude du forçage bulk

Sommaire

4.1	Calcul des coefficients de transfert	74
4.1.1	Élaboration des paramétrisations	75
4.1.2	Fermetures empiriques	75
4.1.3	Historique des principales fermetures/paramétrisations	76
4.1.4	Inter-comparaison des fermetures	79
4.1.5	Inter-comparaison des paramétrisations	83
4.1.6	Mise en pratique du calcul des flux turbulents	90
4.1.7	Ce qu'il faut retenir	92
4.2	Sensibilité des flux bulks aux diverses variables	94
4.2.1	Flux de chaleur sensible contre flux de chaleur latente	94
4.2.2	Sensibilité à la température	95
4.2.3	Sensibilité à l'humidité	96
4.2.4	Sensibilité du flux de chaleur net à la SST et rétroactions	98

Introduction

Dans ce chapitre nous nous concentrerons sur les divers aspects théoriques, empiriques et pratiques qui font la particularité du forçage *bulk* au sens large (chap. 1.2.4), puisque c’est l’approche de forçage choisie pour forcer les simulations DRAKKAR. Le gros du travail portera sur les calculs des flux turbulents par les formules *bulk*. Il nous faudra, dans un premier temps, évaluer et comparer les différentes paramétrisations des flux turbulents disponibles afin de justifier de notre choix. Nous passerons en revue les plus utilisées par la communauté, et nous nous efforcerons de mettre en évidence les divers points qui les différencient.

On étudiera ainsi la manière de calculer les coefficients de transfert qui sont sensés contenir la physique fine des formules *bulk*. Pour toutes les paramétrisations avancées, la base du calcul de ces coefficients repose sur la théorie de *Monin-Obukhov* introduite dans le chapitre 3. Ce qui les différencie est la manière empirique de fermer le problème, la forme des profils adimensionnels de correction de stabilité ($\psi(\zeta)$), ainsi que divers traitements correctifs souvent appliqués aux conditions météorologiques singulières. On s’attachera donc à étudier l’impact de ces différences de “réglage” *bulk* sur les coefficients et les flux turbulents qui en résultent par des configurations idéalisées et sur des cas réels.

Cela nous amènera à aborder certains aspects pratiques du calcul des flux turbulents par les formules *bulk*, comme par exemple l’utilisation d’algorithmes itératifs et l’ajustement des scalaires atmosphériques de 2 m à 10 m.

Diverses spécificités du forçage *bulk* (au sens large) seront aussi étudiées, comme la sensibilité aux diverses variables atmosphériques, l’effet rétroactif correctif lié à l’utilisation de la SST calculée par le modèle. Certains défauts et incohérences des formules *bulk* seront aussi passés en revue tout au long de ce chapitre.

4.1 Calcul des coefficients de transfert

Les coefficients de transfert peuvent être vus comme les flux adimensionnés (eq. 3.56). Notre connaissance actuelle de ces coefficients est que le coefficient de traînée C_D dépend surtout de l’état de rugosité de la mer (conditionné par les vaguelettes plus que par la houle) qui elle-même est le résultat du vent et moins de la stabilité. C’est en revanche le contraire pour les coefficients d’évaporation et d’échange de chaleur C_E et C_H , qui eux, sont beaucoup plus influencés par l’état de stabilité atmosphérique que par l’état de rugosité de la surface de la mer et donc du vent.

Contrairement à la terre ferme, où la hauteur de rugosité z_0 en un point est fixée et ne dépend pas du vent mais seulement de la “composition” de la surface, l’état de rugosité à la surface de l’eau dépend complètement du vent. L’avantage est que, sur l’océan, cette rugosité est supposée être indépendante de la région concernée, en effet, rien ne ressemble plus, en terme d’état de surface, à une région donnée d’un océan sous un certain régime de vent, qu’une région d’un autre océan sous le même régime de vent (en étant suffisamment éloigné des côtes).

À l’encontre de certaines vieilles formulations *bulk* qui proposent des coefficients de traînée constants en fonction du vent sur l’océan, toutes les formulations modernes reconnues s’accordent à affecter une augmentation proportionnelle de ce coefficient avec le vent. En ce qui concerne les coefficients de transfert des scalaires telles la chaleur et l’humidité les avis sont beaucoup plus partagés et beaucoup moins fondés comme nous le verrons par la suite. Comme *Charnock* (1955) le fait remarquer, la hauteur de rugosité aérodynamique de la surface de l’océan est conditionnée principalement par les petites vagues qui sont générées et entretenues par la tension de vent. Plus la tension de vent est forte plus la rugosité devient importante. Dans des conditions venteuses,

la hauteur de rugosité peut être estimée par la formule de *Charnock* (1955) :

$$z_0 = \frac{a u^{*2}}{g} \quad (4.1)$$

où a est la constante de *Charnock*. Cela revient à exprimer la hauteur de rugosité comme étant proportionnelle à la tension de vent puisque, pour rappel, $u^{*2} = \tau/\rho$. Traditionnellement cette constante a est donnée aux alentours de $a = 0.012$, ce qui est toujours dans l'ordre des valeurs utilisées pour les vents faibles à modérés. Cependant, divers auteurs ont montré qu'elle peut aller jusqu'à tripler sa valeur (0.035) pour des vents forts (*Garratt*, 1992).

Après une revue de l'historique des différentes paramétrisations, nous nous intéresserons aux plus récentes et plus évoluées, qui ont toutes pour point commun d'utiliser la théorie de *Monin-Obukhov* et ne considèrent pas le coefficient de traîné neutre comme indépendant du vent.

4.1.1 Élaboration des paramétrisations

D'une manière générale, toutes les paramétrisations qui seront citées et étudiées dans ce chapitre, ont été obtenues plus ou moins par la même approche expérimentale :

- D'abord disposer de séries de mesure *in-situ* des flux turbulents, généralement issues de la méthode des corrélations (ECM) et parfois de la méthode de dissipation inertielle (IDM) (chap. 3).
- Disposer des séries de mesure des variables utilisées par la paramétrisation, i.e la température et humidité de l'air, le vent moyen et température de surface.
- En déduire les dépendances empiriques des coefficients de transfert en fonction du vent dans le cas de stabilité neutre. Cela revient donc à trouver des relations empiriques liant les coefficients de transfert neutre au vent neutre à 10 m ($C_X^{N10}(U_{N10})$).
- Appliquer les corrections dues aux conditions de stabilité par l'utilisation de profils adimensionnels empiriques $\psi(\zeta)$ définis, et pouvoir ainsi proposer des coefficients de transfert applicables à n'importe quelle condition de stabilité.

À ce stade, il paraît bon de faire le point sur deux termes que nous allons employer sans cesse :

Fermeture : par ce terme, on entend la manière empirique (issue de régressions sur des séries de mesures) par laquelle un auteur exprime la dépendance des coefficients de transfert neutres en fonction du vent neutre. Ce qui revient aussi, comme nous le verrons, à la façon d'exprimer les hauteurs de rugosité (pour la tension de vent et les scalaires) en fonction de la vitesse de frottement.

Paramétrisation : pour nous, la paramétrisation proposée par un auteur donné regroupera toutes les informations nécessaires au calcul des coefficients de transfert dans le cas de CLA non neutre. Ce qui implique un choix de fermeture et la forme des profils adimensionnels $\psi(\zeta)$ utilisés ainsi que certains réglages et autres perfectionnements.

4.1.2 Fermetures empiriques

Comme nous l'avons vu dans le chapitre 3.5.1, proposer une fermeture consiste à fournir soit une estimation des coefficients de transfert neutres (eq. 3.65) soit une estimation des hauteurs de rugosité (eq. 3.64). Traditionnellement, les coefficients de transfert neutres sont donnés en

fonction du vent neutre à 10m et les hauteurs de rugosité en fonction de la vitesse de frottement :

$$\begin{aligned} C_D^{N10} &= C_D^{N10}(U_{N10}) & z_0 &= z_0(u^*) \\ C_H^{N10} &= C_H^{N10}(U_{N10}) & \text{ou} & & z_{0_\theta} &= z_{0_\theta}(u^*) \\ C_E^{N10} &= C_E^{N10}(U_{N10}) & z_{0_q} &= z_{0_q}(u^*) \end{aligned} \quad (4.2)$$

Un type de fermeture est totalement transposable en l'autre, puisque comme nous le verrons en 4.1.4, la connaissance d'une fermeture en $C_D^{N10}(U_{N10})$ permet de déduire une fermeture en $z_0(u^*)$ et réciproquement. Ainsi, en considérant l'expression des coefficients de transfert neutres (eq. 3.60), on obtient les relations suivantes :

$$z_0 = z \exp \left[-\frac{\kappa}{\sqrt{C_D^N}} \right] \quad z_{0_\theta} = z \exp \left[-\frac{\kappa \sqrt{C_D^N}}{C_H^N} \right] \quad z_{0_q} = z \exp \left[-\frac{\kappa \sqrt{C_D^N}}{C_E^N} \right] \quad (4.3)$$

$$C_H^N = \frac{\kappa \sqrt{C_D^N}}{\ln(z/z_{0_\theta})} \quad C_E^N = \frac{\kappa \sqrt{C_D^N}}{\ln(z/z_{0_q})} \quad (4.4)$$

La relation (eq. 4.4) nous informe par exemple que choisir des longueurs de rugosité de traceur constantes revient à considérer des coefficients neutres proportionnels à la racine carrée du coefficient de traînée neutre. Et que au contraire, le choix de coefficients neutres constants pour les traceurs équivaut à choisir des longueurs de rugosité variables avec le vent.

4.1.3 Historique des principales fermetures/paramétrisations

Nous présentons ici quelques-unes des fermetures et paramétrisations les plus mentionnées dans la littérature, en partant des plus anciennes et plus simples et en allant vers les plus récentes et perfectionnées. Seules ces dernières seront présentées en détail et étudiées par la suite.

Smith 1980

Cette fermeture, introduite par *Smith et Banke* (1975); *Smith* (1980) est construite grâce aux données (ECM) issues d'une campagne de mesure sur une plateforme fixe située au large de Halifax au Canada (Nouvelle-Écosse) ($44^\circ 29' 44'' \text{N}, 63^\circ 23' 30'' \text{O}$) entre 1976 et 1977. *Smith* (1980) proposa un coefficient de traînée dépendant linéairement du vent et des coefficients de transfert scalaires constants :

$$C_D^{N10} = [0.61 + 0.063 U_{10}] \times 10^{-3} \quad C_H^{N10} = 1.0 \times 10^{-3} \quad C_E^{N10} = 1.2 \times 10^{-3} \quad (4.5)$$

Large et Pond 1981/82

La plupart des séries de mesures utilisées par *Large et Pond* (1981) sont les mêmes que celles utilisées par *Smith* (1980), d'autres sont issues de mesures par IDM. Certaines données utilisées proviennent aussi de résultats de campagnes de mesure dans le Pacifique et l'Atlantique par divers navires. *Large et Pond* (1981) proposent une fermeture faisant l'hypothèse d'une dépendance du coefficient de traînée au vent seulement pour les vents soutenus et le considèrent constant pour les vents plus faibles :

$$C_D^{N10} \times 10^3 = \begin{cases} 1.14 & \text{pour } 4 < U_{N10} \leq 10 \text{ m/s} \\ 0.49 + 0.065 U_{N10} & \text{pour } 10 < U_{N10} < 26 \text{ m/s} \end{cases} \quad (4.6)$$

Dans leur seconde publication, *Large et Pond* (1982) s'intéressent aux coefficients de transfert de chaleur et d'humidité en proposant deux alternatives. La première propose des coefficients constants et la seconde une dépendance en racine carré du coefficient de traînée :

$$\begin{array}{cc}
 \text{Approche constante} & \text{Approche variable} \\
 C_H^{N10} 10^3 = \begin{cases} 1.13 & \text{si } \zeta < 0 \\ 0.75 & \text{si } \zeta > 0 \end{cases} & C_H^{N10} 10^3 = \begin{cases} 32.7\sqrt{C_D^{N10}} & \text{si } \zeta < 0 \\ 18\sqrt{C_D^{N10}} & \text{si } \zeta > 0 \end{cases} \\
 C_E^{N10} 10^3 = 1.15 & C_E^{N10} 10^3 = 34.6\sqrt{C_D^{N10}}
 \end{array} \quad (4.7)$$

Il est bon de noter que contrairement à la plupart des auteurs, *Large et Pond* (1982) prennent en considération la stabilité (par l'intermédiaire du paramètre de stabilité ζ ; chap. 3.3.2) pour estimer le coefficient de transfert de chaleur ($\zeta < 0 \Rightarrow$ instable). La deuxième formulation (*approche variable*) est justifiée par le fait qu'elle équivaut à considérer $z_{0\theta}$ et z_{0q} comme étant constants (eq. 4.3). Cette formulation mène, d'après eux, à des diagnostics statistiques (entre la régression et les séries de données) légèrement meilleurs qu'avec les coefficients constants. Ils recommandent cependant l'usage des coefficients constants.

Smith 1988

S.D. Smith nota que pour des vents développés, l'utilisation d'une fermeture du type de celle de *Charnock* (1955) (avec $a = 0.011$) donnait d'aussi bons résultats que la dépendance linéaire de C_D^{N10} au vent (eq. 4.5) qu'il avait obtenu par régression et proposé quelques années auparavant (*Smith*, 1980). Il fallut en revanche améliorer le comportement de cette fermeture pour les cas de temps calme. Dans ces cas de vents faibles, la surface de l'océan devient lisse (du moins en ne considérant que les petites vagues génératrices de rugosité). C'est le cas pour des vents inférieurs à 3 m/s. Dans ces conditions, l'effet de la viscosité moléculaire prend le dessus (*Businger*, 1973) et l'écoulement devient laminaire, ce qui conduisit *Smith* (1988) à utiliser la relation démontrée expérimentalement par *Kondo* (1975) :

$$z_0 = \frac{0.11 \nu}{u^*} \quad (4.8)$$

où ν est la viscosité cinématique de l'air ($\nu \simeq 1.4 \times 10^{-5}$ m²/s). Ce qui devait finalement mener à l'expression générale suivante pour z_0 :

$$z_0 = \frac{0.11 \nu}{u^*} + \frac{a u^{*2}}{g} \quad \text{avec } a = 0.011 \quad (4.9)$$

Il proposa par ailleurs de conserver des coefficients de transfert neutres ne dépendant pas du vent :

$$C_H^{N10} = 1.0 \times 10^{-3} \quad C_E^{N10} = 1.2 \times 10^{-3} \quad (4.10)$$

C'est ce que nous appellerons la fermeture *Smith* (1988), dorénavant notée SM88.

COARE-3.0

La famille des paramétrisations COARE tient son origine du travail de C. Fairall à partir des mesures de flux provenant du réseau de plateformes TOGA-COARE durant la période 1992-1993 (Tropical Ocean Global Atmosphere Coupled Ocean Atmosphere Response Experiment)

(*Webster et LuKas*, 1992). Ces plateformes sont situées dans le Pacifique Ouest, zone connue sous l'appellation *warm pool*, elles sont réparties entre 150°E - 160°E et 62°S - 2°N.

La dernière mise à jour de la paramétrisation est COARE-3.0 (*Fairall et al.*, 2003), elle fait suite à la paramétrisation COARE-2.5 (*Fairall et al.*, 1996), et inclut, en plus de diverses améliorations physiques, plus de 2777 mesures de flux réalisées par l'ETL¹. Par la suite nous nous référerons à cette paramétrisation par le terme COA3.

Fermeture :

Fairall et al. (1996) confirment l'usage de $a=0.011$ validé par *Smith* (1988), cependant pour la version 3.0, *Fairall et al.* (2003) considèrent cette valeur uniquement valable pour les vents faibles (inférieurs à 10 m/s) et insuffisante pour les vents plus forts. En justifiant leur approche par les résultats de *Hare et al.* (1999) qui trouvent une dépendance croissante de la constante de *Charnock* au vent, ils préconisent d'augmenter linéairement la constante de *Charnock* de 0.011 à 0.018 entre 10 m/s et 18 m/s et de conserver une valeur constante de 0.018 pour les vents supérieurs à 18 m/s.

Contrairement à *Smith* (1988) qui déduit les hauteurs de rugosité des scalaires (z_{0_θ} et z_{0_q}) de coefficients neutres constants (eq. 4.3), l'algorithme COARE les exprime en fonction du nombre de *Reynolds* de rugosité R_r . Ainsi, pour COARE-2.5, (*Fairall et al.*, 1996) utilisent les formulation $z_{0_x}(R_r)$ du modèle LKB basées sur la théorie du renouvellement de surface introduit (pour le cas de l'interface air/mer) par *Liu et al.* (1979). Pour COARE-3.0, en revanche, (*Fairall et al.*, 2003) lui préfèrent une formulation plus simple et pratiquement équivalente :

$$z_{0_\theta} = z_{0_q} = \min \left(1.1 \times 10^{-4}, 5.5 \times 10^{-5} R_r^{-0.6} \right) \quad \text{avec} \quad R_r = \frac{u^* z_0}{\nu} \quad (4.11)$$

Paramétrisation :

La particularité de cet algorithme est de prendre en compte des phénomènes généralement négligés, comme l'utilisation de la température de peau de surface (chap. 2.2.1), de l'effet des évènements fortement convectifs, ainsi que de la correction de *Webb* vue au chapitre 3.4.1.

Comme nous l'avons vu dans le chapitre 3.5.2, la paramétrisation COARE-3.0 utilise des profils adimensionnels ψ améliorés pour tenir compte des cas de vent faible où la convection libre domine (eq. 3.72).

De plus, cette paramétrisation utilise un facteur dit de *gustiness* (rafales) pour augmenter le vent et y ajouter une contribution due à l'instabilité, (d'après *Deardorff* (1970)). Ce qui revient en quelque sorte à ajouter au vent l'effet des rafales générées par la convection :

$$U_g = \beta \left(\frac{g}{\theta} \langle w' \theta'_v \rangle z_i \right)^{1/3} \quad (4.12)$$

$$\Delta U_g = \sqrt{\Delta U^2 + U_g^2} \quad (4.13)$$

où β est le facteur de *gustiness* et z_i est la hauteur moyenne de la CLA, *Fairall et al.* (2003) recommandent l'usage de $\beta = 1.2$ et $z_i = 600$ m dans le cas où cette dernière donnée n'est pas disponible. Cette contribution empêche ainsi qu'un vent nul ne mène à des flux nuls dans le cas d'une CLA instable.

¹Environmental Technology Laboratory

Zeng 1998

Zeng et al. (1998), proposent une paramétrisation qui ressemble beaucoup à celle de *Fairall et al.* (1996), et est basée sur une calibration utilisant les mêmes données TOGA-COARE. Elle utilise le même type de correction de *gustiness* avec $\beta = 1$. La fermeture est de type SM88 avec $a=0.013$. Pour les longueurs de rugosité des scalaires, les formules proposées par *Brutsaert* (1975) sont utilisées :

$$z_{0\theta} = z_{0q} = z_0 \exp \left[2.57 - 2.67 R_r^{1/4} \right] \quad (4.14)$$

Pour ce qui est des profils de stabilité $\psi(\zeta)$, la forme de *Paulson* (1970) (eq. 3.69) est utilisée pour des états de stabilité proches des conditions neutres, des traitements plus spécifiques sont appliqués pour des états de stabilité/instabilité plus prononcés.

Large et Yeager 2004

Pour l'utilisation du jeu complet de données CORE² (Common Ocean-ice Reference Experiments), destiné au forçage inter-annuel des modèles par la méthode *bulk*, (*Large et Yeager*, 2004) proposent une version mise à jour et améliorée de la paramétrisation *Large et Pond* (1981, 1982) que nous appellerons désormais LY04. La principale différence avec la précédente, est la prise en compte des conditions de vent calme par l'usage d'un terme proportionnel à l'inverse du vent dans l'expression du coefficient de traînée, menant à un comportement asymptotique vers l'infini pour un vent nul. Ce terme est en quelque sorte l'équivalent du terme visqueux rajouté par *Smith* (1988) à l'expression de z_0 (eq. 4.8).

Fermeture :

$$\begin{aligned} C_D^{N10} \times 10^3 &= \frac{\alpha}{\Delta U_{N10}} + 0.142 + \frac{\Delta U_{N10}}{\beta} \\ C_H^{N10} \times 10^3 &= \begin{cases} 32.7 \sqrt{C_D^{N10}} & \text{si } \zeta < 0 \\ 18.0 \sqrt{C_D^{N10}} & \text{si } \zeta > 0 \end{cases} \\ C_E^{N10} \times 10^3 &= 34.6 \sqrt{C_D^{N10}} \end{aligned} \quad (4.15)$$

avec $\alpha = 2.7$ m/s et $\beta = 13.09$ m/s.

Paramétrisation :

Large et Yeager (2004) recommandent l'utilisation de la forme classique de *Paulson* (1970) pour les $\psi(\zeta)$ (eq. 3.69).

Plutôt que d'utiliser un facteur de *gustiness* ils préconisent de seuiller les vents à 0.5 m/s.

4.1.4 Inter-comparaison des fermetures

Il nous est paru intéressant avant de s'atteler à comparer les paramétrisations dans des conditions de stabilité diverses, de s'intéresser à comparer les fermetures entre elles. Elles possèdent en effet l'avantage de placer la physique du problème en condition de stabilité neutre, ce qui permet de nous affranchir de la connaissance des paramètres météorologiques autres que le vent (SST, température et humidité de l'air).

Nous avons choisi de comparer des fermetures des paramétrisations de référence et les plus couramment utilisées par la communauté des océanographes. Il s'agit des fermetures SM88 (*Smith*,

²<http://data1.gfdl.noaa.gov/nomads/forms/mom4/CORE.html>

1988), COA3 (Fairall et al., 2003) et LY04 (Large et Yeager, 2004). En utilisant l'une de ces fermetures il est possible de comparer le comportement de grandeurs importantes qui interviennent dans l'estimation des coefficients de transfert neutres, comme u^* et z_0 .

Principe de notre comparaison

Nous allons comparer les vitesses de frottement, les hauteurs de rugosité et les coefficients de traînée neutres issus des différentes fermetures, et calculés dans une gamme de ΔU_{N10} allant de 0 à 30 m/s.

a) Comparer les $u^*(\Delta U_{N10})$:

Pour LY04, on calcule d'abord C_D^{N10} avec la formule donnée en (eq. 4.15). En combinant l'expression du coefficients de traînée neutre donnée par (eq. 3.60) et celle du profil logarithmique de vent neutre donnée par (eq. 3.59), on obtient l'expression de u^* :

$$u^* = \sqrt{C_D^{N10}} \Delta U_{N10} \quad (4.16)$$

Pour SM88 et COA3, on réalise l'itération suivante :

- 0/ on "devine" un u^* , par exemple $u^* = 0.01$
- 1/ on déduit z_0 grâce à u^* (eq. 4.9)
- 2/ on déduit un nouveau u^* à partir de ce z_0 , grâce au profil neutre de vitesse (eq. 3.59)

$$u^* = \kappa \frac{\Delta U_{N10}}{\ln(10/z_0)} \quad (4.17)$$

- 3/ on recommence en 1 avec ce nouveau u^* , et ce, jusqu'à convergence de ce dernier

Il est maintenant possible de comparer, pour les 2 fermetures, les valeurs des vitesses de frottement en fonction du vent neutre à 10m (fig. 4.2.a).

b) Comparer les $z_0(\Delta U_{N10})$:

Pour LY04, on calcule C_D^{N10} avec la formule (eq. 4.15). On déduit ensuite simplement z_0 grâce à la formule du coefficient de transfert neutre (eq. 4.3).

Pour SM88 et COA3, on commence par calculer u^* grâce au procédé itératif décrit dans le paragraphe précédent. z_0 est ensuite calculée avec la formule (eq. 4.9).

Les résultats sont présentés sur la figure (4.2.d).

c) Comparer les $C_D^{N10}(\Delta U_{N10})$:

Pour LY04, C_D^{N10} est calculé avec (eq. 4.15)

Pour SM88 et COA3, u^* est calculé comme en a, C_D^{N10} est ensuite déduit de la formule du vent neutre à 10m (eq. 3.59) qui peut être exprimée comme suit :

$$C_D^{N10} = \left(\frac{u^*}{\Delta U_{N10}} \right)^2 \quad (4.18)$$

d) Comparer les $z_0(u^)$:*

Pour les 2 types de fermeture, les z_0 sont calculés de la même manière qu'en *b* et sont simplement représentés selon les u^* calculés en *a* sur la figure (4.2.d).

Principaux désaccords

Comme le suggèrent les figures (4.1), (4.3) et (4.2.c), on peut définir 3 zones comportementales selon l'intensité du vent. La zone que nous qualifierons de vent modéré à fort, est caractérisée par une sous-estimation de C_D^{N10} de LY04 comparé à celui de SM88 et COA3, et ce, pour des vents allant de 7 à 20 m/s. En revanche, pour les conditions de vent fort, au dessus de 20 m/s, le comportement asymptotique des coefficients de traînée diffère, la fermeture de LY04 conduisant à une augmentation plus marquée que celle de SM88. L'usage d'une constante de *Charnock* variable permet à la fermeture COA3 de fournir des coefficients de traînée neutres sensiblement supérieurs à ceux de SM88 à partir de 10 m/s et de les garder largement supérieurs à ceux de LY04, et ce, même pour des vents très forts.

Il est évident que la fermeture de LY04 mène à un comportement beaucoup plus "rugueux" pour les vents faibles (inférieurs à 5 m/s), ce qui explique les grandes différences de longueur rugosité et de coefficients de traînée observés dans cette zone sur les figures (4.2.b) et (4.2.c). Cependant, cette divergence n'a pas d'impact conséquent sur la tension de vent dans le cas de vent faible, puisque celle ci, rappelons le, est proportionnelle au carré du vent (fig. 4.3). Par contre, comme le montre encore la figure (4.3), avec l'augmentation du vent, les différences entre les coefficients de transfert, bien que plus faibles, ont une répercussion amplifiée sur le désaccord en tension de vent entre les 3 fermetures.

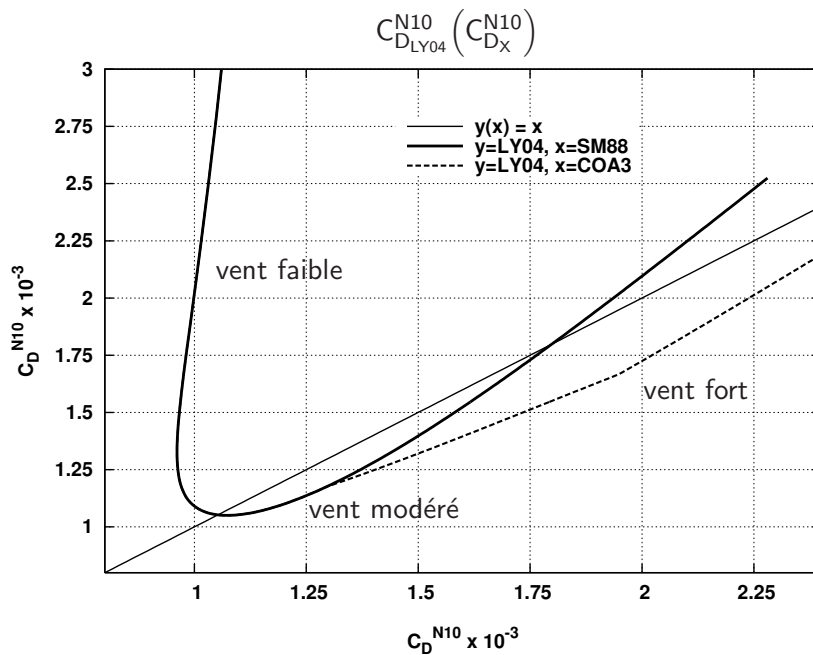


FIG. 4.1: Représentation de la divergence des valeurs du coefficient de traînée neutre à 10m entre la fermeture de LY04 (ordonnées) et celles de SM88 et COA3 (abscisses). La fermeture COA3 (pointillés) se sépare de SM88 (trait plein) du fait de la différence de constante de *Charnock* utilisée à partir d'un vent supérieur à 10 m/s pour l'estimation de la hauteur de rugosité.

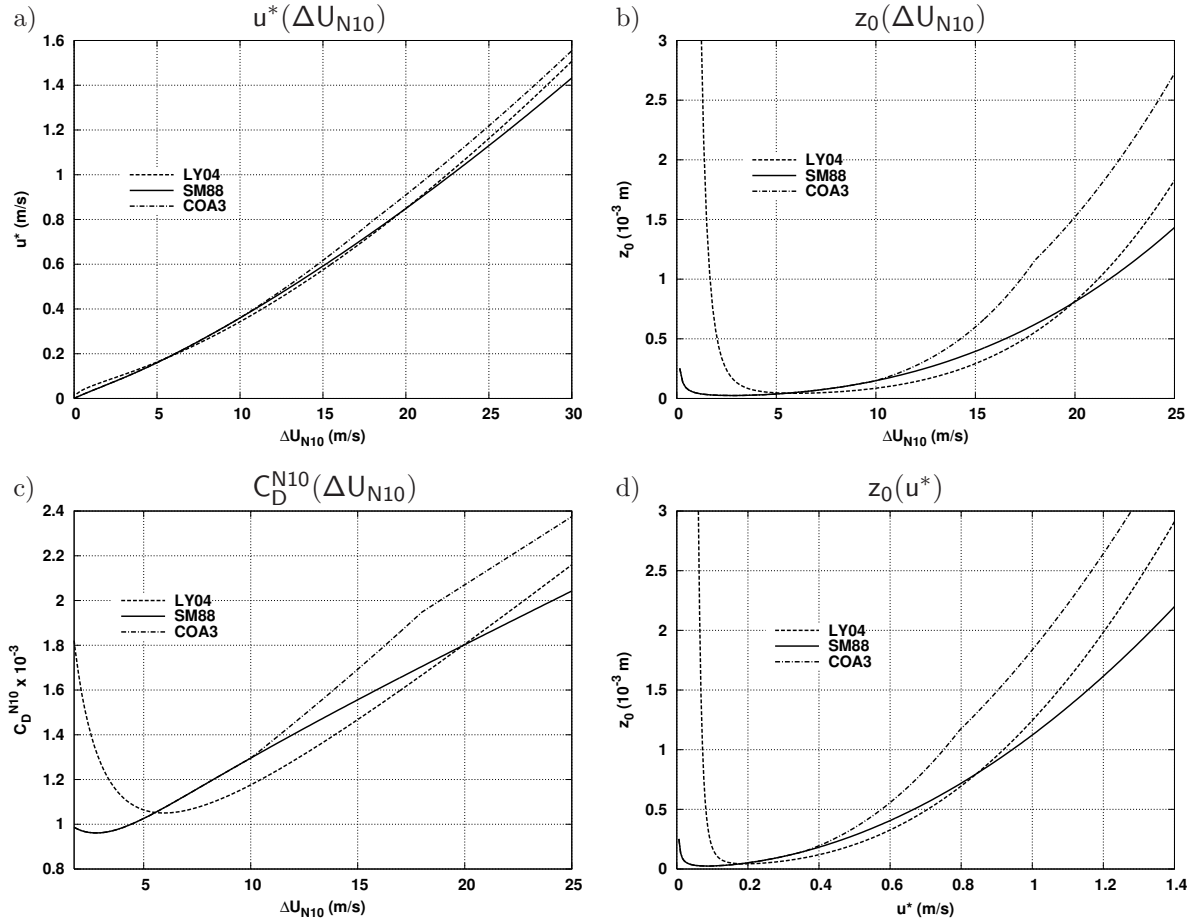


FIG. 4.2: Comparaison, pour les 3 types de fermeture testées, de l'évolution de la vitesse de frottement (a), de la hauteur de rugosité (b) et du coefficient de trains neutre (c) en fonction du vent neutre. Comparaison de la hauteur de rugosité en fonction de la vitesse de frottement (d).

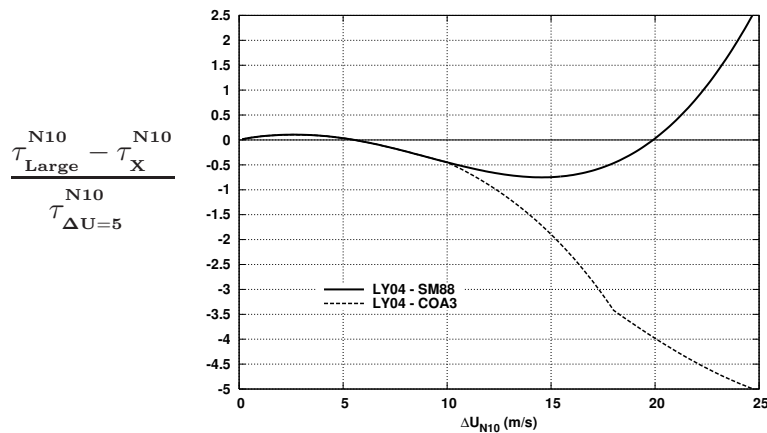


FIG. 4.3: Différence de tension de vent neutre à 10m entre les 2 fermetures. Pour une meilleure interprétation, cette erreur de tension de vent est normée par la tension de vent neutre correspondant à un vent neutre de 5 m/s (choisie pour 2 raisons : vent très probable à la surface de l'océan et excellent accord entre les 2 fermetures à cette vitesse).

4.1.5 Inter-comparaison des paramétrisations

En comparant les paramétrisations, on inclut l'influence de la stabilité sur les coefficients de transfert. Le choix des profils adimensionnels ψ et autres traitements spéciaux des conditions extrêmes se reflètent donc. En plus de la dépendance au vent, il devient aussi nécessaire de “balayer” les conditions de stabilité qui dépendent à la fois de la SST, de la température de l'air et de l'humidité de l'air.

Pour simplifier les comparaisons, nous avons préféré, dans un premier temps, neutraliser l'influence de la variation d'humidité de l'air. Pour ce faire, nous avons travaillé à humidité relative constante, ce qui implique que pour chaque température de l'air testée, on utilise l'humidité spécifique correspondant à cette humidité relative à la température testée. Une fois cette humidité relative fixée, la stabilité ne dépend donc plus que de la différence de température ΔT entre la surface et l'air. En choisissant $\Delta T = SST - \theta_{air}$, les conditions sont instables pour un ΔT positif et inversement. Ainsi en nous fixant une SST, il est possible d'étudier la dépendance au vent des coefficients de transfert pour une stabilité donnée simplement en choisissant une température de l'air. Notre choix d'humidité relative de l'air se fixe à $RH = 70\%$, ce qui correspond à un degré de saturation très réaliste au dessus de l'océan. Notons que, la dépendance des coefficients de transfert à l'humidité seule sera étudié dans la section 4.2.3.

Grâce à cette approche, nous avons pu construire les “tables graphiques” des coefficients de traînée et d'évaporation en fonction du vent et de la stabilité pour les paramétrisations COA3 et LY04 (fig. 4.8). Pour que la comparaison soit plus aisée (et pour inclure plus de paramétrisations) nous avons aussi isolé les coefficients de chaque paramétrisation testée par cas de stabilité (fig. 4.6). Notons que la stabilité proprement dite est définie grâce au paramètre de stabilité ζ (chap. 3.3.2), cependant, pour générer une configuration de CLA stable ou instable, aucun calcul savant n'est nécessaire, il suffit simplement de choisir une température de l'air respectivement plus chaude ou plus froide que la surface de la mer et que la différence soit assez marquée pour que l'humidité ne puisse pas avoir d'influence. On peut ainsi comparer le comportement du coefficient de transfert de 4 paramétrisations différentes dans un cas de stabilité correspondant à un ΔT donné. Notre cas “instable” est définie par $\Delta T = 5^\circ\text{C}$ et notre cas stable pour $\Delta T = -5^\circ\text{C}$. Ces valeurs ont été choisie pour le fait qu'elle traduisent un niveau de stratification assez marquée et parfaitement réaliste à la surface de l'océan.

La finalité des coefficients de transfert est d'être utilisé pour calculer les flux, c'est pourquoi nous avons aussi représenté les flux correspondant à chaque coefficient représenté (calculés par les méthodes *bulk* classiques, eq. 3.55). Le calcul de chaque flux est possible car dans notre cas non neutre, toutes les variables atmosphériques sont connues.

Il est bon de noter que, que pour la comparaison soit plus équitable, nous n'avons pas pris en compte la formulation “température de peau” proposée COARE-3.0. Cette dernière nécessite par ailleurs de connaître les flux radiatif pour en déduire l'échauffement possible de la peau de surface.

Comportement pour les vents faibles à nuls

Comme nous le rappellent les figures (4.8), la stabilité atmosphérique joue un rôle très important dans les conditions de vent faible. Il est donc nécessaire de distinguer les deux régimes de stabilité pour ce qui est de l'étude des coefficients de transfert.

Ainsi, pour les configurations instables (fig. 4.6.a/c/e), on observe un comportement assez excessif des coefficients de SM88 et LY04 à l'approche du vent nul, spécialement pour le coefficients

de traînée. Dans l'étude du cas neutre, seul LY04 laissait entrevoir ce type de comportement (fig. 4.2). En revanche, les paramétrisations utilisant la correction de *gustiness* comme COA3 et ZN98 mènent à des coefficients de transfert plus modérés.

Dans les formules bulk, chaque flux étant proportionnel au vent relatif (ou à son carré dans le cas de la tension de vent), on s'attend à peu d'effet quant à l'impact de ces divergences du comportement des coefficients sur les flux eux mêmes, dans le cas de vents faibles. C'est ce que l'on peut en effet vérifier sur la tension de vent, le flux de chaleur sensible et l'évaporation résultant des configurations testées (fig. 4.7.a/c/e). Les différences de tension de vent observées pour les vents faibles sont insignifiantes (fig. 4.7.a), elles sont légèrement plus marquées pour le flux de chaleur sensible et l'évaporation qui ne dépendent que linéairement de la vitesse (fig. 4.7.c/e).

Dans le cas stable, les différentes paramétrisations s'accordent mieux puisque la stabilité, qui plus est en l'absence de vent, mène logiquement à une situation de "blocage" qui se traduit par des coefficients de transfert qui tendent vers des valeurs proches de zéro. Là encore, les différences assez évidentes observées pour les coefficients (fig. 4.6.b/d/f) n'ont aucune répercussion notable sur les flux (fig. 4.7.b/d/f). On notera tout de même la particularité de la paramétrisation LY04 qui ne fait pas tendre les coefficients vers zéro pour un vent nul contrairement aux autres paramétrisations.

En ce qui concerne le forçage des modèles, on est finalement en droit de s'interroger, face à l'incertitude des données mesurées sur l'océan (chap. 2), de l'utilité de paramétrisations avancées du cas "convectif à vent très faible" proposées par les paramétrisations de pointe tel COA3, alors qu'elles semblent n'avoir aucun effet concret sur les flux. Et cela est d'autant plus vrai que les conditions de vent "très faibles" impliquées sont peu fréquentes au dessus de l'océan (fig. 4.4), spécialement avec les vents de réanalyses moyennés à 6h que nous utiliserons. Ainsi l'approche adoptée par l'algorithme CORE/LY04 de *Large et Yeager (2004)*, certes physiquement moins élégante que la méthode *gustiness* (utilisée par COA3 et ZN98), consiste à simplement seuiller les vents à une valeur de 0.5 m/s.

Comportement pour vents modérés à forts

Par vent modéré on entend un vent se situant entre 5 et 10 m/s, on parlera de vents forts au delà de ces 10 m/s et de vent très fort pour un vent dépassant 20 m/s. La figure (4.5), permet de se rendre compte que, dans le cas des réanalyses, les vents dépassant 18 m/s ne sont envisageable que pour les latitudes situées entre 40° et 60° (des 2 hémisphères) et que leur probabilité d'occurrence est de l'ordre de 5%. Les phénomènes violents étant à la fois mal représentés par les réanalyses et lissés par l'utilisation de la moyenne à 6h.

Lorsque le vent devient important, la répercussion d'un désaccord sur le coefficient de transfert se fait inévitablement sentir sur les flux. Par ailleurs, comme on peut le voir sur les figures (4.8), à partir de vents conséquents (environ 15 m/s), le comportement des coefficients de transfert en fonction de ce même vent devient asymptotique, et ce, quelque soit la stabilité, cette dernière n'influant que faiblement sur l'intensité du transfert. On notera que l'asymptote dont il est question n'est autre que le coefficient de transfert en condition neutre. Dans tous les cas de stabilité, l'utilisation d'une constante de *Charnock* plus grande pour les vents forts (section 4.1.3), permet à la paramétrisation COA3 de fournir des coefficients de traînée plus importants que les autres paramétrisations (fig. 4.6.a/b), ce qui se répercute en des tensions de vent sensiblement plus grandes pour les vents forts (fig. 4.7.a/b). On vérifie aussi (fig. 4.6.c/d/e/f) que LY04 et COA3 sont les deux seules paramétrisations qui, par leur méthode de fermeture respective, fournissent des coefficients de transfert scalaires croissants avec le vent.

Dans le cas instable, le désaccord typique entre les coefficients de traînée des différentes para-

métrisations est de l'ordre 10% (fig. 4.6.a). LY04 s'illustre en sous-estimant ce dernier pour les vents entre 5 et 20 m/s. Mais là encore, les différences observées sur la tension de vent sont très faibles (fig. 4.7.a). Toujours pour des conditions instables, et à partir de vents supérieurs à 10 m/s, on remarque que les coefficients de transfert C_H et C_E calculés grâce à LY04 deviennent nettement plus grands que ceux des autres paramétrisations et croissent plus rapidement que ceux de COA3 (fig. 4.6.c/e). Cela a pour effet d'augmenter sensiblement les flux de chaleur turbulents et l'évaporation (fig. 4.7.c/e).

Pour les conditions stables, la diminution appliquée à C_H par LY04, a pour effet de rendre ce coefficients nettement inférieur aux valeurs provenant des autres paramétrisations (fig. 4.6.d). La répercussion sur le flux de chaleur sensible qui en résulte est très nette, créant un désaccord de plus de 30% entre LY04 et COA3 (fig. 4.7.d). Notons que les épisodes de stabilité atmosphériques sont rares sur l'océan et sont le plus fréquents aux moyenne-hautes latitudes, comme en témoigne la figure (4.13). Comme dans le cas instable, le coefficient d'évaporation C_E de LY04 est plus conséquent que ceux des autres paramétrisations (fig. 4.6.f), mais cela n'a pratiquement aucune importance, puisque dans le cas stable, l'évaporation demeure excessivement faible (fig. 4.7.f).

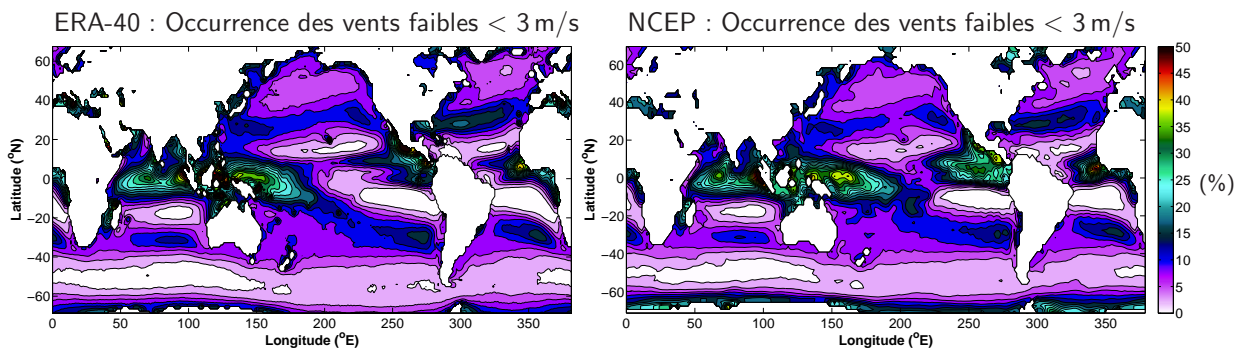


FIG. 4.4: Fréquence d'occurrence (en %) des conditions de vent inférieure à 3 m/s pour le vent ERA-40 (gauche) et NCEP (droite) à 6H, durant la période 1984-2001.

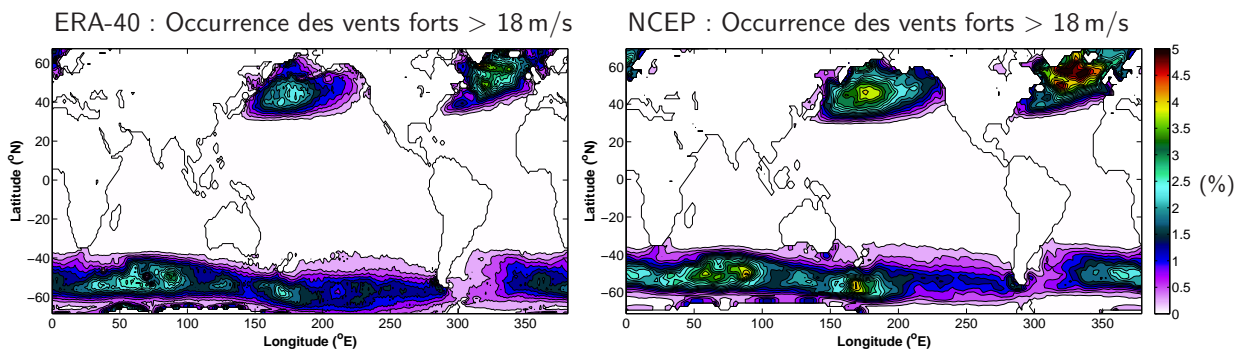


FIG. 4.5: Fréquence d'occurrence (en %) des conditions de vent supérieur à 18 m/s pour le vent ERA-40 (gauche) et NCEP (droite) à 6H, durant la période 1984-2001.

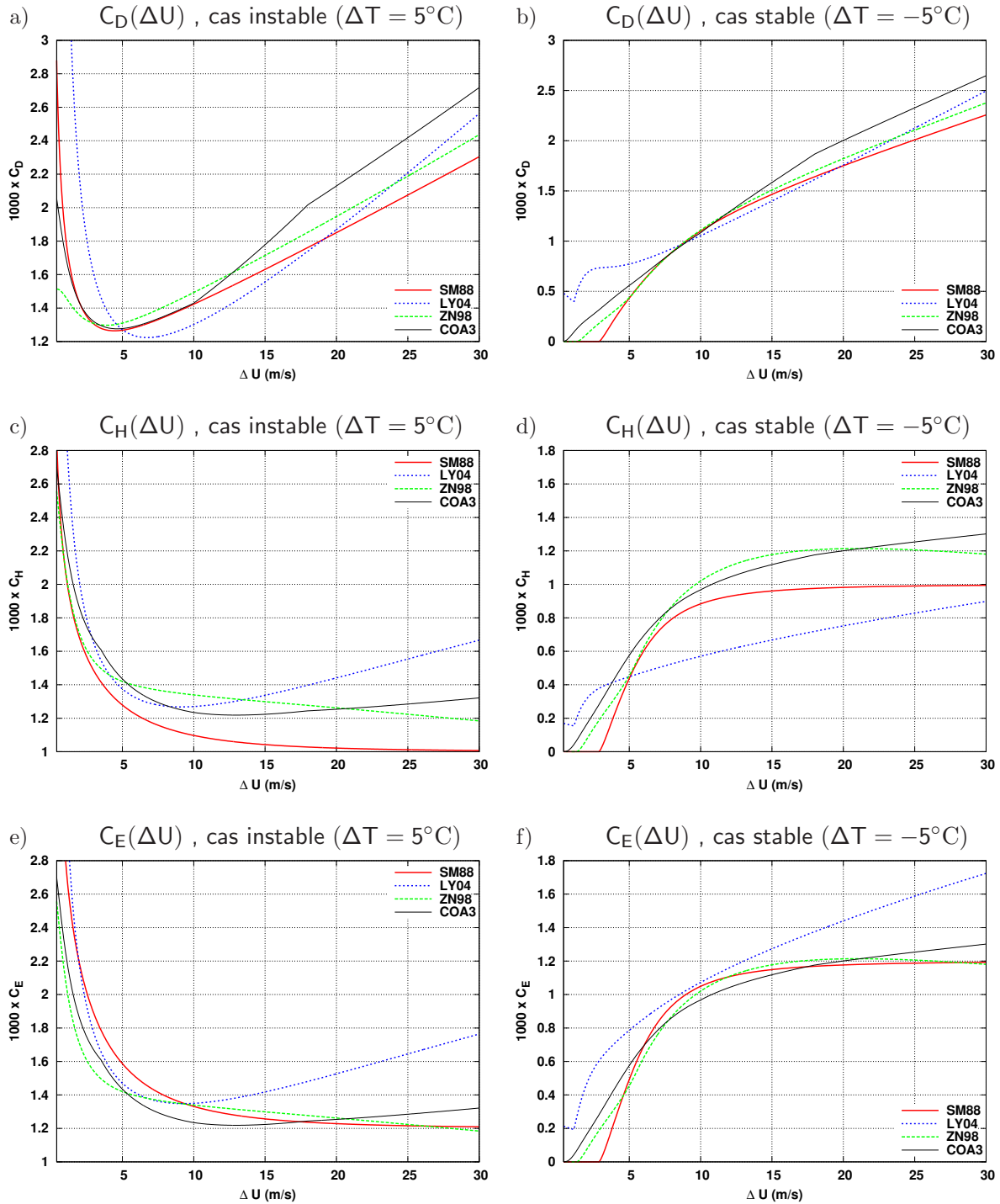


FIG. 4.6: Coefficients de transferts *bulk* pour différentes paramétrisations en fonction du module du vent relatif à 10m, pour un cas instable (gauche) et stable (droite), correspondant respectivement à une différence de température air/mer à 10m de +5 et -5°C (T_s étant fixé à 15°C). L'humidité spécifique de l'air à 10m étant calculée pour correspondre à une humidité relative de $RH = 70\%$.

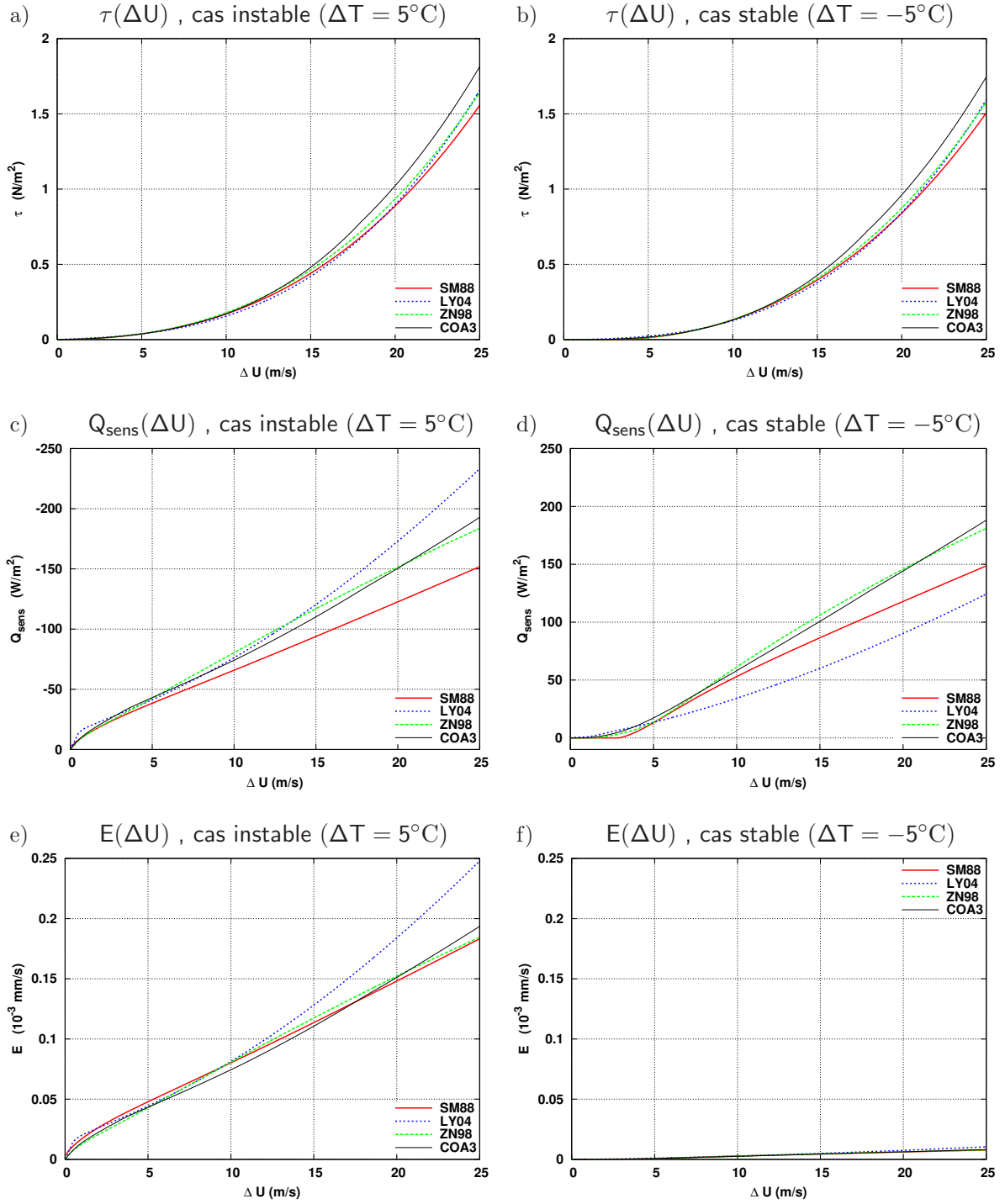


FIG. 4.7: Flux turbulents résultants de l'utilisation des coefficients de transfert provenant de différentes paramétrisations (et formules *bulk* en fonction du module du vent relatif à 10m, pour un cas instable (gauche) et stable (droite), correspondant respectivement à une différence de température air/mer à 10m de $+5$ et -5°C (T_s étant fixé à 15°C). L'humidité spécifique de l'air à 10m étant calculée pour correspondre à une humidité relative de $RH = 70\%$.

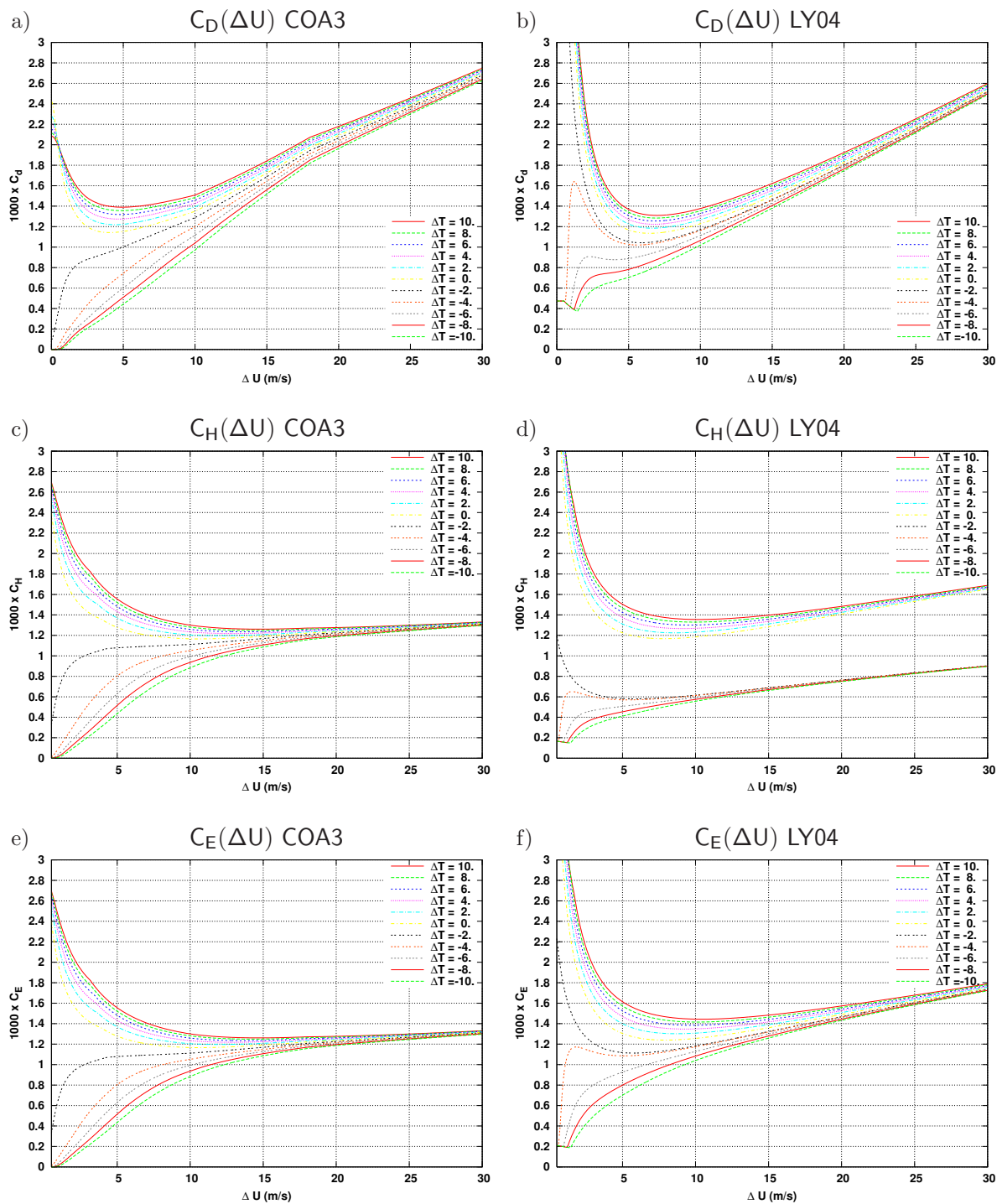


FIG. 4.8: Représentation des 3 coefficients de transfert *bulk* en fonction du module du vent pour des stratifications allant de très instable ($\Delta T = 10^\circ\text{C}$) à très stable ($\Delta T = -10^\circ\text{C}$), T_s étant fixé à 15°C et $RH = 70\%$. Paramétrisation COA3 (gauche) et LY04 (droite).

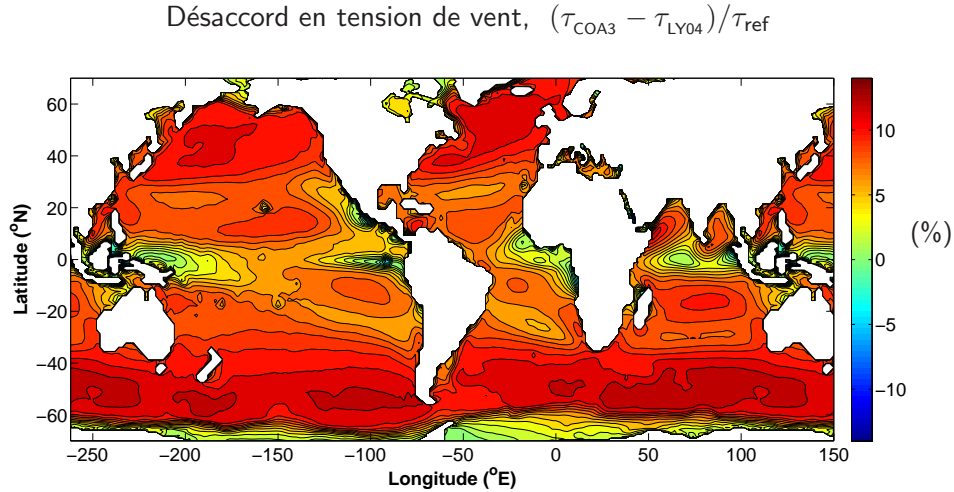


FIG. 4.9: Désaccord moyen entre les climatologies de tension de vent estimées grâce aux algorithmes *bulk* COA3 et LY04, pour la période 1984-2000. Ces climatologies ont été construites à partir des mêmes VEAS issues du DFS4 (chap. 8) et d'une SST inter-annuelle fixée (Hurrell *et al.*, 2007).

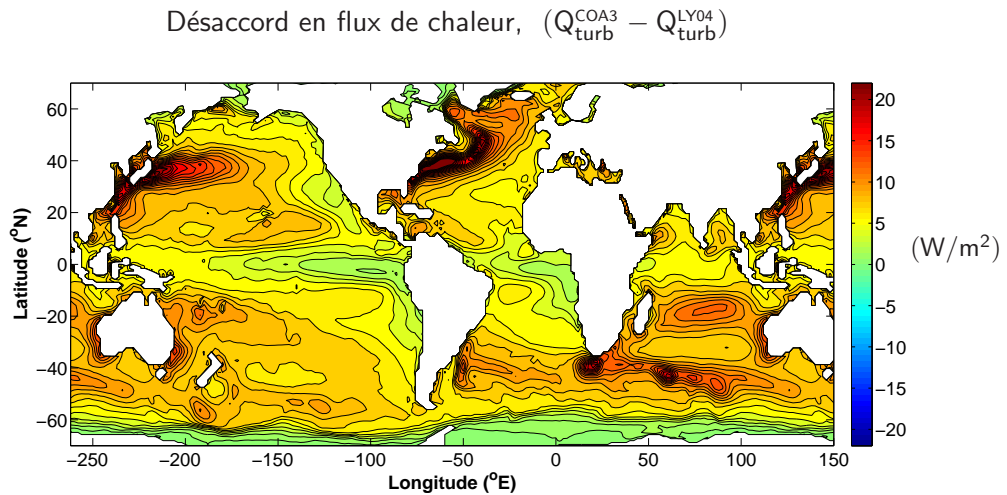


FIG. 4.10: Différence moyenne entre les climatologies de flux de chaleur turbulent ($Q_{\text{turb}} = Q_{\text{lat}} + Q_{\text{sens}}$) estimées grâce aux algorithmes *bulk*: COA3 et LY04, pour la période 1984-2000. Ces climatologies ont été construites à partir des mêmes VEAS issues du DFS4 (chap. 8) et d'une SST inter-annuelle fixée (Hurrell *et al.*, 2007).

Différences sur des climatologies de flux

Après l'étude théorique qui vient d'être conduite sur les différentes paramétrisations, nous nous intéressons ici à leur effet concret sur des climatologies globales de flux estimées grâce à l'utilisation d'un même jeu de données atmosphériques et d'une même température de surface observée. Seules les paramétrisations LY04 et COA3 seront étudiées, puisque ce sont les plus largement utilisées par la communauté et qu'elle mènent à des résultats suffisamment différents pour pouvoir en tirer des conclusions nettes. Pour ce faire nous avons utilisé l'outil FOTO (chap. 6.1) pour construire des champs de flux globaux à partir de champs de variables atmosphériques is-

sues de réanalyses (température, humidité et vent) et d'un champ inter-annuel de SST observée. Ces calculs de flux ont été réalisés pour la période allant de 1984 à 2000. Pour le même jeu de variables d'entrée (VEAS³ + SST), les champs de flux turbulents ont été calculés (toutes les 6h) à partir de l'algorithme LY04 et COA3. Ces flux ont ensuite été moyennés pour donner des climatologies de tension de vent et de flux de chaleur n'ayant pour différence que le choix de paramétrisation *bulk* utilisée. Les différences de climatologie obtenues entre les 2 paramétrisations sont représentées sur les figures (4.9) et (4.10).

L'étude de la différence de tension de vent moyenne représentée sur la figure (4.9) permet de vérifier les résultats vus précédemment quant aux coefficients de transfert. L'algorithme COA3 donne en effet des valeurs globalement plus fortes et ce d'autant plus que la région est sujette au vent fort (fig. 4.5). Dans ces régions, comme l'ACC et les *storm track* du Pacifique nord et de l'Atlantique nord, la tension résultante de l'utilisation de l'algorithme COA3 est en moyenne de 12% supérieure à celle calculée par l'algorithme LY04, ce qui ne peut pas être considéré comme négligeable puisque cela équivaut typiquement à l'ordre de grandeur des corrections en vent apportées à ERA-40 pour construire le DFS4 (chap. 8). Les gyres subtropicaux sont moins affectés avec une sur-estimation de l'ordre de 6 à 8% de la tension de vent. Les régions les moins affectées par la différence de tension de vent correspondent bien avec les régions de vent faibles (fig. 4.5) et présentent un désaccord pratiquement nul.

Pour la différence de flux de chaleur turbulent net moyen reçu par l'océan, on constate grâce à la figure (4.10), que la paramétrisation LY04 tend à plus refroidir l'océan (COA3 paraît donc plus "chaud"), et ce, de manière globale. Cette différence est principalement due à la différence des coefficients d'évaporation C_E entre les 2 paramétrisations (fig. 4.6.e). En effet, comme nous le verrons dans la section 4.2.1, le flux de chaleur latente est le terme dominant des pertes de chaleur turbulentes pour l'océan. La surestimation des C_E de LY04 par rapport à COA3 conduit donc naturellement à un refroidissement plus prononcé de l'océan. On constate ainsi que les régions où la différence est la plus importante, comme par exemple les courant de bord ouest de l'hémisphère nord (*Gulf Stream* et *Kuroshio*) coïncident parfaitement avec les régions de grandes pertes de chaleur par flux de chaleur latente (fig. 4.14). Dans ces régions de forte évaporation le désaccord entre les deux paramétrisations atteint des valeurs supérieures à 20 W/m². En revanche, les régions de plus faible évaporation, comme par exemple le Pacifique tropical oriental ou l'ACC présentent des différences de flux nettement plus faibles (entre 0 et 5 W/m²).

4.1.6 Mise en pratique du calcul des flux turbulents

Une fois une paramétrisation choisie, et des données météorologiques disponibles (VEAS et SST), il convient, pour calculer les flux turbulents, d'utiliser un algorithme de calcul numérique itératif puisque l'estimation des coefficients de transfert met en jeu un problème implicite.

Besoin itératif

Pour obtenir les coefficients de transfert grâce aux formules (eq. 3.64) ou (eq. 3.65), il est certes nécessaire d'avoir une fermeture (section 4.1.2), mais il faut aussi connaître le paramètre de stabilité ζ pour pouvoir appliquer la correction de stabilité $\psi(\zeta)$ aux profils logarithmiques. Pour ce faire, il faut déduire la longueur de *Monin-Obukhov* L de l'expression (eq. 3.34), ce qui nécessite de connaître les échelles de la turbulence u^* , θ^* et q^* . Or dans ce cas, ces échelles ne peuvent être connues que grâce aux coefficients de transfert eux mêmes (eq. 3.56). Ces derniers n'étant pas encore connus (puisque l'on cherche à les calculer), il est nécessaire d'avoir recourt à

³variables d'état atmosphérique de surface

un processus itératif. Les coefficients sont donc d'abord approchés par leurs équivalents neutres avant de rentrer dans la boucle d'itération. Pour mieux comprendre ce processus, un algorithme complet, tel qu'il est codé dans le modèle, est présenté dans l'annexe A.

Les ajustements altimétriques

Comme nous l'avons vu dans le chapitre 3.5.3, il peut parfois être nécessaire d'ajuster les scalaires atmosphériques d'une hauteur donnée (2 m) vers la hauteur de référence du vent (10 m) pour pouvoir y calculer les flux. Ces ajustements sont faits durant le processus itératif de calcul des coefficients de transfert puisque comme le rappelle l'expression (eq. 3.73), ils sont tributaires des formes $\psi(\zeta)$. L'algorithme prend en entrée la température et l'humidité données à z_t m et le vent à z_u m ainsi que la SST. Durant le calcul itératif la température et l'humidité sont constamment réévaluées à z_u et ces nouvelles valeurs servent en retour à l'estimation des coefficients de transfert qui serviront eux mêmes de nouveaux à réévaluer la température et l'humidité à z_u . En sortie, se sont ces nouvelles températures et humidités ajustées à z_u qui sont utilisées avec les coefficients et le vent à z_u pour calculer les flux avec les formules *bulk*. L'exemple d'algorithme présenté en annexe A traite ce cas.

Les figures (4.11) montrent des résultats d'ajustement de température réalisés vers toutes les hauteurs envisageables entre 0 et plus de 10 m pour un cas stable et instable à partir des données de température et d'humidité fournies à 2 m.

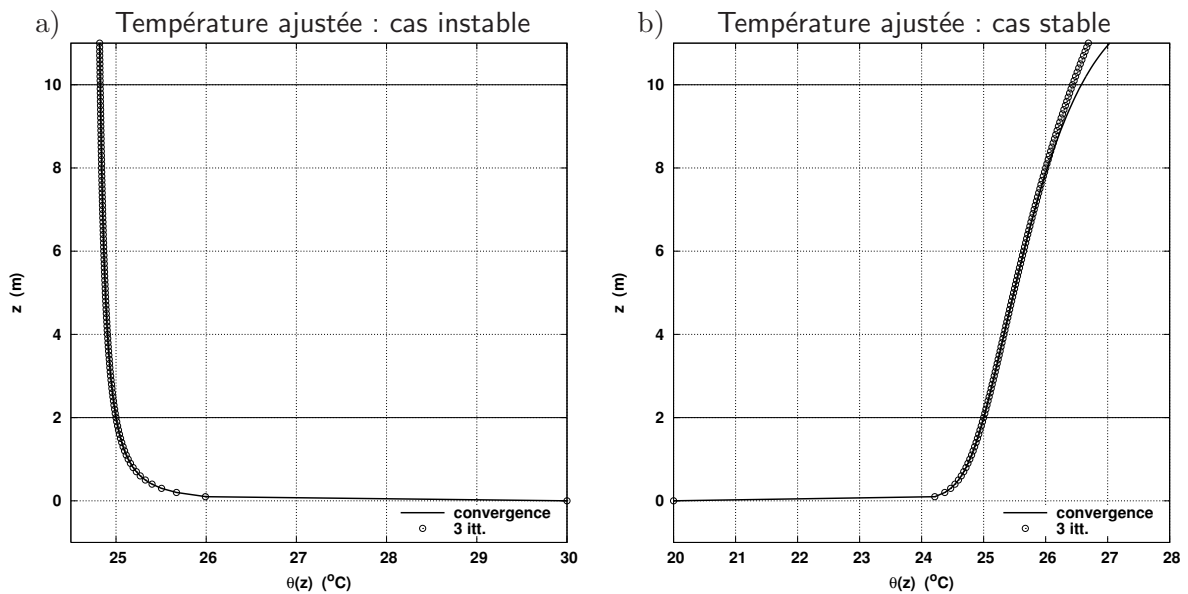


FIG. 4.11: Profils d'ajustement de la température réalisés par l'algorithme *bulk* LY04 à partir de la température et l'humidité fournies à 2 m pour une configuration instable (a) et stable (b). L'état de surface testé est caractérisé par $U_{10} = 3$ m/s, $RH_z = 70\%$, $\theta_z = 25^\circ\text{C}$, $SST=30^\circ\text{C}$ pour le cas instable et $SST=20^\circ\text{C}$ pour le cas stable. Les résultats pour un processus itératif limité à 3 itérations (cercles) et un allant jusqu'à la convergence (lignes pleines) sont représentés.

Quid du nombre d'itérations

Les itérations doivent être, en toute logique, répétées jusqu'à la convergence du problème. Seulement de tels calculs s'avèreraient extrêmement coûteux lors de l'utilisation d'un modèle. Des

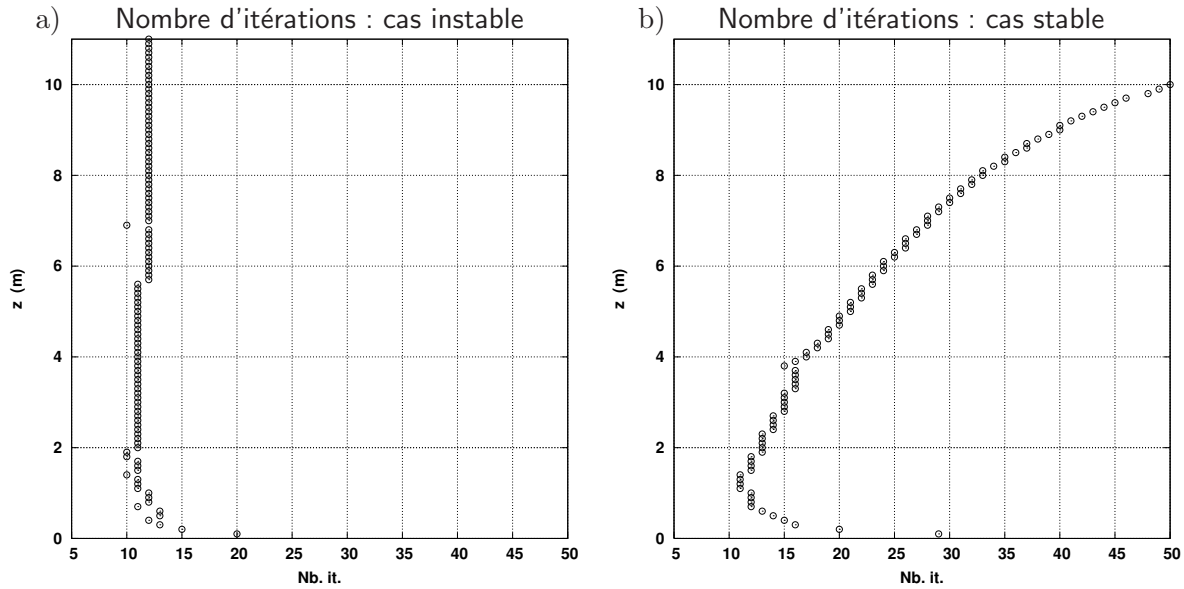


FIG. 4.12: Nombre d'itérations nécessaires à l'ajustement des températures de la figure (4.11) en fonction de l'altitude, dans le cas de l'algorithme convergent.

auteurs comme *Large et Yeager (2004)* ou *Fairall et al. (2003)*, qui fournissent les algorithmes allant avec leurs paramétrisations, préconisent de limiter le nombre d'itérations à 3. Comme nous avons pu le vérifier, seule les conditions extrêmement stables et peu venteuses nécessitent un assez grand nombre d'itérations (pouvant aller jusqu'à 100), mais de telles configurations météorologiques sont assez peu fréquentes au dessus de l'océan. La figure (4.12.b) illustre par exemple le grand besoin en itérations pour le cas stable, comparé au cas instable (fig. 4.12.a). Dès que l'on augmente le vent (non montré) la convergence est beaucoup plus rapide. Dans l'exemple stable présenté sur la figure (4.12.b), en passant d'un vent de 3 m/s à 4 m/s, on diminue pratiquement le nombre d'itérations par deux. On remarque par ailleurs, que quelque soit la stabilité et le nombre d'itérations nécessaires, la convergence devient plus longue avec l'altitude. Concrètement cela signifie que c'est pour obtenir les variables à 10 m qu'il faut réaliser le plus d'itérations. Le désaccord des profils vu sur la figure (4.11.b) souligne le fait qu'à partir de 8 m de haut (pour le cas traité) les 3 itérations deviennent insuffisantes pour approcher la solution "exacte" qui en a nécessité 50. Comme l'illustrent les figures (4.11), ce genre d'erreurs ne se manifestent que pour les situations de stabilité déjà prononcées et de vent très faible et donc très peu probables au dessus de l'océan (fig. 4.13 et 4.4). On est alors en droit de se demander s'il ne serait pas plus simple et moins coûteux d'ajuster le vent de 10 m vers 2 m au lieu d'ajuster les scalaires de 2 m vers 10 m. Cela n'est pas fait pour la simple et bonne raison que le vent est trop "important" dans l'expression des formules *bulk* pour risquer d'en perturber sa valeur par un ajustement qui n'est, rappelons-le, que le fruit d'une paramétrisation empirique.

4.1.7 Ce qu'il faut retenir

L'étude du comportement des coefficients de transfert à l'aide des figures présentées permet de vérifier la faible influence de la stabilité atmosphérique sur la tension de vent (comparer les fig. 4.7.a et 4.7.b) et sa grande influence sur l'évaporation et le flux de chaleur sensible (comparer les fig. 4.7.e et 4.7.f). La perte de chaleur due à l'évaporation devient négligeable dans des conditions de stabilité prononcée, c'est le flux de chaleur sensible qui prend le dessus dans ce cas et mène à un gain d'énergie pour l'océan (fig. 4.7.d et 4.7.f). Plus le vent devient important, moins la

stabilité influence les coefficients de transfert, puisque le transfert turbulent est pratiquement totalement fait grâce au vent. Ainsi, quelque soit le niveau de stabilité, les coefficients tendent, avec le vent croissant, vers une asymptote qui n'est autre que le transfert en condition neutre.

Il est intéressant de noter que toutes les paramétrisations testées s'accordent le mieux pour des vents entre 5 et 15 m/s, ce qui n'est pas surprenant, étant donné que c'est l'intervalle de vitesse le plus probable au dessus de l'océan, et que c'est dans cet intervalle que les auteurs ont collecté le plus de données pour calibrer leurs paramétrisations. En partant vers des régimes de vents plus rares et donc beaucoup moins mesurés, les paramétrisations divergent irrémédiablement, et sont, mêmes d'après leurs auteurs, très incertaines.

Les paramétrisations sont approximatives et en désaccord pour les vents faibles, mais cela n'a pratiquement pas d'impact sur les flux. Ces régimes de vent sont de plus en plus courants. Cependant, dans ces conditions, la connaissance de l'état de stabilité est décisive pour ce qui est de l'estimation des flux scalaires comme l'évaporation (la paramétrisation a très peu d'influence dans ce cas). Pour des vents conséquents, on s'attend à augmenter la tension de vent avec la paramétrisation COA3 (peu importe la stabilité) et à doper les pertes de chaleur turbulentes par l'évaporation avec LY04. Dans des conditions de vents forts doublées d'une stratification stable, LY04 sous-estimera la perte de chaleur comparé aux autres paramétrisations (puisque c'est seulement le flux de chaleur sensible qui compte dans ce cas).

3 itérations sont suffisantes lors du calcul itératif des coefficients de transfert et de l'ajustement altimétrique des scalaires.

Aucune paramétrisation ne peut être qualifiée de meilleure qu'une autre, elles comportent toutes des incertitudes, cependant, notre choix se portera sur LY04 (Large et Yeager, 2004). Ce choix est principalement justifié par des motivations d'ordre pratique, étant la paramétrisation "livrée" avec le forçage atmosphérique CORE, LY04 est en passe de devenir l'une des paramétrisations les plus utilisées par la communauté. Il est donc intéressant, dans un contexte où le besoin d'inter-comparer les solutions de divers OGCMs est de plus en plus d'actualité, de se fixer une fonction de forçage "commune".

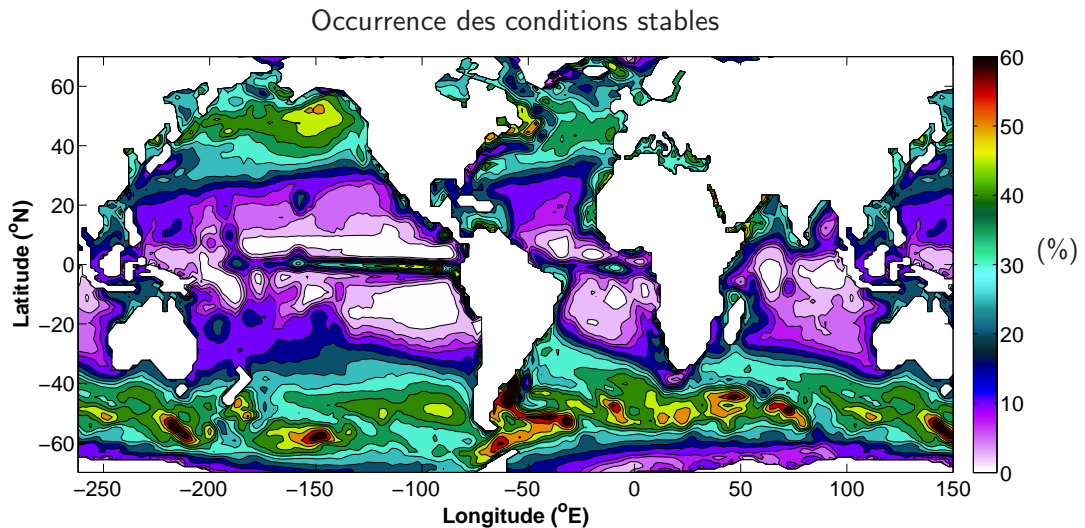


FIG. 4.13: Fréquence d'occurrence (en %) de conditions stables durant la période 1984-2000 estimés grâce à la longueur de *Monin-Obukhov* calculée à partir des VEAS issues du DFS4 (chap. 8) et d'une SST inter-annuelle fixée (Hurrell et al., 2007).

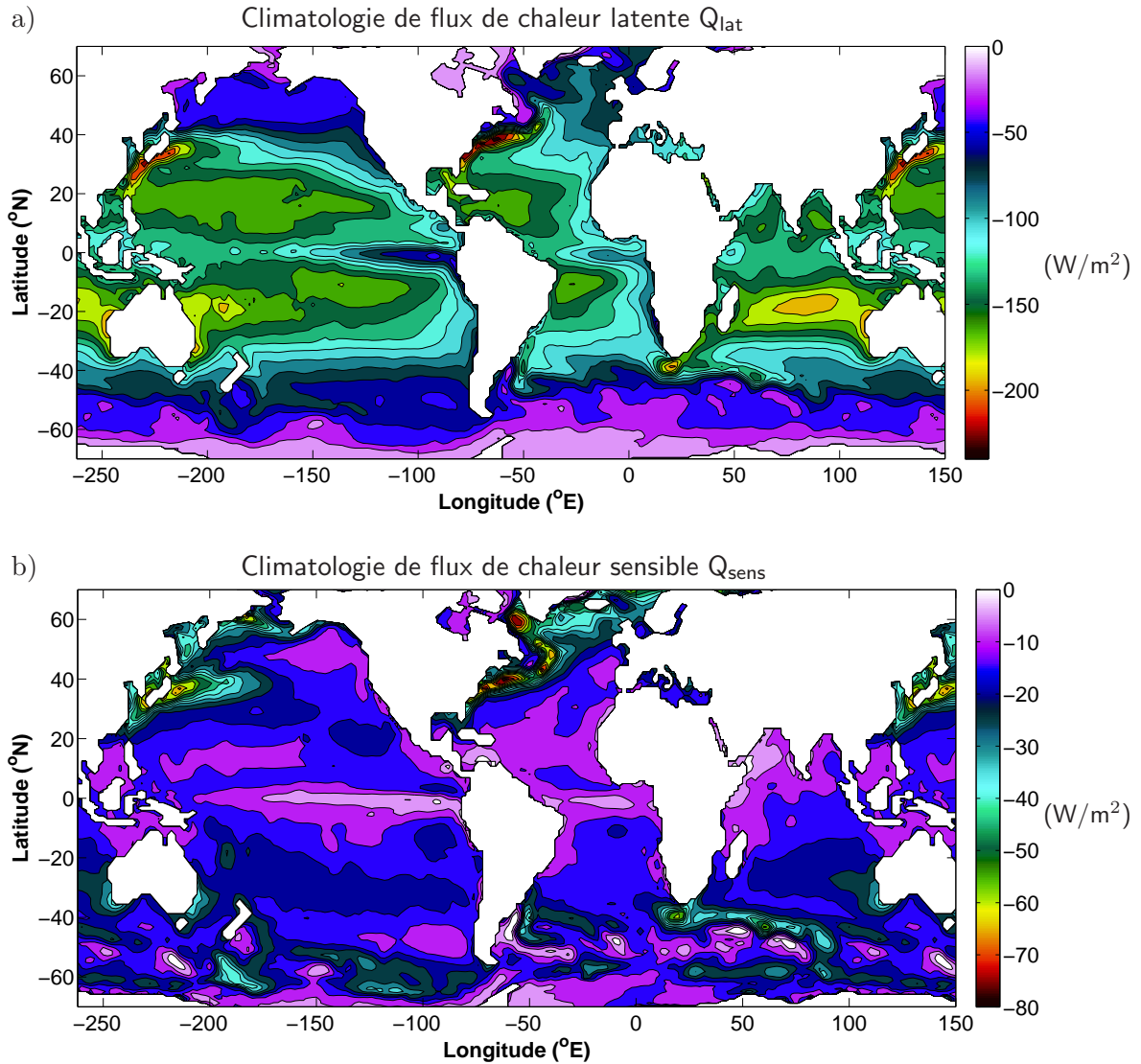


FIG. 4.14: Climatologies 1984-2000 des flux de chaleur latente (a) et sensible (b) estimées grâce à l'algorithme *bulk* LY04 à partir des VEAS issues du DFS4 (chap. 8) et d'une SST inter-annuelle fixée (Hurrell *et al.*, 2007).

4.2 Sensibilité des flux bulks aux diverses variables

4.2.1 Flux de chaleur sensible contre flux de chaleur latente

Sous les basses et moyennes latitudes, le flux de chaleur latente est toujours largement dominant comparé au flux de chaleur sensible, l'évaporation étant un procédé de refroidissement plus efficace que la simple ventilation. La figure (4.15) montre les moyennes zonales des flux de chaleur sensible et latente déduit des variables de surface ERA-40 et d'une SST climatique pendant 1984-2000. On peut constater que si le flux de chaleur sensible n'est que faiblement dépendant de la latitude, le flux de chaleur latente en revanche est fortement influencé par la latitude du fait de la haute dépendance de l'humidité spécifique à la température ambiante, l'air froid des hautes latitudes ne pouvant contenir que des quantités ridicules de vapeur d'eau.

Cette explication, qui est l'explication "physique" n'est toutefois pas celle qui mène à un résultat équivalent par l'approche *bulk*. Cela nous amène à aborder l'une des déficiences de cette méthode. Avec l'approche *bulk*, le degré de saturation de l'atmosphère n'évolue pas puisqu'il est fixé et que les flux "sortant" de l'océan n'ont aucune influence sur l'atmosphère. Dans la nature un épisode d'évaporation mènerait rapidement à la saturation d'un air froid, ce qui, en retour, limiterait cette évaporation. En revanche, avec les formules *bulk*, notre air froid ne se saturera jamais et pourra continuer à générer de l'évaporation en acceptant de la vapeur d'eau. Le fait que nos formules *bulk* mènent à une évaporation insignifiante en condition froide, vient simplement du fait que le terme $q(z) - q_{sat}(SST)$ de l'expression de l'évaporation (eq. 3.55) est lui même insignifiant puisque la mer est généralement froide et donc $q_{sat}(SST)$ et $q(z)$ sont tous les deux très faibles, leur différence l'est aussi. On s'attend donc plutôt à une mauvaise représentation de l'évaporation par méthode *bulk* dans le cas peu courant d'une mer chaude au contact d'un air très froid.

Quoi qu'il en soit, en condition "froide" la contribution du flux de chaleur sensible peut devenir largement supérieure à celle du flux de chaleur latente, ce que nous allons illustrer par quelques exemples numériques. Ainsi, pour un même vent de 5 m/s, un air de surface saturé à 85% à une température de 3°C inférieure à celle de la surface, 3 cas climatiques sont envisagés, le premier "tropical" présente une SST de 30°C, le cas "tempéré" une SST de 15°C et le cas "polaire" une SST de 0°C (tab. 4.2.1). Pour chacune de ces conditions les flux de chaleur sensibles et latentes sont calculés à partir de la paramétrisation LY04. On constate par la même occasion qu'un air à 27°C saturé à 85% contient environ 19 g d'eau par kg d'eau, tandis qu'au même niveau de saturation l'air à -3°C n'en contiendra seulement que 2,5 g. Ainsi on montre que pour notre cas "polaire" le flux de chaleur sensible dépasse le flux de chaleur latente (-27 W/m² contre -25 W/m²), dans les deux autres cas climatiques on vérifie bien que le flux de chaleur latente est largement dominant.

Cas	SST [°C]	θ_{2m} [°C]	RH _{2m}	q_{2m} [g/kg]	Δq [g/kg]	Q_{sens} [W/m ²]	Q_{lat} [W/m ²]
Tropical	30.	27.	85 %	18.8	7.6	-25	-142
Tempéré	15.	12.	85 %	7.3	3.2	-26	-62
Polaire	0.	-3.	85 %	2.6	1.2	-27	-25

TAB. 4.1: Impact, sur le flux de chaleur latente et sensible de 3 cas climatiques où l'océan est à une température de 3°C de plus que l'air. Le vent scalaire et l'humidité relative de l'air sont les mêmes pour les 3 cas, respectivement 5 m/s et 85%. Les valeurs décrivant chacun des cas climatiques ne représentent en aucun cas des moyennes climatiques, mais seulement un état thermodynamique instantané envisageable.

4.2.2 Sensibilité à la température

Grâce aux formules bulk (3.55), on peut voir que la température rentre d'abord en jeu pour l'estimation du flux de chaleur sensible. Ce flux est en effet proportionnel à la différence de température entre la surface de l'océan et la température potentielle à une hauteur donnée. Le flux de chaleur sensible a généralement une contribution moindre sur le flux de chaleur net (fig. 4.15), (typiquement 10 fois moindre que le flux de chaleur latente), à l'exception des régions de hautes latitudes où son influence devient critique quand à la formation des eaux denses *et où il prend l'avantage sur le flux de chaleur latente*. En revanche l'importance de la température est notable pour ce qui est de l'estimation de la stabilité de la CLA qui conduit au calcul des coefficients de transfert. En effet la température à une hauteur donnée au dessus de l'océan définit la stabilité par sa différence avec la SST. Et comme nous l'avons vu dans la section

4.1.5, cette stabilité a des répercussions importantes sur des termes comme l'évaporation lors d'épisodes peu venteux. On peut donc dire que l'importance de la température de l'air réside plus dans son rôle d'estimateur de la stabilité de la CLA (dans les cas de vent faible) que dans l'influence qu'elle a sur le flux de chaleur sensible.

Influence de la température de l'air sur les coefficients de transfert

Pour les raisons vues précédemment, il est justifié de considérer que l'incertitude sur la température de l'air est de moindre importance que celle sur l'humidité puisqu'elle n'affecte que le flux de chaleur sensible, qui comme nous venons de le voir a une contribution minimale sur le flux de chaleur net. En revanche l'importance de la température de l'air est grande puisqu'elle conditionne le niveau de stabilité de la CLA, qui affecte directement les valeurs des coefficients de transfert (section 3.5.1).

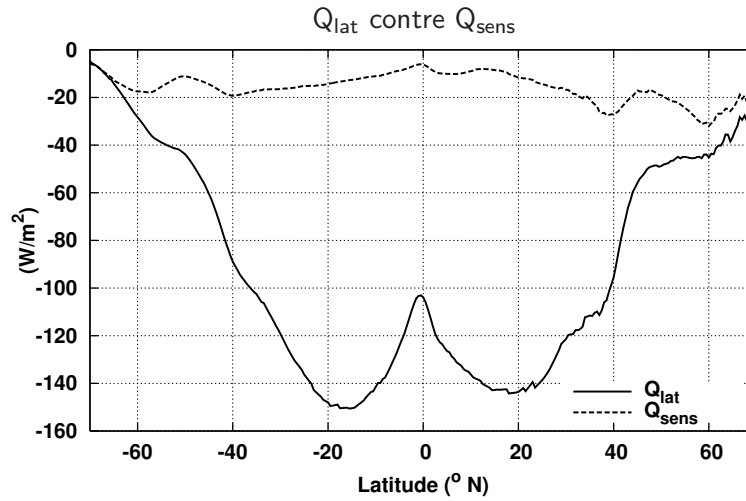


FIG. 4.15: Profils zonaux des flux de chaleur latente et sensibles moyens (1984-2000) estimés grâce à l'algorithme *bulk* LY04 à partir des VEAS issues du DFS4 (chap. 8) et de la SST inter-annuelle de (Hurrell *et al.*, 2007).

4.2.3 Sensibilité à l'humidité

Les formules *bulk* (eq. 3.55) rappellent que l'humidité de l'air peut être non négligeable pour les flux turbulents autre que le flux de chaleur latente qui est directement conditionné par elle. En effet, elle intervient pour le calcul de la masse volumique (facteur allégeant) et pour la stabilité de la CLA (facteur stabilisant). Dans le cas d'une augmentation de l'humidité, ces 2 effets tendent naturellement à diminuer le flux turbulent.

Il est possible de comprendre l'action stabilisante de l'humidité de l'air en l'expliquant de la manière suivante. L'air se trouvant au contact immédiat de l'océan est supposé saturé (en négligeant le facteur de réduction de 0.98 lié au sel), il est donc à sa température potentielle maximum et a donc par là même la masse volumique la plus faible pour une température donnée. Plus l'air se trouvant au dessus est sec, plus le gradient vertical de masse volumique est grand (et positif) et donc plus on favorise la convection. On augmente donc l'instabilité (ou diminue la stabilité) de la CLA océanique en desséchant l'air de surface.

En observant l'effet de l'humidité sur des coefficients de transfert calculés de manière analogue

à la section 4.1.5, on vérifie bien que, quelque soit le cas de stabilité, une humidité importante diminue le coefficient (fig. 4.16).

Pour illustrer ce point l'effet de l'humidité sur le terme $\rho_{air}C_X$ des bulks à été calculé pour quelques cas idéalisés.

Par exemple, le tableau (4.2), montre que dans le cas d'une inversion de température avec un air très chaud, l'humidité est capable d'influencer l'expression de la tension de vent de plus de 40% (entre le cas air sec et air saturé).

Cas	θ_{2m} [°C]	SST [°C]	Erreur $\rho_{air}C_D$	Erreur ρ_{air}	Erreur C_D
Tropical stable	27.	30.	8 %	1.3 %	6.7 %
Tempéré stable	12.	15.	3 %	0.5 %	3. %
Tropical instable	27.	24.	42 %	1.3 %	40.7 %
Tempéré instable	12.	9.	24 %	0.5 %	23.5 %

TAB. 4.2: Impact de l'humidité de l'air, sur le terme $\rho_{air}C_D$ des formules *bulk*, selon la stabilité de la CLA. Le cas d'une atmosphère totalement sèche (RH=0%) étant comparé au cas d'atmosphère saturée (RH=100%). Dans le cas instable (a), la SST est prise à 3°de plus que la température de surface, dans le cas stable (b), 3°de moins. Le vent scalaire est le même pour les 3 cas, 5 m/s

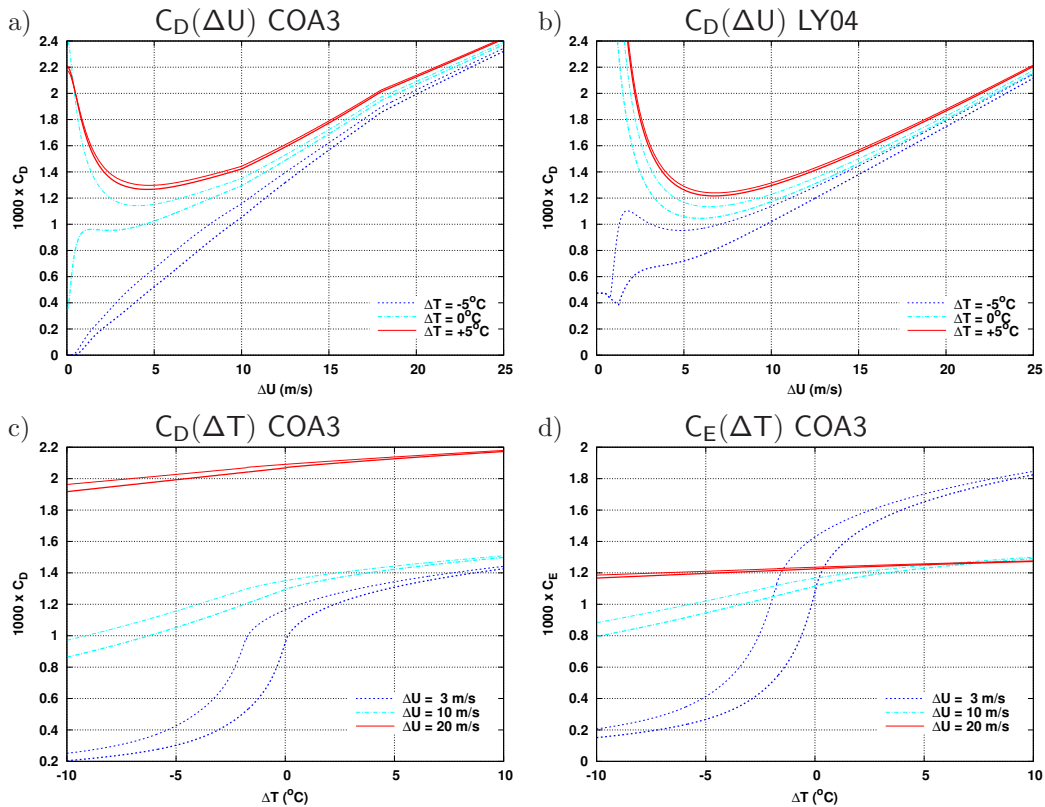


FIG. 4.16: Influence de l'humidité de l'air sur le coefficient de traînée en fonction du vent pour plusieurs cas de stabilité, algorithme COA3 (a) et LY04 (b). Influence de l'humidité de l'air sur le coefficient de traînée (c) et d'évaporation (d) en fonction de la stabilité définie par une différence de température air-mer, algorithme COA. Pour chaque condition fixée, les cas air totalement sec (RH=0%, courbes fines) et air totalement saturé (RH=100%, courbes épaisses) sont présentés. La différence ΔT est basée sur une SST de 15°C.

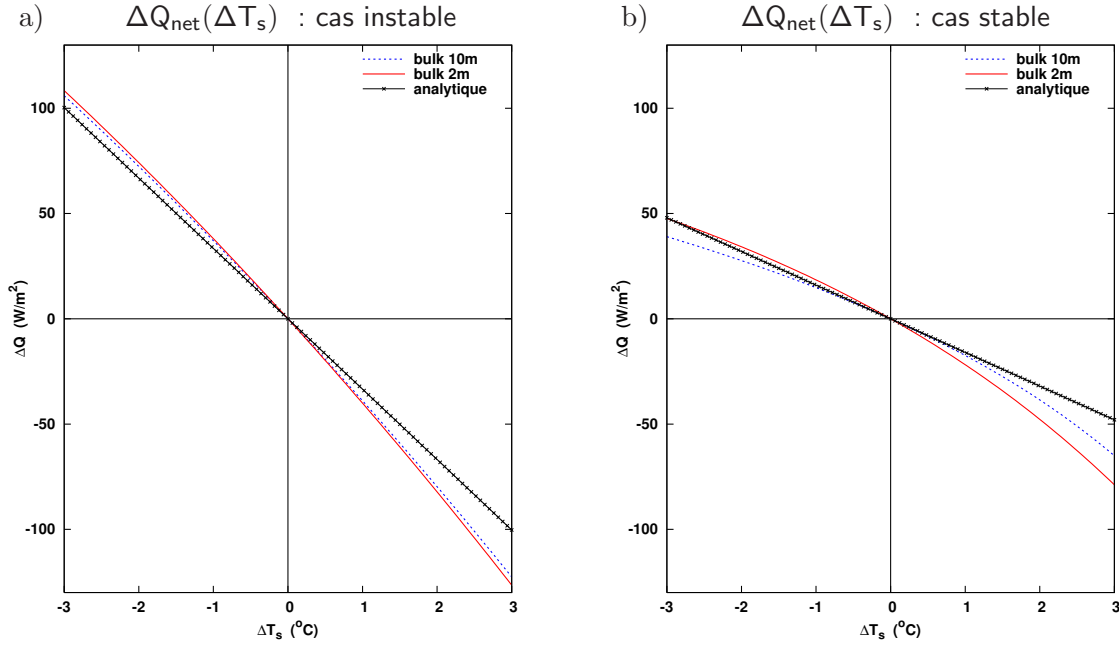


FIG. 4.17: Forme des fonction $\Delta Q_{net}(\Delta T_s)$ analytiques et exactes pour une configuration atmosphérique instable (a) et stable (b). L'état de surface testé est caractérisé par $T_s = 25^\circ\text{C}$, $U_{10} = 4\text{ m/s}$, $RH_z = 70\%$, $\theta_z = 20^\circ\text{C}$ pour le cas instable et $\theta_z = 30^\circ\text{C}$ pour le cas stable. La paramétrisation *bulk* utilisée est LY04.

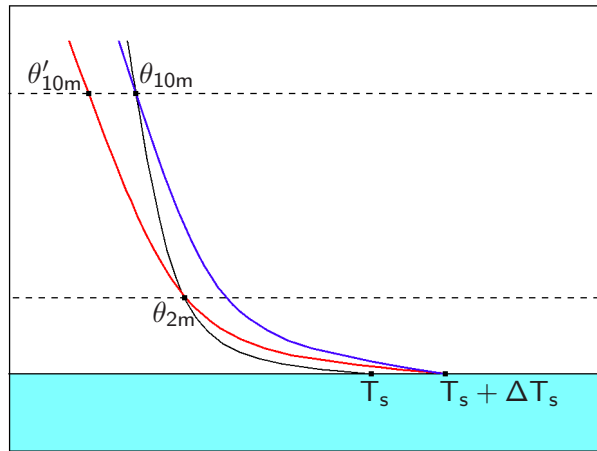


FIG. 4.18: Profils verticaux schématiques de température à la surface de l'océan, déduits d'une température de l'air fournie à 2 m avec une SST à T_S (courbe noire), d'une température fournie à 2 m avec une SST à $T_S + \Delta T_s$ (courbe rouge) et d'une température fournie à 10 m avec une SST à $T_S + \Delta T_s$ (courbe bleus).

4.2.4 Sensibilité du flux de chaleur net à la SST et rétroactions

Supposons un état météorologique donné à la surface de l'océan :

- T_s est la température de surface (SST)
- θ_z, q_z sont la température et l'humidité spécifique de l'air à une hauteur de référence z
- U_{10} est le vent scalaire à 10 m
- RAD_{DW} est le flux radiatif absorbé par l'océan ($RAD_{DW} = (1 - \alpha)rad_{sw} + rad_{lw}$)

En utilisant la méthode de forçage choisie pour forcer le modèle (chap. 1.2.4), il est possible d'exprimer le flux de chaleur net reçu par l'océan dans les conditions précitées :

$$Q_{net}(T_s) = \rho_a U_{10} \left[C_p C_H (\theta_z - T_s) + L_v C_E (q_z - q_{sat}(T_s)) \right] - \sigma T_s^4 + RAD_{DW} \quad (4.19)$$

En considérant une petite anomalie de SST ΔT_s , la variation de flux net qui en résulte s'écrit :

$$\Delta Q_{net} = Q_{net}(T_s + \Delta T_s) - Q_{net}(T_s) \quad (4.20)$$

En supposant maintenant que les coefficients de transfert C_H et C_E restent constants malgré la variation de stabilité engendrée, on peut écrire cette variation de flux comme suit :

$$\Delta Q_{net} = -\rho_a U_{10} \left[C_p C_H \Delta T_s + L_v C_E (q_{sat}(T_s + \Delta T_s) - q_{sat}(T_s)) \right] - \sigma \left[(T_s + \Delta T_s)^4 - T_s^4 \right] \quad (4.21)$$

En utilisant un développement de *Taylor* au premier ordre pour les termes non linéaires (en ΔT_s) que sont le terme du flux de chaleur latente et celui de flux infrarouge émis, il est possible d'obtenir la dépendance linéarisée de l'erreur sur le flux net en fonction de l'erreur en SST :

$$\Delta Q_{net}^{AL} = - \left[\rho_a U_{10} \left(C_p C_H + L_v C_E \frac{\partial q_{sat}}{\partial T} \Big|_{T_s} \right) + 4\sigma T_s^3 \right] \Delta T_s \quad (4.22)$$

où le terme $\partial q_{sat}/\partial T$ est naturellement déductible de la formule empirique $q_{sat}(T)$ utilisée.

Correction rétroactive du forçage bulk

La première chose importante à noter est que le terme entre crochets de l'équation (4.22) est toujours positif puisque comme on le sait l'humidité spécifique à saturation augmente avec la température. Cela signifie en d'autres termes, que l'erreur en flux net varie de manière opposée à l'erreur de SST. On met donc ici en évidence, preuve analytique à l'appui, le comportement correctif rétroactif de la formulation bulk. En effet une erreur du modèle conduisant, à un pas de temps donné, à une augmentation de $+\Delta T_s$ de SST entraînera une estimation de flux net diminuée par $-\Delta Q_{net}$. Pour le pas de temps suivant l'océan recevra donc moins de chaleur ce qui aura pour effet de contribuer à corriger l'excès de SST. Inversement, dans le cas où la SST est anormalement diminuée de $-\Delta T_s$, l'océan se verra réchauffé par un excès de flux net reçu de $+\Delta Q_{net}$.

La dépendance analytique linéaire $\Delta Q_{net}(\Delta T_s)$ que nous venons d'introduire est valable dans les limites d'une petite variation de SST (ΔT_s) et pour des coefficients de transfert constants. Dans le but de vérifier sa validité, nous avons calculé, grâce à un algorithme numérique, la véritable forme de la fonction $\Delta Q_{net}(\Delta T_s)$. L'algorithme utilise un état atmosphérique fixé, et grâce à une discrétisation fine en température autour d'une température de surface fixée T_s , peut tester la réponse à chaque ΔT_s sur le flux net. Les courbes ainsi construites seront qualifiées de "exactes". Ainsi sur les figures (4.17), on peut comparer pour un état atmosphérique et une SST fixés (1 cas instable et un cas stable), la relation $\Delta Q_{net}(\Delta T_s)$ analytique donnée par l'équation (4.21) (droite avec les "x"), et celles données par notre algorithme (courbe en pointillés avec le label "bulk 10m", nous aborderons par la suite la subtilité entre les labels "2m" et "10m").

On peut ainsi constater que les erreurs dues à la linéarisation et au fait de prendre des coefficients de transfert constants, tendent à faiblement minimiser l'effet correctif de l'approche *bulk*. Ceci s'avère cependant faux dans le cas d'une erreur négative de SST ($\Delta T_s < 0$) dans le cas stable

(fig. 4.17.b) où l'effet correctif prédit par le modèle analytique peut devenir plus important. Dans une configuration stable l'effet correctif résultant d'une erreur de SST donnée est beaucoup plus faible que dans le cas instable. Sur notre exemple le terme de correction ΔQ_{net} est 2 fois moins important pour l'état stable. Il est aussi intéressant de constater que l'approche "réaliste" ne mène pas à une réponse symétrique par rapport à 0, en effet, les erreurs chaudes mènent à un plus grand désaccord avec l'approche analytique. On peut tout de même considérer, au regard de ces résultats, que le modèle linéaire donne des résultats très satisfaisants pour de variations de SST de l'ordre du degré.

Sensibilité de la rétroaction à l'altitude des scalaires atmosphériques

Lors du forçage *bulk* turbulent de l'OGCM, pour gérer le fait que la température et l'humidité sont fournies à 2 m contre 10 m pour le vent (chap. 3.5.3), deux possibilités s'offrent à l'utilisateur. La première, celle que nous utiliserons, est décrite en 4.1.6 et appliquée dans l'algorithme se trouvant en annexe A. Elle consiste à ajuster ces variables vers 10 m durant le processus de calcul des coefficients de transfert *bulk* en utilisant la SST du modèle ($SST = T_s + \Delta T_s$ en supposant que T_s est la SST observée). Nous qualifierons cette approche de *online*.

La deuxième possibilité, en revanche, consiste à d'abord ajuster la température et l'humidité de l'air vers 10 m en utilisant une SST observée T_s , et ceci toujours grâce à la procédure décrite en (4.1.6). Une fois les champs scalaires construits à 10 m et stockés, l'OGCM fera simplement appel à un algorithme *bulk* n'utilisant que des variables à 10 m et n'ayant donc pas besoin de réaliser des ajustement altimétriques. C'est ce que nous appellerons l'approche *offline*, utilisée par exemple par le forçage CORE (*Large et Yeager, 2004*). Les avantages d'une telle approche sont purement calculatoires puisqu'elle simplifie l'algorithme et limiterait théoriquement le nombre nécessaire d'itération pour la convergence.

Face à ces deux approches on est en droit de s'interroger sur leur impact sur la fonction $\Delta Q_{net}(\Delta T_s)$ et donc sur la rétroaction corrective. Nous les avons testées lors de la construction des courbes exactes représentées sur les figures (4.17). Pour ce faire nous sommes partis d'un état $A = [\theta_{2m}, q_{2m}, U_{10}, T_s]$ pour en déduire, grâce à l'ajustement altimétrique, l'état $B = [\theta_{10m}, q_{10m}, U_{10}, T_s]$, illustré sur la figure (4.18) par la courbe noire. Cette opération équivaut à la préparation de l'approche *offline*. Il a ainsi été possible de tester une approche *online* en utilisant l'état A , voir les courbes rouges (fig. 4.18 et 4.17) et l'approche *offline* en utilisant l'état B , illustrée par les courbes bleues. Notons que l'approche *online* revient à utiliser une température θ'_{10m} et une humidité q'_{10m} différentes de celles de l'état B (fig. 4.18).

L'étude des figures (4.17) montre finalement que l'utilisation directe des variables scalaires à 2 m (approche *online*) augmente légèrement l'effet rétroactif correctif des formules *bulk*. Cela s'explique par le fait que comme le montre la figure (4.18) l'approche *online* a en quelque sorte tendance à ajuster les scalaires atmosphériques dans le sens opposé de l'erreur de SST (et $q_{sat}(SST)$), ce qui va amplifier la rétroaction corrective. Sur la figure, le fait d'avoir une erreur positive de SST mène à un θ'_{10m} inférieur à θ_{10m} , le flux turbulent perdu par l'océan sera donc encore augmenté comparé au cas *offline* où les différences air-mer sont moins grandes.

Il est bon de faire remarquer que cet effet est d'autant plus marqué que la configuration est stable (fig. 4.17.b).

Chapitre 5

Préparation et interpolation des champs de données

Sommaire

5.1	L’interpolation spatiale	102
5.1.1	Choisir la méthode adaptée	102
5.1.2	Les méthodes retenues	103
5.1.3	Note sur les grandes disparités de résolution spatiale	105
5.1.4	Confrontation des méthodes au cas 1D	105
5.1.5	Confrontation des méthodes au cas 2D	107
5.1.6	Performances numériques	108
5.1.7	Notre choix	109
5.2	Les contaminations côtières et leur traitement	109
5.2.1	L’extrapolateur continental DROWN	109
5.2.2	Phénomène de <i>Gibbs</i>	113
5.2.3	“Bavure” des valeurs continentales	116

Introduction

La sélection et la validation des champs de données destinés à forcer un modèle de circulation générale représentent une grande partie du travail réalisé au cours de cette thèse. Cependant, une étape particulièrement cruciale, et trop souvent occultée par la communauté des modélisateurs, est “l’adaptation” judicieuse de ces champs d’origines diverses à la grille du modèle. Par le terme adaptation on entend naturellement l’interpolation spatiale de la grille d’origine vers la grille du modèle mais aussi la correction de certains phénomènes pouvant nuire à la qualité du champ interpolé.

Dans ce chapitre, on s’intéressera donc en particulier aux méthodes d’interpolation spatiales ainsi qu’aux divers traitements à appliquer à ces champs pour corriger les effets pervers le plus souvent dus aux transitions mer/terre. Les méthodes d’interpolation les plus classiques ainsi que celles choisies pour l’interpolation seront passées en revue et comparées selon des critères numériques, qualitatifs et de performance. Notre intérêt se portera ensuite sur l’identification et le traitement des artefacts liés à la discontinuité spatiale résultant des transitions océan/continent.

5.1 L’interpolation spatiale

Les champs atmosphériques utilisés pour forcer le modèle, sont généralement issus de réanalyses atmosphériques ou de reconstructions diverses. De ce fait, ils sont fournis sous forme de produits donnés sur des grilles plus ou moins régulières. Ces grilles, ou encore maillages, diffèrent de celles du modèle à forcer, à la fois par leurs résolutions spatiales, mais aussi par l’organisation spatiale des mailles dont elles sont composées. Il convient donc d’interpoler ces champs sur la grille du modèle afin qu’ils puissent être utilisables par ce dernier. Dans le cas des forçages de surface, propres à cette thèse, on s’intéresse plus particulièrement à l’interpolation de champs bi-dimensionnels donnés sur une grille source vers une grille cible.

La qualité de l’interpolation spatiale des champs atmosphérique est primordiale lorsque l’on cherche à améliorer la pertinence du forçage d’un modèle. Une mauvaise interpolation, voir inadaptée, peut en effet fortement dégrader la qualité de ces champs en ajoutant à leurs nombreuses sources d’incertitude une erreur d’interpolation. Les méthodes d’interpolation spatiale les plus couramment utilisées pour les champs géophysiques sont la méthode bilinéaire, la méthode bicubique par morceaux ou *spline* d’ordre 3, diverses méthodes aux distances pondérées et les méthodes conservatives (ces dernières étant particulièrement sollicitées dans le cadre du couplage océan-atmosphère). De nombreuses autres méthodes moins répandues, existent : *Fourier*, oscillatoires, etc. On notera par ailleurs que les méthodes statistiques comme le *krigeage* (très utilisées en géophysique) n’ont d’intérêt que pour l’interpolation de données très inégalement réparties dans l’espace et ne seront pas abordées. Dans cette partie, notre attention se portera exclusivement sur 3 méthodes, la méthode bilinéaire, le *spline* bicubique et une tierce méthode qui a finalement été retenue : la méthode *Akima* (*Akima*, 1974).

5.1.1 Choisir la méthode adaptée

Dans notre contexte, la méthode utilisée doit répondre aux exigences suivantes :

– Non dépassement de valeur

Comme nous le verrons dans la section (5.1.4) certaines méthodes et plus particulièrement les méthodes polynomiales de degré supérieur à 1, ont tendance à créer, en certains points, des minima et des extrema de valeurs qui n’ont aucune justification et sont donc une source d’erreur potentielle (fig. 5.2).

– Aspect “lisse” du champ interpolé

Par le terme lisse on entend champ dont la dérivée spatiale est continue. Ce qui n'est par exemple pas le cas de l'interpolation bilinéaire. La dérivée spatiale est une propriété importante des champs géophysiques. À titre d'exemple, les dérivées partielles de la tension de vent interviennent dans le calcul de son rotationnel qui pilote la circulation océanique à grande échelle par le transport de Sverdrup.

– Méthode non propagative

La méthode d'interpolation doit, par ailleurs, limiter le plus possible la propagation d'erreur dans les régions où le champ traité présente des gradients spatiaux brutaux. Cet aspect est traité en profondeur dans la section 5.1.4 pour ce qui concerne les questions de transition mer/terre voire la présence éventuelle de données erronées dans le champ.

– Performance numérique

Le rapport “qualité des résultats/efficacité numérique” a naturellement une importance capitale dans notre contexte de simulations globales inter-annuelles, l'interpolation de champs de forçage vers les grilles haute-résolution des modèles DRAKKAR (ORCA025, NATL12) peut, comme nous allons le voir, selon les méthodes, demander des ressources de temps CPU considérables voire prohibitives.

– Aspect qualitatif du champ interpolé

Une des manières les plus naturelles de juger la qualité d'un champ interpolé reste la comparaison qualitative entre le champ original et celui interpolé. On remarque en effet souvent des défauts de type “pixélisation” pour certaines méthodes.

5.1.2 Les méthodes retenues

L'interpolation bilinéaire

L'interpolation bilinéaire est une méthode se basant sur des polynômes d'ordre 1. Elle consiste à attribuer à chaque point cible une combinaison linéaire des quatre points sources les plus proches. C'est une des méthodes d'interpolation la plus simple et la plus couramment utilisée pour l'interpolation spatiale, Elle donne des résultats acceptables, d'un point de vue qualité visuelle et est souvent suffisante pour beaucoup d'applications. Ses avantages sont tout d'abord sa simplicité de mise en œuvre, son faible coût de calcul et le fait qu'elle ne crée pas de dépassements de valeur (ou artefacts d'interpolation). Sa principale faiblesse, pour l'application à des champs géophysiques (dont la dérivée spatiale est potentiellement utilisable), est qu'elle rend un champ non “lisse” au sens défini en 5.1.1.

Interpolation polynomiale de degré 3 et *splines* bicubiques

Pour une interpolation polynomiale d'ordre supérieur à l'interpolation bilinéaire, on trouve la méthode dite bicarrée. Elle impose cependant des conditions dissymétriques dans les champs qui lui font préférer un ordre trois : l'interpolation bicubique. Cette dernière consiste à attribuer à chaque point cible une combinaison polynomiale cubique des douze (parfois seize) points sources les plus proches de son antécédent par la transformation inverse. Comme en bilinéaire, on tient non seulement directement compte de l'intensité des quatre points les plus proches, mais également du gradient.

Il est possible de fabriquer des interpolateurs polynomiaux de degré n passant par une série de $n + 1$ points. Cependant, les oscillations produites par la fonction interpolante dans ce cas, engendrent de grandes erreurs, c'est le phénomène dit de *Runge*. C'est donc pour obtenir une

meilleure interpolation que l'on a plutôt recours aux *splines* qui sont en quelque sorte une interpolation polynomiale par morceau. Ces derniers autorisent en effet de la courbure entre les points. Une des contraintes est que les dérivées premières et secondes doivent être continues sur l'intervalle considéré. Les *splines* sont surtout utilisées à l'ordre 3 (*splines* bicubiques) et garantissent l'obtention d'un champ à l'aspect lisse.

Cependant, comme nous allons le voir pour le cas 1D (5.1.4), le défaut principal de ces méthodes est la génération d'artefacts d'interpolation (dépassement de valeurs), qui se révèlent particulièrement nuisibles dans le cas de discontinuités brutales du champ interpolé.

Procédures locales, Akima (1970)

Cette méthode est décrite en détail par son auteur pour le cas 1D (Akima, 1970) et 2D (Akima, 1974). Elle se base sur une interpolation par morceau à partir de polynômes de degré 3. Pour les 4 points voisins entourant le point à interpoler, les valeurs du champ z ainsi que leurs 3 dérivées spatiales ∂z_x , ∂z_y et $\partial^2 z_{xy}$ doivent être connus. Ce qui nécessite donc l'utilisation des 16 points environnants. Pour chaque point interpolé, le gros du calcul se résume à la résolution d'un système linéaire 16×16 .

Afin de mieux comprendre cette méthode, le cas 1D est brièvement expliqué. Le principe de cette méthode d'interpolation repose d'abord sur la manière dont la pente t_i en 1 point (x_i, z_i) de la courbe à interpoler est estimée (les x_i étant la grille source) :

$$t_i = \frac{|m_4 - m_3| m_2 + |m_2 - m_1| m_3}{|m_4 - m_3| + |m_2 - m_1|} \quad (5.1)$$

où m_1, m_2, m_3 et m_4 sont les pentes des segments définis par les 4 points voisins de x_i :

$$\begin{aligned} m_1 &= (z_{i-1} - z_{i-2}) / (x_{i-1} - x_{i-2}) \\ m_2 &= (z_i - z_{i-1}) / (x_i - x_{i-1}) \\ m_3 &= (z_{i+1} - z_i) / (x_{i+1} - x_i) \\ m_4 &= (z_{i+2} - z_{i+1}) / (x_{i+2} - x_{i+1}) \end{aligned} \quad (5.2)$$

La fonction interpolante $f(x)$ entre 2 points consécutifs (x_1, z_1) et (x_2, z_2) doit à la fois passer par ces 2 points et y avoir une pente égale à celle définie par l'équation (5.1) :

$$f(x_1) = z_1 \quad \text{et} \quad \left. \frac{\partial f}{\partial x} \right|_{x_1} = t_1 \quad \text{ainsi que} \quad f(x_2) = z_2 \quad \text{et} \quad \left. \frac{\partial f}{\partial x} \right|_{x_2} = t_2 \quad (5.3)$$

La fonction interpolante est choisie comme étant un polynôme de degré 3, les 4 conditions définies en (5.3) étant suffisantes pour déduire les 3 constantes du polynôme. Sur la portion de domaine (x_1, x_2) , l'expression de la courbe interpolante est donc :

$$f(x) = a_3(x - x_1)^3 + a_2(x - x_1)^2 + a_1(x - x_1) + a_0 \quad (5.4)$$

$$\begin{aligned} \text{où} \quad a_0 &= z_1 \\ a_1 &= t_1 \\ a_2 &= [3(z_2 - z_1)/(x_2 - x_1) - 2t_1 - t_2]/(x_2 - x_1) \\ a_3 &= [t_1 + t_2 - 2(z_2 - z_1)/(x_2 - x_1)]/(x_2 - x_1)^2 \end{aligned} \quad (5.5)$$

À propos des méthodes conservatives

La particularité de ce type de méthodes est de garantir que la valeur de l'intégrale spatiale du champ est conservée de la grille source à la grille cible lors de l'interpolation. Elles permettent, pour les champs de flux tels les radiations et les précipitations de strictement préserver les bilans régionaux de chaleur ou de masse. C'est donc en général pour l'interpolation de tels champs que l'usage de ces méthodes est préconisé.

Cependant, les algorithmes conservatifs sont coûteux, doivent souvent être réglés en fonction des caractéristiques de la grille source et de la grille cible et produisent des champs de qualité médiocre du point de vue de l'aspect. Les incertitudes sur les champs de flux, en l'occurrence les flux radiatifs et les précipitations, sont très importantes (chap. 8). De plus, comme nous le verrons dans le chapitre 8, les corrections appliquées à ces champs sont pratiquement de l'ordre de quelques pour cent. Dans ce contexte, la conservation stricte de l'énergie et de la masse lors de l'interpolation peut paraître dérisoire. Il ne nous est donc pas paru nécessaire d'utiliser des méthodes d'interpolation conservatives pour l'interpolation des champs de flux. Ces derniers seront simplement interpolés de la même manière que les autres scalaires atmosphériques.

5.1.3 Note sur les grandes disparités de résolution spatiale

Dans le cas où la résolution spatiale de la grille cible est plus fine que celle de la grille source, aucun problème particulier ne se pose. C'est en général le cas dans notre contexte, où les grilles des champs atmosphériques sont généralement plus grossières que la grille du modèle d'océan et au mieux du même ordre de résolution. En revanche, dans le cas inverse, c'est à dire lorsque la grille cible est plus grossière que la grille source, se pose le problème du sous-échantillonnage. Une partie de l'information contenue par le champ source est perdue car seulement les points sources voisins du point cible traité sont utilisés. Cela laisse bon nombre de points source sans contribution (fig. 5.1). Dans ce cas, l'interpolation devient d'autant plus mauvaise que le champ traité présente de fines structures sur la grille cible. La solution qui s'impose alors est le lissage progressif du champ source. On pourra lisser le champ grâce à une succession d'interpolations de sa grille originelle vers des sous grilles de plus en plus grossières déduites de la grille source. Cette opération pourra être répétée autant de fois qu'il est nécessaire pour approcher au moins la moitié de la résolution de la grille cible.

Ce cas de figure c'est présenté pour l'interpolation des champs de l'analyse opérationnelle de l'ECMWF (résolution de 0.5°) vers la grille ORCA2 (2° , chap. 6.2.2). Ces champs ont d'abord été interpolés sur une grille intermédiaire de l'ordre de 1° construite en ne prenant qu'un point sur deux de la grille originelle. Les champs ainsi obtenus ont été ensuite interpolés sur la grille ORCA2.

5.1.4 Confrontation des méthodes au cas 1D

L'utilisation des méthodes d'interpolations simplifiées au cas 1D permet de cerner leurs comportements de manière claire. Dans les exemples qui suivent, la méthode linéaire ne sera cependant pas montrée, puisque elle revient à joindre les points sources par une droite. Notre intérêt se portera donc sur les méthodes *spline cubique* et *Akima*. Le *spline* cubique testé est celui inclus dans Matlab© sous l'appellation `spline` de la fonction `interp1`. La méthode *Akima* 1D est décrite en détail dans *Akima* (1970) et résumée dans la section 5.1.2.

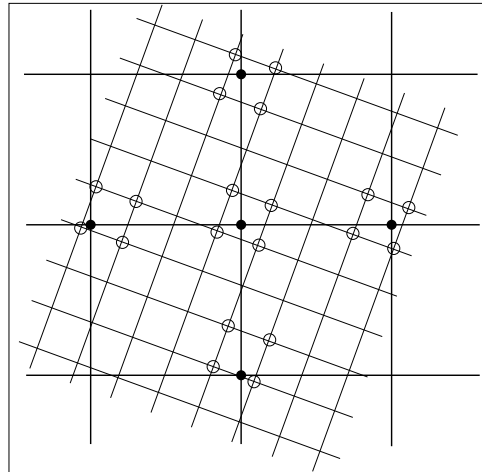


FIG. 5.1: Illustration du problème de sous-échantillonnage lors de l'interpolation d'une grille fine (traits fins) vers une grille grossière (traits gras). Des cercles entourent les points de la grille source qui seront effectivement utilisés pour le calcul des valeur sur les points cibles (points noirs). Ceci dans le cas d'une méthode d'interpolation n'utilisant que les 4 points voisins.

Test du choc

Un test pertinent, pour une méthode d'interpolation destinée à traiter des champs géophysiques, est d'observer son comportement aux abords d'une discontinuité brutale que nous qualifierons de choc. Dans le cas de données météorologiques de surface on peut s'attendre à rencontrer ce type de problème sur les côtes. Imaginons par exemple le cas de la température de l'air à 2m passant d'une mer fraîche à un continent surchauffé par une journée chaude et calme. Supposons une résolution spatiale de l'ordre du degré, cela nous laisse une donnée de température tous les 100 km (à l'équateur). On s'attend donc à un changement important entre le "point mer" et le "point terre" définissant une côte. Comment nos différentes méthodes d'interpolation réagissent-elles ? La configuration 1D testée ici (fig. 5.2.a) idéalise ce scénario où l'air est à une température de $15^{\circ}C$ au dessus de l'océan et est à $23^{\circ}C$ sur le continent. Supposons que sur la figure (5.2.a), les points $x = 0$ à 5 sont les "points mer" et les points $x = 6$ à 10 sont les "points terre".

On constate que le *spline* bicubique, par ses artefacts d'interpolation, génère des dépassements de valeur capable d'altérer les valeurs des "points mer" jusqu'à 3 mailles au large. Ainsi, on obtient une sous-estimation de la température de l'ordre du degré sur la première maille maritime ([4-5]) et de l'ordre du quart de degré sur la deuxième maille ([5-6]). Le comportement de la méthode *Akima* est en revanche irréprochable, l'interpolation est à la fois lisse et ne produit aucun artefact.

Test du saut de valeur

Dans le cas moins idéalisé présenté par la figure (5.2.b), des oscillations plus ou moins amples du champ à interpoler permettent de juger le comportement des deux méthodes face à des gradients spatiaux d'intensité variable. On constate toujours les dépassements de valeurs générés par le *spline* bicubique, les erreurs ainsi générées étant proportionnelles à l'intensité de la variation du champ. On remarque ainsi l'interpolation problématique du *spline* à proximité (spécialement à gauche) du saut de valeur en $x = 6$. Dans un champs de données, ce saut de valeur pourrait parfaitement traduire la présence d'une île ou simplement d'une erreur quelconque. Là encore la méthode *Akima* produit une interpolation pratiquement irréprochable et de qualité largement

supérieure au *spline*.

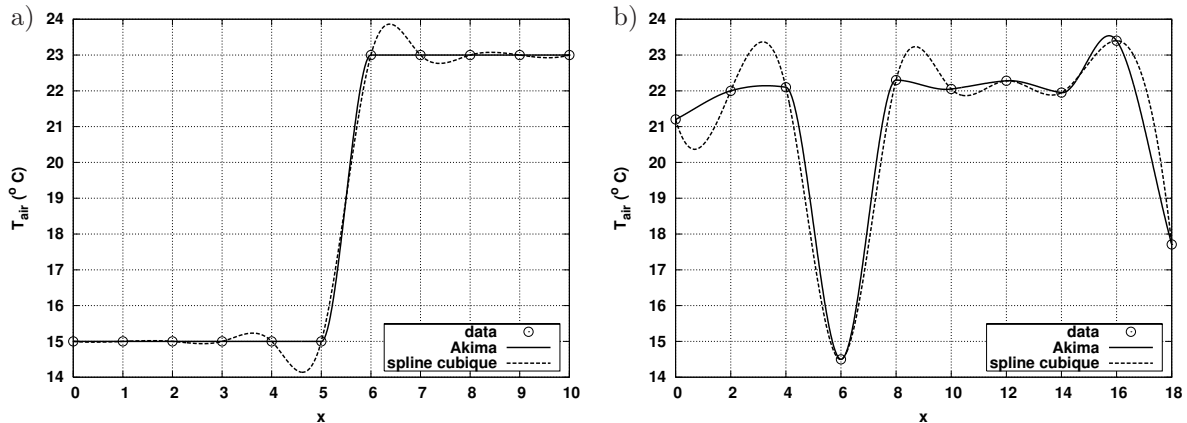


FIG. 5.2: Réaction, face à un choc (a), et face à un saut de valeur (b), des différentes méthodes d'interpolation testées.

5.1.5 Confrontation des méthodes au cas 2D

Deux outils d'interpolation 2D sont utilisés afin d'évaluer la qualité de l'interpolation spatiale produite par les 3 méthodes : l'interpolateur faisant parti du *package* du coupleur (pseudo modèle) OASIS-3¹ (Valcke, 2006) développé au CERFACS et l'interpolateur SOSIE² développé par L. Brodeau. Contrairement à OASIS-3, et comme son acronyme le signifie, SOSIE est uniquement un interpolateur de champs bidimensionnels (*Sosie is Only a Surface Interpolation Environment*). OASIS-3 propose une large variété de méthodes d'interpolation (bilinéaire, bicubique, proche voisins, gaussienne et conservative d'ordre 1 et 2), SOSIE quant à lui, est uniquement basé sur la méthode d'*Akima* (section 5.1.2).

Nos critères de jugement

Le test le plus pertinent nous est apparu comme l'évaluation de la qualité du rotationnel du vent à 10m, calculé à partir de ses deux composantes interpolées sur la grille cible. Puisque le rotationnel du vent prend en compte la dérivée spatiale des champs interpolés, on s'attend ainsi à mettre en évidence la faiblesse de méthodes telle que l'interpolation bilinéaire.

L'interpolation d'un vecteur sur des grilles cibles distordues, comme celles de type ORCA, est un exercice subtil puisqu'il est nécessaire de corriger les composantes interpolées en fonction de la distorsion locale (i.e. l'angle que la maille locale ferait avec une grille régulière orientée nord/sud).

Le test qui consiste à interpoler un champ analytique et à comparer le champ interpolé à la même solution analytique sur la grille cible a été fait. Des champs sinusoïdaux de différentes longueurs d'onde ont ainsi été testés. De tels diagnostics se sont révélés décevants du point de vue de leur interprétation et n'apportent guère plus d'informations que les tests 1D et ne sont pas abordés dans cette partie.

¹<http://www.cerfacs.fr/globc/software/oasis/oasis.html>

²<http://www-meom.hmg.inpg.fr/Web/Outils/SOSIE/sosie.html>

Mise en œuvre

Chacune des composantes d'un champ instantané de vent ERA-40 (u_{10} et v_{10}), a été interpolée sur la grille ORCA05 (incluant la correction due à la distorsion de la grille) avec 3 méthodes différentes provenant des outils OASIS-3 et SOSIE : bilinéaire, bicubique et *Akima*. Le rotationnel du vent est ensuite calculé à partir de ces composantes de vent interpolées. On rappelle ici l'expression du rotationnel d'un vecteur \vec{U}_{10} en coordonnées sphériques :

$$\vec{\nabla} \times \vec{U}_{10} = \frac{1}{R_{terre} \cos \phi} \left[\frac{\partial v_{10}}{\partial \lambda} - \frac{\partial}{\partial \phi} (u_{10} \cos \phi) \right] \vec{e}_z \quad (5.6)$$

λ et ϕ sont respectivement la longitude et la latitude en radians. R_{terre} est le rayon terrestre. u_{10} et v_{10} la composante zonale et méridionale du vecteur \vec{U}_{10} .

Aspect qualitatif des résultats

Les résultats présentés sur la figure (5.4) sont sans appel. La qualité des structures du rotationnel du vent est plus dégradée par l'interpolation bilinéaire, on observe une "pixélisation" révélant parfois la résolution de la grille source (1.125° dans le cas présent). La différence entre le *spline* bicubique et *Akima* est beaucoup moins évidente, voir imperceptible. Ce diagnostic ne permet pas vraiment de déterminer la meilleure méthode d'un point de vue "aspect visuel du champ interpolé".

5.1.6 Performances numériques

Le temps nécessaire à chaque interpolateur pour traiter un nombre donné de champs instantanés a été chronométré. Le test consistait plus précisément en l'interpolation de 100 champs bidimensionnels ERA-40 (320×161 points / 1.125°) extraits d'un fichier *Netcdf* vers la grille cible ORCA05 (722×511 points / 0.5°) et incluait la génération du fichier *Netcdf* de sorti. Le calcul a été effectué sur un simple PC doté d'un processeur 32-bit de type *i586*.

Outil	Pré-traitement	Traitement 100 champs
Akima (SOSIE)	0	1 min.
Bilinéaire (OASIS3)	< 1 min.	6 min.
Bicubique (OASIS3)	1 min.	20 min.

TAB. 5.1: Comparaison arbitraire du temps nécessaire à l'interpolation (selon la procédure utilisée) de 100 pas de temps (100 champs 2D) ERA-40 (1.125°) vers la grille ORCA05 (0.5°). Le temps de pré-traitement ne concerne que les méthodes *spline* et consiste aux calcul des poids et du *mapping* entre la grille source et cible, il ne doit être effectué qu'une seule fois.

Il est frappant de constater l'efficacité de la procédure *Akima* face aux méthodes bilinéaires et bicubiques. Il a ainsi pu être vérifié que sur une machine plus performante (toujours en mono-processeur) et servant effectivement à la préparation des champs de forçage DRAKKAR (zahir@idris.fr), ces temps peuvent être divisés par 2. Préparer des fichiers de forçage basés sur ERA-40 ou NCEP, pour une simulation inter-annuelle ORCA05 de 47 ans (1958→2004), et ce, pour un seul champ scalaire atmosphérique de résolution 6H (température, humidité ou une composante de vent) demande aux environs de 5 heures CPU avec SOSIE(Akima) contre 100 heures avec OASIS(bicubique). Ainsi, environ 24h CPU sont nécessaires à l'interpolation complète d'un forçage inter-annuel sur la grille ORCA05 en utilisant SOSIE(Akima). La même

tâche nécessiterait probablement aux alentours de 400h CPU avec OASIS (bicubique). Ces temps sont, du moins pour ce qui est de SOSIE(Akima), multipliés par 2 pour l'interpolation vers la grille au quart de degré ORCA025.

5.1.7 Notre choix

Bien que l'interpolation bicubique génère des champs de très bonne qualité, sa tendance à créer des artefacts d'interpolation et à propager les données erronées, en font un candidat de second choix face à la méthode d'Akima. À cela s'ajoute son coût de calcul bien plus important.

La méthode d'interpolation d'Akima cumule donc à nos yeux tous les avantages relatifs à l'interpolation de champs géophysiques destinés au forçage d'un OGCM. Le package SOSIE fait désormais partie intégrante des outils destinés à (et utilisés par) la communauté DRAKKAR.

5.2 Les contaminations côtières et leur traitement

La particularité qu'ont les champs atmosphériques de surface à subir une variation brutale en passant de la mer à la terre donne naissance à deux sources d'erreurs potentielles. Elles nécessitent toutes les deux un traitement spécifique afin de créer des champs interpolés "propres".

La première source d'erreur concerne la qualité des champs de données sur leurs grilles d'origine et n'est pas liée à l'interpolation elle-même, elle est inhérente aux champs issus de réanalyses atmosphériques, il s'agit du phénomène de Gibbs induit par les modèles spectraux. Les artefacts qui en résultent doivent être traités avant d'aborder l'interpolation afin d'éviter la présence de valeurs parfois aberrantes le long de certaines côtes.

La deuxième, que nous nommerons désormais *bavure continentale*, est liée à l'interpolation, elle est due à l'influence et à la propagation de valeurs terrestres sur les points océaniques côtiers du domaine cible.

Avant d'aborder plus en profondeur ces 2 types de contamination côtières ainsi que leur traitement respectif, nous allons d'abord présenter la procédure d'extrapolation continentale DROWN, spécialement développée pour pouvoir remédier à ces problèmes.

5.2.1 L'extrapolateur continental DROWN

Le rôle de la procédure DROWN se résume à la propagation des valeurs appartenant aux régions d'un domaine étant définies comme points "mer" sur les régions de ce domaine formées des points "terre". Ceci afin de rendre la présence continentale indiscernable sur les premières mailles côtières "terre" du champ traité. La routine DROWN fait partie intégrante de l'interpolateur SOSIE. Beaucoup de méthodes d'extrapolation classiques s'adaptent très mal à une telle application géophysiques, et nécessitent des algorithmes complexes et consommateurs de ressource numérique. Une de ces limitations est la nécessité de propager les valeurs "mer" sur le continent dans une direction proche de celle de la normale à la ligne de côte et de "s'arrêter" au centre des continents.

Notre méthode, répond à la fois à un souci de simplicité et d'efficacité numérique. La propagation des valeurs des points appartenant au domaine maritime sur les points continentaux du domaine est effectué grâce à un "effritement" progressif du masque continental, chaque itération conduisant à la transformation de la bande continentale côtière (en terme de maille) en une extension du domaine maritime. Le remplissage de la bande côtière est basée sur une contribution pondérée (par l'inverse de la distance) de tous les points maritimes adjacents disponibles.

L'algorithme DROWN

La procédure DROWN s'effectue en 3 étapes successives :

- **Étape 1** : Trouver, à l'aide du masque mer/terre, l'ensemble des points continentaux étant en contact direct avec la mer, notés $E_{ij} = (i, j)$ (points représentés en gris sur la figure 5.3).
- **Étape 2** : Pour chacun des points continentaux ainsi isolés, une valeur maritime $v_M(E_{ij})$ du champ v traité est calculée, grâce aux points "mer" voisins disponibles et servira à remplacer la valeur "terre" originale $v(E_{ij})$:

$$v_M(E_{ij}) = \frac{\sum_{k=1}^8 \frac{t(P_k)}{d(P_k, E_{ij})} v(P_k)}{\sum_{P_k} \frac{t(P_k)}{d(P_k, E_{ij})}}$$

Où P_k est le $k^{\text{ème}}$ des 8 points voisins du point E_{ij} définis comme :

$P_{1,\dots,8} = (i+1, j), (i+1, j+1), (i, j+1), (i-1, j+1), (i-1, j), (i-1, j-1), (i, j-1), (i+1, j-1)$
 $t(P_k)$ est la valeur du masque terre/mer au point P_k : $t(P_k) = 1$ si P_k est un point "mer",
 $t(P_k) = 0$ si P_k est un point "terre". $d(P_k, E_{ij})$ est la distance algébrique entre le point E_{ij} et P_k .
 A titre d'exemple, en s'intéressant aux points \mathbf{E}_1 et \mathbf{E}_2 représentés sur la figure (5.3), les points "mer" disponibles servant au calcul des valeurs extrapolées sur ces 2 points sont marqués par un point noir.

- **Étape 3** : La bordure côtière ainsi traitée est affectée de valeurs "mer", le masque continental est donc réduit de cette bordure, $t(E_{ij}) = 1$. Le processus est ainsi recommencé (\rightarrow Étape 1), avec un masque "effrité", jusqu'à atteindre une distance de pénétration des valeurs mer à l'intérieur des continents jugée suffisante.

La figure (5.5) illustre de manière pratique l'action de DROWN sur un champ de température ERA-40. Elle représente à la fois l'évolution du champ et de l'état du masque courant. Pour apprécier le résultat final de l'extrapolation, on comparera la figure du bas (coté droit) à la figure du haut (coté droit), toute trace "marquée" de la présence des continents est gommée. L'exemple le plus notable étant la Cordillère des Andes. Si la méthode est utilisée jusqu'à l'effritement complet de certains continents (ce qui est le cas pour l'exemple de la figure 5.5), des lignes de discontinuité se retrouvent éventuellement au centre des continents à équidistance de 2 côtes (nord-sud ou est-ouest). Ces lignes sont bien visibles sur la figure, au niveau de l'Australie et spécialement de l'Eurasie et de l'Amérique du nord qui se distinguent par des différences de températures très importantes entre leurs côtes nord et sud. Ces lignes de discontinuité n'ont aucune influence néfaste sur le forçage des modèles puisqu'elles se situent au centre des continents et n'ont aucune chance de perturber le modèle.

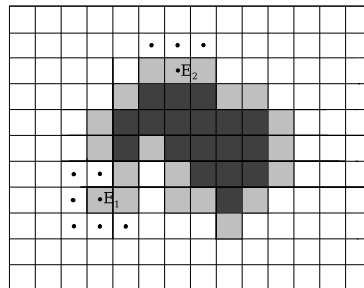


FIG. 5.3: Représentation d'un continent idéalisé discrétisé, les mailles blanches localisent les points "mer", les mailles grises les points côtiers "terre" en contact direct avec la mer, les mailles noires quant à elles localisent les points continentaux restants.

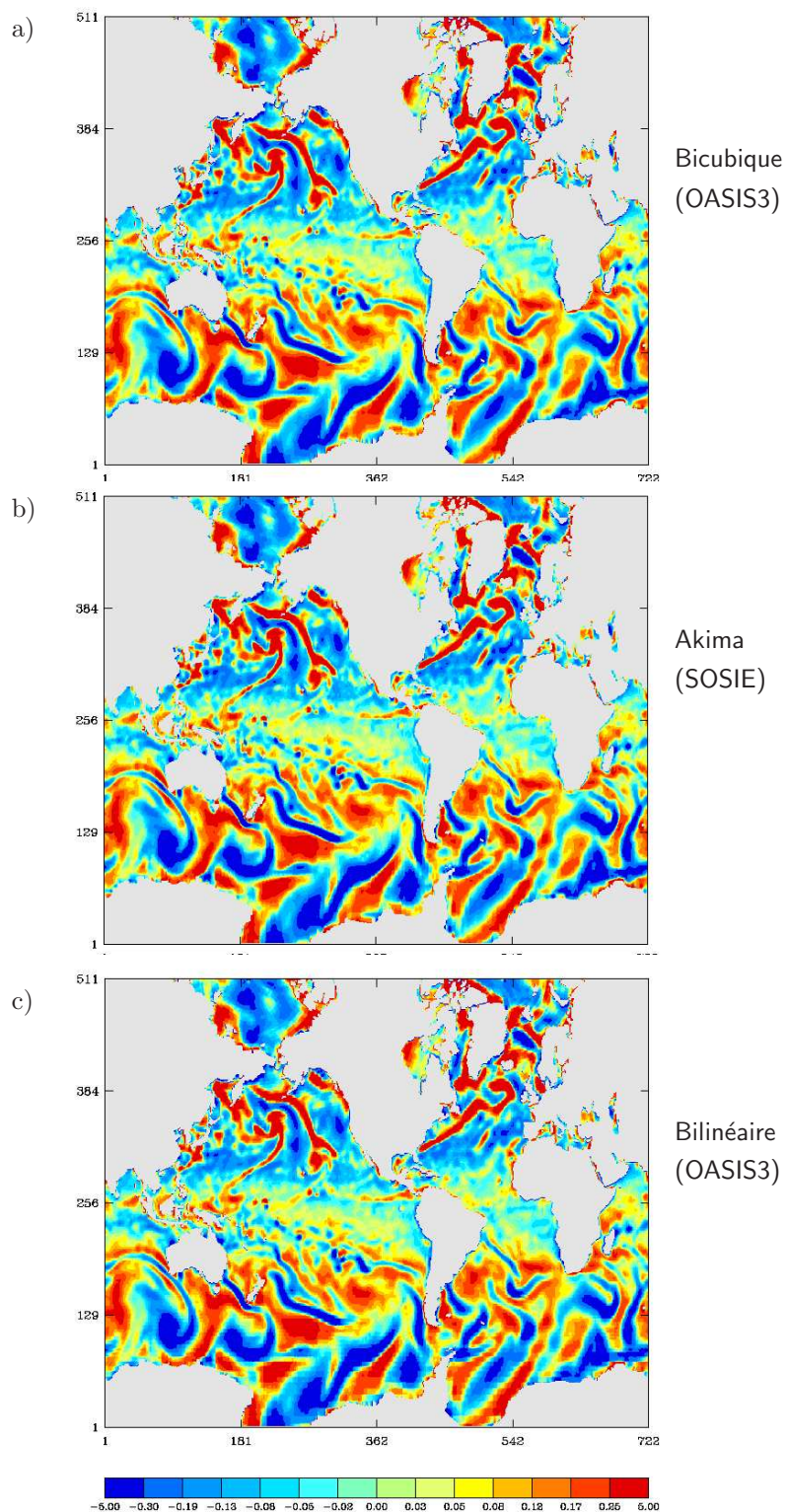


FIG. 5.4: Confrontation des 3 méthodes sur le rotationnel du vent : pour chaque méthode, la composante zonale et méridionale du vent sont interpolées de la grille ERA-40 (1.125°) à la grille ORCA05 (0.5°); le rotationnel du vent est ensuite calculé par différence finie à partir des champs interpolés.

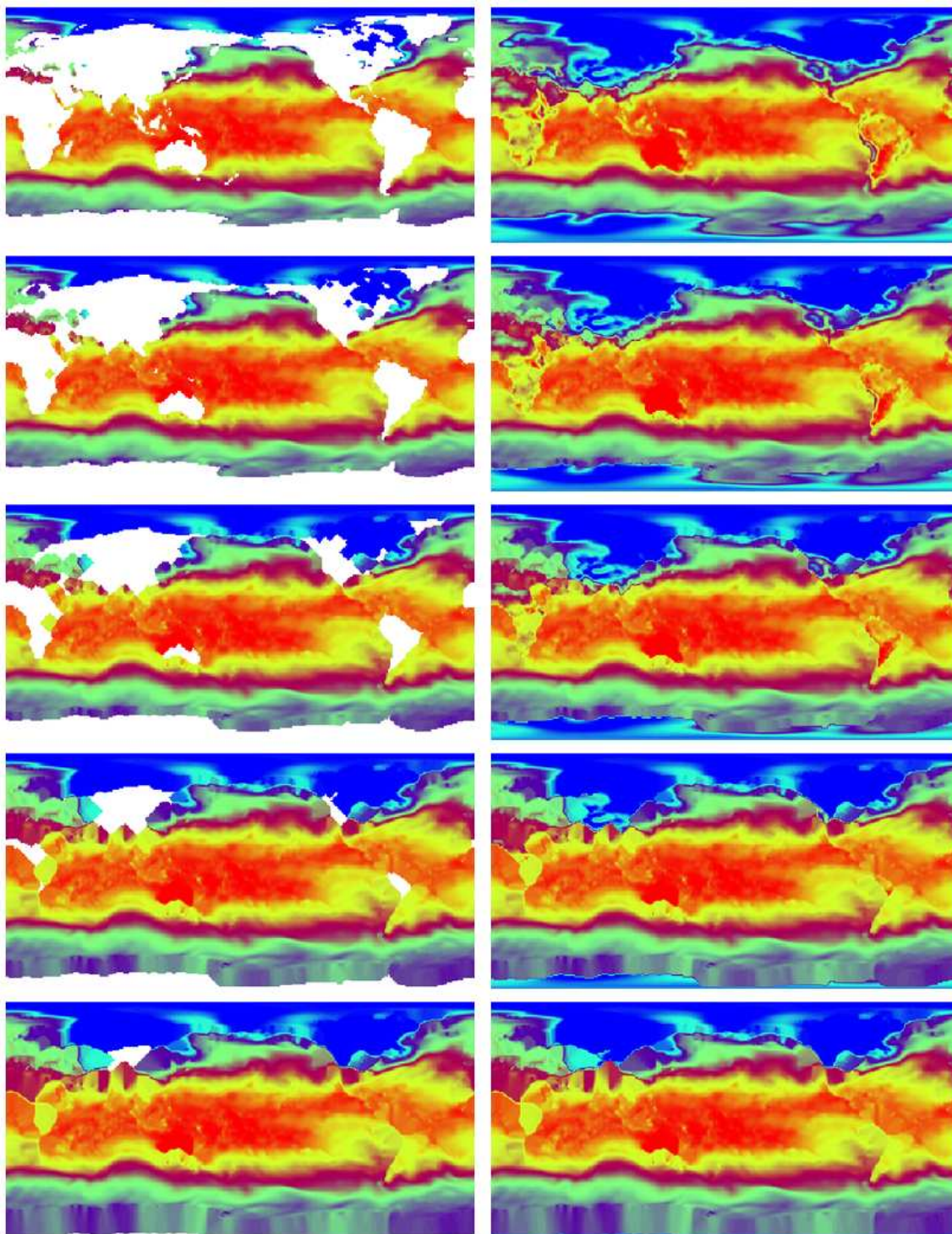


FIG. 5.5: Processus DROWN en action sur un champ de température ERA-40, effritement du masque et propagation des valeurs mer jusqu'au centre des continents (de haut en bas). Les figures de gauche sont masquées (et témoignent du degré d'effritement du masque), celles de droite représentent le champ traité dans son intégralité.

5.2.2 Phénomène de *Gibbs*

Les modèles numériques utilisés par les grands organismes de météorologie (lesquels distribuent les produits de réanalyses atmosphériques, tels l'ECMWF et la NCAR) ont la particularité d'utiliser une décomposition spatiale horizontale de type spectrale plutôt qu'une discrétisation classique en maillage. Les champs ainsi produits sont représentés comme étant une somme finie de modes spectraux et non comme des valeurs affectées à des points d'une grille. Ces modes spectraux sont en général des harmoniques sphériques (pour le cas 2D). L'un des principaux avantages de cette mise en œuvre numérique est de pouvoir calculer de façon exacte les dérivées spatiales des champs ainsi produits. Cependant, étant obtenu grâce une somme finie de fonctions continues, les solutions présentent des perturbations caractérisées par des phénomènes oscillatoires aux abords des régions de discontinuité. C'est le phénomène de *Gibbs* qui découle du fait qu'une fonction discontinue ne peut pas être représentée de façon exacte par une somme finie de fonctions continues. Lors de l'interpolation des champs issus de ces modèles spectraux, de leur domaine spectral vers un domaine discrétisé (plus apte à la distribution), ce défaut est préservé, on retrouve ainsi des oscillations visibles aux abords des côtes avec relief où la discontinuité des champs atmosphériques est forte.

Certes, les zones réellement problématiques dues à ce phénomène se concentrent, comme nous le verrons, sur la première, voire la deuxième maille côtière des champs de réanalyses atmosphériques. Cela peut donc, lors de leur interpolation vers des résolutions fines, affecter de nombreux points côtiers du modèle. À titre d'exemple une maille perturbée d'un champ NCEP/CORE pourra perturber, après interpolation, jusqu'à 8 mailles de la grille ORCA025.

Une des raisons majeures qui nous pousse à nous intéresser à ce problème est son action néfaste sur le forçage mécanique dû au vent. Ce dernier est le moteur des *upwellings* côtiers, dont la localisation géographique coïncide justement avec les zones où le phénomène de *Gibbs* est important. L'introduction d'un cisaillement normal à la côte (dans les régions où le vent longe la côte), peut, selon le signe de son gradient, limiter ou amplifier les *upwellings*. Cela se fera d'autant plus sentir que la résolution du modèle forcé est fine. On pense particulièrement à l'introduction d'un fort gradient méridional sur la composante méridionale v_{10} du vent le long de la côte chilienne.

Illustration 1D du phénomène de *Gibbs*

En tentant d'approcher une fonction discontinue par une somme finie de fonctions continues le phénomène de *Gibbs* apparaît aux abords des discontinuités. Dans l'exemple de la figure (5.6), la fonction discontinue périodique la plus simple possible, la fonction carrée, est simplement approchée par la somme finie des m premiers termes d'une série de Fourier en sinus. Les cas où les 10 et les 100 premiers modes sont sommés sont représentés. On constate ainsi que plus le nombre de modes utilisés est important, plus l'approximation est correcte mise à part aux abords des discontinuités ou l'amplitude des oscillations d'erreurs augmente brutalement, traduisant le phénomène de *Gibbs*. En revanche, lorsque peu de modes sont utilisés (cas $m = 10$), la solution est globalement mauvaise mais les erreurs ne sont pas exclusivement concentrées aux abords des discontinuités.

Mise en évidence du phénomène de *Gibbs*

Il est vérifié, que dans le cas de nos champs de variables atmosphériques issus de réanalyses atmosphériques telles que ERA-40 ou NCEP, le phénomène de *Gibbs* est présent (fig. 5.7, 5.9.a et 5.10.a). Il convient donc, dans un premier temps, d'identifier les régions les plus touchées afin de pouvoir y appliquer une correction ultérieurement. Pour cela, l'estimation visuelle demeure

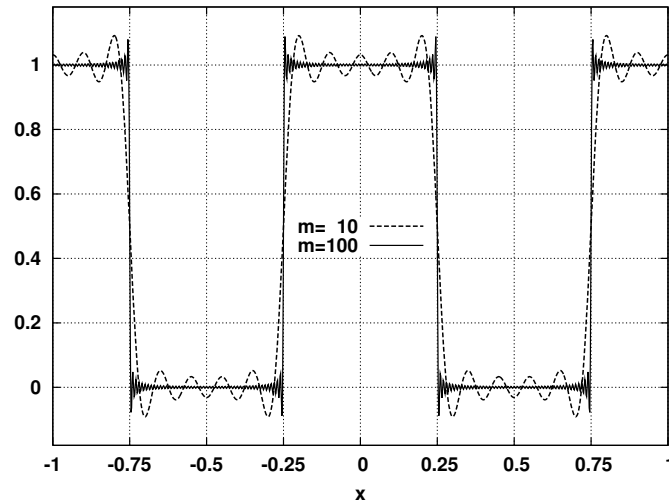


FIG. 5.6: Illustration 1D du phénomène de *Gibbs* : approximation d'un signal périodique carré par une somme finie de modes sinusoidaux de Fourier, somme des 10 premiers modes contre somme des 100 premiers modes.

l'un des meilleurs outils. Si le dit phénomène est imperceptible sur les champs instantanés (à 6H), il est en revanche assez bien révélé par les moyennes temporelles. Les variables atmosphériques d'état de surface, qui sont fortement influencées par le type de surface (mer ou terre) y sont particulièrement sensibles. La figure (5.7), par exemple, illustre le phénomène grâce à des champs moyens d'humidité spécifique de surface provenant des réanalyses ERA-40 et NCEP. En se concentrant sur la côte chilienne (entre 10°S et 35°S), on remarque que le phénomène est plus localement marqué pour ERA-40 mais NCEP semble propager ce type d'erreur beaucoup plus au large, ce qui est assez inquiétant.

Pour ce qui est des composantes du vent, variable qui nous intéresse plus particulièrement du fait de leur implication dans les *upwellings* côtiers, le phénomène est très visible comme le montre la figure 5.9.a). On s'intéresse toujours à la côte chilienne, mais cette fois ci c'est une moyenne annuelle de la composante méridionale du vent (composante responsables des *upwellings* dans cette région). On observe ainsi, sur ce champ issu de ERA-40 pour l'année 2000, la présence d'un fort gradient méridional du vent le long de la côte. Ce gradient est beaucoup trop marqué pour être réaliste et traduit de manière assez nette le phénomène de *Gibbs*.

Il a été remarqué, lors de cette étude, que le phénomène est encore plus nettement révélé par les moyennes des dérivées spatiales des champs atmosphériques. Ainsi nous avons pu vérifier que le champ de rotationnel du vent fait apparaître le phénomène de façon plus marquée que les composantes du vent dont il est issu. Les champs de rotationnel du vent ont donc été utilisés pour détecter de manière automatisée les régions les plus nettement atteintes.

Méthode de traitement

Afin de remédier aux erreurs associées au phénomène de *Gibbs* lors de la préparation des champs de forçage, la méthode suivante est utilisée : Les régions côtières étant susceptibles d'être victimes du phénomène sont repérées et deviennent une extension du masque mer/terre.

Signalons que l'on ne s'intéresse qu'au traitement des régions immédiatement en contact avec un continent important. Le type de "bruit" observé sur les champs NCEP en plein océan Pacifique sur la figure 5.7.b, n'est pas traité. Il provient certainement de la combinaison du phénomène de

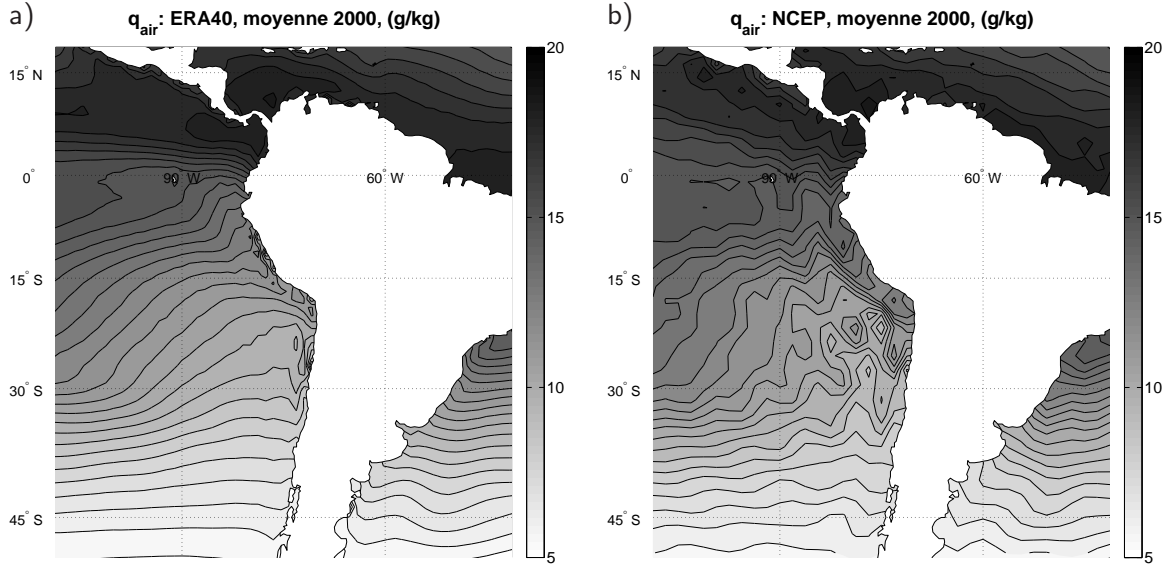


FIG. 5.7: Moyenne annuelle (2000) de l'humidité spécifique de l'air de surface aux abords de l'Amérique du sud, ERA-40 (a) et NCEP (b). Chacun de ces champs est représenté sur sa grille d'origine, 1.125° pour ERA-40 contre 1.875° pour NCEP. Le phénomène de *Gibbs* est observé pour le champ ERA-40 sur la côte ouest entre 30°S et 10°S mais son extension vers le large est faible. NCEP, en revanche, semble propager des perturbations beaucoup plus au large et de manière plus prononcée.

Gibbs et d'une mauvaise interpolation du domaine spectral vers la grille gaussienne.

La première étape est de repérer chaque point suspect de l'océan, pour ce faire, le rotationnel du vent s'est avéré être le diagnostic le plus efficace. Le champ de rotationnel du vent moyen a donc été calculé (sur la grille propre à la réanalyse concernée) pour les années 1984 à 2000 à partir des deux composantes du vecteur vent et de la formule (5.6).

Une fois ce champ construit, les points du domaine océanique dont les valeurs du rotationnel (normé par le rayon terrestre) excèdent un certain seuil sont repérés grâce au critère suivant :

$$R_{\text{terre}} \|\vec{\nabla} \times \vec{U}\| > \beta_{\text{max}} \quad \text{et} \quad R_{\text{terre}} \|\vec{\nabla} \times \vec{U}\| < \beta_{\text{min}} \quad (5.7)$$

Le tableau 5.2 fournit les valeurs empiriques des seuils utilisés pour le traitement des champs ERA-40 et CORE. Les points ainsi repérés sont rajoutés comme points "terre" au masque

Origine	β_{min}	β_{max}
ERA-40	-0.9	0.9
CORE	-1.2	1.2

TAB. 5.2: Valeurs extrêmes du rotationnel du vent moyen servant à repérer les régions victimes du phénomène de *Gibbs*.

mer/terre d'origine. Cela permet de construire un nouveau masque étendu aux régions côtières les plus sujettes au phénomène de *Gibbs*. Il devient alors possible, grâce à ce masque étendu, de traiter les champs souhaités en utilisant la procédure DROWN (section 5.2.1). Garantissant ainsi que les points mer à valeur irréalistes aient bien été neutralisés et affectés d'une valeur plus plausible. La figure (5.3) permet de localiser (en noir) tous les points rajoutés au masque

ERA-40 d'origine (gris) selon le critère défini en (5.7). Par la même occasion cette figure fournit une carte de la sensibilité du modèle de l'ECMWF au phénomène de *Gibbs*.

Pour ce qui est de la correction, la figure (5.9) permet de visualiser son action sur la composante de vent méridionale moyen ERA-40 (année 2000) : le gradient méridional et le bruit observés le long de la côte chilienne (a) sont fortement atténués (b). La figure (5.10), quant à elle, illustre l'effet de la correction sur le rotationnel moyen du vent ERA-40 construit avec des composantes de vent non traités (a) et traités (b). Là aussi, le résultat de la correction est rassurant en terme de cohérence géophysique.

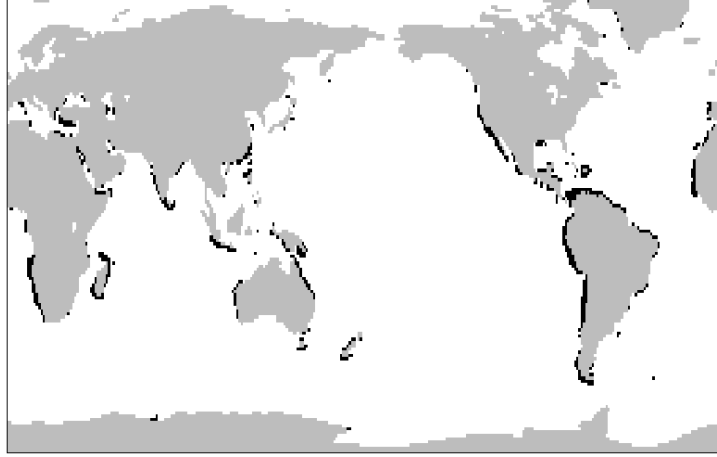


FIG. 5.8: Masque mer/terre de la grille ERA-40 à 1.125° . Les points noirs traduisent les zones d'extension du masque continental dues à une intensité importante du phénomène de *Gibbs*. Cette extension a été produite grâce à la méthode impliquant le rotationnel du vent.

5.2.3 “Bavure” des valeurs continentales

Comme nous l'avons vu dans la section 5.1.4, avec le cas 1D du saut de valeur (fig. 5.2.a), le phénomène de “bavure continentale” est simple à appréhender : En interpolant des points côtiers on utilise inévitablement des valeurs appartenant à des points continentaux.

Par exemple sur la figure (5.2.a), si l'on considère que le continent commence au point $x = 6$, il est évident que quelque soit la méthode d'interpolation utilisée, les données interpolées entre $x = 5$ et $x = 6$ sont complètement influencées par les valeurs continentales situées en $x \geq 6$. Ce problème est d'autant plus grave que la résolution de la grille cible est fine comparée à celle de la grille source. Si $\delta\lambda_A$ est la résolution de la grille source (en degrés par exemple) et $\delta\lambda_B$ celle de la grille cible, le nombre de points “mer” côtiers de la grille cible affectés par les valeurs continentales est de n_b , avec :

$$n_b = \begin{cases} \frac{\delta\lambda_A}{\delta\lambda_B} & \text{ou} & \frac{\delta\lambda_A}{\delta\lambda_B} - 1 & \text{si } \delta\lambda_B < \delta\lambda_A \\ 1 & \text{ou} & 0 & \text{si } \delta\lambda_B \geq \delta\lambda_A \end{cases} \quad (5.8)$$

Dans le cas où la méthode d'interpolation est propagative (comme le *spline* bicubique), l'influence du continent peut se faire sentir jusqu'à $2 \times n_b$ points (fig. 5.2.a).

Pour remédier à ce problème, il suffit, et ceci avant l'interpolation, d'extrapoler les valeurs mer sur au moins les premiers points côtiers des continents. C'est dans ce contexte que l'algorithme DROWN a été développé (section 5.2.1).

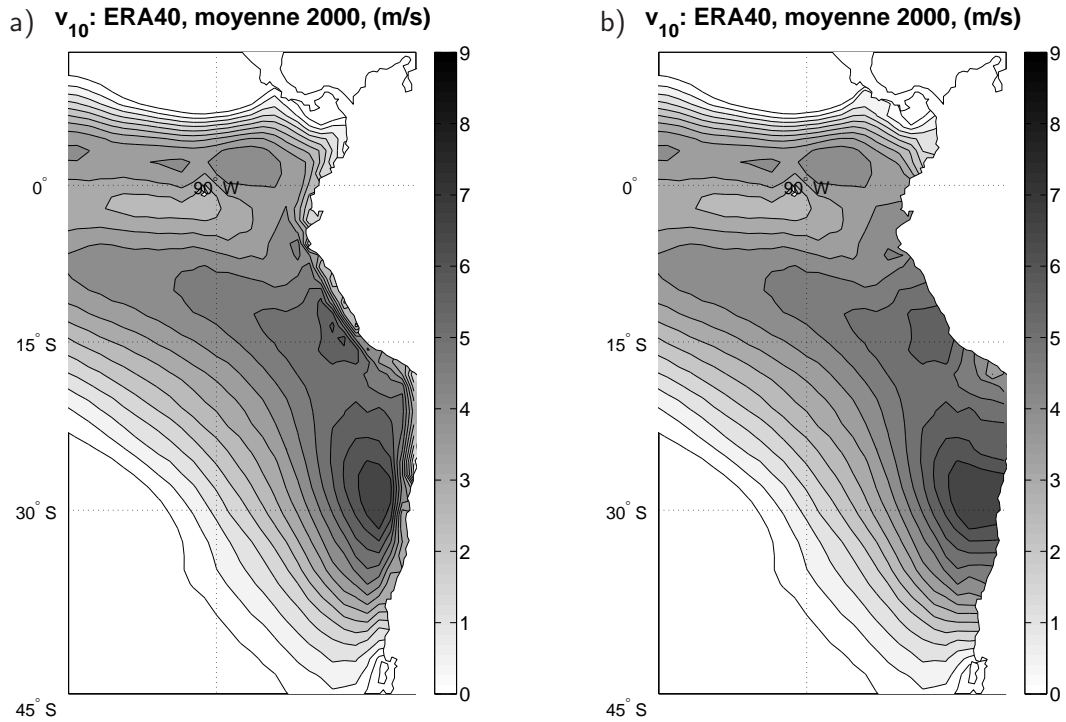


FIG. 5.9: Traitement du phénomène de *Gibbs* sur les champs ERA-40 : champ moyen annuel de vitesse méridionale v_{10} du vent pour l'année 2000, cas non traité (a), et cas traité (b). Sur grille originale de distribution ERA-40 à 1.125° .

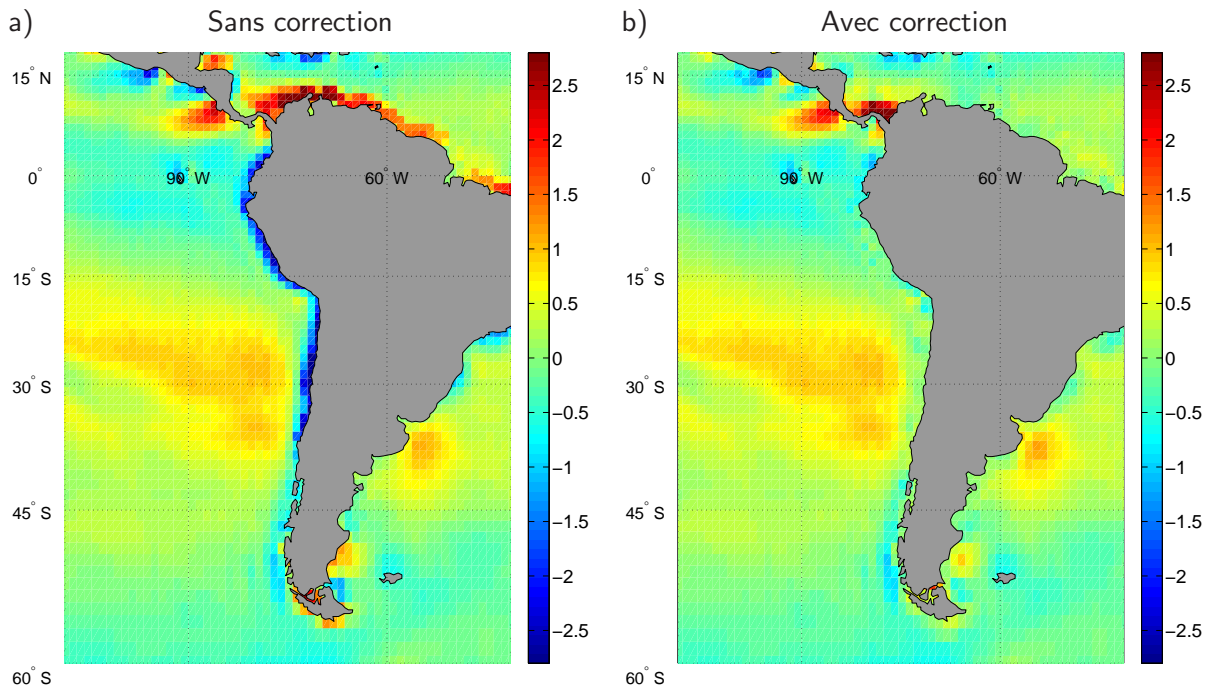


FIG. 5.10: Traitement du phénomène de *Gibbs* sur les champs ERA-40 : champ moyen annuel du rotationnel du vent pour l'année 2000, cas non traité (a), et cas traité (b). Sur grille originale de distribution ERA-40 à 1.125° .

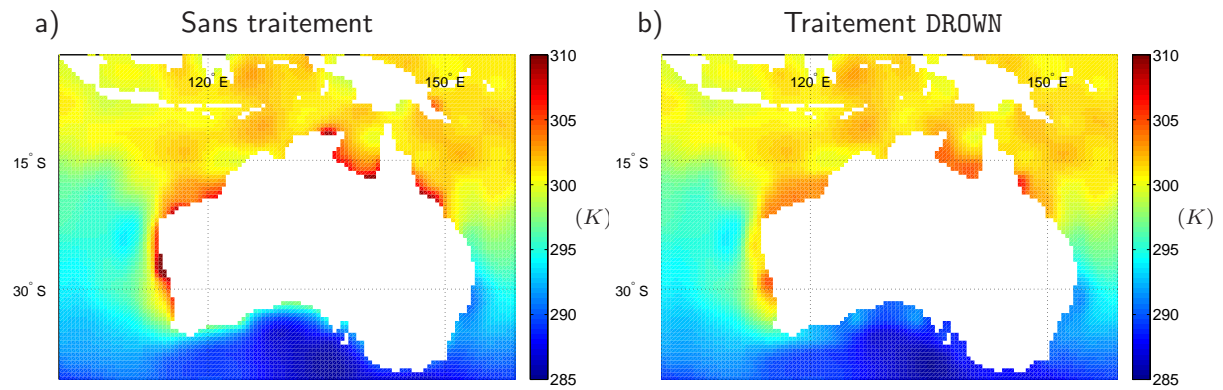


FIG. 5.11: Exemple de traitement du phénomène de *bavure continentale* le long des côtes de l'Australie. Champ diurne de température de l'air CORE (du 01/01/2000, 0H00 GMT) interpolé depuis la grille NCEP (gaussienne 192×94 à 1.875°) vers la grille ORCA05 (0.5°). Interpolation brute (a), et interpolation après application de la procédure d'extrapolation continentale DROWN (b).

Chapitre 6

Outils de calibration et de validation des forçages atmosphériques

Sommaire

6.1	L'outil FOTO	120
6.1.1	Principe	121
6.1.2	Aspects pratiques	121
6.1.3	Diagnostics fournis par FOTO	122
6.2	Le modèle basse résolution NEMO-ORCA2	123
6.2.1	La physique du modèle	124
6.2.2	La configuration utilisée	129

Introduction

Dans ce chapitre nous présentons les deux principaux outils numériques nous ayant servi à tester et valider différentes fonctions de forçage. Il s'agit de l'outil de calcul de flux à "SST fixée" FOTO et du modèle de circulation générale océanique (couplé océan/glace) NEMO sur sa configuration à 2° ORCA2.

Comme l'illustre la figure (6.1), ces deux outils, utilisent, pour calculer les flux de surface, la même fonction de forçage (variables atmosphériques + formule *bulk*) mais se différencient au niveau de l'utilisation du champ de SST. FOTO utilise une SST observée "figée" tandis que le modèle utilise sa propre SST.

Rappelons que par le terme "fonction de forçage" nous entendons l'ensemble formé par les champs atmosphériques composant le "forçage atmosphérique" (noté FAt) et une paramétrisation turbulente *bulk* donnée.

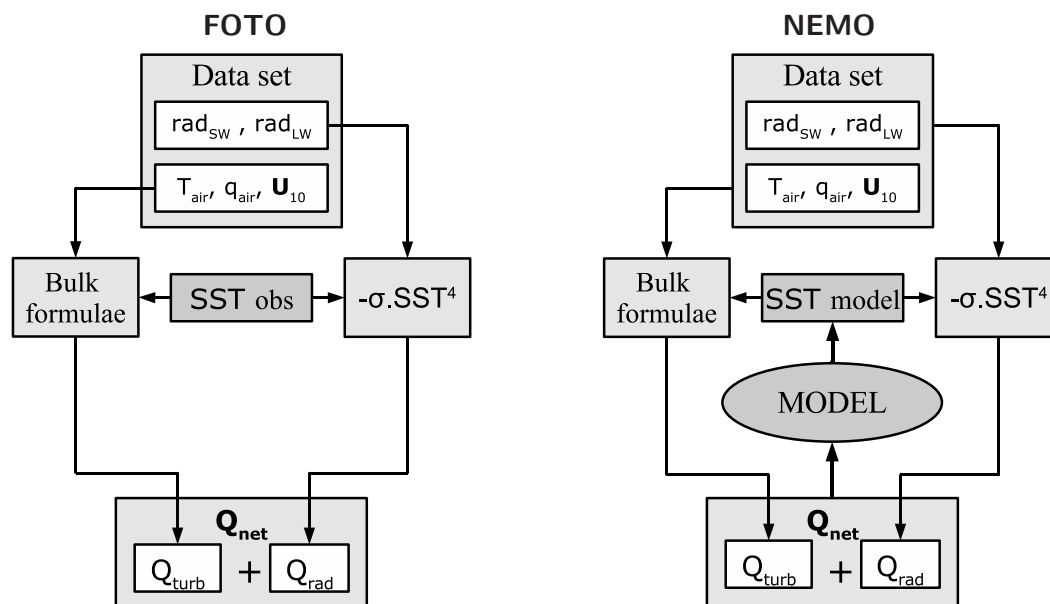


FIG. 6.1: Calcul des flux de surface : approche utilisée par FOTO (gauche) et par un OGCM forcé en mode *bulk* (droite).

6.1 L'outil FOTO

J'ai développé l'outil numérique FOTO (pour Flux Offline Test for the Ocean) dans le cadre de cette thèse. FOTO est conçu pour calculer les flux air/mer, correspondant à une fonction de forçage donnée, grâce à des champs de SST et de glace de mer observés (tous deux simulant le rôle de l'océan). Cette approche, contrairement à l'usage d'un OGCM, permet de déduire des champs de flux de chaleur, d'eau douce et une tension de vent correspondant à un océan figé, ne réagissant pas à ces flux de surface. La rétroaction de la SST sur les flux, étant dans un tel cas, inexistante (chap. 4.2.4). Il paraît important de souligner que jusqu'à présent, l'utilisation

d'un tel outil, était l'une des seules méthodes de calibration et de validation des jeux de données atmosphériques utilisées par les auteurs (*Large et Yeager, 2004*).

Comme nous l'avons vu à plusieurs reprises au cours de cette thèse, la SST et le courant de surface, sont les deux seules variables de l'océan qui influent réellement sur l'estimation des flux *bulk*, l'influence de la salinité de surface ne s'exerçant (de façon négligeable) que sur le calcul de l'humidité à saturation. Pour déduire toutes les composantes de flux à un instant donné sur l'océan, il est donc, en théorie, seulement nécessaire de connaître la SST et le courant ainsi que les variables atmosphériques. Il est prochainement question de rendre l'utilisation d'une climatologie de courant de surface dans FOTO possible, cela permettra de donner le module du vent relatif aux formules *bulk* ($\Delta\vec{U}_{10}$ au lieu de \vec{U}_{10}), ce qui n'est pas encore le cas. On peut donc supposer que FOTO a tendance à surestimer légèrement les échanges turbulents par l'utilisation de vents revus à la hausse. On pense en particulier à toute la région de l'ACC où le courant est fort et va dans le même sens que le vent.

6.1.1 Principe

FOTO a été spécialement développé pour calculer des flux dans un contexte inter-annuel. Son principe même est de pouvoir utiliser la même fonction de forçage que le modèle NEMO, à la différence près que la température de surface et l'éventuelle couverture de glace de mer sont simplement des champs observés et non évolutifs.

Une telle approche est surtout utile à l'étude des flux de chaleur et d'eau douce, puisque contrairement à ces derniers, la tension de vent dépend très faiblement de la stabilité de la CLA imposée par la SST (par le coefficient de traînée C_D , voir chap. 4.1.4). En d'autres termes on peut dire que l'étude de la tension de vent n'apporte guère de surprises par rapport à l'étude du vent de surface.

L'avantage d'une telle approche est d'abord de pouvoir créer des cartes de flux "climatiques" pour un faible coût de calcul comparé à un modèle de circulation générale. Et ceci en tirant partie d'une des variables de l'océan la mieux connue, la SST. On peut ainsi déduire, en n'importe quel point de l'océan, les flux correspondant à cette SST et à une fonction de forçage donnée. FOTO autorise par ailleurs, par l'usage de sa librairie *bulk*, l'utilisation et le réglage de différents algorithmes de calcul des coefficients de transfert *bulk* vus dans le chapitre 4.1 (LY04, COA3 et SM88). Il devient ainsi possible de tester de multiples combinaisons "FAt/paramétrisation *bulk*" et permet de juger de la capacité de ces combinaisons à produire des flux réalistes. L'outil peut aussi être utilisé pour observer l'impact, en terme de flux, de l'utilisation de différentes climatologies de SST.

6.1.2 Aspects pratiques

La même fonction de forçage que celle utilisée par le modèle est utilisée (tab. 2.6).

La même approche de calcul des flux de surface, définie au chapitre 1.2.4 est utilisée. Par défaut, c'est la paramétrisation LY04 (chap. 4.1.3), aussi utilisée par le modèle, qui est utilisée pour le calcul des flux turbulents.

Ces flux turbulents sont calculés à la même fréquence que celle des variables d'état atmosphérique, c'est à dire toutes les 6h(chap. 2.5).

Un champ de SST journalier, interpolé linéairement à partir d'un champ mensuel, est utilisé pour simuler l'océan. A ce titre, la climatologie inter-annuelle de SST de *Hurrell et al. (2007)* est utilisée.

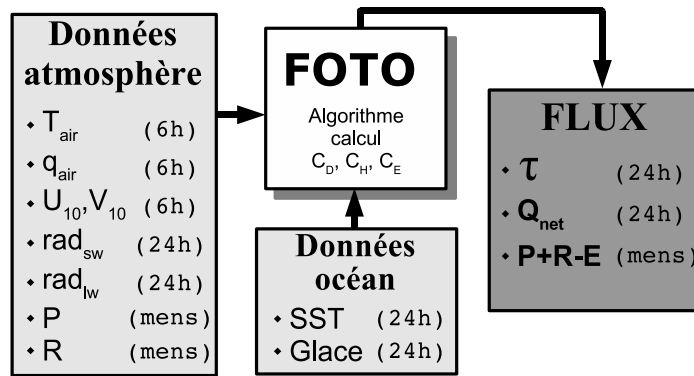


FIG. 6.2: Fonctionnement de FOTO.

Parallèlement à ce champ de SST, la climatologie journalière de glace de mer (fraction de glace) développée par *Large et Yeager* (2004) est utilisée.

Au niveau du domaine, la grille par défaut utilisée par FOTO est la grille globale ORCA2 décrite dans la section 6.2.2. Pour les études globales de flux cette grille à 2° de résolution s'avère être un bon compromis entre une résolution acceptable et une grande rapidité de calcul. Le fait que ce soit aussi la grille du modèle, facilite grandement les comparaisons. La SST ainsi que tous les champs de données de la fonction de forçage doivent donc être interpolés sur cette grille et fournis au format de fichier Netcdf¹.

6.1.3 Diagnostics fournis par FOTO

FOTO pouvant calculer un série globale de chaque flux de surface durant une période de n années, il est en théorie possible de s'en servir pour construire une grande variété de diagnostics différents. Voici donc une liste non exhaustive des types de diagnostics fournis en sortie par la dernière version de FOTO :

- Série journalière 2D de chaque flux de surface pour les n années ($\vec{\tau}$, Q_{net} , Q_{lat} , Q_{sens} , Q_{sw} , Q_{lw} , E , P et R)
- Cartes moyennes 2D annuelles, saisonnières et mensuelles de ces flux (ex. fig. 4.14)
- Transports méridiens de chaleur et d'eau douce associés au flux nets de chaleur et d'eau douce (ex. fig. 7.2)
- Séries des bilans globaux annuels du flux de chaleur et d'eau douce reçus durant les n années (ex. fig 7.3)
- Évolution de la température moyenne de l'océan durant les n années déduite du bilan de chaleur (ex. fig 7.4)
- Cartes du rotationnel de la tension de vent
- Carte d'estimation du transport de *Sverdrup* déduite du rotationnel de la tension de vent calculée durant les n années (fig. 6.3)
- Diagrammes *Hovmöler* des moyennes zonale annuelles des flux de sortie ainsi que des variables d'entrée

¹Network Common Data Form

- Fréquence des événements de stabilité de la CLA, déduit du signe de la longueur de *Monin-Obukhov* (ex. fig. 4.13)

Les fichiers 2D (ou cartes) sont fournis sous forme de fichiers *Netcdf*.

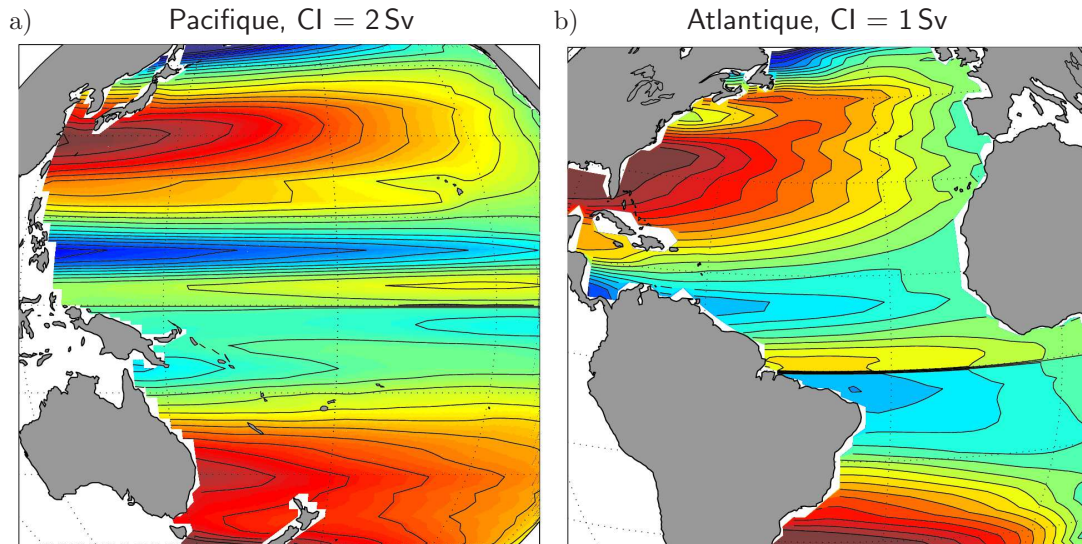


FIG. 6.3: Exemple de diagnostic fourni par FOTO : transport de *Sverdrup* moyen (1984-2000) déduit de la tension de vent calculée avec les variables d'état atmosphérique de surface ERA-40 et de la SST observée de *Hurrell et al.* (2007). Océan Pacifique (a) et Atlantique (b).

6.2 Le modèle basse résolution NEMO-ORCA2

Afin d'étudier la réponse des modèles à haute résolution DRAKKAR aux différents jeux de forçage, et ce, à moindre coût, notre choix s'est porté sur la configuration à 2° de résolution du modèle NEMO : ORCA2.

NEMO² (Nucleus for European Modelling of the Ocean) est un code numérique de calcul de circulation océanique et de glace de mer basé sur la nouvelle version d'OPA-9³ (Océan PA-rallélisé; *Madec et al.*, 1998) et du modèle de glace LIM-2⁴ (Louvain-la-Neuve sea-Ice Model; *Fichefet et Maqueda*, 1997). NEMO est développé au LOCEAN (Laboratoire d'Océanographie et du Climat - Expérimentation et Analyse Numérique) et dans la communauté océanographique européenne pour simuler la circulation océanique régionale et globale, dans le cadre du projet européen MERSEA⁵ (Marine Environmental and Security for the European Area). Il est, et a été, l'outil numérique de prédilection de nombreux projets français et européens (DRAKKAR⁶, CLIPPER⁷, MERCATOR⁸ et MERSEA³), et son code est en constante évolution.

Dans un premier temps les fondements physiques sur lesquels le modèle NEMO est bâti seront

²<http://www.lodyc.jussieu.fr/NEMO/>

³<http://www.lodyc.jussieu.fr/opa/>

⁴<http://www.astr.ucl.ac.be>

⁵<http://www.mersea.eu.org>

⁶<http://www.ifremer.fr/lpo/drakkar/>

⁷<http://www.ifremer.fr/lpo/clipper/>

⁸<http://www.mercator-ocean.fr>

détaillés, nous poursuivrons par une description de la configuration utilisée.

6.2.1 La physique du modèle

Les équations primitives

Le modèle NEMO résout les équations fondamentales régissant le mouvement d'un fluide en milieu tournant. Ces équations, issues de la mécanique des fluides, sont :

- Les équations de mouvement ou équations de *Navier-Stokes*, issues du principe de conservation de la quantité de mouvement
- L'équation de continuité, issue du principe de conservation de la masse.
- L'équation d'évolution de la température, issue du principe de conservation de l'énergie.
- L'équation d'évolution de la salinité, issue de la loi de conservation des substances dissoutes.
- L'équation d'état de l'eau de mer qui lie température, salinité et masse volumique.

Compte tenu des échelles géophysiques et du milieu étudié, un certain nombre d'approximation peuvent être réalisées :

- L'approximation sphérique : les surfaces géopotentielles sont supposées être des sphères, le vecteur de l'accélération gravitationnelle \vec{g} est donc parallèle au rayon de la Terre.
- L'approximation d'eau peu profonde : la profondeur de l'océan est faible devant le rayon de la terre (3.8 km en moyenne devant 6400 km).
- L'approximation de *Boussinesq* : au vu des faibles variations de masse volumique de l'eau de mer par rapport à sa valeur de référence $\rho_0 = 1020 \text{ kg/m}^3$, les variations de masse volumique sont négligées, excepté dans les termes de flottabilité.
- L'hypothèse d'incompressibilité : la masse volumique étant considérée comme quasi-constante, l'équation de conservation de la masse implique la non divergence du champ de vitesse : $\nabla \cdot \vec{u} = 0$.
- L'approximation hydrostatique : dans la composante verticale de l'équation de la quantité de mouvement, l'accélération verticale et le terme de *Coriolis* sont négligés. Il en résulte un équilibre entre le gradient de pression vertical et les forces de flottabilité.
- L'hypothèse de fermeture turbulente : les flux turbulents correspondant aux processus d'échelle inférieure à celle de la discrétisation des variables (les effets "sous-maillages") peuvent être paramétrés en fonction des variables grandes échelles.

Dans le cadre des hypothèses énoncées ci-dessus, on peut reformuler les équations fondamentales de la dynamique des fluides comme suit. On notera que le modèle présente la particularité d'utiliser une condition limite de surface libre (*Roulet et Madec, 2000*), par opposition à l'approximation dite de "toit rigide". Ce point sera abordé par la suite. À l'origine, la conservation exacte de la masse totale de sel de l'océan par le modèle, est l'une des raisons principales qui a poussé *Roulet et Madec (2000)* à introduire une condition limite de surface libre au modèle OPA (chap. 1.2.1). L'utilisation d'une surface libre introduit des mouvements rapides (ondes de surface), ce qui pose une contrainte sur le pas de temps utilisé. Ce problème est résolu dans NEMO par l'ajout d'une force additionnelle.

Au final, cet ensemble d'hypothèses et d'approximations nous conduit au système d'équations primitives discrétisables suivant :

$$\frac{\partial \vec{u}_h}{\partial t} = - \left\{ (\nabla \times \vec{u}) \times \vec{u} + \frac{1}{2} \nabla (\vec{u}^2) \right\}_h - f \vec{k} \times \vec{u}_h - \frac{1}{\rho_0} \nabla_h p + g T_c \nabla_h \frac{\partial \eta}{\partial t} + \vec{D}^u \quad (6.1)$$

$$\frac{\partial p}{\partial z} = -\rho g \quad (6.2)$$

$$\nabla \cdot \vec{u} = 0 \quad (6.3)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} = -\nabla \cdot (\vec{u} T) + D^T \quad (6.4)$$

$$\frac{\partial S}{\partial t} = -\nabla \cdot (\vec{u} S) + D^S \quad (6.5)$$

$$\rho = \rho(T, S, p) \quad (6.6)$$

où $\vec{u} = \vec{u}_h + w\vec{k} = (u, v, w)$ est le vecteur vitesse (en m/s), T la température potentielle (en °C), S la salinité (en PSU), ρ la masse volumique *in-situ* (en kg/m³), p la pression (en Pa), η le niveau de la surface libre (en m), z la coordonnée verticale ascendante, \vec{k} le vecteur unitaire ascendant, f le paramètre de Coriolis fonction de la latitude ϕ ($f = 2\Omega \sin \phi$). D^u , D^T et D^S , sont les paramètres de processus sous-maille et s'expriment sous forme d'une diffusion s'appliquant respectivement à la quantité de mouvement, la température et la salinité. Ces termes de diffusion seront évoqués plus en détail par la suite.

La discrétisation spatiale et temporelle

L'ensemble de ces équations primitives subit une discrétisation spatiale selon une méthode de différences finies centrées du second ordre. La discrétisation verticale est en niveau z . Les variables sont discrétisées selon une grille de type *Arakawa C* (*Arakawa et Lamb, 1977*). Les mailles sont centrées sur les grandeurs scalaires telles la température, la salinité et pression. Les grandeurs vectorielles, quant à elles, sont calculées au centre de chaque face de la maille (u, v, w) (fig. 6.4).

Pour ce qui est de la discrétisation temporelle, un schéma de type *Leapfrog* (eq. 6.7) est utilisé, celui-ci est stabilisé par l'utilisation d'un filtre d'*Asselin* (*Asselin, 1972*) permettant d'éviter la dissociation des modes pairs et impaires (eq. 6.8).

$$\text{Leapfrog : } \quad u^{t+\Delta t} = u^{t-\Delta t} + 2\Delta t \mathcal{F}(t) \quad (6.7)$$

$$u_f^t = u^t + \gamma \left(u_f^{t-\Delta t} - 2u^t + u^{t+\Delta t} \right) \quad (6.8)$$

où l'indice f dénote les valeurs filtrées et $\mathcal{F}(t)$ le second membre non-diffusif d'une équation donnée.

Paramétrisation des échelles sous-mailles

La discrétisation spatio-temporelle utilisée pour pouvoir résoudre les équations primitives du modèle représente une limite forte, interdisant la représentation explicite de l'ensemble des processus de taille inférieure à la maille. Or, la circulation océanique résulte du couplage non linéaire

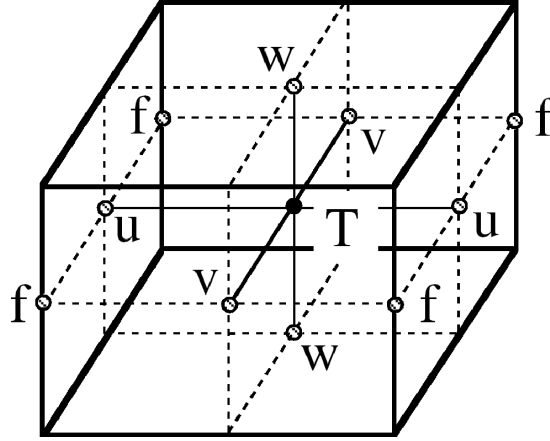


FIG. 6.4: Disposition des variables sur la grille C. T indique le point où les grandeurs scalaires sont calculées. u, v et w les points où les grandeurs vectorielles sont calculées. Les points f servent au calcul du rotationnel.

entre un ensemble de processus dont les échelles caractéristiques sont comprises entre des longueurs bien inférieures à la taille de la maille (turbulence de sub-méso-échelle, turbulence dans la couche limite de surface, viscosité, etc...) et des longueurs de l'ordre du millier de kilomètres (pour la circulation générale). L'impact des effets "sous-maille" (provenant des termes d'advection dans les équations de *Navier-Stokes*) sur les processus explicitement résolus est important. Il est donc nécessaire de les paramétrer. En suivant l'hypothèse de fermeture turbulente, il est possible d'exprimer ces flux turbulents en fonction des variables grandes échelles. Un formalisme de type "diffusion" est adopté (les termes D^x dans les équation primitives du début de la section. On suppose que les flux turbulents dépendent linéairement des gradients de grandes échelles. Compte tenu de la forte anisotropie des mouvements océaniques (due notamment au contrôle exercé par la gravité et la rotation), la paramétrisation des flux horizontaux et verticaux est traitée séparément :

$$D^x = D^{hx} + D^{vx}$$

La paramétrisation sous-maille horizontale :

Dans notre configuration, les termes de diffusion sont exprimés différemment pour les traceurs et pour la vitesse. Pour les traceurs, la paramétrisation proposée par *Gent et McWilliams (1990)* est utilisée. Cette paramétrisation a pour effet de réduire l'énergie potentielle moyenne de l'océan. Le terme de diffusion s'exprime alors comme la somme d'un terme diffusif (sous la forme d'un laplacien à travers les isopycnes) et d'un terme advectif :

$$D^{hT} = \nabla \cdot (A^{hT} \Re \nabla T) + \nabla(U^* T) \quad (6.9)$$

A^{hT} étant le coefficient de diffusion, $U^* = (u^*, v^*, w^*)$ la partie non divergente du transport tourbillonnaire et \Re un opérateur (3×3) prenant en compte les pentes entre les surfaces isopycnales et les surfaces géopotentiellelles.

Pour la vitesse, en revanche, le terme de diffusion agit au travers des surfaces géopotentiellelles et sa formulation se fait en fonction de χ , la divergence du champ de vitesse horizontale et ζ , la vorticité relative :

$$D^{hU} = \nabla_h(A^{hm} \chi) - \nabla_h(A^{hm} \zeta k) \quad (6.10)$$

Le schéma de diffusion verticale TKE

Les principales sources de turbulence verticale (déferlement d'ondes internes, mélange vertical, échange de quantité de mouvement et de chaleur à l'interface air/mer, etc...) ont des longueurs caractéristiques bien inférieures à la résolution du modèle. Ces flux turbulents sont particulièrement vigoureux dans la couche limite de surface. Ces processus non explicitement résolus sont capitaux pour la dynamique de la couche mélangée ainsi que pour la ventilation de l'océan profond et nécessitent une paramétrisation adaptée. Les flux paramétrés dépendent linéairement des gradients verticaux locaux des variables à grandes échelles, par analogie avec la diffusion moléculaire (chap. 3.2.4). La paramétrisation des flux turbulents s'exprime pour la vitesse, la température et la salinité par :

$$\vec{D}^{vu} = \frac{\partial}{\partial z} \left(A^{vm} \frac{\partial \vec{u}_h}{\partial z} \right) \quad (6.11)$$

$$D^{vT} = \frac{\partial}{\partial z} \left(A^{vT} \frac{\partial T}{\partial z} \right) \quad (6.12)$$

$$D^{vS} = \frac{\partial}{\partial z} \left(A^{vT} \frac{\partial S}{\partial z} \right) \quad (6.13)$$

Le coefficient de viscosité turbulente A^{vm} et le coefficient de diffusion turbulente A^{vT} sont calculés en utilisant le modèle de fermeture turbulente TKE (*Blanke et Delecluse, 1993*) d'ordre 1.5, basé sur l'équation pronostique de l'énergie cinétique turbulente $\langle e \rangle$. L'évolution temporelle de $\langle e \rangle$ (eq. 6.15) est le résultat du bilan entre la production de $\langle e \rangle$ par le cisaillement vertical, sa destruction par la stratification, sa diffusion verticale et sa dissipation.

$$\langle e \rangle = \frac{1}{2}(u'^2 + v'^2 + w'^2) \quad (6.14)$$

$$\frac{\partial \langle e \rangle}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left(K_e \frac{\partial \langle e \rangle}{\partial z} \right) + K_m \left(\frac{\partial U}{\partial z} \right)^2 - K_\rho N^2 - C_\epsilon \frac{\langle e \rangle^{\frac{3}{2}}}{l_\epsilon} \quad (6.15)$$

Où u' , v' , w' sont les perturbations respectives par rapport aux moyennes temporelles de u , v et w , K_e , K_m et K_ρ les coefficients de diffusion respectivement de l'énergie, de la quantité de mouvement et des traceurs et N la fréquence de *Brunt-Väisälä*. Les coefficients de viscosité turbulente A^{vm} et de diffusion turbulente A^{vT} sont estimés comme le produit d'une vitesse turbulente et d'une longueur caractéristique. Afin d'éliminer les instabilités numériques associées à une diffusion verticale trop faible, une valeur seuil est imposée pour A^{vm} et A^{vT} .

$$K_m = \max(\nu_b, C_\kappa l_\kappa \sqrt{\langle e \rangle}) = A^{vm} \quad (6.16)$$

$$K_\rho = \max(\kappa_b, \frac{K_m}{P_{rt}}) = A^{vT} \quad (6.17)$$

$$K_e = \alpha_e K_m \quad (6.18)$$

$$l_\kappa = \min\left(\frac{\sqrt{2\langle e \rangle}}{N}, \text{abs}(z)\right) \quad (6.19)$$

$$l_\epsilon = l_\kappa \quad (6.20)$$

où P_{rt} étant le nombre de *Prandtl*.

Dans les écoulements océaniques, des instabilités hydrostatiques ($N < 0$) peuvent apparaître (convection hivernale par exemple). Ces instabilités vont engendrer une convection verticale qui va rétablir l'équilibre hydrostatique. Dans un modèle hydrostatique, ces instabilités ne peuvent se dissiper. Bien que le schéma TKE prenne en compte la stabilité de la stratification dans le

calcul de la viscosité et de la diffusion turbulente par l'intermédiaire de la fréquence de *Brunt-Väisälä* (quand N est négatif, le terme de destruction de $\langle e \rangle$ par la stratification devient un terme source dans l'équation 6.15), le schéma TKE se révèle inefficace à fournir des coefficients suffisamment élevés pour dissiper ce type d'instabilité et homogénéiser la colonne d'eau. Pour paramétrer la convection, les coefficients de viscosité turbulente A^{vm} et de diffusion turbulente A^{vT} sont spécifiés à une valeur très grande ($A^{vm} = A^{vT} = 1 \text{ m}^2/\text{s}$) lorsque la fréquence de *Brunt-Väisälä* est négative, c'est à dire dans les régions où la stratification est instable.

Les conditions aux limites

Les conditions aux limites du modèle concernent uniquement les côtes et la topographie de fond (bathymétrie) ainsi que les échanges avec l'atmosphère à l'interface air/mer. Ces dernières, qui sont les conditions limites de surface sont détaillées dans le chapitre 1.2.1.

Échanges avec le continent :

- Le long des côtes et au fond, des conditions de type Neumann (pas de flux à travers les frontières) sont appliquées pour les flux de chaleur et de sel. La vitesse normale à la frontière est nulle : $w = -\vec{u}_h \cdot \nabla_h H = 0$.
- La condition de non-glissement est utilisée le long des côtes pour les vitesses horizontales :

$$u = v = 0 \quad (6.21)$$

- En ce qui concerne le frottement de fond, la paramétrisation utilisée fait l'hypothèse que le frottement est proportionnel à la vitesse horizontale dans la couche de fond :

$$A^{vm} \left(\frac{\partial \vec{u}_h}{\partial z} \right)_{z=H} = \vec{F}_h = r \vec{u}_h^b \quad (6.22)$$

où \vec{u}_h^b est la vitesse horizontale dans la couche de fond et r un coefficient de frottement.

Le calcul de la hauteur de la mer

Le modèle possède la particularité d'utiliser une condition limite de surface libre introduite par *Roulet et Madec* (2000). Le dénivellement de la surface libre η se déduit de l'équation suivante :

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} = \vec{u}_{z=\eta} \cdot \vec{n} + P + R - E \quad (6.23)$$

avec η la dénivellement de la surface libre relativement à la surface libre moyenne; \vec{n} un vecteur unitaire perpendiculaire à la surface ($\vec{n} = (\frac{\partial \eta}{\partial x}, \frac{\partial \eta}{\partial y}, 1)$); \vec{u} la vitesse et E , P et R les trois composantes du flux d'eau douce.

La surface libre η est animée par des ondes de gravité externes (barotropes). La célérité de ces ondes ($c = \sqrt{gH}$) pose un problème numérique évident dans les OGCMs, ces derniers utilisant un grand pas de temps (typiquement de l'ordre de l'heure). Comme nous l'avons déjà indiqué, un processus ne peut exister dans un modèle que s'il est résolu spatialement. De plus, il peut être qualifié de numériquement stable seulement s'il est résolu temporellement (critère CFL⁹).

⁹Le critère de Courant *Friedrichs-Levy* impose une vitesse "numérique" supérieure à la célérité des processus que l'on veut représenter ($\frac{\Delta X}{\Delta T} > c$). Il fournit donc une limite supérieure sur le pas de temps étant donné le pas d'espace et la célérité : $\Delta T < \frac{\Delta X}{c}$

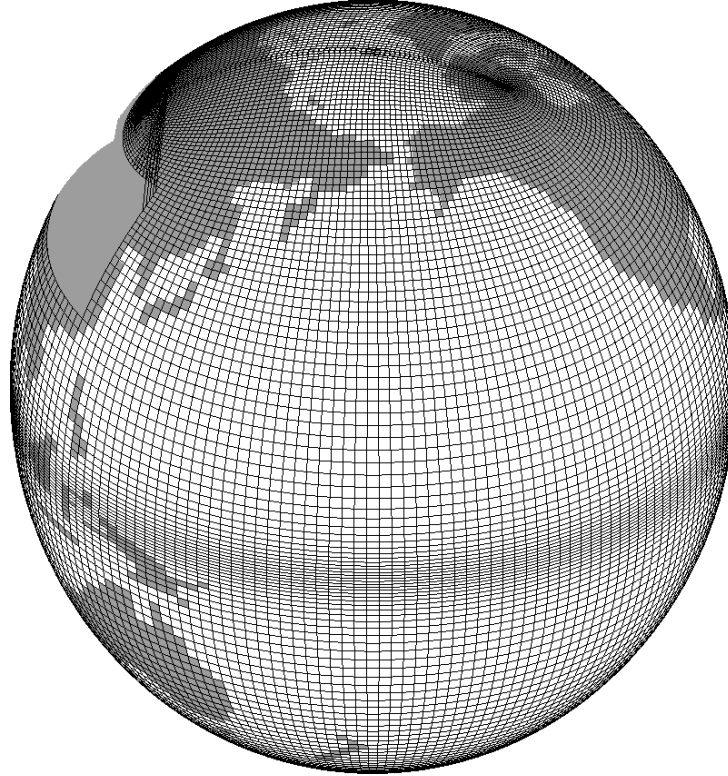


FIG. 6.5: Grille ORCA2 : Maillage et masque des points T en surface dans le Pacifique. (Avec l'aimable autorisation de Dr. F. Castruccio)

La résolution explicite des ondes longues de gravité animant la surface libre imposerait donc un pas de temps extrêmement faible, ce qui engendrerait des coûts de calcul prohibitifs.

Toute méthode d'introduction d'une surface libre dans un OGCM utilisant un grand pas de temps est basée sur un filtrage temporel (*Roulet et Madec, 2000*), et ce, afin d'atténuer toutes les ondes de gravité externes non résolues et ainsi préserver le critère CFL. Dans le modèle NEMO, le choix d'introduire le filtrage temporel directement dans les équations de *Navier-Stokes* a été fait. Comme nous l'avons déjà indiqué au sujet de l'équation 6.1, cela se traduit en pratique par l'introduction d'un terme supplémentaire $-gT_c\partial\eta/\partial t$. Ce terme peut être vu comme une force de capillarité qui agit comme un filtre passe-bas d'ordre 1, avec une période de coupure T_c . En suivant *Roulet et Madec (2000)*, la constante de filtrage T_c déterminée par analyse de la stabilité est fixée à la valeur optimale de $T_c = 2\Delta T$.

6.2.2 La configuration utilisée

La plupart des résultats de modèle qui seront présentés au cours de cette thèse sont issus de l'utilisation de la configuration globale basse résolution à 2° ORCA2. D'autres résultats proviendront de diverses simulations DRAKKAR à haute résolution que je n'ai que partiellement contribué à mettre en œuvre comme ORCA05-G70 (0.5°) et ORCA025-G70 (0.25°). Nous nous intéresserons donc seulement à la configuration ORCA2 qui est aussi la résolution utilisée par FOTO.

Le domaine d'étude

La configuration ORCA2 est basée sur une grille de type *Mercator* (i.e. les facteurs de forme méridien varient en cosinus de la latitude). Le maillage horizontal est déduit d'une méthode semi-analytique (*Madec et Imbard, 1996*) et présente la particularité, dans l'hémisphère Nord, d'utiliser 2 pôles (fig. 6.5) afin de contourner le problème de la singularité au pôle nord. L'utilisation d'un double pôle permet également de conserver, si on le souhaite, un facteur d'anisotropie proche de 1 sur la quasi totalité du domaine.

La résolution zonale est de 2° . La résolution méridienne est maximale à l'équateur et est de 0.5° , elle augmente jusqu'à 2° à partir de 10°N et 10°S (fig. 6.5). Ce raffinement de maillage méridional à l'équateur permet d'améliorer la dynamique équatoriale. Du fait du raffinement de maillage, la grille est anisotrope dans les régions tropicales. La distance zonale entre deux points de grille est de 222 km à l'équateur alors que la distance méridienne est de seulement 55.5 km. Compte tenu de la dynamique spécifique essentiellement zonale des régions équatoriales, cette anisotropie du maillage ne pose, cependant, aucun problème.

La résolution verticale

Le long de la verticale, le domaine s'étend de la surface jusqu'à une profondeur de 5000 m. La discrétisation verticale découpe la colonne d'eau en 31 couches. Le maillage vertical est défini à partir d'une fonction analytique de la profondeur z (*Madec et Imbard, 1996*). La résolution est de 10 m en surface et diminue jusqu'à 500 m au fond. Dans les 600 premiers mètres, 21 des 31 niveaux du modèle sont présents. La bathymétrie est représentée en *partial steps*.

Les paramétrisations physiques

Les paramètres physiques utilisés pour nos simulation NEMO-ORCA2 sont ici présentées succinctement. Beaucoup des valeurs affectées à ces paramètres sont celles par défaut fournies avec la configuration ORCA2 et ont donc, à ce titre, fait l'objet de validations préalables, notamment au LOCEAN.

- Le pas de temps est fixé à 5400 s de manière à satisfaire la condition numérique de stabilité, ce qui équivaut à 16 itérations par jour
- Le coefficient de viscosité turbulente dépend de la position géographique. Il vaut $40000 \text{ m}^2/\text{s}$ partout et est réduit à $2000 \text{ m}^2/\text{s}$ dans les régions équatoriales excepté près des bords ouest
- La diffusion isopycnale pour les traceurs : la diffusion pour les traceurs se fait au travers des surfaces isopycnales avec un coefficient de diffusion de $2000 \text{ m}^2/\text{s}$
- Pour la paramétrisation de *Gent et McWilliams* (1990), un terme d'advection tourbillonnaire avec un coefficient fonction du taux de croissance des instabilités baroclines (variant en général entre $15 \text{ m}^2/\text{s}$ et $3000 \text{ m}^2/\text{s}$) est ajouté au terme de diffusion pour les traceurs
- Pour les conditions aux frontières latérales, aucun flux de chaleur ni de sel ainsi qu'une condition de non-glissement appliquée le long des côtes
- Sur le fond, un flux géothermique variable selon les régions est appliqué, pour ce qui est de la dynamique, la paramétrisation de la couche de fond proposée par *Beckmann et Döscher* (1997) est appliquée le long des talus continentaux et un coefficient de friction linéaire est utilisé pour les vitesses
- La convection est paramétrisée en fixant le coefficient de viscosité verticale à $1 \text{ m}^2/\text{s}$ en cas

d'instabilité hydrostatique ($N < 0$)

- Un rappel vers une salinité de surface observée, correspondant à une période de 33 jours pour les 10 premiers mètres du modèle, est appliquée

Troisième partie

Élaboration et validation de fonctions de forçage inter-annuelles

Chapitre 7

Sensibilité des modèles au forçage atmosphérique

Sommaire

7.1	Diagnostics à SST fixée contre simulations à basse résolution	137
7.1.1	Flux de chaleur net	138
7.1.2	Flux d'eau douce	141
7.1.3	Conclusion sur l'utilité des validations à SST fixée	144
7.2	Modèle basse résolution contre modèle haute résolution	144
7.2.1	Mise en œuvre	145
7.2.2	Les simulations DFS3/G70	145
7.2.3	Conclusions sur l'utilité d'ORCA2	151

Introduction

Pour aborder ce chapitre, il paraît bon de redéfinir notre problématique concernant l'amélioration des forçages atmosphériques (désormais FAt) destinés à forcer un OGCM. Le but du projet DRAKKAR, dans lequel cette thèse est pleinement inscrite, est de réaliser des séries d'expériences numériques visant, à l'aide d'OGCMs haute résolution, à simuler l'état dynamique et thermohalin de l'océan des 5 dernières décennies. La seule manière de contraindre ces modèles vers des solutions pertinentes est d'utiliser les variables atmosphériques sensées représenter l'état atmosphérique passé le mieux possible. Plus précisément, ces variables sont utilisées, avec la SST produite par le modèle, pour estimer les 3 principaux flux qui forment en quelque sorte le "moteur" de l'océan.

Comme nous l'avons vu au chapitre 2, seuls les champs issus de réanalyses et de divers produits composites répondent au besoin d'une couverture globale longue durée, et ce, à des résolutions spatiales de l'ordre du degré et de fréquences allant de 6 h à la journée. Comme nous le mettons en évidence dans l'article présenté au chapitre 8, ces champs sont victimes de biais, de tendances suspectes ainsi que de discontinuités temporelles, ces dernières étant principalement dues au changement de données *in-situ* assimilées dans les réanalyses. Il devient alors nécessaire d'appliquer des corrections. Celles-ci ne peuvent cependant en aucun cas être conduites en ignorant l'impact qu'elles auront sur la solution du modèle. En effet, appliquer une correction sur ces champs atmosphériques en ne se basant que sur un quelconque critère de cohérence géophysique, se révèle malheureusement insuffisant pour garantir une réponse cohérente du modèle. Il n'est ainsi pas rare de constater qu'un modèle piloté par des FAt considérés comme grossiers et irréalistes, peut donner des solutions très acceptables et qu'à l'opposé, le même modèle, forcé par un FAt que l'on considère plus réaliste et évolué, donnera des solutions mauvaises.

On aborde alors le dilemme rencontré par toute personne s'étant essayée à la construction d'un FAt visant à forcer un modèle d'océan : "*Qu'entend-on par bon FAt? Est-ce un forçage qui représente le mieux possible l'état réel de l'atmosphère ou est-ce un forçage qui conduit notre modèle vers une bonne solution ?*" La démarche à laquelle nous nous sommes tenu au cours de ce travail de thèse repose dans un compromis qui consisterait à répondre "*un peu des deux*" plutôt qu'un utopique "*les deux*".

Toute la finesse du travail d'élaboration d'un jeu de FAt, réside donc, à notre sens, dans le fait qu'il est à la fois nécessaire de garder des champs atmosphériques les plus pertinents possibles, et de les faire guider le modèle vers des solutions satisfaisantes. Par exemple, diminuer de 20% le flux solaire sous prétexte que l'océan chauffe trop est inconcevable. Par contre le diminuer de 5%, en justifiant que cela le rapproche de données *in-situ* de qualité et chercher d'autres coupables, telle une humidité de l'air de surface trop importante (qui sera à son tour corrigée de manière "sensée"), ressemble beaucoup plus à notre approche d'élaboration d'un FAt (chap. 8).

Dans ce contexte, l'élaboration d'un jeu de données atmosphériques donnant satisfaction au modélisateur de l'océan est un travail de longue haleine basée sur des corrections successives dont l'effet sur l'océan doit être à chaque fois pensé et vérifié. Idéalement la meilleure manière de vérifier l'impact résultant de l'introduction d'une nouvelle correction serait de la tester sur notre modèle. Malheureusement les coût de calcul considérables propres à l'utilisation de modèles haute résolution rendent cette approche impossible. **Il est donc nécessaire de définir des outils capables de nous renseigner à moindre coût quant au comportement futur de notre modèle haute résolution, sur lequel nous n'avons en quelque sorte pas le droit à l'erreur.**

La manière la plus simple et la plus économique d'étudier la réponse en terme de flux de l'océan à un FAt donné est d'adopter l'approche à SST observée fixe décrite en détail dans le chapitre

traitant de l’outil FOTO (chap. 6.1). Cette approche est souvent choisie, par nombres d’océanographes, comme l’unique critère de pertinence d’un FAt. Cependant, comme nous allons le voir dans ce chapitre, une telle approche est insuffisante puisque, ne prenant pas en compte l’effet induit par les flux de chaleur sur la température de l’océan, elle mène à des estimés de flux souvent trop éloignés des résultats des modèles (peu importe la résolution). Une alternative possible est d’utiliser un modèle basse résolution comme NEMO-ORCA2 (chap. 6.2) qui résoudra la physique de l’océan, et comme nous le montrerons, donnera des résultats beaucoup plus en adéquation avec ceux des modèles à haute résolution. Ce chapitre s’axera donc autour de deux points essentiels, le premier sera de mettre en évidence la difficulté qu’a un outil à “SST fixe” comme FOTO à fournir des informations pertinentes quant au comportement thermique et halin des modèles. Pour ce faire, nous comparerons des diagnostics sur les flux de surface déduits des résultats de FOTO et du modèle NEMO-ORCA2 (désormais ORCA2) tous les deux forcés par une même fonction de forçage.

Le deuxième point essentiel consistera à montrer qu’un modèle basse résolution comme ORCA2 est apte à nous renseigner de manière fiable quant à l’impact d’un FAt donné sur la solution du modèle à plus haute résolution. Nous nous attacherons, pour cela, à comparer les solutions issues des modèles ORCA2, ORCA05 et ORCA025 forcés de 1958 à 2004 par le FAt DFS3.

Forçage	Vent	θ_{air} et q_{air}	rad_{sw} et rad_{lw}	Run
CORE	CORE (NCEP ^c)	CORE (10 m)	CORE (ISCCP ^c)	G58
DFS3	ERA-40	ERA-40 (2 m)	//	G70
DFS3.1	ERA-40	DFS4 (ERA-40 ^c), 2 m	//	G71
DFS3.2	DFS4 (ERA-40 ^c)	//	//	G76
DFS4	//	//	DFS4 (ISCCP ^c)	G82

TAB. 7.1: Principaux FAt testés dans notre étude : origine de chaque groupe de variable, ainsi que le nom de code du FAt. Les détails concernant chacun d’eux sont donnés dans le chapitre 8. L’exposant ^c dénote que les variables concernées ont subi une correction.

7.1 Diagnostics à SST fixée contre simulations à basse résolution

Dans cette section, nous allons comparer les flux de surface calculés par FOTO et ORCA2 pour une même fonction de forçage. Afin d’augmenter la pertinence de cette comparaison, nous allons étudier la réponse de ces outils à deux FAt différents : CORE (*Large et Yeager*, 2004) et DFS4 (*Brodeau et al.*, 2007 ; chap. 8). Ce choix se révèlera utile, puisque comme nous le verrons au cours de cette étude, le désaccord entre FOTO et NEMO sur certains diagnostics peut varier grandement en fonction du FAt testé. Le tableau 7 donne un aperçu synthétique des principales caractéristiques propres à chacun de ces FAt. Les différences entre ces deux jeux de données concernent exclusivement les flux radiatifs incidents et les variables d’état atmosphérique de surface (VEAS) utilisées pour calculer les flux turbulents. Pour le forçage CORE, les VEAS sont une adaptation de NCEP, pour DFS4, elles sont une version corrigée de ERA-40. Un de leur point commun est un vent globalement revue à la hausse en se basant sur l’intensité moyenne des vents QUICKSCAT¹ (chap. 8).

Signalons que l’analyse physique et quantitative des flux produits par les deux outils étudiés n’est en aucun cas le but de ces expériences. Nous n’approfondirons pas l’étude des causes de désaccord

¹<http://manati.orbit.nesdis.noaa.gov/quikscat/>

entre les deux méthodes, nous nous attacherons plutôt à définir si un outil comme FOTO se révèle apte à fournir une information pertinente quant au comportement d'un OGCM comme NEMO. Certains résultats fournis par FOTO, peuvent ils renseigner sur le comportement du modèle ? Dans notre cas les critères de jugement les plus précieux seront basés sur des diagnostics concernant les bilans thermique et d'eau douce.

FOTO a donc été utilisé pour calculer tous les flux de surface à partir de chacun des 2 FAt (CORE et DFS4), du même champ de SST observée (*Hurrell et al.*, 2007) et de la même couverture de glace de mer (*Large et Yeager*, 2004). Ces analyses ont été conduites pour la période 1979-2000. Le choix de commencer en 1979 est purement arbitraire, notons tout de même que dans les forçages utilisés, seuls les VEAS (issues de réanalyses) possèdent un véritable comportement "inter-annuel" avant cette date (tab. 2.6). Les autres champs de variables ne sont, en effet, que la répétition d'une année "type", reconstruite sur la base d'une moyenne des années disponibles. Nos forçage deviennent pleinement "inter-annuel" à partir de 1984, date à laquelle, les champs radiatifs de l'ISCCP sont disponibles, ce qui explique notre choix d'effectuer nos moyennes temporelles sur la période 1984-2000. Pour les diagnostics de dérive, en revanche, l'intégralité de la période disponible avec les sorties FOTO sera utilisée : 1979-2004.

Les simulations NEMO ORCA2-G58 et ORCA2-G82 ont été réalisées sur toute la période couverte par nos forçages (1958 et 2004).

7.1.1 Flux de chaleur net

On s'intéresse ici au flux de chaleur net moyen reçu par l'océan durant la période 1984-2000, calculé par chacune des approches décrites par la figure (6.1), et ce, pour deux FAt.

L'une des premières information que l'on peut tirer de l'étude des moyennes zonales du flux de chaleur net (7.1) est que FOTO est capable de fournir des estimations assez proches de celles du modèle, comme c'est le cas pour le forçage DFS4 (fig. 7.1.b), et, à l'opposé, se situer très loin de celles-ci comme le montrent les réponses au forçage CORE (fig. 7.1.a). L'usage seul de FOTO avec CORE aurait pu nous laisser prévoir une surestimation globale du flux net particulièrement inquiétante sous les basses et moyennes latitudes de l'hémisphère sud (fig. 7.1.a). Dans ces régions, on observe un désaccord moyen supérieur à 20 W/m^2 entre les deux méthodes.

L'étude du transport méridien de chaleur (TMC) associé au flux de chaleur net (fig. 7.2), permet de confirmer la difficulté qu'a FOTO à apporter une information utile quant au comportement du modèle. Le modèle tend en effet à rétablir les forts déséquilibres thermiques engendrés par un FAt mal équilibré par une modification conséquente de sa SST (fig. 7.8). Le diagnostic de TMC est beaucoup moins tolérant vis à vis des désaccords en flux de chaleur, puisque produisant une intégration méridienne, il les accumule. Ainsi, pour DFS4 qui n'entraîne de différences notables entre les 2 méthodes seulement que sous les latitudes moyennes, FOTO conduit à un TMC beaucoup moins réaliste que celui issu du modèle, car beaucoup trop dissymétrique entre les deux hémisphères (fig. 7.2.b). Pour le forçage CORE, le déséquilibre d'apport d'énergie catastrophique prédit par FOTO est rétabli de manière spectaculaire par l'utilisation du modèle (fig. 7.2.a). On peut noter, par ailleurs, à quel point les deux TMC calculés par le modèle sont semblables (quelque soit le FAt). Ceci confirme, à posteriori, notre démarche de ne pas prendre l'équilibre thermique du flux de chaleur net comme contrainte prioritaire pour la détermination des corrections (chap. 8).

Au niveau des cartes de flux net moyen (fig. 7.7), on vérifie que le désaccord entre les deux outils est remarquablement bien expliqué par les erreurs de SST du modèle (par rapport à la SST observée de FOTO). Ainsi, on constate, en comparant les figures (7.8.a) et (7.8.b), que

les régions où le modèle produit une anomalie froide de SST (Atlantique nord-ouest et bassin Argentin par exemple) sont des régions où il surestime Q_{net} pour cause de perte de chaleur diminuée. Inversement les anomalies chaudes du modèle sont systématiquement associées à des pertes de chaleur élevées de sa part, et donc, à un Q_{net} plus faible (comme par exemple la côte nord-est des États-Unis ou la région des Kerguelen).

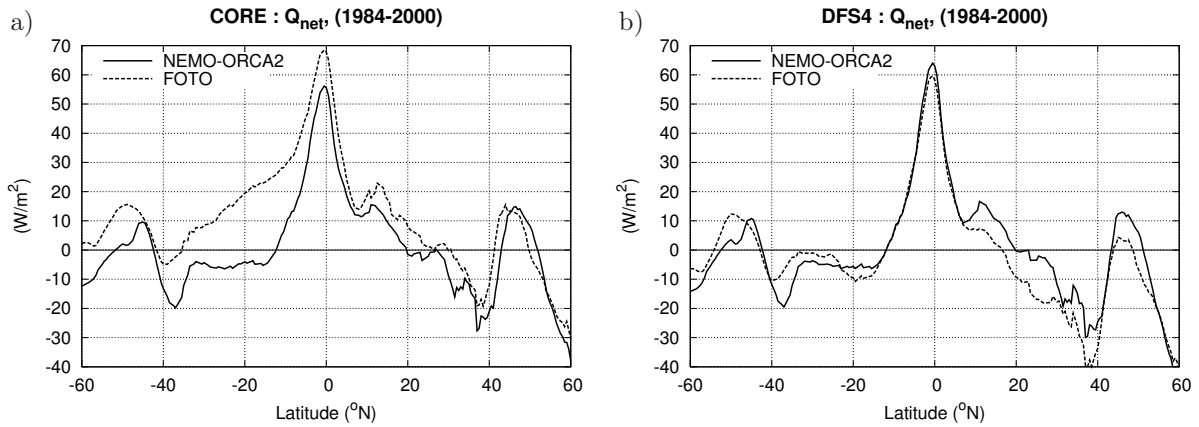


FIG. 7.1: Moyenne zonale du flux de chaleur net moyen (1984-2000), calculé à partir de FOTO et de NEMO ORCA2 avec le forçage CORE (a) et DFS4 (b).

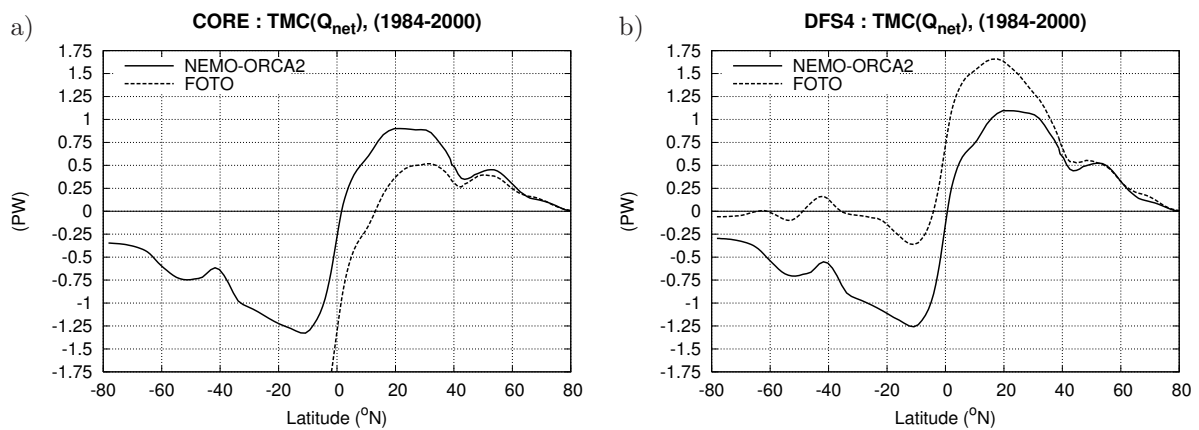


FIG. 7.2: Transport méridien de chaleur associé au flux de chaleur net de surface moyen (1984-2000), calculé à partir de FOTO et de NEMO ORCA2 avec le forçage CORE (a) et DFS4 (b).

Tendances globales

En intégrant spatialement le flux de chaleur net moyen annuel sur l'océan global, il est possible de savoir si l'océan a stocké ou cédé de l'énergie la dite année. Si la fonction de forçage est réaliste elle mène à un océan proche de l'équilibre dont le bilan de chaleur est pratiquement nul (de l'ordre de quelques W/m^2). Ceci est valable sur une longue période et en négligeant l'impact d'un éventuel réchauffement (ou refroidissement) global. D'une année à l'autre l'océan n'est pas en équilibre, il est donc intéressant de s'intéresser à la variabilité du stockage thermique que calculent nos deux outils.

Nous comparerons cette information de deux manières, la première consistera simplement à comparer le bilan global annuel du flux net de chaleur (fig. 7.3). Pour la deuxième on compa-

ra l'évolution globale de la température de l'océan. Cette donnée est simple à obtenir avec les résultats du modèle, il suffit simplement de faire la moyenne 3D globale du champ de température prédit par le modèle. En revanche, pour FOTO qui ne calcule aucune température, nous avons transformé le déséquilibre annuel global de flux de chaleur (ΔQ_{net}) en un incrément de température pour l'océan. Le raisonnement suivant a été suivi :

Une augmentation de la température globale de l'océan de ΔT °C correspond à un gain d'énergie de $\Delta E = \rho_s C_{pw} \Delta T \mathcal{V}$ Joules, où ρ_s et C_{pw} sont respectivement la masse volumique et la chaleur spécifique moyennes de l'océan et \mathcal{V} son volume total. Le déséquilibre de flux de chaleur correspondant est donc :

$$\Delta Q = \frac{\rho_s C_{pw} \Delta T \mathcal{V}}{\Delta t \mathcal{S}} \quad (7.1)$$

où Δt est la période considérée (en secondes) et \mathcal{S} la surface totale de l'océan. On peut ainsi déduire un ΔT grâce à un ΔQ calculé avec FOTO. En se fixant une température moyenne de départ arbitraire T_0 , que l'on fera coïncider avec celle calculée par le modèle l'année précédent la première année de FOTO (en 1978), on pourra calculer une évolution fictive de la température globale avec FOTO. Ainsi, pour l'année i , on aura, grâce au ΔQ_i fournit par FOTO :

$$T_i = T_{i-1} + \frac{\Delta t \mathcal{S}}{\rho_s C_{pw} \mathcal{V}} \Delta Q_i \quad (7.2)$$

Le terme $\Delta t \mathcal{S} / \rho_s C_{pw} \mathcal{V}$ est estimé à $1.95 \times 10^{-3} \text{ m}^2 \text{K/W}$ pour Δt équivalent à une année (en secondes). L'évolution de température de l'océan ainsi créée est comparée à celle du modèle sur les figures (7.4).

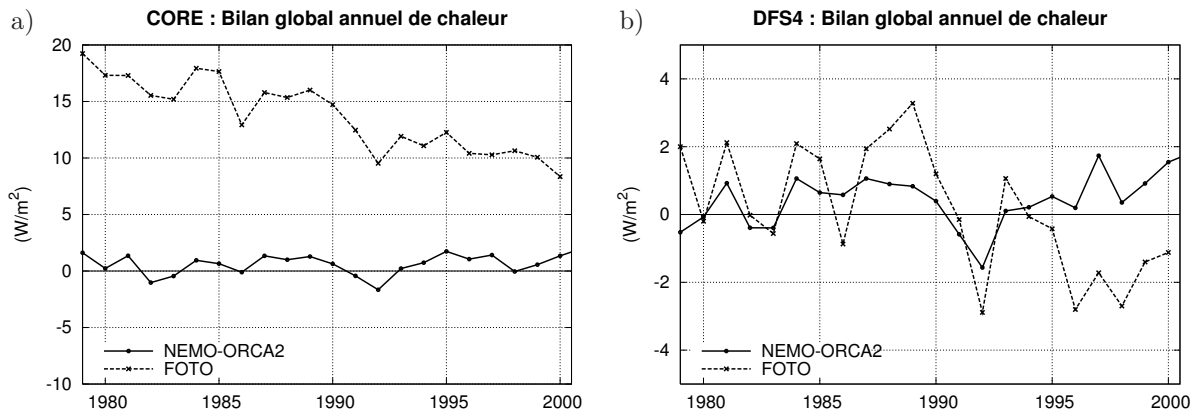


FIG. 7.3: Bilan thermique global annuel de l'océan déduit du flux de chaleur net, calculé à partir de FOTO et de NEMO ORCA2 avec le forçage CORE (a) et DFS4 (b).

Sans surprise, on retrouve le grand désaccord entre les deux méthodes pour le FAt CORE (fig. 7.3.a). FOTO calcule en effet un déséquilibre global moyen de l'ordre de $+15 \text{ W/m}^2$ sur les 22 années testées alors que le modèle reste à des valeurs beaucoup plus raisonnables et réalistes (de l'ordre du W/m^2). FOTO prédit donc un fort réchauffement de l'océan de environ 0.6°C en 22 ans contre 0.01°C effectivement calculé par le modèle (fig. 7.4.a). En ce qui concerne les déséquilibres thermique calculés avec le DFS4, les deux méthodes s'accordent assez bien sur son ordre de grandeur (fig. 7.3.b).

Pour ce qui est de la variation inter-annuelle du bilan thermique "hors tendances" (fig. 7.3), on peut noter que les diagnostics de FOTO sont assez proches de ceux du modèle et marquent bien certains accidents climatiques comme l'éruption volcanique du Mont Pinatubo en 1991-1992 (fort affaiblissement du flux de chaleur net reçu visible sur la figure fig. 7.3.b). Là encore,

on remarque le rôle amortisseur du forçage *bulk*, puisque chacun de ces accidents est beaucoup moins marqué en amplitude par le modèle.

Concernant le DFS4, il est assez déroutant de constater qu'à partir de 1994, FOTO cesse de bien refléter les tendances calculées par le modèle pour partir sur des tendances opposées. Comme le montrent très bien les figures (7.3.b) et (7.4.b), alors que FOTO prédit un refroidissement notable à partir de cette date, le modèle montre un réchauffement assez marqué.

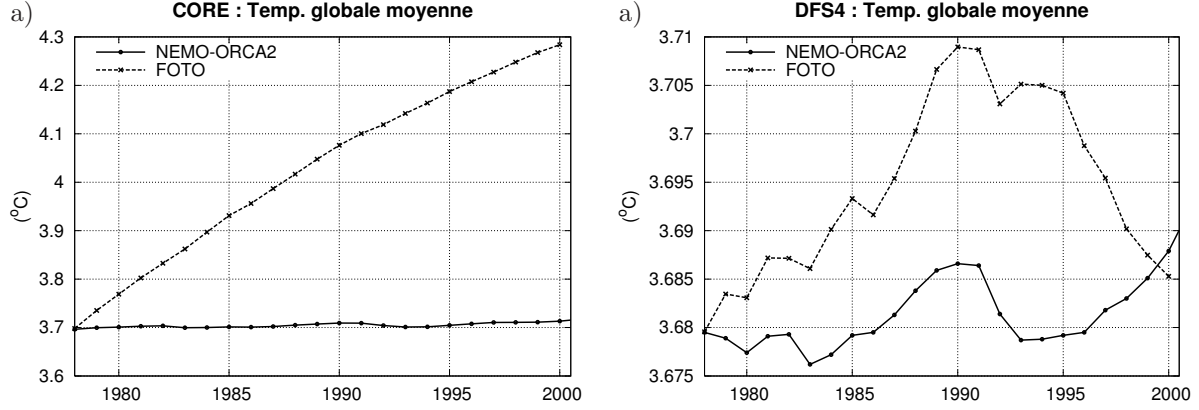


FIG. 7.4: Évolution de la température globale de l'océan, déduite du flux de chaleur net calculé par FOTO et de la moyenne du champ de température 3D calculé par NEMO, pour le forçage CORE (a) et DFS4 (b).

7.1.2 Flux d'eau douce

La seule composante du flux d'eau douce pouvant varier de la méthode FOTO au modèle NEMO est l'évaporation, puisqu'elle est la seule à dépendre de la SST. Comme le montre la figure (7.5), on retrouve, pour le flux de chaleur latent Q_{lat} (associé à cette évaporation), le même type de comportement que celui mentionné lors de l'étude de Q_{net} (7.1).

Tendances globales

Pour étudier les effets à long terme du bilan d'eau douce, on s'intéresse au niveau moyen de l'océan qui reflète directement l'intégrale du flux d'eau douce $P + R - E$ sur la surface totale de l'océan. L'unité du flux d'eau douce est le $\text{kg}/\text{m}^2/\text{s}$, puisque 1 kg est la masse d'un volume d'eau douce correspondant à une hauteur de 1 mm répartie sur 1 m^2 , on a $1 \text{ kg}/\text{m}^2/\text{s} \equiv 1 \text{ mm}/\text{s}$. Un déséquilibre annuel de flux d'eau douce de $\Delta(P + R - E)$ correspondra à une variation de l'océan de Δh (en m) :

$$\Delta h = 1000 \times \Delta(P + R - E) \Delta t \quad (7.3)$$

où Δt est le nombre de secondes comprises dans un an.

Sur le même principe que celui de la température globale fictive calculée avec FOTO, on peut à partir d'un niveau moyen de départ arbitraire h_0 , que l'on fera coïncider avec celui calculé par le modèle, déterminer une évolution fictive du niveau moyen de l'océan. L'année i , on aura, grâce à $\Delta(P + R - E)_i$ fournit par FOTO :

$$h_i = h_{i-1} + 1000 \times \Delta(P + R - E)_i \Delta t \quad (7.4)$$

Tout d'abord, il est intéressant de constater que la configuration FOTO-CORE, qui était en quelque sorte le "mauvais élève" du diagnostic de bilan thermique inter-annuel (fig. 7.4.a), mène à une faible dérive du niveau moyen, tandis que la configuration FOTO-DFS4 conduit à un abaissement inquiétant de la surface (fig. 7.6.b).

FOTO-CORE génère beaucoup plus d'évaporation que NEMO-CORE (fig. 7.5.a), il en résulte, que sur l'évolution du niveau moyen (fig. 7.6.a), FOTO prévoit une montée des eaux importante tandis que le modèle propose un abaissement du niveau moyen.

Pour le forçage DFS4 (fig. 7.6.b), en revanche, les 2 méthodes s'accordent pour un abaissement du niveau de l'océan. Seulement, le désaccord au niveau de la vitesse d'abaissement est impressionnant. FOTO-DFS4 conduit à une baisse du niveau de la mer de 1.8 m en 22 ans contre 28 cm pour NEMO-CORE, confirmant une fois de plus l'effet amortisseur/retardant du forçage *bulk*.

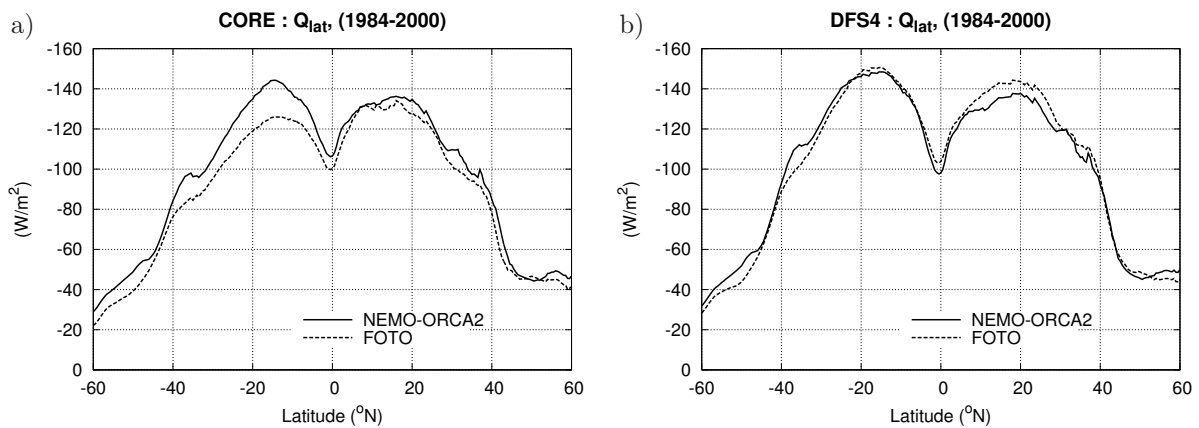


FIG. 7.5: Moyenne zonale du flux de chaleur latente moyen (1984-2000), calculé à partir de FOTO et de NEMO ORCA2 avec le forçage CORE (a) et DFS4 (b).

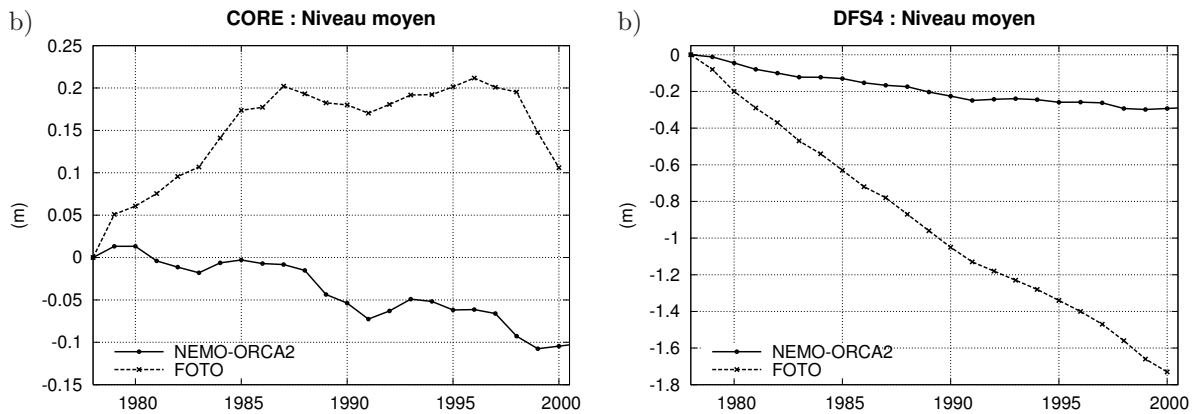


FIG. 7.6: Évolution du niveau moyen de l'océan, déduit du flux d'eau douce ($P + R - E$) calculé par FOTO et de la moyenne du champ de SSH 2D calculé par NEMO, pour le forçage CORE (a) et DFS4 (b).

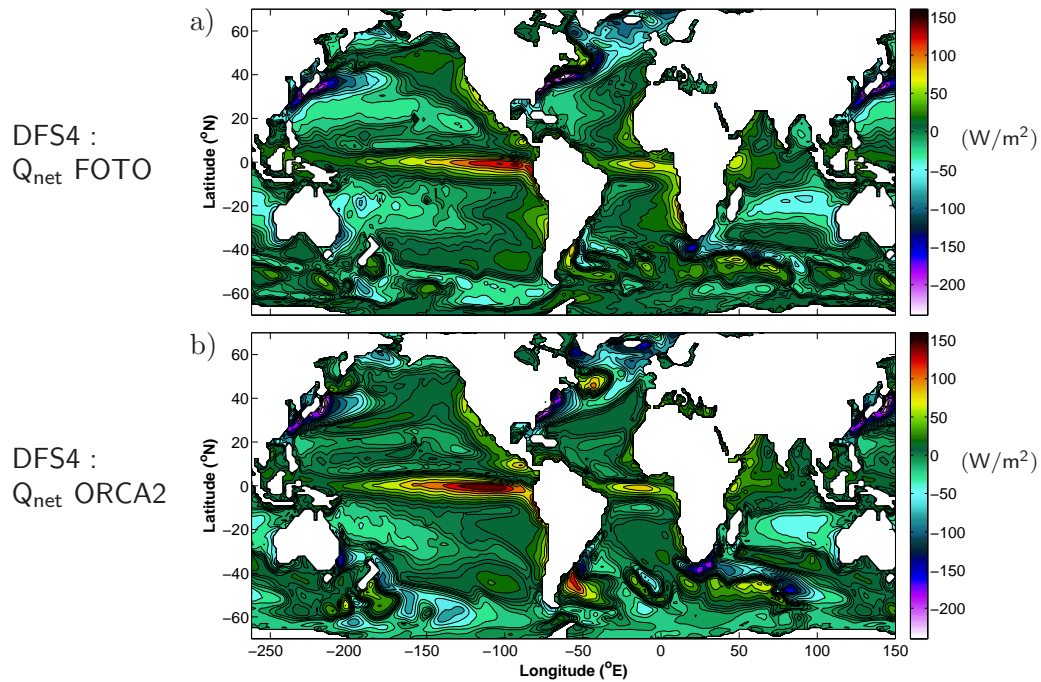


FIG. 7.7: Climatologies du flux de chaleur net moyen pour la période 1984-2000, calculées par FOTO (a) et ORCA2 (b) utilisant le DFS4.

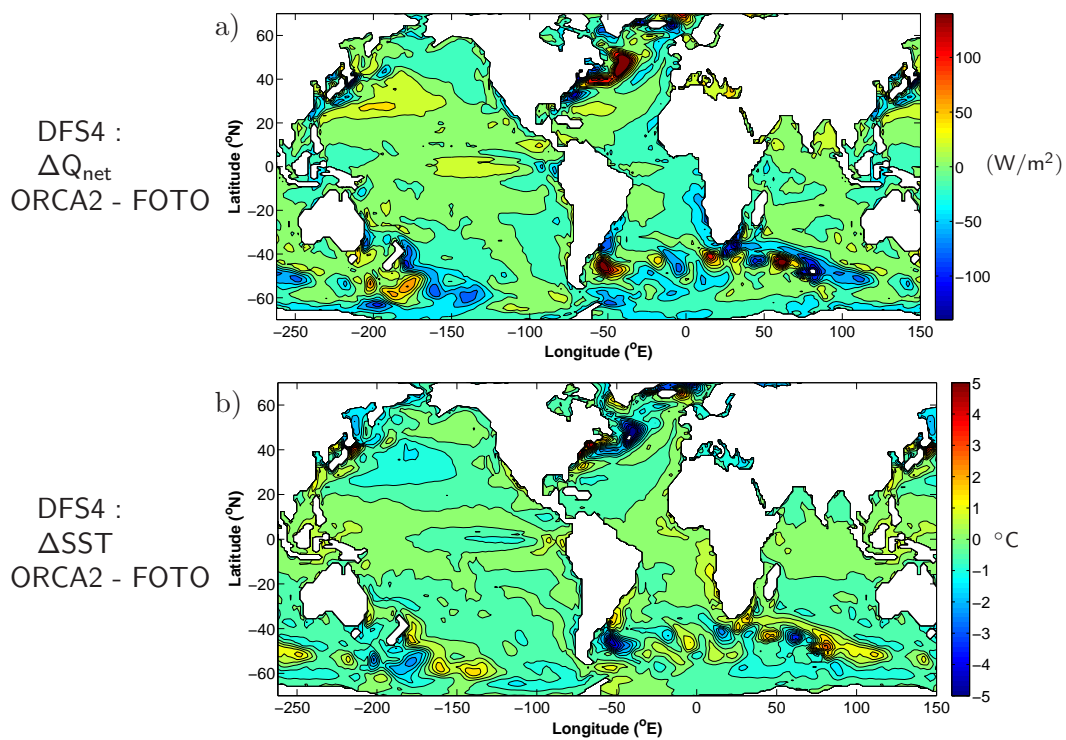


FIG. 7.8: Désaccord sur le flux net moyen (1984-2000) calculé par ORCA2 et FOTO (a), et différence entre la SST moyenne calculée par ORCA2 et la SST climatique moyenne utilisée par FOTO (b).

7.1.3 Conclusion sur l'utilité des validations à SST fixée

L'étude comparative que nous venons de conduire montre clairement que le comportement thermique et halin de l'océan est beaucoup trop conditionné par la SST pour pouvoir être déduit d'un diagnostic utilisant une SST observée. Le comportement du modèle peut en effet se révéler radicalement opposé à celui prévu par un diagnostic à SST fixée.

Le raisonnement suivant peut aider à mieux cerner l'importance capitale de la SST. Imaginons par exemple qu'une augmentation excessive du flux solaire soit effectuée lors d'une quelconque correction visant à modifier ou créer un FAt. Le flux de chaleur net calculé par FOTO subira intégralement cet excès, par exemple, un ajout de 10 W/m^2 de flux solaire sur une région donnée se répercutera inévitablement par un flux net augmenté de 10 W/m^2 . Sur le modèle, par contre, cet excès d'énergie aura tendance à augmenter la SST, ce qui provoquera une augmentation des pertes de chaleur induites par les 3 autres composantes du flux de chaleur (les pertes par évaporation, flux de chaleur sensible et flux infra-rouge), ce qui aura pour effet de limiter le réchauffement. Bien que cette approche *bulk* se rapproche de ce qui se passe dans la nature, la différence principale réside dans le fait que l'atmosphère est nullement influencée par les modifications de ces flux qui auraient eu tendance à la réchauffer et à l'humidifier, deux effets qui auraient limité l'effet rétroactif de l'approche *bulk* telle qu'elle s'exprime dans le modèle. Cela nous fait dire que les flux issus d'un modèle d'océan couplé à un modèle d'atmosphère (voire seulement de CLA) auraient des valeurs plus proches que ceux calculés par FOTO.

Nous ne préconisons pas le bannissement ce type de diagnostic pour autant puisqu'il fournit une information utile sur la capacité d'une fonction de forçage à mener à des bilans globaux équilibrés. Nous soulignons juste le fait que des résultats satisfaisants issus de ce type d'analyse ne sont en aucun cas une garantie sur le bon fonctionnement du modèle. Une bonne fonction de forçage doit, à notre sens, mener à de bons résultats avec chacune de ces deux méthodes. En effet, plus le modèle (forcé en *bulk*) rend une solution réaliste, plus sa SST l'est, et donc plus l'accord entre les deux outils sera bon. C'est ce que semblent montrer les résultats obtenus avec le DFS4, du moins au niveau thermique.

7.2 Modèle basse résolution contre modèle haute résolution

L'étude des flux air/mer calculés à l'aide d'un FAt et d'un champ de SST observée vient de révéler son inaptitude à renseigner de manière claire sur le comportement d'un modèle forcé par la méthode *bulk*. L'option restante, pour l'élaboration et la validation d'un FAt à moindre coût, est l'utilisation d'un modèle basse résolution comme ORCA2. Certes ce dernier consomme nettement plus de ressource numérique², mais s'avère considérablement moins demandeur que les configurations au demi et au quart de degré.

Nous allons donc nous intéresser à la capacité qu'a le modèle basse résolution à renseigner de manière claire sur le comportement du même modèle à des résolutions plus fines. Pour ce faire, nous comparerons certains résultats pertinents issus de la même simulation globale inter-annuelle de 47 ans, réalisée avec le modèle NEMO pour chacune des 3 configurations globales (ORCA2, ORCA05 et ORCA025). Ces trois simulations sont toutes forcées par la même fonction de forçage composée de la paramétrisation *bulk* de *Large et Yeager* (2004) et du FAt DFS3 (*Brodeau et al.*, 2007 ; chap. 8 ; tab. 7).

²une simulation ORCA2 de 50 ans consomme "5j × 4 CPUs" contre "30m × 1 CPU" pour FOTO

7.2.1 Mise en œuvre

Les solutions obtenues par notre modèle global ORCA2 sont comparées à celles provenant des modèles DRAKKAR globaux à 0.5° et 0.25° de résolution : ORCA05 et ORCA025.

En ce qui concerne le domaine de calcul, les configurations ORCA05 et ORCA025 ont pratiquement la même organisation spatiale que ORCA2, seule la résolution change :

ORCA2	:	182	×	149	points de grille répartis sur 31 niveaux
ORCA05	:	722	×	511	points de grille répartis sur 46 niveaux
ORCA025	:	1442	×	1021	points de grille répartis sur 46 niveaux

Concernant les détails de la paramétrisation de chacune de ces configurations haute résolution, le lecteur est invité à se reporter aux articles de *Biastoch et al. (2007)* pour ORCA05 et de *Barnier et al. (2006)* pour ORCA025. Un des points qui mérite tout de même d'être souligné, est que contrairement à NEMO-ORCA02 qui paramétrise l'ensemble des échelles de la turbulence, ORCA025 est un modèle dit *eddy-resolving*. Cela implique que la turbulence dont l'échelle est supérieure à celle de la maille est simulée tandis que la turbulence d'échelle inférieure est paramétrisée.

Les simulations globales inter-annuelles ont été réalisées, pour chaque modèle, sur la période allant de 1958 à 2004 grâce au forçage atmosphérique DFS3 défini au chapitre 8. Aucune période d'ajustement n'est réalisée, chaque modèle étant initialisé au 1^{er} janvier 1958 par un océan au repos avec comme condition initiale une température et une salinité observée (*Levitus et al., 1998*). Les diagnostics moyens sont effectués sur la période 1984-2004 pour les mêmes raisons que celles énoncées en section 7.1.

7.2.2 Les simulations DFS3/G70

Bilan thermique

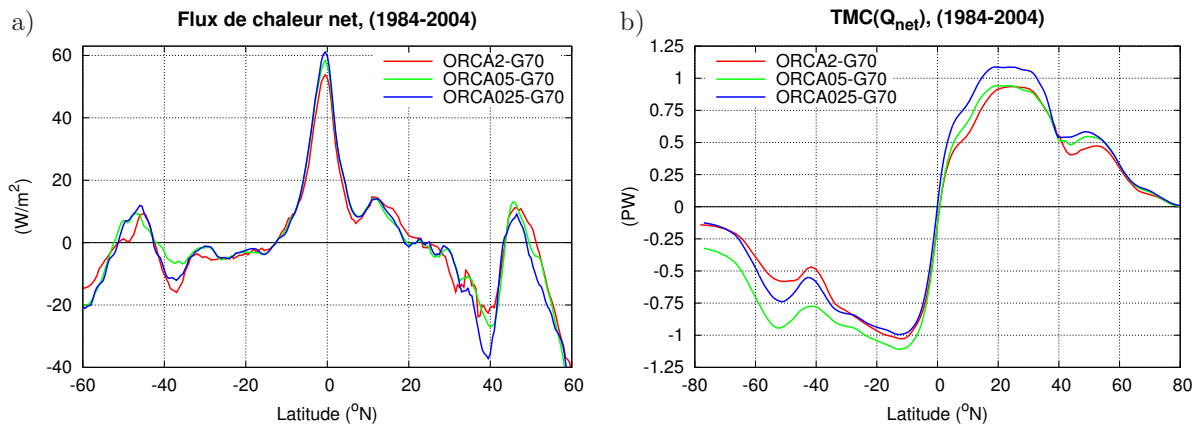


FIG. 7.9: Moyenne zonale du flux de chaleur net moyen (1984-2004) (a), et transport méridien de chaleur associé (b).

On constate, à l'aide de la figure (7.9.a), que les 3 modèles s'accordent bien sur la représentation zonale du flux de chaleur net, mis à part à l'équateur et dans une fine bande située aux alentours de 40° des deux hémisphères. Ces désaccords sont principalement liés aux effets induits par les différentes résolutions (ainsi que la paramétrisation de la turbulence et la bathymétrie) sur la représentation des grandes structures dynamiques de surface, tels les courants de bord ouest,

les *upwellings* équatoriaux et les grands tourbillons des latitude moyennes de l'hémisphère sud (bassin Argentin, plateau des Aiguilles, ...). Ainsi, le "pic" de perte de chaleur observé à 40°N est probablement la signature du *Gulf Stream*, il est beaucoup plus marqué par ORCA025 qui en fournit une représentation spatiale plus exacte. L'étude du transport méridien de chaleur associé au flux net de surface (fig. 7.9.b) permet de souligner d'avantage les différences de comportements entre les modèles. Le transport de chaleur vers l'équateur induit par ORCA2 et ORCA05 est assez comparable dans l'hémisphère nord, celui induit par ORCA025 est sensiblement plus important. Dans l'hémisphère sud, en revanche, ORCA2 et ORCA025 s'entendent assez bien et génèrent un transport plus important que ORCA05.

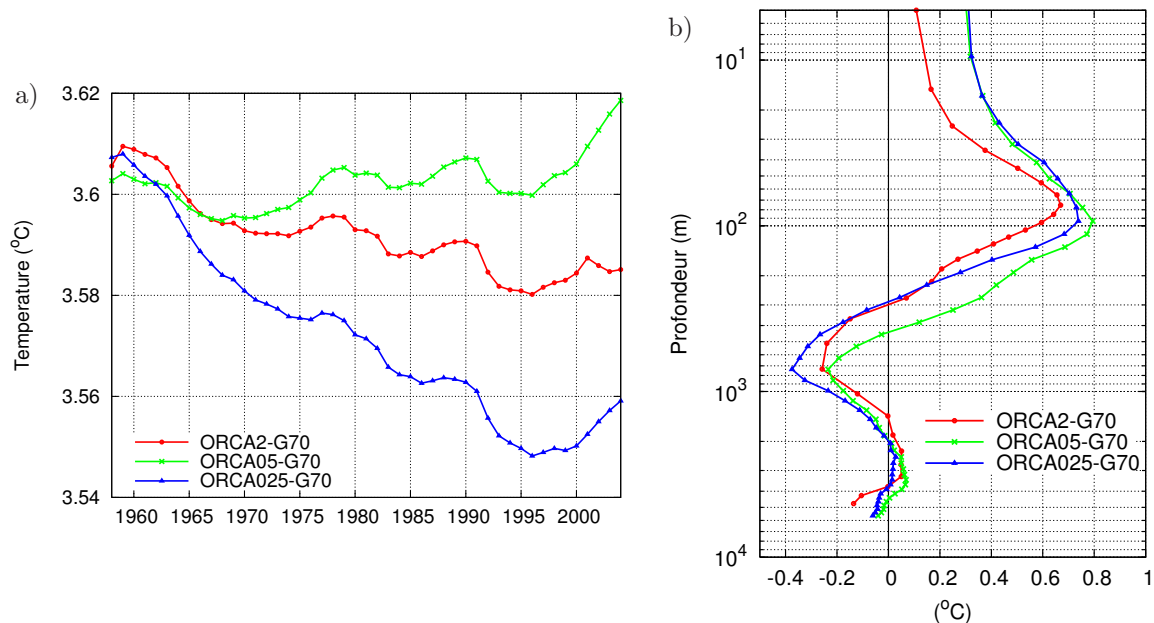


FIG. 7.10: Évolution de la température moyenne globale (a) et dérive moyenne (dernière année de simulation - condition initiale) de la température en fonction de la profondeur (b).

Si l'on se concentre maintenant sur l'évolution du contenu thermique global de l'océan au cours des 47 années de simulation (fig. 7.10.a), on note que l'accord sur la variabilité inter-annuelle est excellent mais que les tendances peuvent être radicalement opposées d'une résolution à l'autre. ORCA2 et ORCA025, par exemple, s'accordent tous les deux pour un refroidissement global (nettement plus marqué par ORCA025). Il est donc curieux de constater que la résolution intermédiaire simule un réchauffement global de l'océan. Grâce à l'étude de la figure (7.10.b), il est possible de quantifier la dérive de température moyenne de l'océan durant les 47 ans en fonction de la profondeur. On s'aperçoit ainsi, qu'à la surface de l'océan (200 premiers mètres), les 2 modèles à haute résolution proposent un même réchauffement de l'ordre ($\sim +0.5^{\circ}\text{C}$) tandis que ORCA2 tend à le minimiser de moitié. Les 3 modèles s'accordent cependant pour localiser le réchauffement maximal à 100m. La couche située entre 200 et 1000m est une région de transition le long de laquelle nos 3 modèles passent d'une eau en moyenne trop réchauffée à une eau trop refroidie. C'est aussi la région qui permet d'expliquer la tendance au réchauffement global de ORCA05 (fig. 7.10.a), puisque celui-ci réchauffe l'océan beaucoup plus que les 2 autres modèles entre 200 et 700m et le refroidit moins entre 700 et 1000m. Sur cette même région ORCA2 et ORCA025 prévoit une dérive assez semblable qui est cependant plus marquée par ORCA025, expliquant la plus grande dérive globale observée sur la figure (7.10.a). L'origine du refroidissement au niveau de la thermocline principale est lié à la réponse au vent et sera

commenté dans le chapitre 8.

Bilan halin

La formulation de surface libre utilisée par NEMO permet de conserver exactement la masse de sel comprise dans l'océan, toute modification du niveau moyen de l'océan se traduit donc par une modification équivalente en salinité. Ainsi, un déséquilibre positif du flux d'eau douce conduira à une augmentation du niveau moyen qui entraînera lui même une baisse de la salinité globale de l'océan. Un rappel en sel en surface (et un rappel local dans le golfe de Cadix pour contrôler la salinité des eaux méditerranéennes) est appliqué à ces modèles. Ce rappel agit comme une source de sel et "brise" la conservation exacte du sel dans le modèle.

Sur l'évolution du niveau moyen de l'océan, il est, là encore, curieux de constater que ORCA05 se démarque largement des modèles basse et haute résolution (fig. 7.11.a). Les 3 modèles s'accordent pour un excès d'apport d'eau douce, largement amplifié par ORCA05 qui prévoit une augmentation de 120 cm du niveau moyen contre environ 30 cm pour les 2 autres modèles. Si l'on s'intéresse à ce que cela implique en terme de désalinisation selon la profondeur (fig. 7.11.b), on est surpris de constater que ORCA025 se différencie radicalement des deux autres modèles. On observe en effet une importante salinisation de la couche située entre 20 et 60 m alors que ORCA2 et ORCA05 ont tendance à adoucir cette même couche. Notons que la faible dérive de salinité observées sur les premiers mètres de l'océan n'est que le résultat du rappel en sel. Entre 1000 et 2000 m, la basse et la très haute résolution mènent à une salinisation tandis que ORCA05 provoque une désalinisation. La désalinisation globale que subit ORCA05, principalement liée à l'augmentation marquée du niveau moyen (fig. 7.11.a), semble ainsi se concentrer dans la couche située entre 400 et 2000 m.

Au vue de ces tendances assez contradictoires, il paraît clair que le comportement halin d'un modèle donné est difficilement déductible du même modèle à une résolution différente.

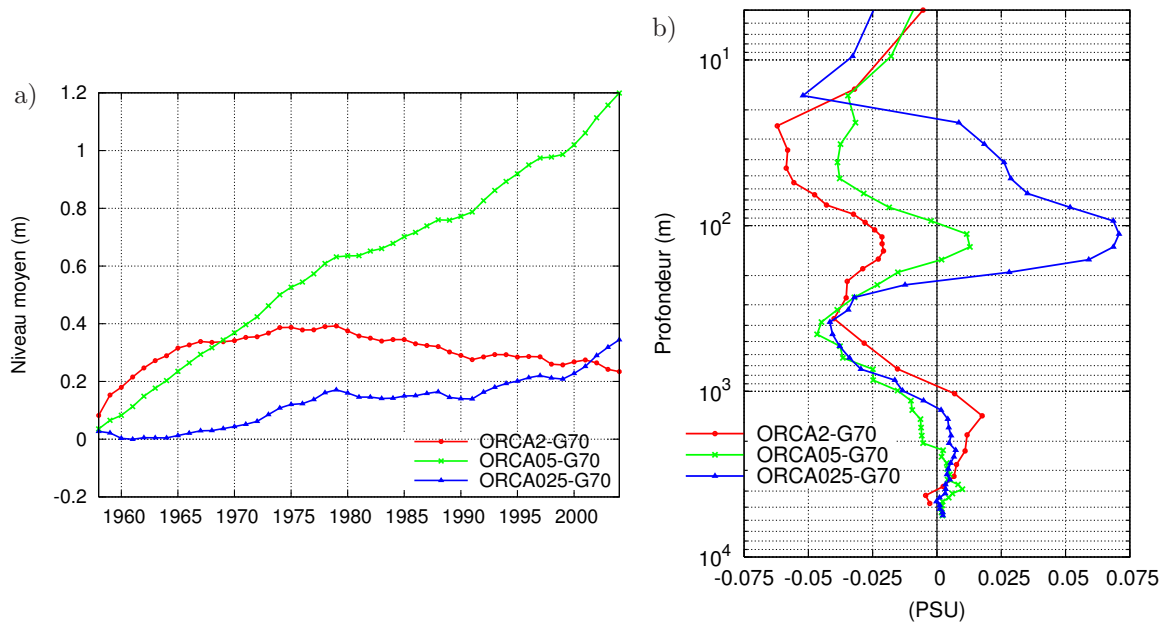


FIG. 7.11: Évolution du niveau moyen de l'océan (a) et dérive globale moyenne (dernière année de simulation - condition initiale) de la salinité en fonction de la profondeur (b).

Diagnostiques divers

On s'intéresse maintenant à divers diagnostics sensés en quelque sorte témoigner du bon "fonctionnement" de l'océan simulé.

AMOC :

La figure (7.12) présente l'évolution annuelle du maximum de l'intensité de la cellule méridienne de retournement de l'océan Atlantique (désormais AMOC³).

On constate tout d'abord que cette intensité est intimement liée à la résolution utilisée, on gagne ainsi en moyenne plus de 1 Sv en passant d'une résolution de 2° à 0.5° et plus de 1/2 Sv en augmentant la résolution de 0.5° à 0.25°. Au niveau de la tendance "basse fréquence", on observe un comportement commun aux 3 résolutions, cette tendance suggère en effet une AMOC relativement faible entre 1965 et 1980, suivie d'un accroissement rapide vers un maximum en 1994, pour finir par une décroissance ramenant nos 3 modèles vers des valeurs assez comparables au début des années 2000, situées entre 15 et 16 Sv. Concernant la variabilité inter-annuelle, il est difficile de vraiment trouver un comportement comparable d'une année sur l'autre. Ainsi certains évènements sont bien marqués par chaque modèle, comme par exemple le pic de 1993-1994 ou la baisse de 1997. D'autres périodes, comme 1982-1987 sont complètement décorrélées d'un modèle à l'autre. Certains accidents semblent être amplifiés par une résolution particulière, comme par exemple la baisse très importante prédite par ORCA05 en 1978. Notons que nous avons pris soin de comparer des périodes postérieures à 1970, qui est, à notre sens, l'année marquant le commencement d'un comportement plus stable.

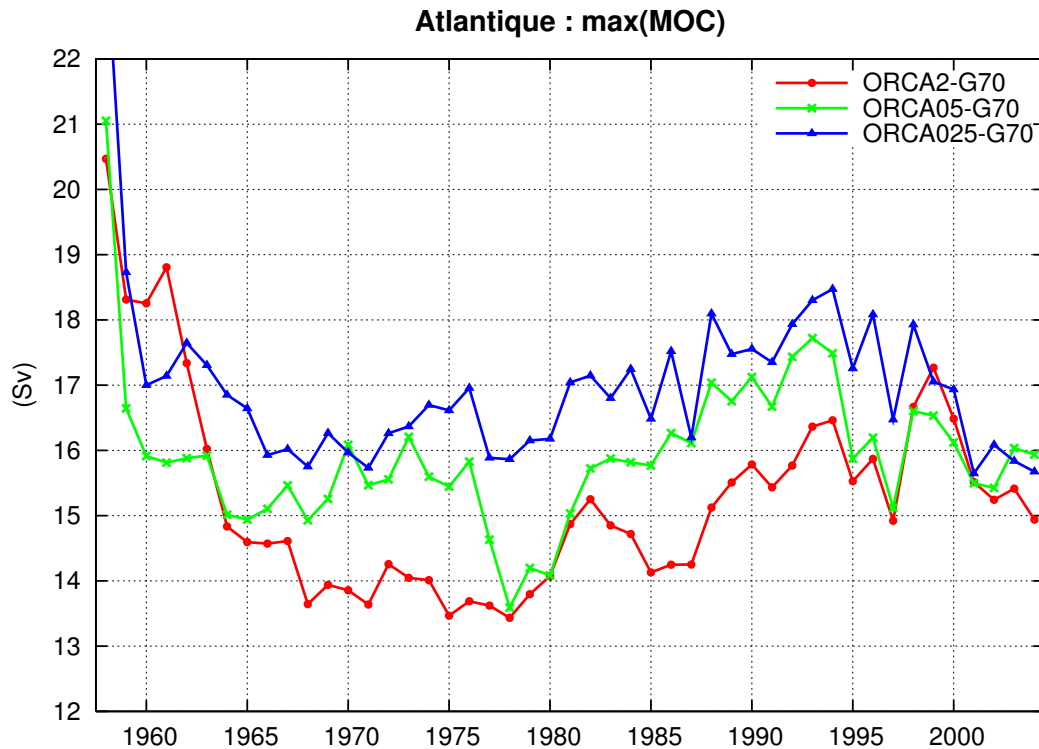


FIG. 7.12: Évolution du maximum de l'intensité annuelle moyenne de la circulation méridienne de retournement de l'océan l'Atlantique (AMOC).

³Atlantic Meridional Overturning Circulation

Transports de Masse :

Nous avons choisi de montrer les transports de masse à travers deux sections d'intérêt : la première sert à quantifier le débit de l'ACC⁴ au passage de Drake (entre l'Amérique du sud et l'Antarctique) et la seconde celui du courant de Floride qui est la "naissance" du *Gulf Stream* entre Cuba et la Floride.

La figure (7.13) illustre deux types de comportements opposés, puisque l'on constate que le débit de l'ACC diminue avec l'augmentation de la résolution et que celui du *Gulf Stream* augmente avec cette même résolution. Le premier peut être attribué au phénomène de *form drag*, qui est un effet de "frein" sur le courant lié à la génération de tourbillons par la topographie de fond, et qui ne peut pas être représenté par les faibles résolutions, du fait de leur bathymétrie grossière et de leur incapacité à générer des tourbillons. Le deuxième type de comportement est partiellement imputable à l'augmentation de l'AMOC avec la résolution. Le *Gulf Stream* étant la "branche" de retour de l'AMOC, une AMOC plus intense en moyenne conduira vers un *Gulf Stream* plus fort. Notons également que les basses résolutions ont tendance à produire des transports plus faibles dans les passages étroits du fait de la pixélisation grossière de la bathymétrie.

La variabilité inter-annuelle du transport de l'ACC est assez comparable entre les 3 modèles, à la différence près que la diminution de résolution a un effet fortement amortissant sur les variations d'intensité. La corrélation entre les 3 simulations est beaucoup moins évidente pour ce qui est du débit du *Gulf Stream*.

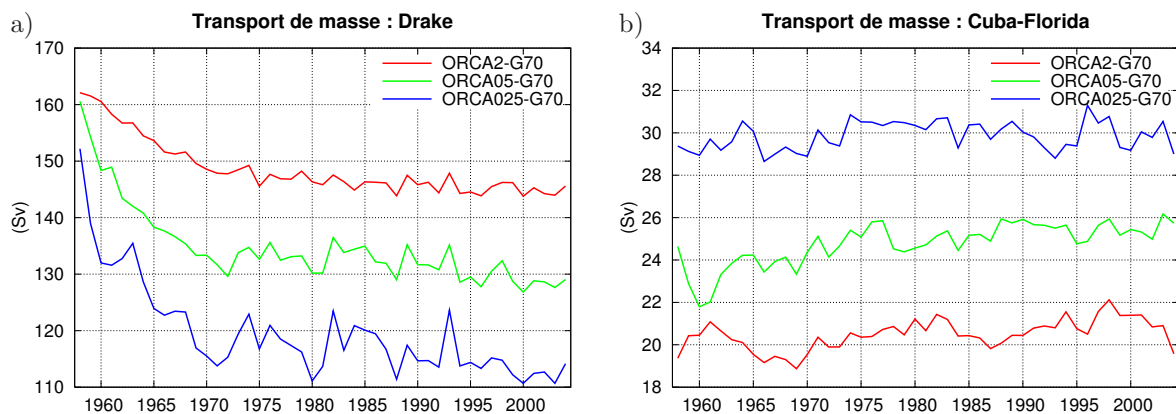


FIG. 7.13: Évolution du transport de masse (débit) moyen de l'ACC calculé au passage de Drake et du courant de Floride (branche du *Gulf Stream*) calculé au détroit de Floride.

Sous-courant équatorial :

On s'intéresse ici à comparer les profils verticaux de la composante zonale du vecteur courant moyen à l'équateur dans le pacifique. Ainsi, pour 4 longitudes couvrant le Pacifique équatorial d'ouest en est, les résultats du modèles sont comparés aux données *in-situ* collectées durant la même période (1992-2001) par les bouées TAO⁵, (fig. 7.14).

Quelle que soit la longitude, on constate que ORCA2 sous-estime le transport de masse vers l'est associé à la recirculation du sous-courant équatorial (SCE) et que par la même occasion, il surestime le transport de surface vers l'ouest dans l'est du Pacifique (140°O et 140°E). L'utilisation de la haute résolution améliore particulièrement bien la représentation du SCE, les profils issus du modèle au demi degré sont pratiquement identiques à ceux obtenus avec le quart de degré. Si les 3 modèles semblent montrer la même faiblesse à capturer la répartition verticale

⁴Antarctic Circumpolar Current

⁵Tropical Atmosphere Ocean project : <http://www.pmel.noaa.gov/tao/>

du transport dans le Pacifique ouest (156°E), on observe en revanche, que dans le milieu du Pacifique, les 2 modèles à haute résolution se distinguent nettement par la qualité de l'estimation de l'EUC qu'ils fournissent. En allant plus vers l'est, les 3 modèles s'accordent aussi sur une sous-estimation anormale du transport entre 150 et 250 m.

D'une manière générale on peut conclure que ORCA2 est capable de renseigner sur l'allure du SCE que l'on peut attendre avec les modèles à plus haute résolution, tout en sous-estimant son intensité de l'ordre de 20 cm/s.

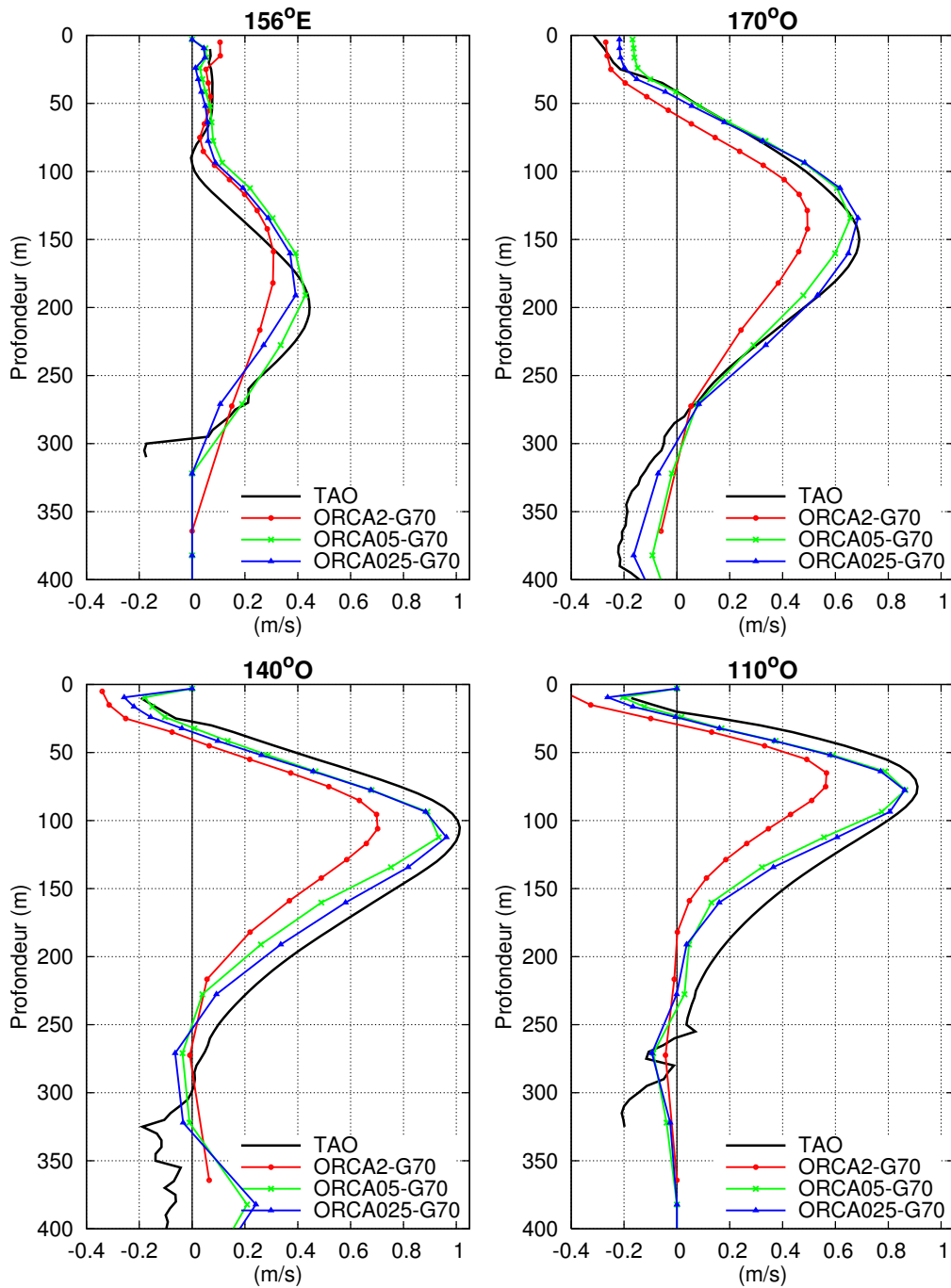


FIG. 7.14: Profils verticaux du sous-courant équatorial comparés aux données *in-situ* TAO, pour différentes longitudes, moyennes 1992-2001.

Tendances du modèle de glace :

Dans cette section, on s'intéresse à comparer la couverture et le volume total de glace calculés par nos modèles en mars (supposés être au maximum) et en septembre (minimum) sur l'Arctique (fig. 7.15). Les résultats de couverture de glace sont comparés aux estimations issues de mesures satellitaires (SSM/I) (fig. 7.15.a). La couverture de glace hivernale est sous-estimée par ORCA2 et ORCA05 et est très bien représentée par ORCA025. Par ailleurs, la fonte estivale est surestimée avec ORCA2, les 2 modèles à haute résolution ne fondent en revanche pas assez de banquise durant l'été. Pour ce qui est de la couverture de glace, l'accord en variabilité inter-annuelle est acceptable, on note cependant que les variations de surface de glace prédites par ORCA2 sont souvent mieux corrélées à celles de ORCA025 que celles de ORCA05. On constate aussi que l'amplitude des variations inter-annuelles de fonte estivale est beaucoup plus marquée par ORCA2 et ORCA025 que par la résolution intermédiaire.

L'accord sur la variabilité inter-annuelle du volume total de la banquise entre les différentes résolutions est excellente. Ce volume, semble, quelque soit la saison, être complètement influencé par la résolution puisque plus celle-ci augmente plus on a de masse de glace en Arctique. Contrairement à la surface de glace qui peut être mesurée par les satellites, il est pratiquement impossible de disposer d'estimations fiables du volume total de glace. Il est donc difficile de donner raison à un modèle plus qu'à un autre d'autant plus qu'ils semblent, avec les années, converger vers des estimations beaucoup plus rapprochées. On constate aussi que ORCA2 met plus de temps à "rejoindre" le comportement des 2 modèles à haute résolution lors des premières années de simulation.

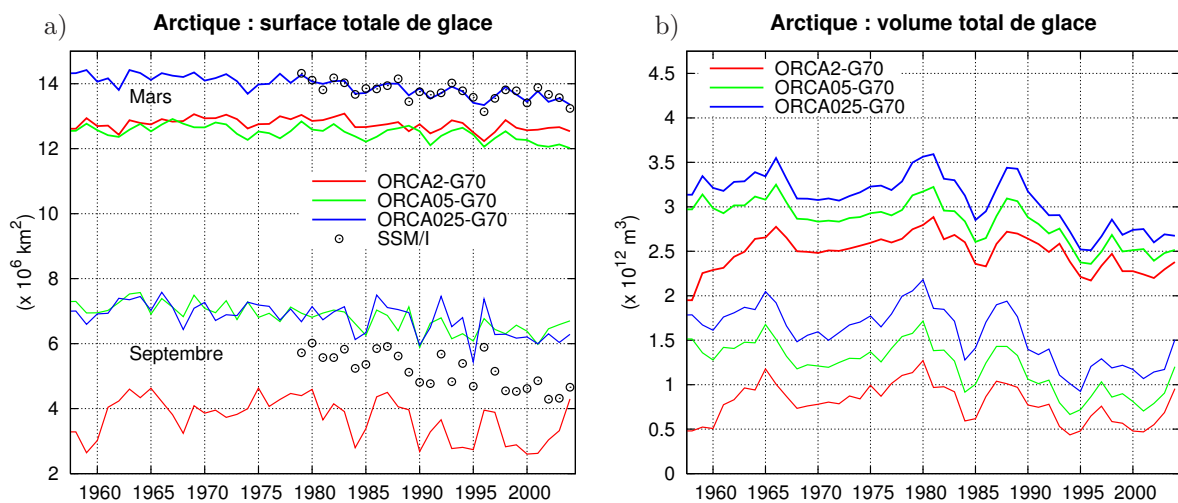


FIG. 7.15: Évolution de la surface (a) et du volume (b) totaux de la banquise en Arctique, pour les mois de septembre et mars. Comparaison aux estimés satellitaires SSM/I.

7.2.3 Conclusions sur l'utilité d'ORCA2

Les diagnostics que nous venons d'étudier semblent démontrer que les modèles à haute résolution réagissent de manière analogue au modèle à 2° seulement de façon partielle. Certaines caractéristiques de l'écoulement océaniques peuvent varier en intensité et parfois en structure selon la configuration utilisée (MOC, transports, SCE, couverture de glace, ...), mais leur évolution dans le temps est en général fortement comparable.

L'accord "inter-résolution" des modèles au niveau du comportement halin semble être une des principales difficultés.

Un fait intéressant est que le le modèle au demi degré ne se montre pratiquement pas plus utile à prédire le comportement de celui au quart de degré que le modèle basse résolution ORCA2.

ORCA2 ne pourra cependant pas nous permettre de totalement prédire le comportement de ORCA025 à un nouveau FAt, mais nous donnera cependant des informations précieuses.

Notons que la stratégie de répéter toutes les expériences ORCA025 avec ORCA2 et ORCA05 nous permettra, dans l'avenir, de mieux cerner les sensibilités liées à la résolution, et ainsi de perfectionner notre méthode de définition des flux basés sur ORCA2.

Chapitre 8

De CORE au DFS4

L'article qui compose intégralement ce chapitre concentre le plus gros du travail effectué au cours de ma dernière année de thèse et en présente les résultats les plus pertinents.

8.1 Résumé

Ce papier présente de nouveaux jeux de données, composés de variables d'état atmosphérique de surface et de flux, destinés au forçage inter-annuel des modèles globaux "océan/glace de mer" DRAKKAR (*The DRAKKAR Group*, 2007). L'utilisation de ces jeux de données atmosphériques, DFS3 et DFS4, est préconisée pour l'estimation des flux de surface servant à fournir les conditions limites de surface du modèle, et ce, afin de réaliser des réanalyses océaniques et autres *hindcasts* des 50 dernières années. Ces forçages atmosphériques peuvent être qualifiés d'adaptations évolutives du forçage CORE, développé par *Large et Yeager* (2004), et y incorporent les variables d'état atmosphériques de surface provenant de ERA-40.

Dans un premier temps, les variables atmosphériques de CORE et ERA-40, nécessaires à l'estimation des flux air-mer turbulents, sont comparées. Cette comparaison semble indiquer que les variables de surface de ERA-40, telles que le vent à 10 m, l'humidité de l'air et sa température, répondent pleinement à nos attentes et représentent une alternative potentielle et viable aux variables issues de NCEP incluses dans le forçage CORE. Parallèlement à cela, on montre que les données originales de radiation et de précipitation incluses dans CORE se révèlent être beaucoup plus fiables que les données issues de réanalyses. Par la suite, les variables ERA-40 sélectionnées sont corrigées afin de traiter certaines discontinuités temporelles et rendre leur valeurs plus en accord avec des données récentes de haute qualité. Pour que la SST calculée par notre modèle soit plus proche des valeurs observées, une correction du terme de flux solaire incident est appliquée.

Afin de quantifier l'impact de chaque modification apportée lors de l'élaboration de nos forçages atmosphériques, et plutôt que de nous baser sur les traditionnels diagnostics de flux utilisant une SST observée, des simulations inter-annuelles de 47 ans sont effectuées à l'aide du modèle basse résolution DRAKKAR (2° par 2°). Les résultats de ces simulations révèlent que de nombreuses propriétés dynamiques et thermiques de l'océan sont sensiblement modifiées par l'utilisation des variables d'état atmosphérique de surface de ERA-40 dans la fonction de forçage, ce qui semble indiquer que les nouveaux jeux de données ainsi créés peuvent pleinement jouer un rôle d'alternative au forçage CORE pour effectuer des *hindcasts* et diverses expériences de sensibilité sur une période allant de 1958 à 2004.

An ERA40 based atmospheric forcing for global ocean circulation models

Laurent Brodeau ^{a,*} Bernard Barnier ^a Thierry Penduff ^a
Anne-Marie Treguier ^b Sergei Gulev ^c

^a*LEGI, Grenoble, France*

^b*LPO, Brest, France*

^c*SIO, Moscow, Russia*

Abstract

The paper presents new sets of atmospheric surface variables and fluxes designed to drive the DRAKKAR hierarchy of global ocean/sea-ice general circulation models [*The DRAKKAR Group*, 2007]. Named DFS3 and DFS4, these datasets can be used as surface boundary condition to carry out ocean reanalyses and hindcasts of the last five decades. The starting point is the CORE dataset developed by *Large and Yeager* [2004], which is modified by the implementation of surface atmospheric state variables derived from ERA40. First, a detailed comparison of surface atmospheric variables needed to estimate turbulent air-sea fluxes is carried out for CORE and ERA40. Surface winds, humidity and temperature of ERA40 are found to be a potential alternative to the NCEP-based variables included into the CORE dataset. On the other hand, the ISCCP-FD radiation product [*Zhang et al.*, 2004] and the precipitation data used in CORE are kept, as they represent a real improvement compared to reanalysis products. Corrections are performed on the selected ERA40 input fields to correct temporal discontinuities and yield better agreement with some recent high quality data. Correction of the downwelling shortwave radiation component of the ISCCP-FD product is also performed to obtain a more realistic SST representation in the ocean model.

To evaluate the impact of every change applied to the forcing on the model solution, 47 year long sensitivity experiments with a coarse resolution (2° by 2°) model are preferred to the usual flux calculation from a prescribed SST. Results show that several key features of the ocean circulation are significantly changed while driving the model with ERA40 surface atmospheric state fields, indicating that these new datasets can serve as alternatives to CORE for hindcasts and sensitivity studies over the period 1958 to 2004.

Key words: interannual, forcing dataset, air-sea fluxes, CORE, ERA40, humidity, temperature, wind, precipitation

1 Introduction

Simulating the evolution of the global ocean over the last few decades using Ocean General Circulation models (OGCMs) has been made possible since globally gridded interannual weather reanalysis products have become available. Atmospheric fields from these reanalyses are used to derive fluxes to be applied as surface boundary conditions for OGCMs. One of the first major long-term reanalysis products used to drive global ocean models was the NCEP/NCAR reanalysis [Kalnay *et al.*, 1996] (hereafter referred to as NCEP), extending from 1958 to present time. It was followed, a few years later, by ERA40 [Uppala *et al.*, 2005], the weather reanalysis from the European Center for Medium-Range Weather Forecasts (ECMWF), which stands today as one of the most up to date, long-term atmospheric product and an alternative to NCEP. Data from ERA40 cover a period beginning in September 1957 and ending in August 2002.

More recently, Large and Yeager [2004], hereafter referred to as LY04, introduced a new dataset for the so-called “Common Ocean Reference Experiments” (CORE), providing the ocean modeling community with a complete long-term ocean forcing dataset, especially intended to drive interannual OGCM intercomparisons. This dataset is based on NCEP and implements recent reconstructed flux products as a replacement for traditionally weak components of reanalyses, such as radiation and precipitation. The authors applied corrections on these original fields in order to reach a better agreement with third party high quality data and to ensure near-zero global imbalance of heat and freshwater fluxes estimated from a prescribed SST. This dataset has been extensively tested by the DRAKKAR community on different model configurations [The DRAKKAR Group, 2007]. Numerical solutions from models forced with CORE did not yield significant improvements with regards to results from previous simulations using simpler monthly datasets. One of its major drawbacks is a significant weakening of the Atlantic meridional overturning circulation due to an insufficient production of dense waters at high latitudes. Moreover, the community needs an alternative reference forcing configuration, complementary to CORE and not necessarily in competition. In the context of continuously improving DRAKKAR hindcasts, our plan was to develop and test a hierarchy of atmospheric datasets following the pattern of CORE and based on ERA40 rather than NCEP.

Calibration and validation of a given forcing dataset are generally performed using an observed SST field to mimic the contribution of the ocean on the surface fluxes. However, by choosing the bulk forcing approach, the modeled ocean is given an extra degree of freedom, as the SST, which is influenced by the fluxes, also influences these fluxes in return. This retroactive aspect of the bulk forcing is responsible for driving the prognostic fluxes of the model far from fluxes inferred from the observed SST. In order to take account of the response of the ocean to the different

* Corresponding author

Email address: laurent.brodeau@hmg.inpg.fr (Laurent Brodeau).

dataset tested, we thus favored here the use of a coarse resolution OGCM.

The objectives of this paper are:

- to assess the overall quality of interannual input atmospheric fields currently available to drive OGCMs, with a focus on CORE and ERA40
- to highlight flaws and discrepancies between data from CORE and ERA40
- to propose corrections to ERA40 surface atmospheric state variables
- to introduce two new forcing datasets, DFS3 and DFS4, respectively based on uncorrected and corrected surface atmospheric state variables of ERA40
- to compare and analyze the response of a coarse-resolution OGCMs to the CORE, DFS3 and DFS4 forcing datasets

In section 2, we review the bulk method used to force our OGCM and we detail the characteristics of input variable fields involved in estimating surface fluxes. Section 3 focuses on the origin and the specificity of input surface atmospheric state variables of both CORE and ERA40. Comparison of these variables is performed. Section 4 considers input fluxes, i.e. radiation and precipitation, and discusses discrepancies found between CORE and ERA40. In section 5, the approach used to develop the DFS3 and DFS4 forcing datasets, both based on ERA40, is detailed. Although corrections were guided by model runs, we define corrections first, and their impact on model solutions are analyzed in section 7. Section 6 presents the OGCM used as well as the different forcing functions tested. Results of global interannual simulations are discussed, compared and analyzed in section 7. Section 8 closes the paper by summarizing and drawing conclusion on the main features that characterize the CORE, DFS3 and DFS4 datasets, with a focus on their impact on the ocean.

2 Forcing formulation and input variables

An OGCM is forced through surface boundary conditions at the air-sea interface for the three main equations of conservation: salt, momentum and heat. Therefore it relies on the net freshwater flux F as a boundary condition for the salinity equation. The wind stress at the surface $\vec{\tau}$ serves as a boundary condition for the momentum equation whereas the net heat flux Q_{net} is used to close the heat equation and is the sum of radiative and turbulent contributions. The radiative component is the sum of the longwave and shortwave radiation (Q_{sw} and Q_{lw}) while the turbulent component includes the latent and sensible heat fluxes (Q_{lat} and Q_{sens}):

$$Q_{net} = Q_{sw} + Q_{lw} + Q_{lat} + Q_{sens} \quad (1)$$

2.1 Input atmospheric fields required to drive the ocean circulation

Based on the pattern of the LY04 dataset, Table (2.1) summarizes the main characteristics of input fields required to force the ocean model. Input variables are separated into three distinct groups.

Surface atmospheric state variables, hereafter referred to as *SAS* variables, include the surface wind vector \vec{U}_{10} , surface temperature θ_{air} and surface specific humidity q_{air} . They are required, along with prognostic sea-surface properties, to estimate the three turbulent fluxes of interest: momentum, sensible heat and latent heat fluxes. Classical bulk formulae are used to estimate these fluxes:

$$\begin{aligned}
 \vec{\tau} &= \rho_a C_D \|\vec{U}_{10} - \vec{u}_0\| (\vec{U}_{10} - \vec{u}_0) \\
 Q_{sen} &= \rho_a C_p C_H \|\vec{U}_{10} - \vec{u}_0\| (\theta_{air} - SST) \\
 E &= -\rho_a C_E \|\vec{U}_{10} - \vec{u}_0\| (q_{air} - q_{sat}(SST)) \\
 Q_{lat} &= -L_{vap} E
 \end{aligned} \tag{2}$$

Where \vec{u}_0 is the sea surface current, SST is the bulk sea surface temperature, ρ_a is the density of air and $q_{sat}(SST)$ is the air specific humidity at saturation for a temperature equal to the SST. L_{vap} is the latent heat of evaporation, relating evaporation E with the latent heat flux. C_D , C_H and C_E are transfer coefficients. They depend on the surface atmospheric stability which is determined from SST and SAS variables.

Downwelling radiation, gathers the shortwave and the longwave components available at the sea level, respectively rad_{sw} and rad_{lw} . The sea surface albedo and the upward longwave contribution emitted by the sea itself are taken into account to estimate the actual radiation absorbed by the ocean:

$$Q_{sw} = (1 - \alpha_S) rad_{sw} \tag{3}$$

$$Q_{lw} = (1 - \alpha_L) rad_{lw} - \varepsilon \sigma SST^4 \simeq rad_{lw} - \sigma SST^4 \tag{4}$$

α_S is the shortwave albedo of the sea surface and σ the Stephan-Boltzmann constant. As an approximation, the contribution of the infrared albedo (α_L) on the downwelling term of the shortwave equation is implicitly supposed to be compensated by the surface emissivity (ε) contribution on the upward term, so none of these are actually taken into account. This latter approximation is justified when using bulk surface temperature (SST) rather than skin surface temperature.

Freshwater input, the third and last group, includes precipitation and continental runoff, as P and R . The sum of total precipitation and runoff minus evaporation is directly applied to alter sea surface level, which indirectly affects surface salinity:

$$F = P + R - E \tag{5}$$

Our model includes a weak surface salinity restoring which implies a virtual positive freshwater input when salinity is decreased and vice versa.

Input field	Notation	frequency	Influence
Air temperature at 10 m or 2 m	θ_{air}	6H	$Q_{net}, \vec{\tau}, F$
Air spec. hum. at 10 m or 2 m	q_{air}	6H	$Q_{net}, \vec{\tau}, F$
Wind vector at 10 m	\vec{U}_{10}	6H	$Q_{net}, \vec{\tau}, F$
Downwelling shortwave rad.	rad_{sw}	24H	Q_{net}
Downwelling longwave rad.	rad_{lw}	24H	Q_{net}
Net precipitation	P	month	F
Runoff	R	month	F

Table 1

Input fields required to estimate the three major surface flux boundary conditions of the OGCM.

3 Surface atmospheric state variables of CORE and ERA40

Data assimilation systems of NCEP and ERA40 reanalyses have shared a wide range of available data from operational climate-system monitoring services. Sources of disagreement between reanalyses are mostly due to differences between the forecasts of their models and data assimilation systems. These disagreements are also expected to be more marked over poorly-sampled regions such as the Arctic and southern oceans.

The origin of observed data used in these reanalyses, which are aimed at reconstructing the weather of the last 50 years, has been continuously evolving. From ships, aircraft, radiosondes, buoys, and satellites, every new source of data has contributed to the improvement of these reanalyses but when introduced have sometimes led to time discontinuities due to the correction or introduction of biases, or also due to some problematic adaptation of assimilation schemes. The following dates, corresponding to the introduction of new sources of data from satellites, shared by both NCEP and ERA40, prove to be important regarding the qualitative study to be carried out in section 5.

- 1973: beginning of the satellite era, introduction of NOAA VTPR (Vertical Profile Radiometer) sounders and HIES (High-resolution Infrared Spectrometer) satellite data
- 1979: end of VTPR, and availability of TOVS soundings (TIROS Operational Vertical Sounder), (HIRS, MSU, SSU)

- 1987: availability of SSM/I (Special Sensing Microwave/Imager) total column water content and wind.

The LY04 dataset incorporates a corrected version of the SAS fields of NCEP. These corrections are mainly intended to recalibrate NCEP outputs with up-to-date data products from various origins. The correction performed on NCEP wind is justified to compensate for a low bias and to reduce heat and freshwater globally positive imbalances. Both horizontal wind components are increased by a spatially-dependent factor in order to match a wind climatology built as the average of QUICKSCAT winds [Liu *et al.*, 1998] over the period 2000 to 2001.

Surface air of NCEP is made drier at every latitude as it was judged too moist compared to various in-situ data and other climatologies. Different diminishing factors were applied for three distinct latitude bands (north, tropics and south).

Both these corrections yield a *cooling* effect on the ocean through their positive impact on the evaporation. This helped LY04 to reach a near-zero global heat imbalance when diagnosing net heat flux using a prescribed observed SST field. Air temperature of NCEP has been corrected less than wind and humidity, as LY04 found it to be less biased. They also argue that modifying temperature would only affect sensible heat flux which has a smaller contribution to the net heat flux (except in cold regions). Air temperature is only corrected at high latitudes: a seasonal correction is applied in the Arctic (north of 70°N) to agree with the POLES project [Rigor *et al.*, 2000]; a cold bias, related to extreme southern latitudes south to 60°S) is also removed in order to avoid unrealistically low temperatures in the vicinity of Antarctica.

3.1 Comparison of SAS variables

Surface specific humidity of air (at 2 m) is not currently available in ERA40. Instead we compute that from the dew-point temperature at 2 m and sea level pressure. Then, air temperature and specific humidity were adjusted from 2 m to 10 m using 6-hourly SST and wind fields of ERA40 and following the Monin-Obukhov theory parametrization detailed by LY04. These adjusted fields were only used for the comparison with CORE since this latter provides air temperature and humidity at 10 m. To achieve relevant comparisons, all fields treated in the present work were interpolated from their original grid onto the 2° model grid, named ORCA2 (see section 6 for details).

Excessive tropical humidity is a known flaw of ERA40. Figures (1) and (2.a) highlight the constant higher values of ERA40 humidity in low latitudes when compared to the NCEP-derived CORE dataset. A study carried out by *Andersson et al.* [2004] underlines that a moist bias was introduced over tropical oceans due to the assimilation of satellite data. This bias also partly contributed to the problematic well-known excess of tropical precipitation in ERA40. Figures (3.b) and (2.a), clearly

show a tropical moistening of about 0.6 g/kg starting from 1979, date at which TOVS sounders data became available. This problem also affects CORE (weaker moistening of about 0.3 g/kg) as seen in figures (2.a) and (3.a), suggesting that NCEP is likely victim of the same satellite-related issue. Despite the global drying correction applied by LY04 to NCEP data, the air in ERA40 is significantly dryer than in CORE over extratropical oceans (of the order of -0.5 g/kg) (fig. 1). This is particularly true in the southern hemisphere where the disagreement reaches 0.75 g/kg at 25°S. At high latitudes, where cold air constrains very low values of specific humidity, the difference is negligible.

For air temperature, the agreement between the two datasets is excellent in terms of interannual variability (not shown), but once again, in 1979 there is an abrupt transition over the tropical ocean. Zonal comparison, in figure (1), shows that except at high latitudes regions, the mismatch between the two datasets never exceeds a few tenth of degrees, with warmer ERA40 air under low latitudes and cooler ERA40 air in mid latitude bands. The latitude band between -70° and -60° shows a 1°C drop of ERA40 mean temperature relative to CORE. ERA40 air is warmer in polar regions of both hemispheres, especially in the north where the excess of temperature is about 1°C . This is particularly marked in winter over ice where ERA40 locally shows seasonal excess of temperature up to 5°C as shown in figure (4.a). On the other hand, in ice-free regions of the Arctic, ERA40 gives colder temperatures in winter. These regions are important due to their role in the production of dense water through deep convection. In summer (4.b), arctic air temperature of ERA40 remains significantly warmer but the amplitude of the disagreement is divided by two. The area surrounding southern Greenland seems to be the only region where ERA40 air stays much colder than CORE. Figure (5) compares the climatological seasonal cycle of monthly mean air temperature from POLES [*Rigor et al.*, 2000] and ERA40 over the Arctic (north of 70°N), separating the contribution from ice-covered and ice-free regions (fig. 5). This comparison confirms a constant warm bias of ERA40 in the Arctic, with a mean value of about 1°C warmer over ice. The disagreement over open water is more important than over ice but we judge POLES temperatures less reliable than over ice due to a lack of observations.

As shown by bulk formulae (eq. 2), all turbulent heat fluxes are proportional to the wind module. The direction of the wind, on the other hand, only affects the wind stress vector, but is of primary importance for the wind-driven and basin-scale circulation through its curl. While it is easy to compare meteorological scalars like the wind module, comparing vectors is a more complicated exercise and has not been carried out in the present work. The rescaling of NCEP wind speed performed by LY04 when building CORE was justified by a constant low bias due to weak pressure gradients in NCEP. This contributed to drastically increase NCEP winds as shown in figure (6). The meridional structures of zonally-averaged NCEP and ERA40 winds are in a good qualitative agreement with QUICKSCAT, which however exhibits much stronger values (fig. 6). ERA40 winds are generally weaker than NCEP except at the equator and south of the ACC. This suggests that ERA40 glob-

ally underestimates the wind intensity, even though QUICKSCAT may be victim of problematic overestimations in equatorial regions as discussed in the next section (5.2.3). Finally, ERA40 winds, and to a lesser extent NCEP winds, exhibit interannual discontinuities, especially over the southern oceans (fig. 7.b and 8.a). These will also be discussed into section 5.2.3.

4 Input fluxes from CORE and ERA40

LY04 did not use NCEP data while building CORE radiation and precipitation products. Both precipitation and downwelling radiation estimates heavily depend on the representation of the cloud cover, which is one of the weakest feature of weather forecasting models. In the present section, a short overview of the radiation and precipitation products used to build the CORE dataset is given. Then, the inability of ERA40 to stand as a reliable alternative to these datasets is demonstrated by pointing out some of its major flaws.

4.1 Radiation

Zhang et al. [2004] recently used the NASA Goddard Institute for Space Studies (GISS) radiative transfer model to develop a globally-gridded radiation dataset starting from 1984, named ISCCP-FD, based on ISCCP satellite data. This encouraged LY04 to choose this product over NCEP radiation fields. They implemented daily averages of downwelling shortwave and longwave radiation into the CORE dataset. As a correction, they reduced the downwelling shortwave radiation of the original product by 5% between $50^{\circ}S$ and $40^{\circ}N$ to reduce the global heat imbalance of the ocean and better agree with in-situ measurements (fig. 9). LY04 also reduced arctic shortwave input with an offset of 5 W/m^2 north to $70^{\circ}N$ to produce more ice with their model. A climatological daily mean, built as the average of years 1984 to 2004, is used to cover the missing years (1958 to 1984), depriving simulations to come from any possible time variability linked to radiative input prior to 1984.

ECMWF documentation is clear on that matter, the quality of the radiative product of ERA40 is not fully satisfactory. Quoting their website¹: “*Radiation budget fields suffer from deficiencies in the radiative properties of the clouds, and are not recommended for use in studies where accurate fluxes are required.*” This is confirmed when comparing CORE and ERA40 interannual variability of the zonally-averaged downwelling shortwave radiation between 1984 and 2000 (fig. 10). A

¹ <http://www.ecmwf.int/research/era/Data.Services/section3.html>

substantial underestimation of the tropical insolation is introduced from 1991 onwards. This problem is likely to be linked to the well-documented problem of the overestimated tropical precipitation in ERA40. The eruption of the Mt. Pinatubo in 1991 is indeed reported to have introduced a misinterpretation of the HIRS infrared radiance data by the assimilation scheme, due to the effects of volcanic aerosols [Uppala *et al.*, 2004]. The result is a significant increase of ERA40 rainfall over the tropical oceans during the last years. The tropical underestimation of shortwave radiation in ERA40 is striking when looking at zonally-averaged profiles from different origins displayed in figure (9).

Another important discrepancy between data from both origins can be found along west coasts between roughly 20° and 30° of both hemispheres (not shown). In these regions, ERA40 can locally overestimate the mean annual insolation by more than 60 W/m^2 . This flaw, linked to the ECMWF prognostic cloud model, is discussed by Gibson *et al.* [1997] and is due to a poor representation of low-level stratus and stratocumulus in the regions of subsidence of the Walker cell.

4.2 Precipitation

LY04 reviewed and compared precipitation data from different sources and then developed a global precipitation dataset, named GXGXS, based on a blending of several products, including two of the most widely used datasets: GPCP [Huffman *et al.*, 1997] and Xie and Arkin [1997]. A third party data source, the Serreze and Hurst [2000] dataset was used to cover the Arctic region. All these datasets are currently available starting from 1979. In order to constrain the global fresh-water imbalance of their model as close to zero as possible, LY04 also applied a global correction on the GXGXS precipitations: $P_{CORE} = 1.1417P_{GXGXS} + 0.7$ (in $\text{mg/m}^2/\text{s}$).

Increasing precipitation is consistent with the enhanced NCEP winds as it is expected to compensate for the resulting excess of evaporation. However, such a correction is questionable while using another model. As explained in the next section (5.3), we opted for our own adaptation of the GXGXS, mostly to limit a global sea level rise in our model.

In an ECMWF report, Troccoli and Källberg [2004], describe the excessive tropical precipitation as “*the most serious drawback of the ERA40 reanalysis*”. This excess of precipitation is the result of two previously discussed flaws of the ECMWF model: the “satellite-moistened” tropical air (section 3.1) and the sequel of the *Mt. Pinatubo* disturbance (section 4.1). The tropical correction they propose (see figure 12) was thus applied before considering any comparisons. The comparison was not conducted in detail as it is clear that the GXGXS stands as a more reliable product than ERA40 precipitation. However, it is interesting to observe, in figure (12), that despite being corrected, ERA40 precipitation remain excessively high compared to GPCP and other products in the tropical band and tends to be lower over mid lati-

tude oceans. Such a bias was already noticed by *Béranger et al.* [2006] in the first ECMWF reanalysis ERA15

5 DFS 3 and 4: ERA40-based adaptations of the *Large and Yeager [2004]* dataset.

DFS (standing for DRAKKAR Forcing Set) is a family of atmospheric forcing datasets historically aimed at driving the NEMO based hierarchy of global ocean/sea-ice models. DFS3 is the first interannual forcing function covering the last fifty years and is presently actively tested by the NEMO user community (the DRAKKAR group, 2007). It is based on a simple adaptation of the CORE dataset in which SAS variables (surface wind, air temperature and humidity) of ERA40 are used to replace their NCEP counterparts (see table 2). DFS4 is the successor of the DFS3 and includes various corrections. These corrections, applied both on ERA40 SAS variables and ISCCP radiation, are presented and justified in the present section. The impact of DFS3, DFS4, as well as intermediate forcing functions shown in table 2, on model simulations is described in section 7. Note that our priority for correction differs from the one of LY04 in the sense that a zero global imbalance of heat and freshwater, obtained from prescribed SST fields, does not necessarily persist when using the prognostic SST computed online by an OGCM, and could therefore not stand as a primary constraint when developing a dataset. A near zero imbalance is nevertheless a relevant criterion that will be analyzed from our model outputs. Our aims for the correction were:

- realistic time variability of input variable along the 50 years
- better regional agreement with some up-to-date climatologies
- improvement of central features of the coarse model solution
- better representation of the ice cover extent by the ice model

Forcing set	\vec{U}_{10}	$\theta_{\text{air}} / q_{\text{air}}$	$\text{rad}_{\text{sw}} / \text{rad}_{\text{lw}}$	Run
CORE	CORE (NCEP ^c)	CORE (10m)	CORE (ISCCP ^c)	G58
DFS3	ERA40	ERA40 (2m)	//	G70
DFS3.1	ERA40	DFS4 (ERA40 ^c) (2m)	//	G71
DFS3.2	DFS4 (ERA40 ^c)	//	//	G76
DFS4	//	//	DFS4 (ISCCP ^c)	G82

Table 2

Summary of the composition of the main and intermediate forcing data sets. The *c* superscript indicates that a correction is applied to the referred original dataset.

5.1 Radiative fluxes

As discussed in the former section, ERA40 surface radiations are not reliable. We thus favored the ISCCP-FD radiation product [Zhang *et al.*, 2004], just as LY04 preferred it to NCEP fields. However, a different correction than that proposed by LY04 was applied to the original fields.

The tropical rescaling conducted by LY04 on the ISCCP-FD downwelling radiation is primarily intended to decrease the global heat imbalance of the ocean and to get better agreement with several widely used climatologies (such as NOC and COADS). Figure (9) suggests that solar input from the ISCCP-FD product is excessive under the tropics. For instance, the non-adjusted NOC¹ climatology from Josey *et al.* [1998], based on ship meteorological reports, sets the maximum of mean annual equatorial insolation to 230 W/m² while the ISCCP-FD gives a value near 255 W/m². With LY04's 5% correction to the inter-tropical band, CORE insolation is reduced to 240 W/m². A set of 47-year long global simulations was conducted to assess the sensitivity of the forced ocean to the radiative shortwave flux. The original ISCCP-FD product shortwave component and several modified versions of it were tested. The original (uncorrected) ISCCP-FD product induced warmer tropical SSTs than these obtained with the LY04 corrected product. Paradoxically, the use of the uncorrected shortwave component yielded a better agreement between the model and observed SST between 50°S and 20°S, where a cold bias was formerly observed when using lowered solar input. This shows that while the 5% reduction applied by LY04 improves the representation of the model SST in the tropical band, it becomes questionable at southern mid-latitudes in our model. In order to get a better low-latitude agreement with the NOC climatology near the equator and to reduce the tropical warm bias of SST in our model, a limitation of 7% of the insolation is applied between 15°S and 20°N. Between 20°N and 40°N, we kept the decrease of 5% proposed by LY04. These factors are linearly blended over 10 degree wide latitude bands to ensure the zonal continuity of the correction (fig. 9). The offset reduction of 5 W/m² applied by LY04 on the Arctic is kept as insolation of ISCCP-FD is considered substantial compared to other climatologies (not shown).

Net longwave radiation (in which the emitted upward infrared contribution is taken into account) from the ISCCP-FD yield the highest radiative heat losses of all tested datasets, especially at mid-latitudes (fig. 11). The mismatch between ISCCP-FD and NOC reaches 10 W/m² but is of the order of a few W/m² in the tropical band. To obtain better agreement with other climatologies in mid-latitudes and to limit the cold surface bias observed in the DFS3 forced run, the downwelling radiation term of the ISCCP was corrected as follows: in the Southern Ocean, a correction of +2% is applied between 35°S and 30°S while a correction of 1% is applied between 25°N and 35°N (with 10° wide transitions) (see DFS4 curve in figure 11).

¹ <http://www.noc.soton.ac.uk/JRD/MET/fluxclimatology.php>

5.2 *Surface atmospheric fields*

The replacement of NCEP-based SAS variables of CORE with their ERA40 counterparts is common to the DFS family of forcing datasets. In this section, the different corrections applied on ERA40 SAS fields (to become DFS4 fields) are justified and detailed.

In order to cover the three last missing years of ERA40 (2002 to 2004), SAS fields from the ECMWF operational analysis product (hereafter EOA) were used starting from the first of January 2002. Special attention will therefore be given to the 2001-2002 transition to identify potential discontinuities between both datasets.

5.2.1 *Tropical correction*

The correction proposed for air humidity is intended to limit the tropical interannual discontinuities observed in figures (2.a) and (3.b) by rescaling distinct parts of the time series. Figure (2.a) shows the monthly-averaged evolution of ERA40 specific humidity in the tropical latitude band between 20°S and 20°N, and highlights three distinct periods bounded by two major discontinuities.

The first discontinuity is characterized by a jump in tropical humidity in the late seventies, shown in both figures (3.b) and (2.a). This discontinuity is likely due to the introduction of the satellite-related moist bias in 1979 (discussed in section 3.1), but on these figures, the transition seems to occur earlier, around 1977, when no major changes in the sources of assimilated data are reported (see section 3). This *1977-like* discontinuity may be related to the “El Niño” which affects the monthly averaged tropical humidity (see figure 2.a). The surface atmosphere becomes warmer and moister over the eastern equatorial Pacific during such events. Substantial peaks of humidity are indeed found in “El Niño” years, such as the two strong events of 1983 and 1998. Weaker events of 1977 and 1978, which are following three consecutive years of strong “La Niña” events (1974, 1975 and 1977), are actually moving the visible discontinuity two years backward.

The second noticeable discontinuity comes with no surprise at the transition between ERA40 and EOA in 2002. 2002 is reported to be a normal year while 2003 underwent a moderate “El Niño” and 2004 a weak one. The average of these three years is thus possibly slightly warmer and moister in the tropics than the climatological mean. However, we chose this last period (2002 to 2004), as the reference period with the correct mean to rescale to. The excellent agreement between CORE and EOA over this period (fig. 2.a) is also mainly responsible for this choice. With the average of the three last years as a reference, figure (2.a) highlights that the period 1958-1978 is likely subject to a dry bias (-0.3 g/kg) while period 1979-2001 is subject to a moist bias (+0.3 g/kg).

The mean specific humidity of the EOA between 2002 and 2004 is used to adjust ERA40 values for the two periods 1958-1978 and 1979-2001 under the tropical

band between 20°S and 20°N. ERA40 tropical specific humidity is thus increased by a factor $\alpha_1 = 1.019$ over the first period and decreased by a factor of $\alpha_2 = 0.985$ over the second period. The correction factor is linearly blended towards 1 between 20° to 30° on both hemispheres. As a result, tropical humidity has the same mean annual value of 16.94 g/kg for the three distinct periods (fig. 2.b), insuring inter-annual continuity and removing any trend in the tropical band. This allows us to preserve interannual time variability, but may affect multi-decadal time variability.

The same treatment is applied to the air temperature only to maintain meteorological consistency and is not discussed in details. The contribution of a small modification of air temperature, which only affects the sensible heat flux, has a negligible impact on the heat budget of tropical regions. Time variability of humidity and temperature over extratropical oceans are kept unchanged since no evident biases could be identified.

5.2.2 Arctic correction

In section 3.1 we discussed the warm bias of ERA40 air temperature, especially over ice-covered regions. While performing spatial monthly comparisons, we find that regional disagreement between ERA40 and the POLES climatology [Rigor *et al.*, 2000] can locally reach 10°C (warmer for ERA40, not shown). As previously discussed in section 3.1, air temperature of POLES is believed to be realistic over ice since most of the in-situ data used to build this product come from land station or drifting buoys (ice pack). Open ocean values, on the other hand, are sparse. We thus opted for a full spatially-dependent monthly rescaling of ERA40 air temperature over ice covered regions north of 70°N, a monthly sea-ice mask derived from SSM/I data. To proceed, the mean (1979-1998) monthly difference of temperature between POLES and ERA40 was applied as a corrective offset to the whole ERA40 temperature series, only over ice. Over open ocean, a simpler correction was applied to account for the lack of reliability of POLES over ice-free regions: an offset of -1°C was applied to ERA40 air temperature north of 70°N.

Air specific humidity was simply corrected to remain consistent with the new Arctic temperature. This was done by conserving relative humidity (requiring specific humidity, corrected temperature and atmospheric pressure fields of ERA40).

5.2.3 Calibration of ERA40 wind

ERA40 scalar wind was found to be too weak (section 3.1); the study of its time variability also reveals important interannual discontinuities as shown in figure (7.b) and (8.a). These changes in the wind pattern coincide with two important years for ERA40: 1973 and 1979 (see section 3), bounding three periods: 1958-1972, 1973-1978 and 1979-2001. Over the first period, wind speed is apparently underestimated when compared to the last period, especially at high latitudes. Pe-

riod 1973-1978, on the other hand, presents the oddest interannual feature of the whole set of tested ERA40 SAS variables, as wind show very weak values in the ACC latitude band. Modification of the assimilation scheme or introduction of biased data in 1973 probably resulted in creating this problematic Antarctic wind underestimation, which was lately corrected with the availability of new products in 1979. One may note that NCEP (CORE) winds show the same southern underestimation of intensity prior to 1979 but without the *1973-1978 Antarctic depletion* (fig. 7.a). The 2001-2002 transition from ERA40 to EOA is smooth but winds are found to be globally stronger during the 2002-2004 period.

In order to correct the global low bias of ERA40 wind and reduce interannual discontinuities, QUICKSCAT wind product is used to rescale ERA40 wind. An annual climatology of QUICKSCAT wind was constructed as the average over the period 2000 to 2006. This climatology was then interpolated on the 1.125° ERA40 grid. For each of the four periods, an annual ERA40 wind climatology was constructed. Its was then possible to build four spatially-dependent factor maps as the ratio of the QUICKSCAT climatology and a given ERA40 climatology:

$$\alpha_i(x, y) = \frac{|\vec{U}|_{\text{QSCAT}}^{2000-2006}(x, y)}{|\vec{U}|_{\text{ERA40}}^i(x, y)} \quad \text{with } i = 1958-1972, 1973-1978, 1979-2001, 2002-2004 \quad (6)$$

A threshold of 1.2 was applied to α_i ($\alpha_i < 1.2$) to avoid extremely high values to be reached in specific regions such as the Warm Pool where QUICKSCAT provides excessive wind due to the effect of heavy rain on the sea spotted roughness [*Craeye et al.*, 1997]. In such regions, the corrective factor could easily reach values beyond 1.6 (gain of 60%). These corrective factors were then smoothed by applying a Hanning taper several times to suppress small scale structures. They were also linearly blended to 1 in high latitudes regions where QUICKSCAT data are missing due to the presence of sea-ice. The result is three calibration factor maps, they are used to correct both components of the 6-hourly ERA40 wind on the whole 1958-2004 period. A simulation forced with a wind on which the correction threshold is not applied showed unrealistically strong currents in the tropical Pacific when compared to observed data from TAO mooring.

5.3 Freshwater input

Former simulations forced with CORE precipitation (GXGXS corrected), led to an excessive positive global fresh water imbalance and to a freshening of the northern Atlantic. This latter issue was also thought to be partly responsible for the weakening of the winter convection in the Nordic seas. In order to let the model reach a better solution, the correction proposed by LY04 is kept southward to $30^\circ N$ but GXGXS fields are kept unchanged between $30^\circ N$ to $90^\circ N$ to reduce the excessive input of freshwater in mid and high northern latitudes (fig. 12). This modified version of the GXGXS is from now on referred to as the DPS3 for DRAKKAR

Precipitation Set #3.

6 Numerical model and forcing sets

6.1 The model

Model simulations are performed with the 2° resolution ORCA2 model configuration, part of the DRAKKAR hierarchy of global configurations (The Drakkar group, 2007). As the coarser configuration of this hierarchy, which also comprises configurations at resolution of 1°, 0.5° and 0.25°, it is less expensive to run and is well suited to carry out many sensitivity tests. The numerical code is the most recent version (9.1) of the NEMO ocean sea-ice general circulation model [Madec, 2007], comprising the formerly known OPA OGCM [Madec *et al.*, 1998] coupled to the Louvain-la-Neuve sea-ice model (LIM) of Fichefet and Maqueda [1997]. The configuration is very close to that used in Timmermann *et al.* [2005].

The global ORCA2 tripolar grid extends from 78°S to 90°N, with a 2° zonal resolution and a varying meridional refinement down to 0.5° at the equator and up to 2° at higher latitudes. The vertical grid has 31 levels, with a resolution ranging from 10 m at the surface to 500 m at the bottom. Bathymetry is represented as partial steps. The model is based on the standard primitive equations and uses a free surface formulation. The Gent and McWilliams [1990] isopycnal mixing parametrization (2000 m²/s) is used. The Beckmann and Döscher [1997] bottom boundary layer scheme is used for improving the representation of dense water spreading. No surface temperature restoring is used and a salinity restoring, corresponding to a relaxation time scale of 33 days for 10 m, is used even under sea ice. The surface boundary layer mixing and the interior vertical mixing are parametrized according to a local turbulent closure (order 1.5, referred to as the TKE scheme hereafter), adapted to NEMO by Blanke and Delecluse [1993].

The forcing approach detailed in section 2 is used to drive the model. Downward radiation fluxes and precipitation at the surface are requested by the model. Turbulent surface heat fluxes, evaporation and wind stress are computed by the model with bulk formulae using the prognostic model SST, allowing for a negative feedback on the heat fluxes and evaporation. Turbulent transfer coefficients in bulk formulae are computed with the LY04 parametrization.

Interannual simulations from 1958 to 2004 are carried out for every forcing function described in the next section and in table (2). These simulations only differ by the atmospheric forcing applied. All runs have the same freshwater input, the DPS3 precipitation (described in section 5.3), and the same monthly runoff. The model is initialized with the Levitus *et al.* [1998] climatology in 1958. The 1958-1970 period is considered as the spin-up period and is not considered for any time averaged diagnostics. The period 1984-2004 is chosen for these diagnostics as it corresponds to the period for which forcing sets are fully interannual.

6.2 Forcing sets

The response of the model to the 3 main forcing sets, namely CORE, DFS3 and DFS4, is studied. Two intermediate forcing configurations, DFS3.1 and DFS3.2 are also introduced. They respectively account for the gradual introduction of corrected air temperature-humidity of ERA40 and rescaled winds of ERA40. Table (2) gives an overview of the runs conducted with our coarse resolution model.

All three SAS variables are changed simultaneously when changing the surface variables from CORE to ERA40 in order to preserve the internal consistency between these variables. However, other combinations of the forcing variables have been used to demonstrate or evaluate the influence of a specific forcing component or modification on the ocean model response. The following forcings were thus only used for investigation purposes and are not considered as acceptable forcing sets.

- G58h1 is based on G58, wind of ERA40 is used instead of CORE's.
- G58h2 is based on G58, air specific humidity and temperature of ERA40 are used with CORE's wind.

Changing the wind has an effect on each turbulent flux; the interpretation of the response of the model to rescaled winds is made easier if the mechanical and the thermohaline impacts of the wind are decoupled. This was done with the following two hybrid runs.

- G71W2 is based on G71, turbulent heat fluxes (as well as C_H and C_E) are computed using uncorrected wind from ERA40 while wind stress (and C_D) are computed using rescaled ERA40 winds. The wind increase is thus only applied to the momentum forcing whereas latent and sensible heat fluxes are computed with the original ERA40 winds. The run is started in 1984 with the ocean state of the G71 (end of 1983) as an initial condition.
- G76B is based on G76 and is simply started in 1984 with the ocean state of the G71 as an initial condition. It simply allows relevant comparisons between the G71W2 and a G76-like run as they both share the same initial condition in 1984.

Conf.	Description	Period
G58h1	G58 with ERA-40 winds and CORE (θ_{air} , q_{air}) at 10m	1958 → 2004
G58h2	G58 with CORE winds and ERA-40 (θ_{air} , q_{air}) at 10m	1958 → 2004
G71W2	G71 → Q_{turb} (ERA-40 winds) and $\vec{\tau}$ (ERA-40 corr. winds)	G71(1984) → 2004
G76B	G76 starting in 1984 with G71 1984 ocean state.	G71(1984)→ 2004

Table 3

Summary of the different tested intermediate forcing configurations.

7 Results of interannual global simulations

The impact of every forcing set on the ORCA2 solution is analyzed and compared to the solution of the CORE reference run (G58). Since the present work is focused on the global response of the model to heat, momentum and freshwater forcing (the latter would require a thorough investigation of the response of the sea-ice model which is not performed here), the following diagnostics are thought to be relevant. Integral diagnostics such as global heat imbalance, drift in sea surface height, trends in sea-ice extent and thickness, global temperature and salinity changes, are simple and provide hints about the thermodynamical response of the model. For its major impact on the thermohaline circulation, we analyzed the production dense water in the Nordic seas by studying the Atlantic meridional overturning circulation (AMOC) and the mixed layer depth (MLD). Model-data comparison of SST helps assess the quality of both the heat and momentum forcing. Namely, we quantified global mismatch between modeled SST and the reconstructed interannual SST climatology of *Hurrell et al.* [2007]. For momentum forcing though, the coarse resolution of the model did not allow us to resolve the physics of phenomena like form drag and mesoscale turbulence are not resolved, which meant it was not possible to apply relevant diagnostics on the currents. Still though, we present some results focused on the shape of the equatorial under current (EUC), where the model resolution drops to 0.5° , and transports through relevant sections.

7.1 CORE run G58

The G58 reference run, i.e. the CORE-driven simulation, suffers from a weak AMOC, a warm surface tropical bias, and an unrealistic equatorial undercurrent (EUC) in the eastern Pacific. It also shows a significant global warming between 1958 and 2004, which is especially marked at 100 m (fig. 14.a) in the tropical Atlantic ocean (not shown). The global ocean freshens in the upper layers (from the surface to 600 m) and becomes saltier below (fig. 14.b). After a sharp increase in global mean SSH during the spin-up, a regular decrease is observed (about 20 cm in 40 years) (fig. 13.b), indicating an unbalanced global freshwater budget. Similar flaws were also identified in simulations carried out under CORE forcing with the DRAKKAR 0.25° configuration [*The DRAKKAR Group*, 2007]. The ocean warms by 0.07°C , on average, in 47 years (fig. 13.a), which corresponds to a weak net heat imbalance of roughly $+0.7\text{ W/m}^2$, to the credit of the careful tuning by LY04. After a sharp decrease of the AMOC during the first years of simulation, its maximum value remains close to 13 Sv (fig. 16). This value is rather low and reflects the limited ability of the CORE forcing to produce the dense waters required to maintain reasonable values of the overflow. Figure (18) also reveals that run G58 has the shallowest March MLD of all runs. However, regions of deep convection in the North Atlantic are well located for a coarse-resolution model.

SST is also too warm in the three tropical oceans (between 30°S and 30°N, figure 21.a), except in the eastern Pacific equatorial upwelling band which exhibits colder surface waters partly due to the inability of the coarse model to account for the meridional diffusion linked to tropical instability waves.

The vertical structure of the EUC in the eastern Pacific is not correctly represented when compared to TAO mooring data, as illustrated in figure (20), especially 156°E. The core of the current is too shallow (at 140 m instead of 200 m in TAO), and the vertical shear too weak. Note that the agreement of the vertical pattern of the model EUC with the TAO data improves eastward. A flaw in the representation of the EUC cannot only be attributed simply to a deficiency in the wind forcing, because the model subgridscale parametrization are known to exert a strong influence of both the vertical structure and the eastward penetration of the current. However, the CORE forcing does contribute, since other forcing sets improve the solution.

7.2 DFS3: replacing CORE SAS variables by ERA40's (G58 → G70)

The most simple alternative to CORE is DFS3 (Table 2), where CORE SAS variables are directly replaced by their equivalent from ERA40 without any correction. A noticeable change in the model solution is the enhancement of the AMOC by about 2 Sv (see figure 17 and 16), this enhancement is directly related to the increase of the convection in the Labrador Sea and the Nordic seas south of Spitsbergen, contributing to increase the production of dense water. Figure (18) illustrates the impact of ERA40 SAS variables on the deepening of the late winter MLD, especially in the Labrador sea where the deepening is about 300 m greater compared to the CORE-driven run (compare figure 18.b to 18.a). Additional sensitivity runs performed with the forcing combinations described in section 6 shows that replacing CORE winds with ERA40 winds plays a much less of a role in the increase of the AMOC than does changing air humidity and temperature. Run G58h1 (forced with CORE temperature and humidity and ERA40 winds), shows the weakest AMOC of all runs (fig. 24), while run G58h2, forced by a combination which retains CORE winds but uses ERA40 temperature and humidity, shows a drastic (about 2 Sv) increase of the AMOC. The high sensitivity of the AMOC to the air humidity-temperature underlines the role of turbulent heat fluxes in setting the mean strength of the model overturning, and thus on its long term variability, via the formation of dense waters. In the G58h1 run, ERA40 winds, which are weaker than in CORE, only contributed to limit this turbulent heat loss, thereby weakening the AMOC.

A serious drawback when forcing the ocean with SAS variables of ERA40, is the amplification of the tropical warm surface bias already observed in the G58 run (see figure 22.a and compare 21.a with 21.b). The first reason for this excessive warming is the reduction of the turbulent vertical mixing due to the smaller input of momentum resulting from weaker ERA40 winds, which prevent warm surface

water from being diffused downward (see figure 30 and section 7.3.2). The second reason is that evaporation, which should normally increase due to the higher SST and thus contribute to limit this surface heating, is also limited by the weaker winds and the moister air of ERA40. As a result, values of zonally-averaged latent heat flux in the tropical band are almost identical in the G58 and the G70 runs (fig. 15.a). The excess of evaporation resulting from the warm SST bias is thus entirely balanced by the deficit due to the weaker winds and moister air in G70.

Unlike the G58 run which shows a positive global heat imbalance, the G70 run is characterized by a negative drift in the global-average temperature corresponding to a negative annual heat imbalance of $-0.22W/m^2$ (fig. 13.a). The warming of the global ocean that occurs in the low latitudes is less efficient with DFS3 due to the reduction of vertical mixing (due to lower winds). Warmed waters tend to stay longer at the surface, which leads to stronger stratification and higher latent and infrared heat losses, thereby reducing the net amount of heat gained by the ocean. The global drift in the temperature profile (fig. 14) shows that this negative heat imbalance is characterized by less warming in the upper layer of the ocean (0-300 m) compared to G58, and a cooling between 300 m and 1000 m. The weaker ERA40 winds produce subtropical gyres that are too shallow, thereby heaving isopycnals and the main thermocline, and creating a cold temperature around 700 m (fig. 14).

The comparison between model currents and TAO data of figure (20) suggests that ERA40 winds yield a more realistic representation of the EUC in the western Pacific (at 156°E) than the CORE forcing set. On the contrary, the representation of the eastward penetration of the EUC with DFS3 is slightly worse than with CORE, the maximum current speed at 100 m being underestimated. However, one might expect this latter flaw to be reduced by using a finer resolution (such as the $1/4^\circ$ reference as used by the DRAKKAR group).

Another drawback of DFS3 is its underestimated Arctic sea-ice extent and ice volume. Winter and summer extension of sea-ice in the Arctic ocean (mean values for March and September) predicted by the the model are compared to observed data from the SSMI (1979 to 2004) in figure (26). All tested forcing sets underestimate the total area covered by sea-ice in winter by more than 10^6km^2 . The CORE forcing (G58) leads to the lowest estimation, DFS3 (despite warmer temperatures over ice) slightly increases the winter ice extension. However, CORE's colder winter temperatures are responsible for producing more ice than ERA40 which explains why its summer ice extent is more important, and closer to observation. The summer representation of ice extent is very satisfying for the CORE-driven run, while it is evident that SAS variables from ERA40 used in the DFS3 lead to an underestimation of almost $2 \cdot 10^6\text{km}^2$. This is likely linked to excessive summer temperature and insufficient winter ice volume production.

7.3 DFS4: implementing corrections to DFS3

We showed in section 7.2 that using ERA40 SAS variables instead of those from CORE have generally positive but still mixed effects on the model simulation. In this section we evaluate various corrections to the ERA40 SAS variables and IS-CCP radiation introduced in section 5.

7.3.1 Effect of t_2/q_2 correction (G70 \rightarrow G71)

The introduction of both tropical and Arctic corrections were tested separately with two different runs (not presented) in order to quantify the global impact of each modification. Thus we verified with our coarse model and only 47 years of simulation that both corrections had little impact outside of the regions where they are applied. Globally, these corrections slightly reduce the warm surface bias (fig. 13.a) and have no influence below 100 m.

As explained in 5.2.1 (see figure 3.b) air humidity in DFS4 is reduced by 1.5% in the inter-tropical band between 1979 and 2001. This drying of the surface air enhances the evaporation term which directly affects both the temperature (latent heat) and freshwater forcing. Figure (15.a) shows that the correction applied to humidity yields an increase of the latent heat loss of about 2 W/m^2 (compare G70 to G71) which is completely balanced by the decrease of sensible and infrared heat losses resulting from the cooling of the sea surface (fig. 15.b et 15.c). This explains why the net heat flux is almost not modified by the introduction of the tropical humidity correction (fig. 15.b). Comparing the SST fields of G70 and G71 (fig. 21.a) shows that our humidity correction decreases the warm bias by a few tenth of a degree, which remains unsatisfactory since the bias is still of the order of $+1^\circ\text{C}$ over wide areas. This improvement in the representation of tropical SST is also illustrated by figure (23). Little effect is found on the global imbalance of heat, which reaches -0.23 W/m^2 (-0.22 W/m^2 in G70 and 0.70 W/m^2 in G58). Due to the surface salinity restoring, the effect on surface salinity is hardly discernible, but is present through a salinification of surface waters (fig. 21.b and 14.b).

Ice production and sea-ice extent are enhanced when using corrected temperature of DFS4 as shown in figure (26.a) for the run G71. Sea-ice extent becomes more realistic both during summer and winter. Colder Arctic temperatures yield shallower MLDs in March (fig. 18), which is likely due to the effect the extended ice cover blocking convective events. This also reduces the AMOC (fig. 17 and 16).

7.3.2 Effect of the wind calibration (G71 \rightarrow G76)

The use of the DFS4 winds 5.2.3, enhances evaporation (fig. 15.a) and wind driven circulation (fig. 27). Unexpectedly, this also reverses the global temperature drift

and leads to a global warming (fig. 13.a) while the SST gets colder everywhere (fig. 22.b and 21.a). The global temperature drift results in a heat imbalance of $+0.42 \text{ W/m}^2$, an increase of $+0.6 \text{ W/m}^2$ compared to G71 (DFS3). Run G71W2 which does not include the cooling feedback of enhanced evaporation (wind calibration acting only on momentum), shows the sharpest rise in global temperature. This feedback is fully active in run G76B, and this run shows a much smaller warming (actually divided by two). The global temperature rise in G71W2 and G76B (compared to G71) (fig. 28.a) is likely due to stronger winds enhancing vertical shears in the upper layers, increasing the efficiency of the TKE mixing scheme thus diffusing heat downward. Figure (25.b) reveals that, indeed, vertical diffusivity is greater in the first hundred meters in the experiments driven by stronger winds (G71W2 and G76B). Enhanced vertical mixing due to stronger winds tends to decrease the corrective retroaction of SST on heat fluxes by making the SST less responsive to these fluxes. Note that this global warming effect of the rescaled winds due to the increase of the mechanical mixing could not have been pointed out without the use of the ORCA2 model.

The decrease in SST greatly reduces the warm tropical bias, but contributes to increase the gentle cold temperature surface biases observed in the mid-latitude in all previous runs, especially in the southern hemisphere as illustrated in figures (21.a) and (23). This surface cooling also applies a negative feedback on turbulent heat fluxes, which contributes to prevent stronger winds from yielding excessive heat losses. Figure (29.b) shows that an increase of the wind mechanical forcing (i.e. wind stress) has a direct cooling effect on surface waters in upwelling (equatorial and west coasts) and subpolar regions (including the ACC), and a warming effect on all western boundary currents. Also note that the surface equatorial cooling is responsible for increasing the net heat flux of more than 10 W/m^2 (fig. 15.d). Since run G76B includes the wind correction on both momentum and heat flux, the comparison of G76B with G71W2 (fig. 29.c), provides a good quantitative estimate of the effects of the rescaling of the winds on SST due to the turbulent heat fluxes: the cooling extends over most of the global ocean. As shown in figure (29.a) which adds both effects, surface cooling is dominated by evaporation outside equatorial regions where the direct mechanical effect is dominant.

Rescaled ERA40 winds strengthen the AMOC by about 1 Sv (fig. 17 and 16). Results from the G71W2 simulation suggest that this is due to enhanced turbulent heat loss rather than stronger wind stress (fig. 28.b). Run G71W2 which only has stronger wind stress compared to G71 has, on one hand, the weakest AMOC. Run G76B on the other hand, which only differs from G71W2 by the effects of stronger winds on the turbulent heat fluxes, shows the strongest AMOC. Sensible heat loss and evaporation thus appear to drive the increase of the AMOC, through a negative flux of buoyancy at high latitudes. Indeed, as illustrated by figure (19), Nordic MLDs are increased by turbulent heat loss (G76B), but not by stronger mechanical forcing (G71W2). On the other hand, in the extratropical to mid latitude band, mechanical forcing substantially deepens the MLD.

Figure (20) shows that the EUC is slightly better represented with the rescaled winds except at 156°E where uncorrected ERA40 winds still yield the best results. However, the simulated EUC is very sensitive to model resolution and has proved to be stronger with finer resolutions (not shown).

Figure (27) illustrates the effect of corrected ERA40 winds on the intensity of the ACC and the Gulf Stream. In-situ measurements of the ACC conducted by several authors at the Drake passage give estimates close to 140 Sv with an uncertainty of 10 Sv [Macdonald and Wunsch, 1996]. Forcing the model with the rescaled ERA40 wind strengthens the ACC by roughly 5 Sv leading to a 10 Sv (150 Sv) overestimation attributable to the coarse resolution of our model. DRAKKAR simulations at higher resolution are therefore expected to take full advantage of this increase of the ACC transport.

Strengthening of the Florida current due to ERA40 rescaling is of the order of 15% and is related to an increase of transport of the subtropical gyre (fig. 27.b). This leads to a mean transport of 23 Sv, closer to the currently accepted value of 30 Sv. This is also expected to be improved thanks to finer resolutions.

7.4 *Effect of the radiative input correction (G76 \rightarrow G82)*

Corrections of the shortwave and longwave radiation fields (section 5.1) are tested here. They were introduced to limit the cold extratropical SST bias observed in experiments G76, G71 and G70 (fig. 21.a) and to limit the warm tropical bias seen in every simulation (especially when driven by ERA40). As expected, the reduction of insolation applied in the intertropics has a significant cooling effect on tropical oceans, leading to an acceptable agreement with the climatology, reducing the SST in the Warm Pool and in the Indian Ocean (fig. 21.a). Note that this increases the cold bias of the eastern equatorial Pacific, but we suspect this bias is not only the consequence of the forcing, but is greatly influenced by the coarse resolution of the model. It is likely that in an eddy resolving model, the generation of the tropical instability waves would significantly reduce this cold bias.

Increasing the radiative flux input (shortwave and longwave) at southern mid-latitudes decreases the cold SST bias (see fig. 23 and compare fig 21.e to 21.d). Intermediate runs (not shown) showed that the same kind of correction in the northern hemisphere has no effect on the northern mid-latitude bias which is likely model-related.

From these results it can be verified that with the bulk forcing, the warming (or cooling) impact of any increase (or decrease) of the downwelling radiative flux received by the ocean is strongly controlled by the negative feedback induced by the modification of the SST which tends to decrease (or increase) turbulent and infrared heat losses. In our case, while roughly 15 W/m^2 are added in the southern mid latitude band between the G76 and G82 (fig. 9 and 11), the net heat flux is only increased of a few W/m^2 as seen on figure (15.d), this is principally due

to the substantial enhancement of evaporation corresponding to a latent heat loss of more than 10W/m^2 (fig. 15.a). A similar behavior is observed in the equatorial band, where, despite a decrease of solar input corresponding to 5W/m^2 (fig. 9), the limitation of heat losses induced by the cooling of surface waters only leads to a net heat loss of about 1W/m^2 at the equator (fig. 15).

8 Summary and concluding remarks

A global interannual forcing dataset for global ocean-sea-ice general circulation models named DFS4, combining corrected satellite input flux products and corrected surface atmospheric state variables from ERA40 has been presented and tested. The comparison of input atmospheric fields of the CORE forcing dataset proposed by *Large and Yeager* [2004] and ERA40, carried out as the starting point of our study, highlighted the following facts regarding datasets routinely used to force OGCMs:

- winds from the two major reanalyses (NCEP and ERA40) tend to be underestimated compared to scatterometer wind products such as QUICKSCAT
- surface atmospheric state variables of ERA40, and to a lesser extent NCEP, suffer from time discontinuities related to the evolution of the origin of data used in their respective assimilation process
- downwelling radiation components and precipitation data of reanalyses are not reliable and satellite products are better alternatives

Our first dataset, named DFS3, was therefore created by implementing original surface atmospheric state variables of ERA40 into the CORE dataset, therefor retaining the radiation and precipitation forcing of this latter dataset. Global simulation from a coarse resolution (2°) model ORCA2 forced with DFS3 showed improvements relative to previous solutions obtained from the CORE-driven simulation. These include an increase from 13 Sv to 17 Sv of the AMOC. Further efforts to force the model with hybrid forcing functions permitted us to link this modification in AMOC intensity to enhanced turbulent heat loss in the Nordic seas. However, the DFS3-driven simulation was not satisfactory because of a warm bias in the tropical oceans as well as substantial underestimation of Arctic ice cover. In order to reduce these biases and to suppress time discontinuities found in ERA40 input fields, we applied a set of corrections to both atmospheric and radiative fields of the DFS3. These corrections remain within the estimated uncertainties of the variables which they are applied. They include time-dependent recalibration of surface atmospheric fields of ERA40, re-adjustment of Arctic air temperature and humidity, global increase of the winds, and a latitude-dependent correction of the solar and infrared radiative fluxes. The impact of these corrections is illustrated by intermediate runs showing that most of the corrections performed on the DFS3 lead to the expected behavior of the ocean, except for a global warming arising from the wind increase. The resulting dataset, named DFS4, is shown to preserve positive features

of the DFS3 such as a relatively strong AMOC while being rid of its major flaws, namely tropical warm bias, weak wind driven circulation in subtropical gyres and the ACC, and unrealistic arctic ice cover. Large differences between model and observed SST *Hurrell et al.* [2007] persists in the vicinity of the largest currents (Gulf Stream, Kuroshio, Agulhas, Brazil-Malvinas confluence, ACC). These differences are caused by known model dynamical biases due to numerics and coarse resolution (position of Gulf Stream, overshoot of western boundary currents, etc). We expect these to be significantly reduced at the eddy-resolving resolution.

Concerning the response of our coarse-resolution model to the different atmospheric datasets, a few noteworthy conclusions are drawn. The strengthened winds, as expected, enhance heat loss through evaporation, but also contribute to the warming of the upper ocean by increasing the vertical mixing. This stronger vertical mixing helps maintain a cooler SST, which tends to limit the amount of heat lost by the ocean (through turbulent and infrared heat losses), thereby allowing the ocean to store more heat. Important features of the ocean circulation (such as the MOC, tropical SST, etc) are very sensitive to the source of the surface atmospheric state variables by their influence on turbulent fluxes. Despite their relative good agreement, surface atmospheric state variables from NCEP and ERA40 lead to very distinct solutions for trends and mean state. However, interannual and decadal variability of the simulated circulation features are similar, indicating that atmospherically driven variability is similar in both reanalysis products. Modification of the downwelling radiative input is partially balanced by the response of the SST-dependent heat fluxes which tend to limit its impact.

In conclusion, we propose a new set of forcing functions for OGCMs based on ERA40 which provides an alternative to CORE. Generally, it will permit further sensitivity studies concerning atmospheric forcing over the last few decades. The new DFS4 forcing set provides only a stepwise change. Surface atmospheric variables from reanalysis products should still be improved further to provide better forcing fields for ocean models.

References

- Andersson, E., et al., Assimilation and modeling of the hydrological cycle in the ECMWF forecasting system, *Bull. Am. Meteorol. Soc.*, 86, 387–402, 2004.
- Beckmann, A., and R. Döscher, A method for improved representation of dense water spreading over topography in geopotential-coordinate models, *J. Phys. Oceanogr.*, 27, 581–591, 1997.
- Béranger, K., B. Barnier, S. Gulev, and M. Crépon, Comparing twenty years of precipitation estimates from different sources over the world ocean, *Ocean Dynamics*, 56, 104–138, 2006.
- Blanke, B., and P. Delecluse, Variability of the tropical atlantic ocean simulated

- by a general circulation model with two different mixed-layer physics, *J. Phys. Oceanogr.*, 23, 1363–1388, 1993.
- Craeye, C., P. W. Sobieski, and L. F. Bliven, Scattering by artificial wind and rain roughened water surfaces at oblique incidences, *Int. J. Remote Sens.*, 18, 2241–2246, 1997.
- Fichefet, T., and M. M. Maqueda, Sensitivity of a global sea ice model to the treatment of ice thermodynamics and dynamics, *J. Geophys. Res.*, 102, 609–646, 1997.
- Gent, P. R., and J. C. McWilliams, Isopycnal mixing in ocean circulation models, *J. Phys. Oceanogr.*, 20, 150–155, 1990.
- Gibson, J. K., P. Kållberg, S. Uppala, A. Hernandez, A. Nomura, and E. Serrano, ERA description, *ECMWF Reanalysis Project Rep.*, 1, 72 pp, 1997.
- Huffman, G. J., et al., The global precipitation climatology project (gpcp) combined precipitation data set, *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, 78, 5–20, 1997.
- Hurrell, J. W., J. J. Hack, D. Shea, J. M. Caron, and J. Rosinski, A new sea surface temperature and sea ice boundary data set for the community atmosphere model, *J. Climate*, submitted as a note, 2007.
- Josey, S. A., E. C. Kent, and P. K. Taylor, The southampton oceanography centre (SOC) ocean - atmosphere heat, momentum and freshwater flux atlas, *Southampton Oceanography Centre Report*, 6, 30 pp, 1998.
- Kalnay, E., et al., The NCEP/NCAR 40-year reanalysis project, *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, 77, 437–471, 1996.
- Large, W. G., and S. G. Yeager, Diurnal to decadal global forcing for ocean and sea-ice models, *NCAR technical note*, pp. 22 pp, 2004.
- Levitus, S., T. P. Boyer, M. E. Conkright, T. O'Brien, J. Antonov, C. Stephens, L. Stathoplos, D. Johnson, and R. Gelfeld, *NOAA Atlas NESDIS 18 and WORLD OCEAN DATABASE 1998*, vol. 1, U.S. Gov. Printing Office, Wash., D.C., 1998.
- Liu, W. T., W. Tang, and P. S. Polito, Nasa scatterometer provides global ocean-surface wind fields with more structures than numerical weather prediction, *Geophys. Res. Lett.*, 24, 761–764, 1998.
- Macdonald, A. M., and C. Wunsch, An estimate of global ocean circulation and heat fluxes, *Nature*, 382, 436–439, 1996.
- Madec, G., *NEMO, the ocean engine*, To appear in Notes de l'IPSL, Université P. et M. Curie, B102 T15-E5, 4 place Jussieu, Paris cedex 5, 2007.
- Madec, G., P. Delecluse, M. Imbard, and C. Levy, OPA 8.1 general circulation model reference manual, *Tech. rep.*, Notes de l'IPSL, Université P. et M. Curie, B102 T15-E5, 4 place Jussieu, Paris cedex 5, France, 1998, 91 pp.
- Rigor, I., R. Colony, and S. Martin, Variations in surface air temperature observations in the arctic, *J. Climate*, 13, 896–914, 2000.
- Serreze, M., and C. Hurst, Representation of mean arctic precipitation from NCEP-NCAR and ERA reanalyses, *J. Climate*, 13, 182–201, 2000.
- The DRAKKAR Group, Eddy-permitting ocean circulation hindcasts of past decades, *CLIVAR Exchanges*, 12, 3, 2007.
- Timmermann, R., H. Goosse, G. Madec, T. Fichefet, C. Etche, and V. Dulière, On the representation of high latitude processes in the ORCA-LIM global coupled

- sea ice, *Ocean Modelling*, 8, 175–201, 2005.
- Troccoli, A., and P. Kållberg, Precipitation correction in the ERA-40 reanalysis, *ERA-40 Project Report Series*, 13, 2004.
- Uppala, S., et al., ERA-40: ECMWF's 45-year reanalysis of the global atmosphere and surface conditions 1957-2002, *ECMWF Newsletter*, 101, 2–21, 2004.
- Uppala, S. M., et al., The ERA-40 re-analysis, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 131, 2961–3012, 2005.
- Xie, P., and P. A. Arkin, Global precipitation: A 17-year monthly analysis based on gauge observations, satellite estimate, and numerical model outputs, *Bull Amer. Meteor. Soc.*, 78, 2539–2558, 1997.
- Zhang, Y. C., W. B. Rossow, A. A. Lacis, V. Oinas, and M. I. Mishchenko, Calculation of radiative fluxes from the surface to top of atmosphere based on ISCCP and other global data sets: Refinements of the radiative transfer model and the input data, *J. Geophys. Res.*, 109, 27 pp, 2004.

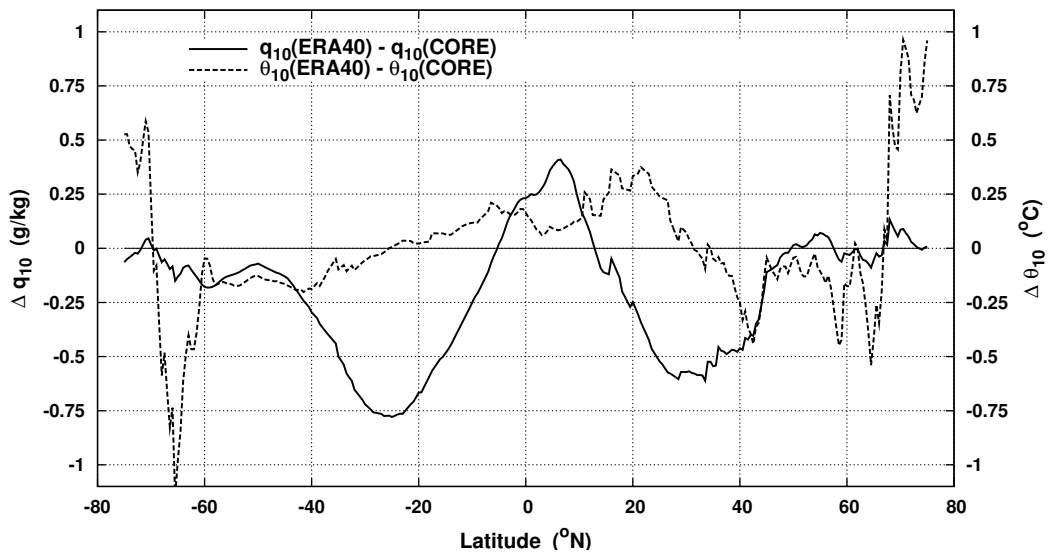


Fig. 1. Zonally-averaged difference of climatological (1984-2000) mean of air specific humidity at 10 m over sea between ERA40 and CORE.

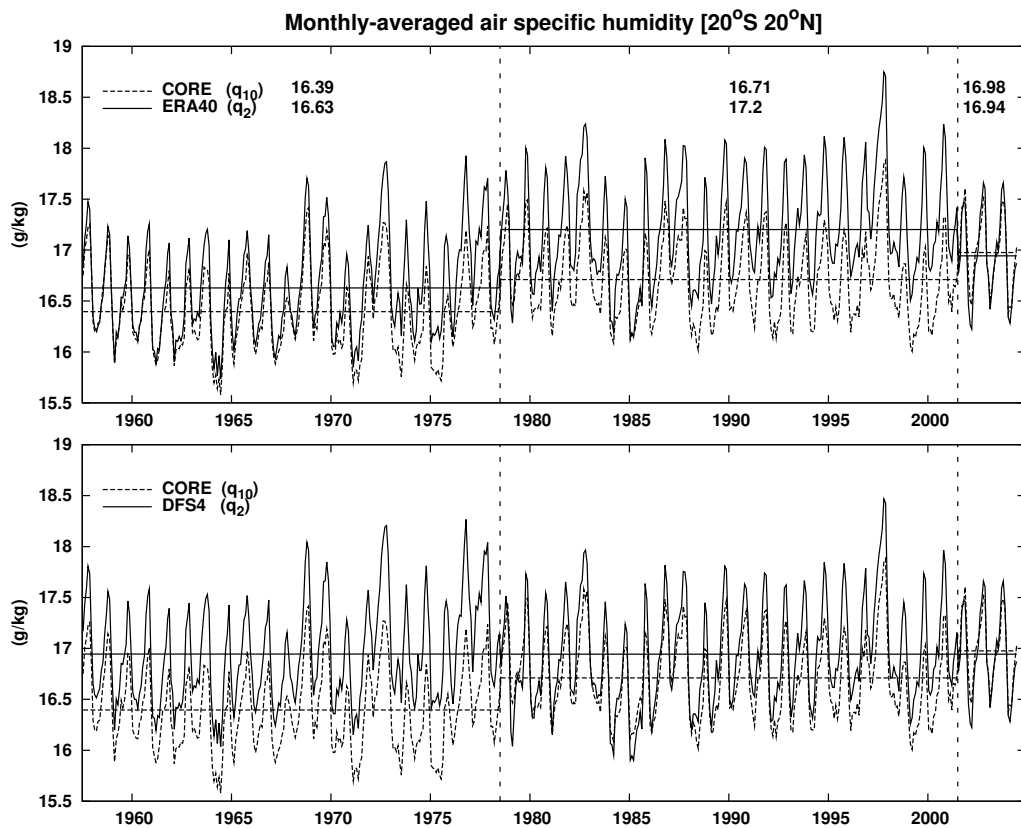


Fig. 2. Monthly-averaged tropical specific humidity: prior (a) and after (b) correction.

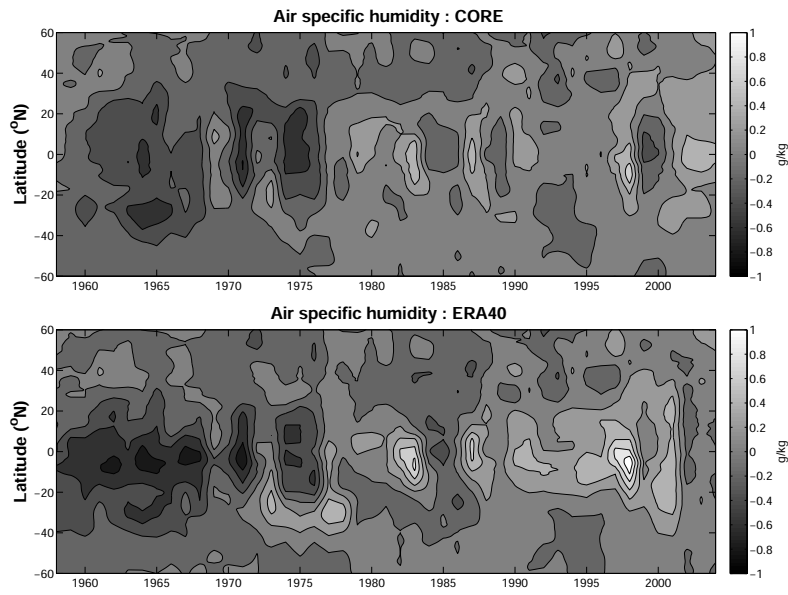


Fig. 3. Time-latitude Hovmöller diagram of the mean annual zonally-averaged surface air specific humidity over sea. CORE (a) and ERA40 (b).

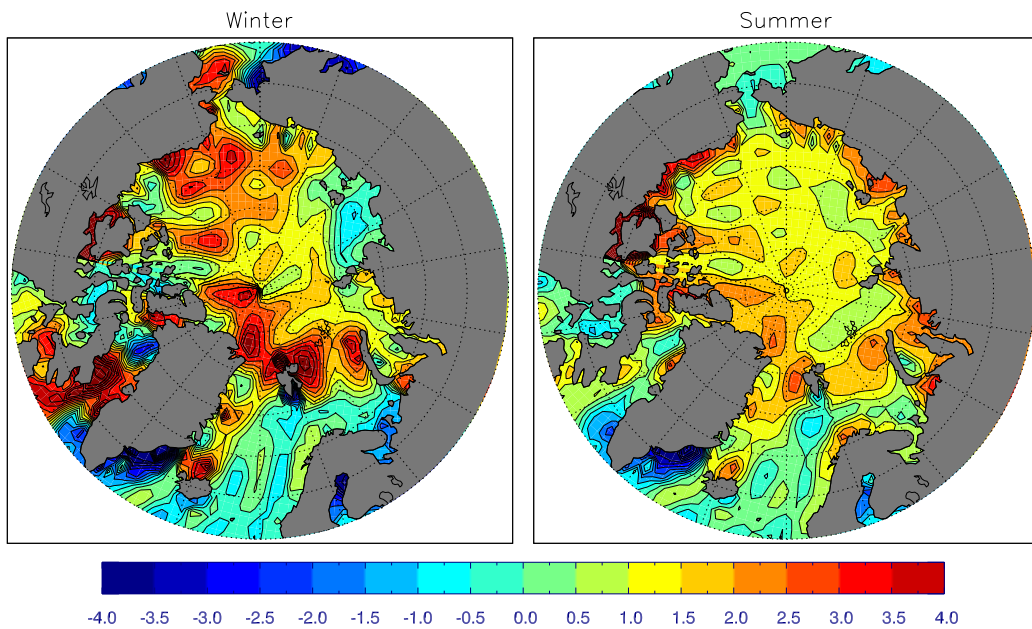


Fig. 4. Seasonal Arctic mismatch of air temperature between CORE and ERA40 (1958-2000).

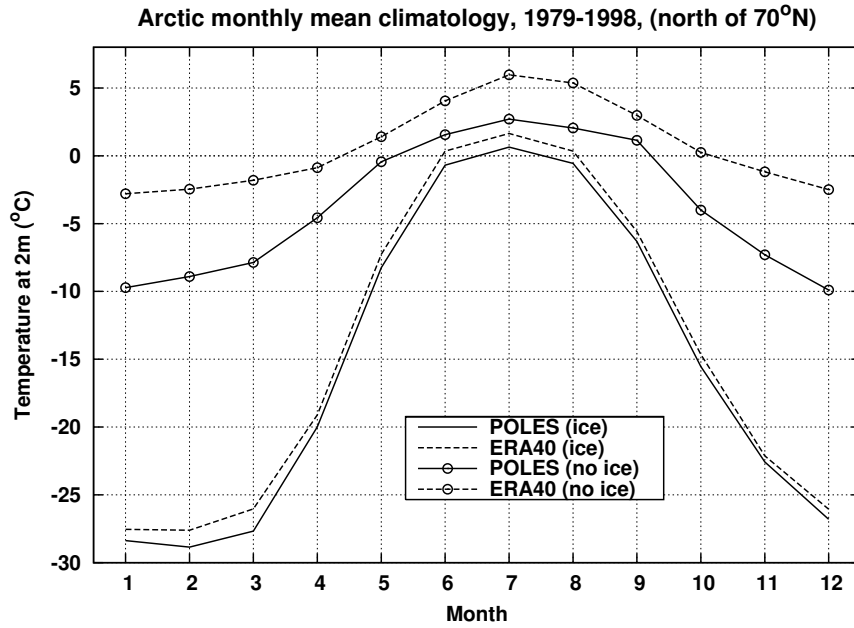


Fig. 5. Climatological (1979-1997) seasonal cycle of monthly mean air temperature (at 2 m) over the Arctic cap north of 70°N from POLES and ERA40, depending on the presence of sea-ice or not (using a climatological sea-ice mask from the SSMI).

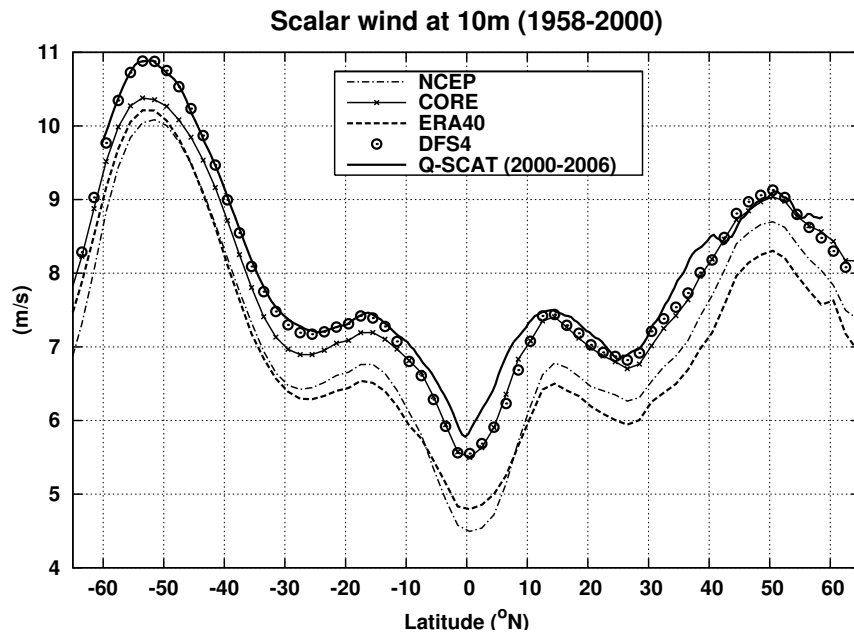


Fig. 6. Climatological (1958-2000, except for QUICKSCAT) zonal mean of the wind speed at 10 m from various origins.

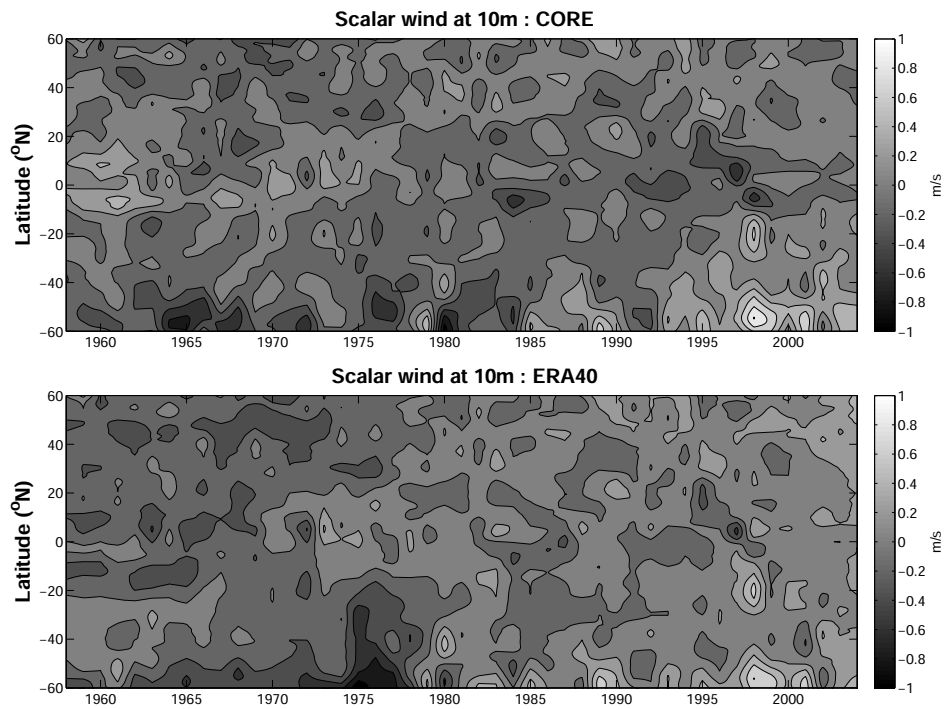


Fig. 7. Time-latitude Hovmöller diagram of the mean annual zonally-averaged wind speed over sea, CORE (a) and ERA40 (b).

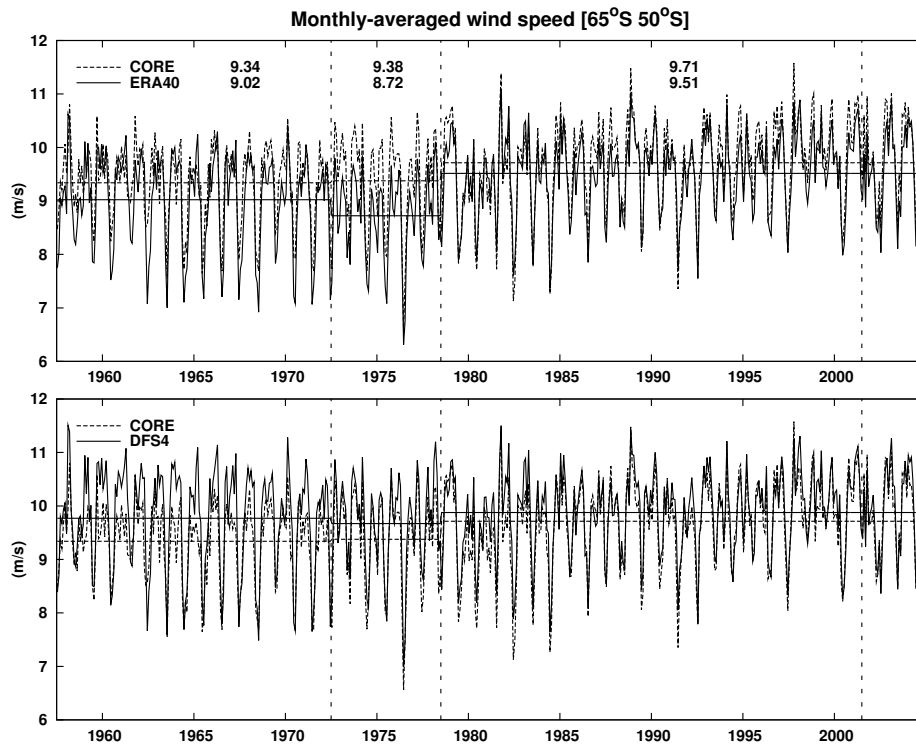


Fig. 8. Monthly-averaged ACC wind speed: prior (a) and after (b) correction.

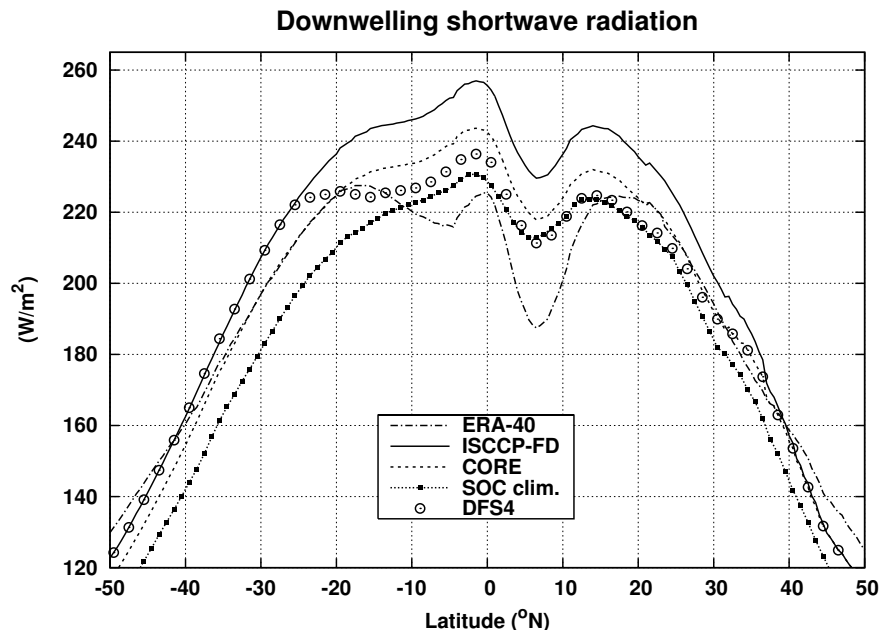


Fig. 9. Climatological (1984-2000) zonal mean of the downwelling shortwave radiation from various origins.

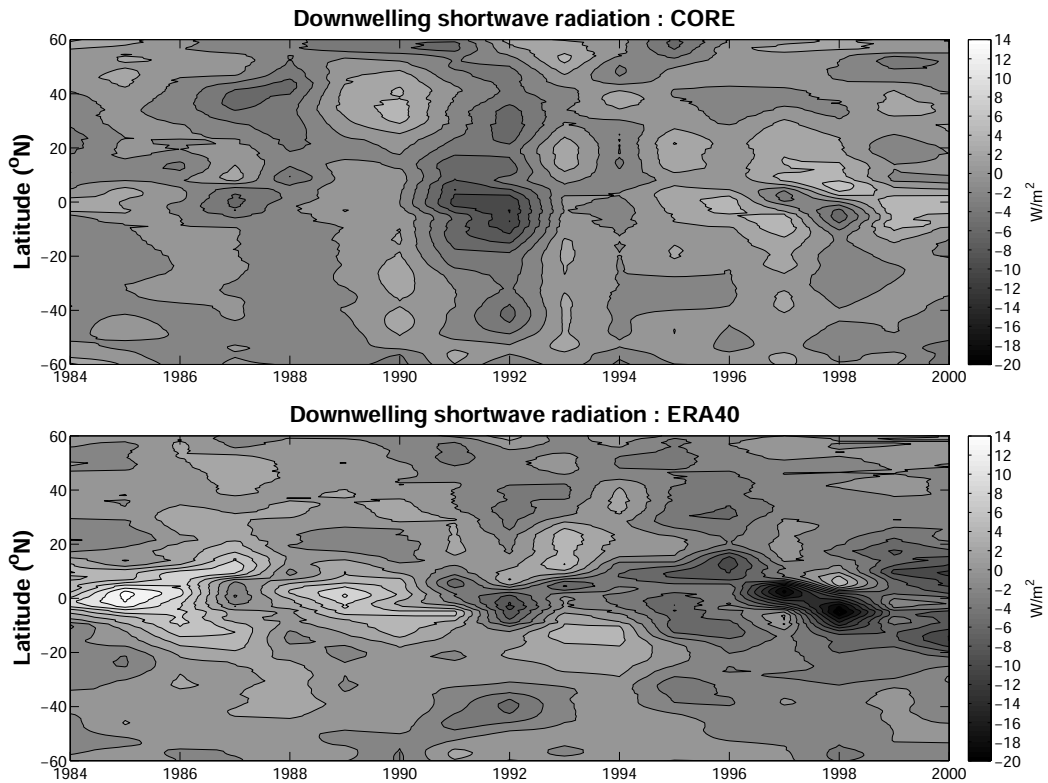


Fig. 10. Time-latitude Hovmoller diagram of the mean annual zonally-averaged downwelling shortwave radiation over sea. CORE (a) and ERA40 (b).

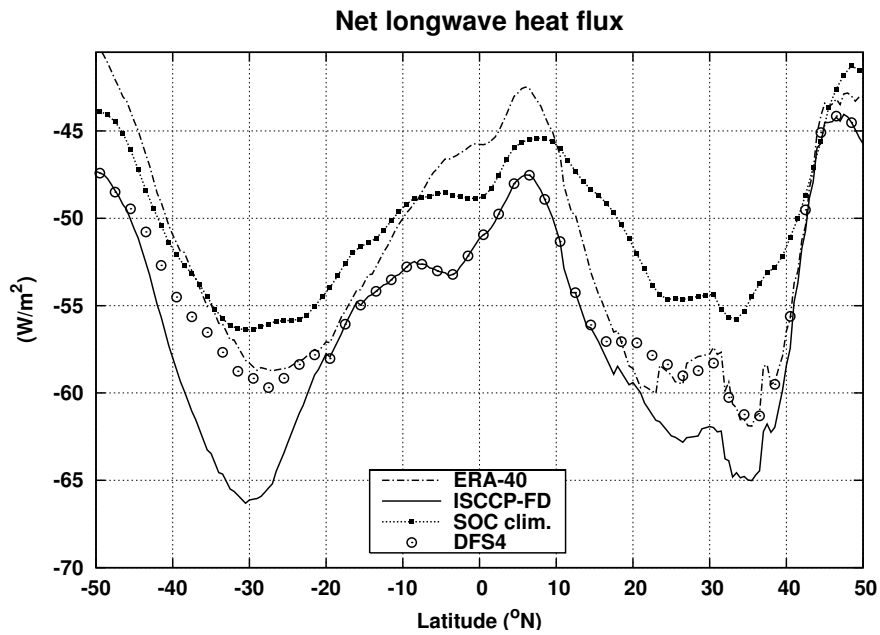


Fig. 11. Climatological (1984-2000) zonal mean of the net longwave heat flux available at the sea surface from various origins. ISCCP-FD and ERA40 : the same interannual climatic SST from *Hurrell et al. [2007]* was used to subtract the emitted infrared contribution (σSST^4) to the downwelling shortwave flux.

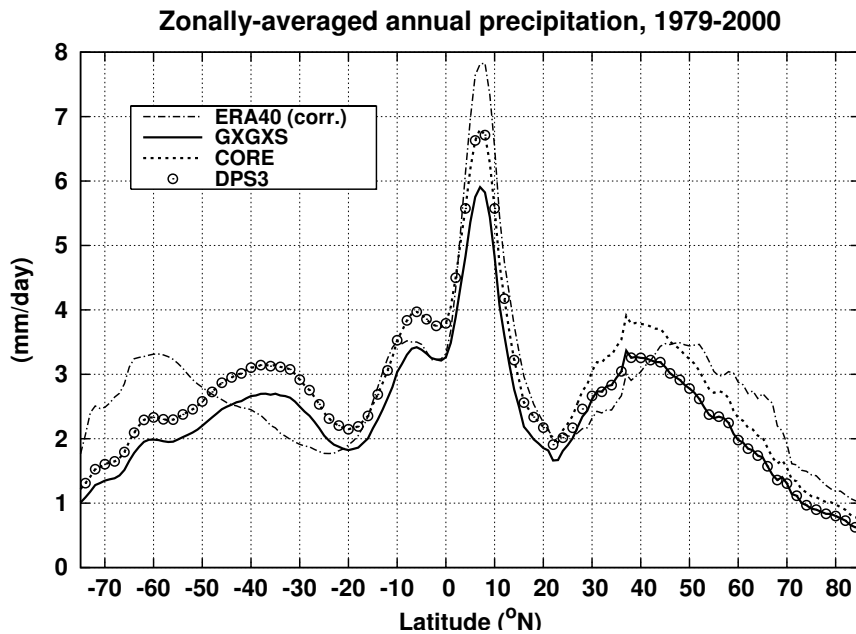


Fig. 12. Climatological (1979-2000) zonal mean of the total precipitation from various origins, including the DFS3 dataset used for every simulations.

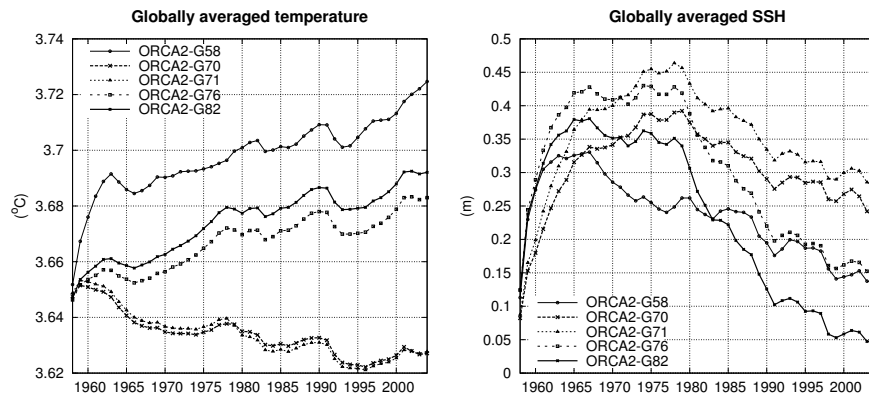


Fig. 13. Globally-averaged temperature (a) and SSH (b) evolution computed from the model.

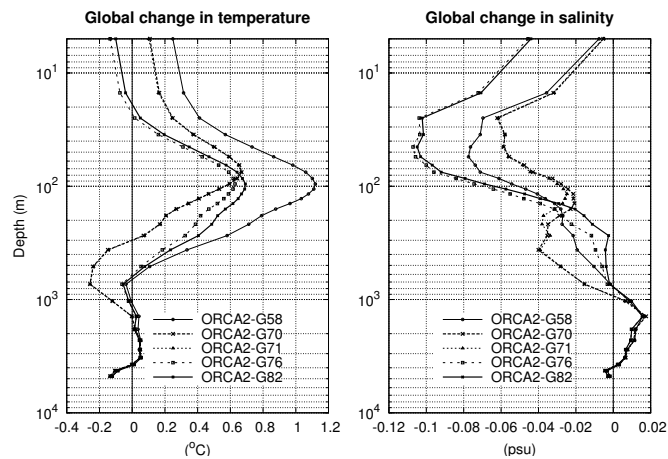


Fig. 14. Drift of temperature (a) and salinity (b) as a function of depth after the the 47 years of simulation.

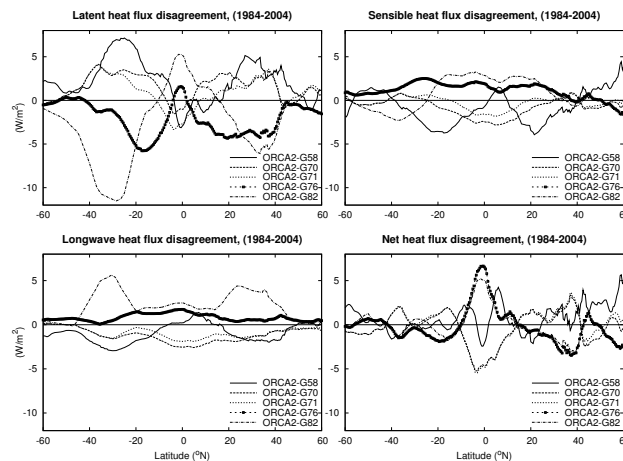


Fig. 15. Zonally-averaged anomaly of mean latent (a), sensible (b), longwave (c) and net (d) heat fluxes with regards to a reference value taken as the average of the 5 runs.

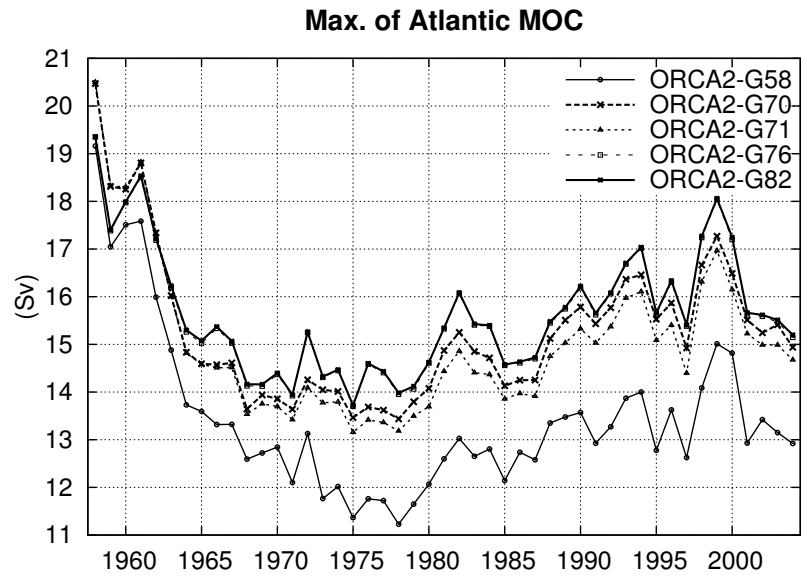


Fig. 16. Maximum value of the mean annual Atlantic meridional overturning circulation.

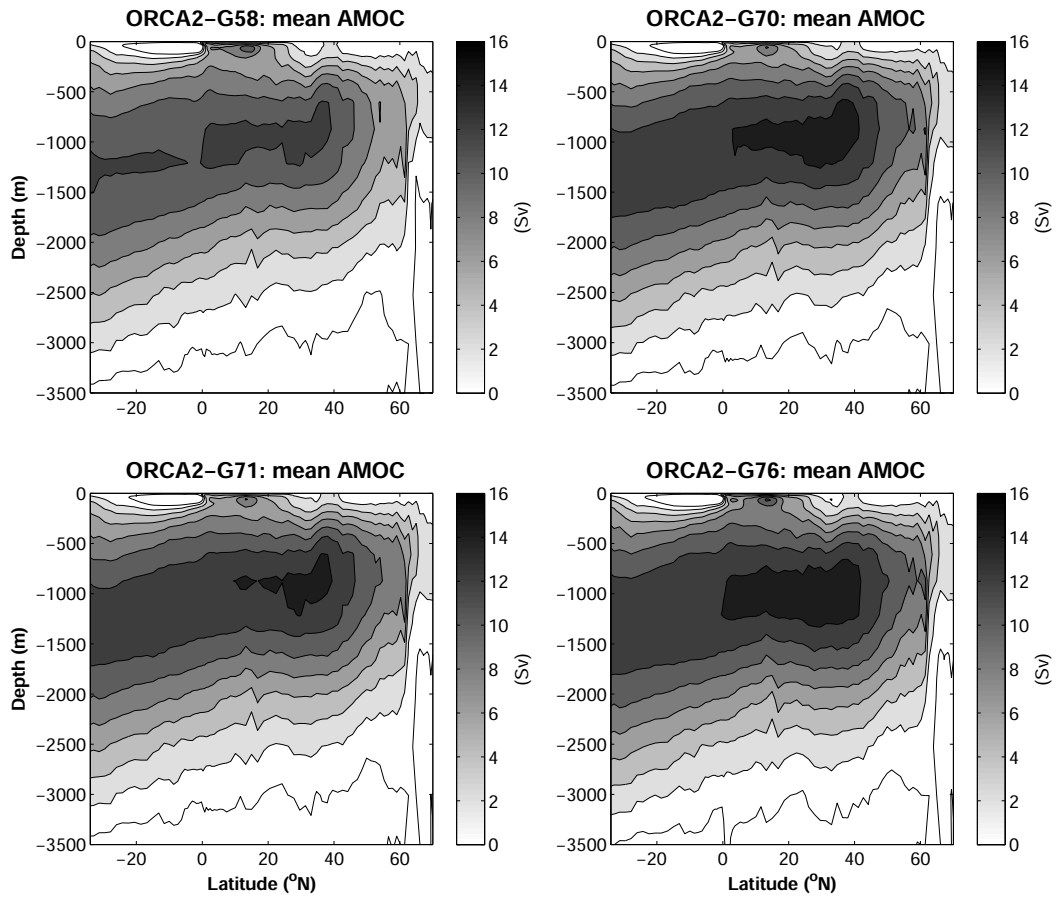


Fig. 17. Mean Atlantic meridional overturning circulation, (1979-2004).

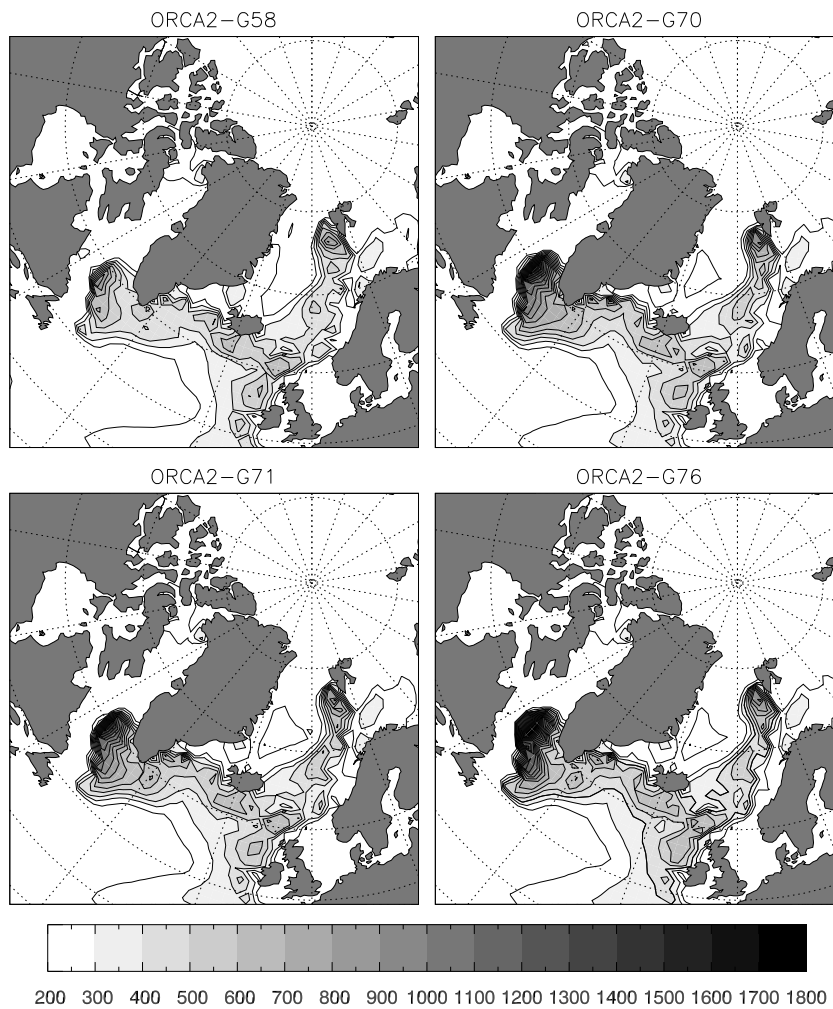


Fig. 18. Mean mixed layer depth in march (1970-2004).

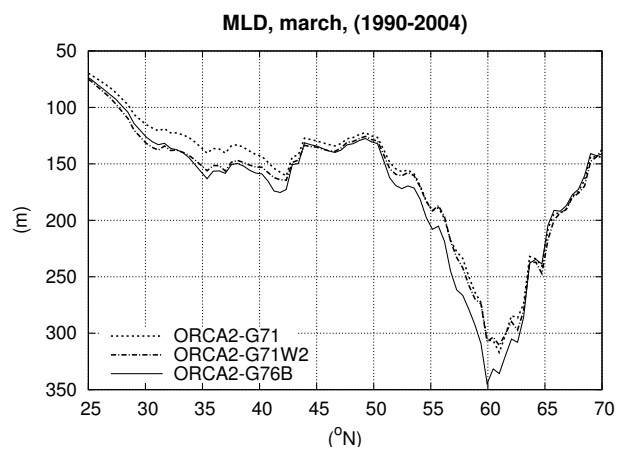


Fig. 19. Zonally-averaged mixed layer depth for nordic seas, mean value of march (1990-2004).

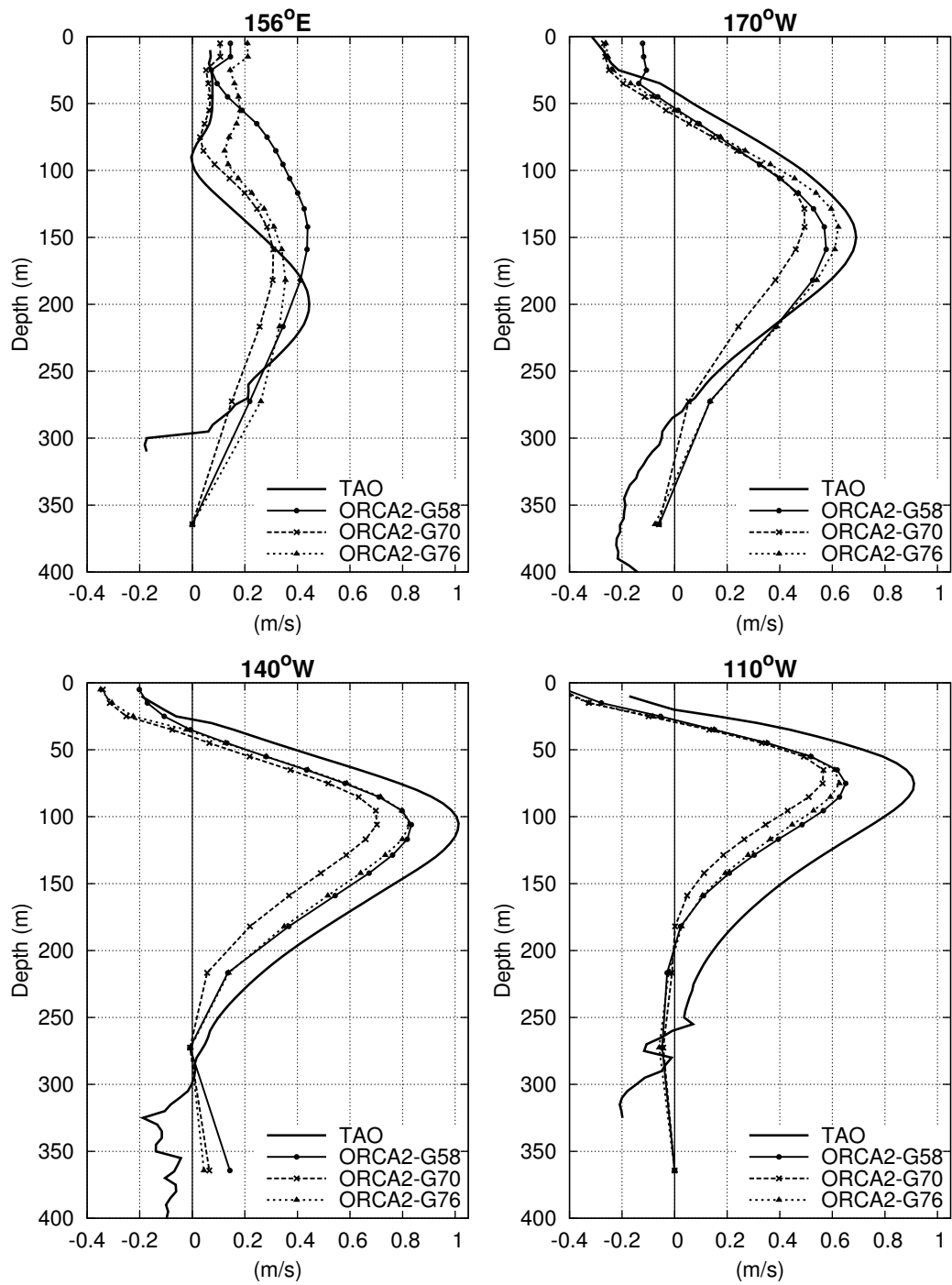


Fig. 20. Comparison of mean equatorial under current profiles between simulations and TAO mooring data for different longitudes (1992-2001).

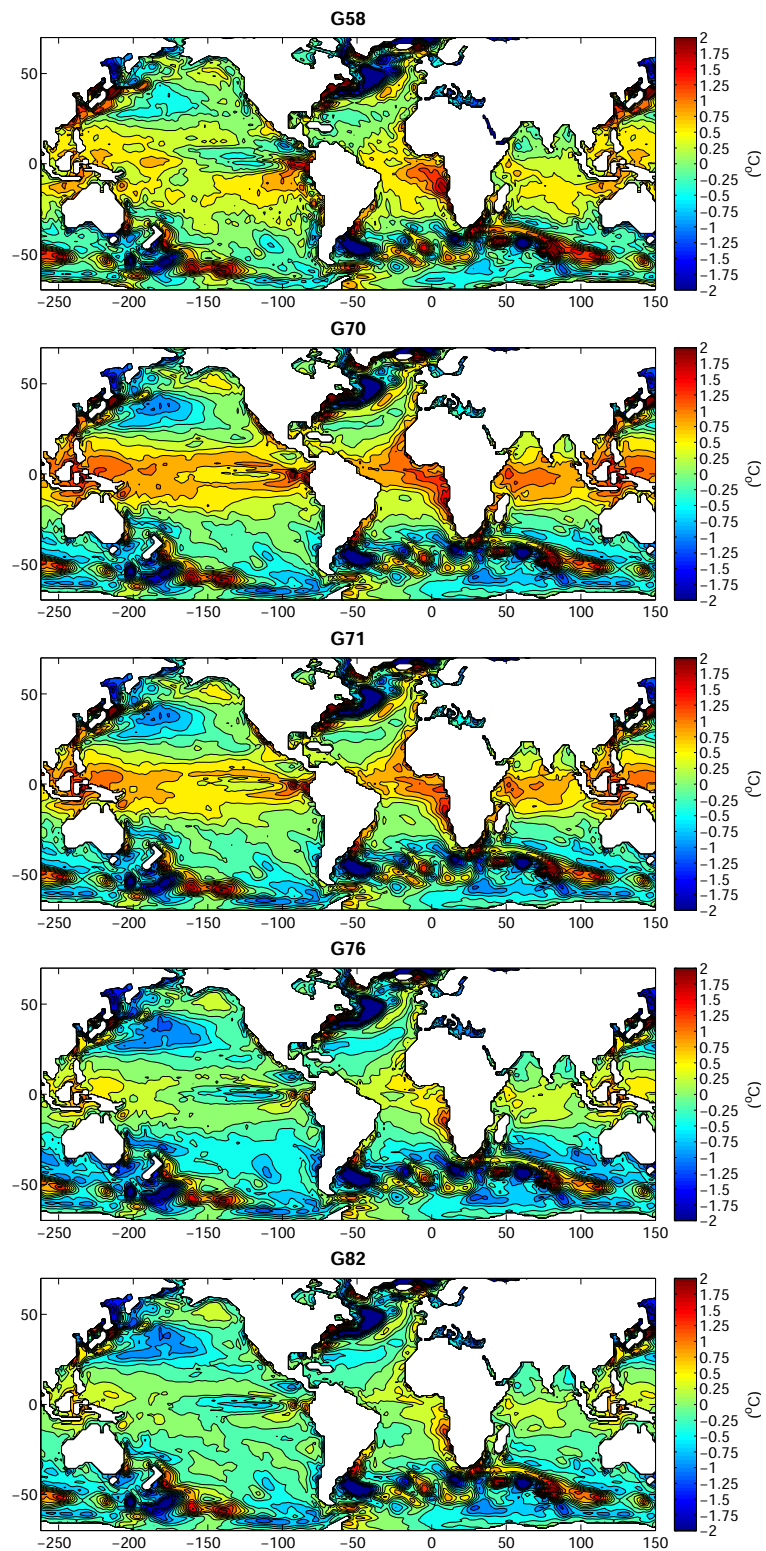


Fig. 21. Climatological (1984-2004) difference between the model SST and observed SST [Hurrell *et al.*, 2007].

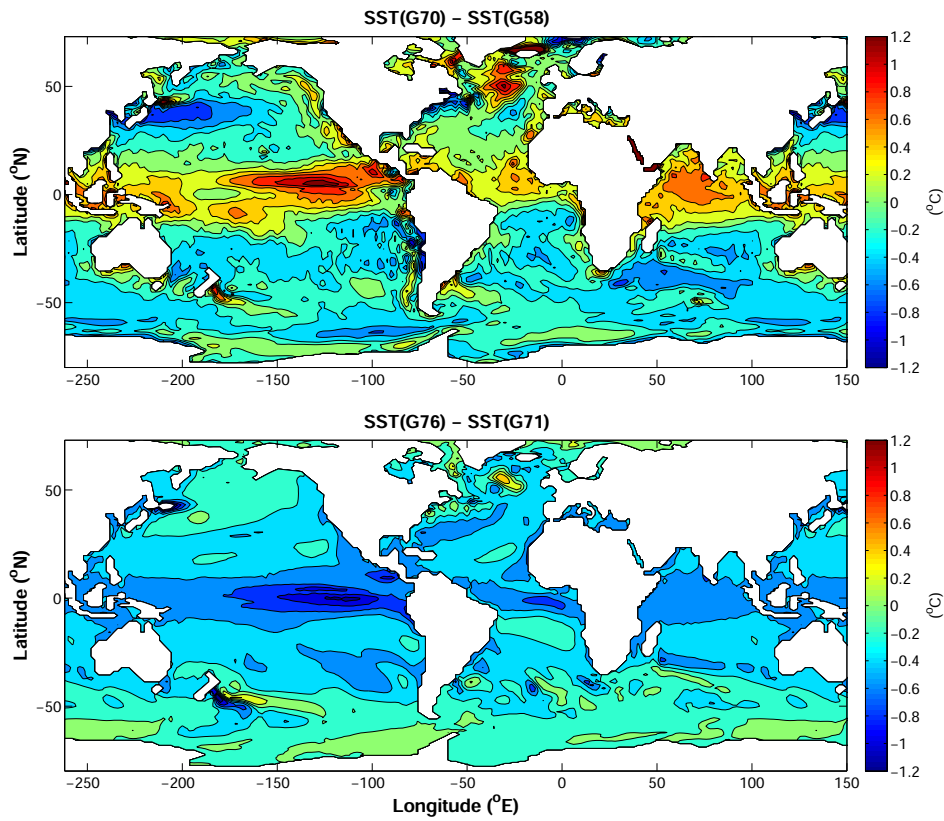


Fig. 22. Climatological (1984-2004) difference of SST between G70 and G58.

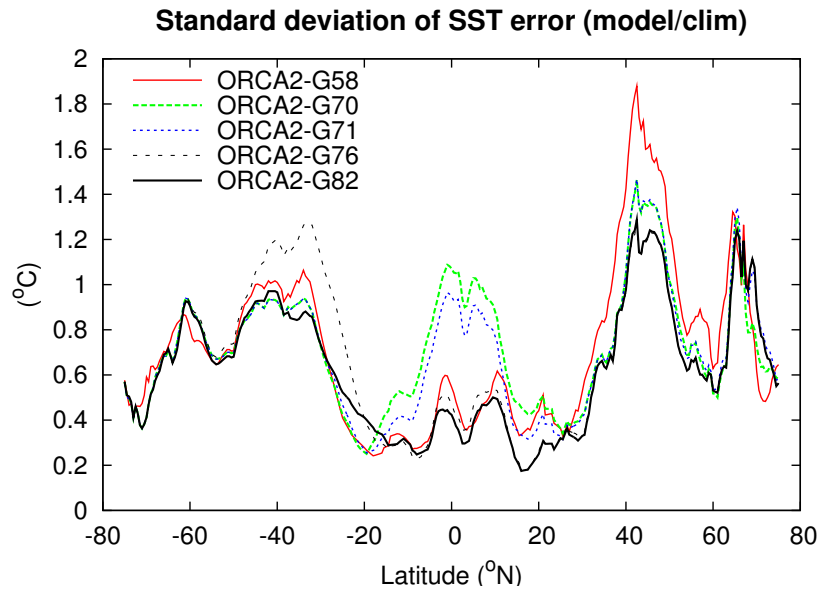


Fig. 23. Zonally-averaged profile of the mean RMS misfit between the model SST and observed SST of Hurrell (2006), (1970-2000).

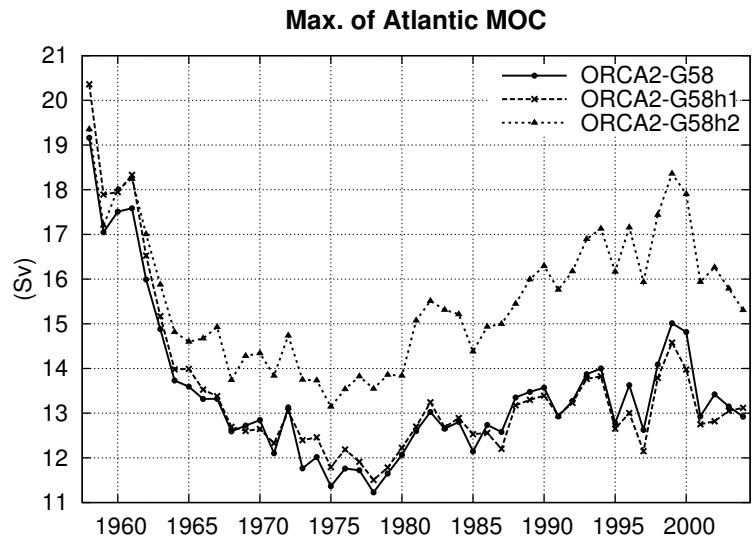


Fig. 24. Sensibility of the AMOC to the origin of the air temperature and humidity product: maximum values of mean AMOC for the G58, G58h1 (ERA40 winds and θ_{air} and q_{air} from CORE) and G58h2 (CORE winds and θ_{air} and q_{air} from ERA40).

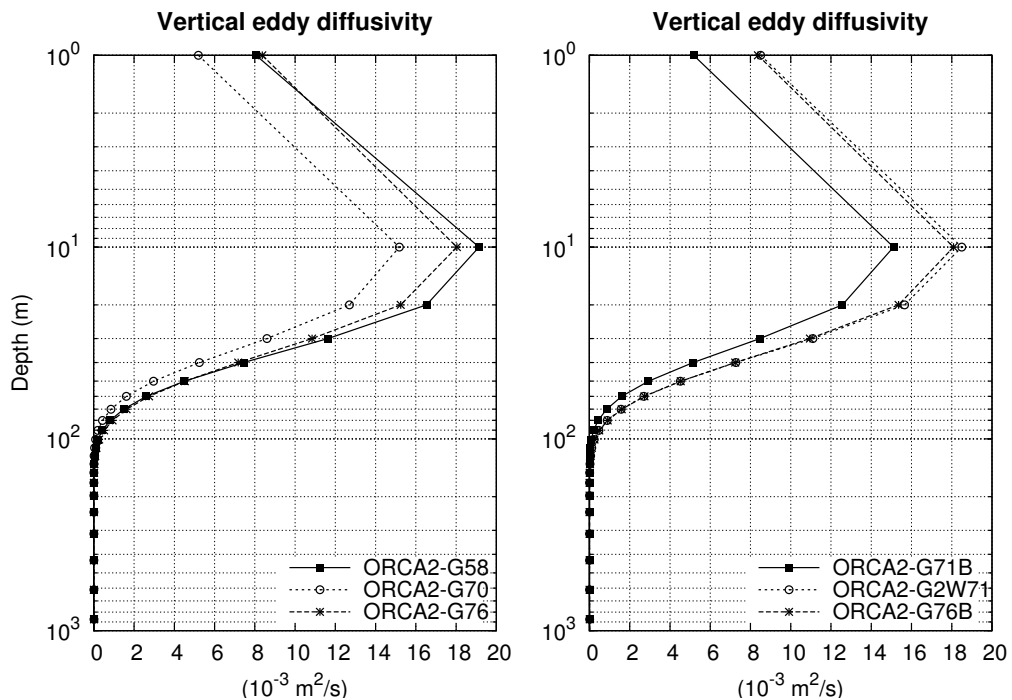


Fig. 25. Mean profile of vertical eddy diffusivity in the tropical western Pacific Ocean (between $156^{\circ}E$ - $146^{\circ}W$ and $8^{\circ}S$ - $8^{\circ}N$), (1984-2004). Main runs (a). Intermediate runs (b): the G2W71 run, is equivalent to the G71 except that the wind stress is computed from corrected ERA40 winds instead of original ERA40 winds.

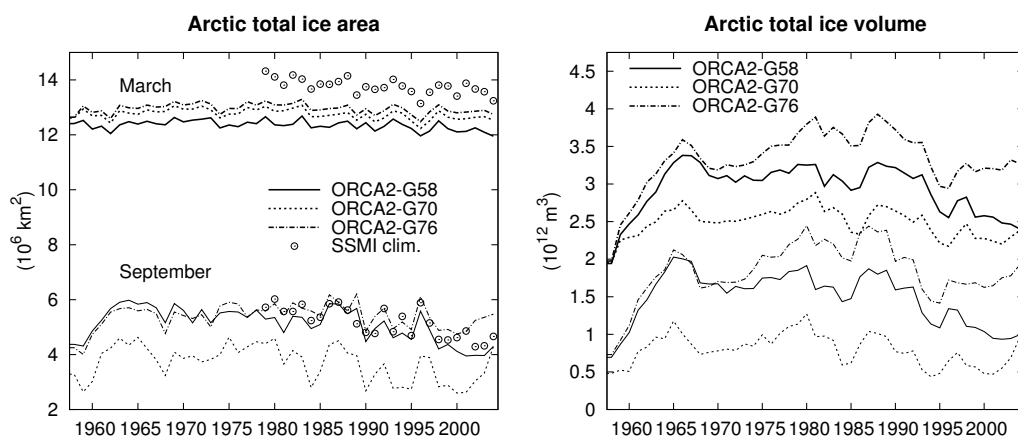


Fig. 26. March (thick lines) and September (thin lines) Arctic sea-ice extent and total volume.

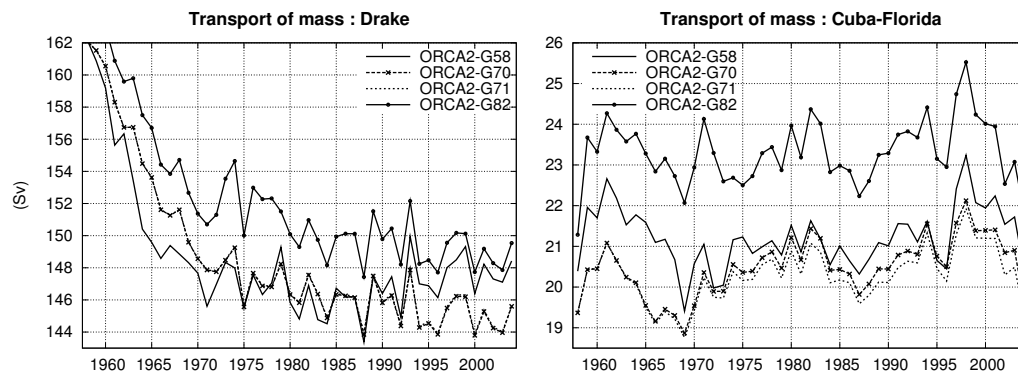


Fig. 27. Transport of mass at Drake and Cuba-Florida straights.

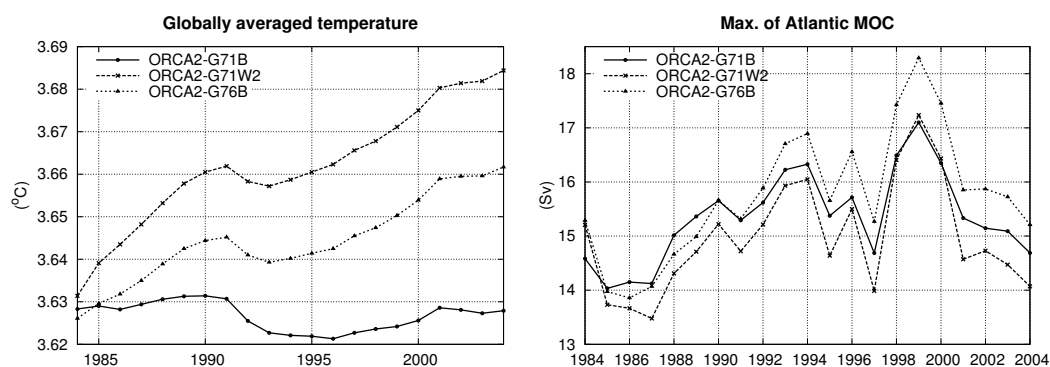


Fig. 28. Globally-averaged temperature evolution (a) and maximum of the mean AMOC (b) : sensitivity to the mechanical forcing (in the G71W2, the DFS4 rescaled winds are only used to compute the wind stress, turbulent heat fluxes are computed using ERA40 uncorrected winds).

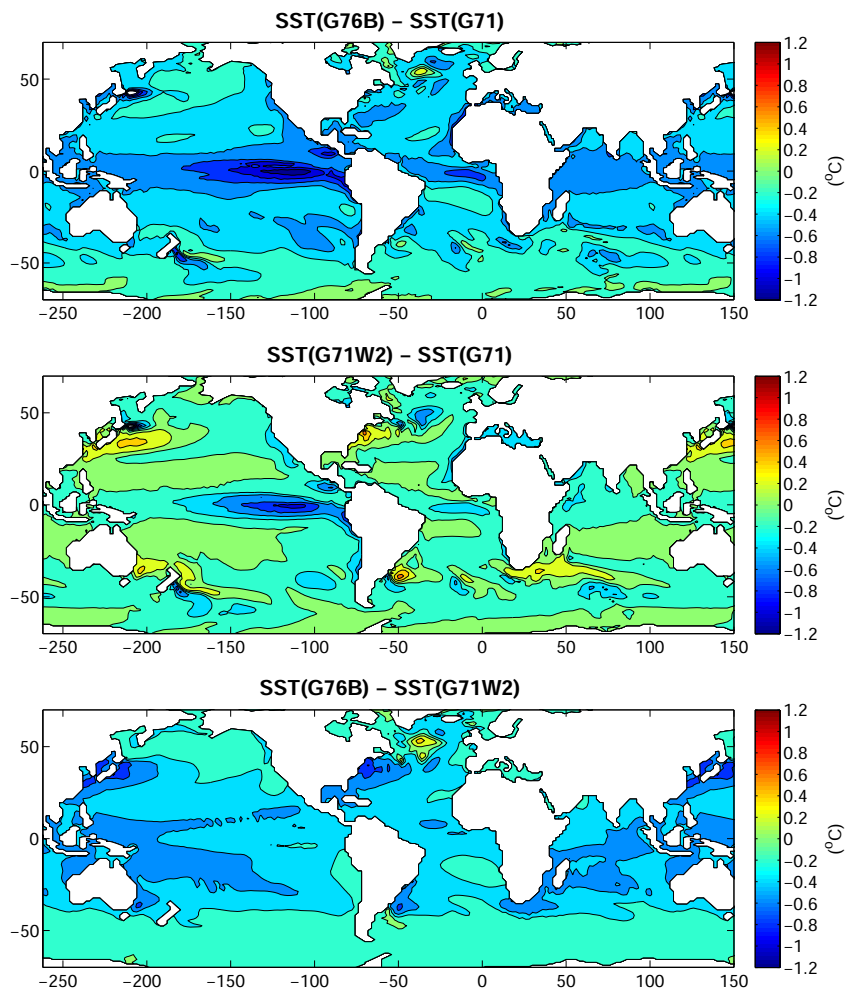


Fig. 29. Climatological (1984-2004) difference of SST between intermediate runs.

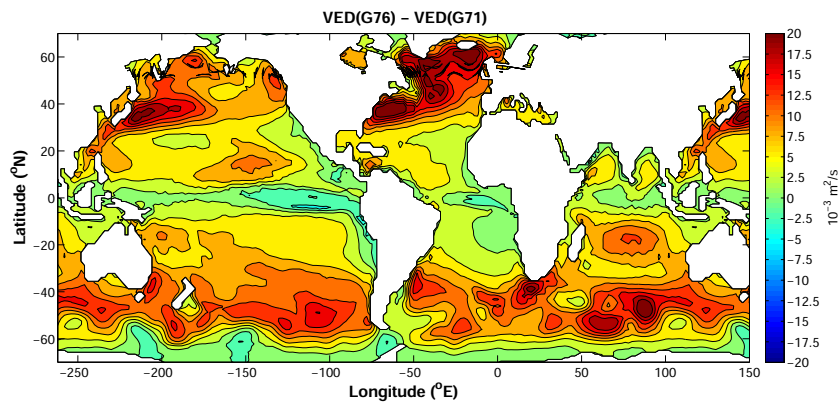


Fig. 30. Climatological (1984-2004) difference of vertical eddy diffusivity at a depth of 10 m: effect of increasing the wind stress.

Conclusions et perspectives

Cette thèse proposait de se concentrer sur divers aspects pouvant conduire à une amélioration du forçage atmosphérique des modèles de circulation générale océanique, dans le but de doter la communauté DRAKKAR de nouvelles fonctions de forçage aptes à conduire ses modèles vers des solutions globales réalistes de ces 50 dernières années. Devant l'étendue d'un tel sujet, il a fallu nous fixer des priorités, ce travail de thèse s'est donc focalisé sur certaines problématiques que nous avons jugées comme étant les plus importantes par leur implication directe sur la pertinence d'une fonction de forçage d'un modèle d'océan lorsqu'il est utilisé seul, sans couplage interactif avec un modèle d'atmosphère.

Principaux résultats

Le travail préparatoire réalisé au cours de cette thèse aura tout d'abord servi à mieux cerner certaines caractéristiques des paramétrisations *bulk* utilisées pour calculer les flux turbulents. On a ainsi pu montrer qu'en dépit du fait que les paramétrisations les plus couramment utilisées reposent toutes sur la théorie de *Monin-Obukhov*, elle peuvent néanmoins présenter d'importantes disparités pouvant conduire à des différences sur les flux loin d'être négligeables. Ces disparités ont tendance à croître en s'approchant de conditions météorologiques rares, c'est à dire qui n'ont fait que très rarement l'objet de mesures *in-situ* sur l'océan, comme par exemple les épisodes de vent très faible ou très fort voire les situations d'extrême stabilité. Les différents aspects calculatoires concernant la détermination des coefficients de transfert et les ajustements altimétriques ont été testés pour un large éventail de conditions atmosphériques. La sensibilité des flux calculés par ces paramétrisations à diverses variables décrivant l'état de la couche limite atmosphérique a aussi été abordée de manière détaillée. Une attention toute particulière a été portée sur l'effet de contrôle "rétroactif" qu'exerce la SST sur les flux de chaleur calculés par l'approche *bulk*, et qui empêche ainsi d'importantes dérives du bilan thermique des modèles. Cette propriété a été étudiée analytiquement et vérifiée de manière pratique lors de la comparaison des flux produits par l'approche "modèle" (i.e. utilisation d'ORCA2) et l'approche à "SST fixée" (i.e. utilisation de FOTO).

Une part non négligeable du travail fourni durant ma thèse a aussi été dédiée à certains aspects plus pratiques qui concernent en particulier la qualité du traitement des champs de variables atmosphériques. Ainsi, une stratégie sur la manière de créer des champs atmosphériques correctement interpolés et débarrassés de défauts inhérents aux discontinuités mer/continent a pu être définie. Nous avons pu vérifier, lors de ce travail, qu'une interpolation et un traitement adéquats de ces champs de variables peut limiter l'accumulation d'erreurs.

L'un des principaux objectifs de cette thèse était de construire et valider une hiérarchie de paramètres de forçage destinés à être utilisés par l'ensemble de la communauté DRAKKAR pour mener des simulations numériques inter-annuelles. Cet objectif a été atteint, pour cela il nous a d'abord fallu définir un ensemble d'outils et de diagnostics qui permettent de tester, d'améliorer et de valider les différentes fonctions de forçage, sans pour autant avoir recours aux modèles à haute résolution qu'elles seront amenées à forcer. L'outil numérique FOTO, dont le rôle est de calculer les flux air/mer à partir d'une fonction de forçage donnée et d'un champ observé de SST, a donc dû être codé pour l'occasion. Nous avons pu démontrer, par la suite, que cette approche d'estimation des flux à SST fixée, bien que fort utile lors des premières étapes de "dégrossissement" d'une fonction de forçage, se révèle inapte à prédire de manière claire le comportement d'un OGCM forcé par la même fonction de forçage. C'est pourquoi, après avoir vérifié que le modèle DRAKKAR à 2° (ORCA2) renseignait pertinemment sur la réponse à attendre des modèles à plus haute résolution, nous l'avons adopté comme principal outil de calibration et de validation des fonctions de forçage. Nous avons pu, à partir de là, nous atteler à l'élaboration des forçages DRAKKAR. Cela a d'abord nécessité une comparaison détaillée des principaux jeux de données

aptes à fournir les variables atmosphériques nécessaires au forçage. On a ainsi pu constater des disparités régionales importantes entre les deux principales réanalyses atmosphériques, que sont NCEP (utilisée dans CORE) et ERA-40, et diverses climatologies. Ces réanalyses tendent par exemple toutes les deux à sous-estimer le vent, ERA-40 surestime l'humidité et les précipitations sous les tropiques ainsi que la température en Arctique. Les flux radiatifs incidents de ERA-40 diffèrent grandement des observations satellitaires du fait d'une mauvaise représentation de la couverture nuageuse par le modèle de l'ECMWF. Ce travail d'investigation a par ailleurs permis de mettre en évidence certains problèmes de discontinuité temporelle dans les champs issus des réanalyses atmosphériques. Par exemple, la transition entre l'année 1978 et 1979 est très marquée (pour certaines variables comme l'humidité) par l'introduction des données TOVS et la suppression des données VTPR provenant, toutes deux, des satellites de la NOAA. L'évolution de nos fonctions de forçage s'est ensuite basée sur les résultats de multiples simulations qui ont été menées pour évaluer la réponse du modèle à différentes combinaisons de champs de variables provenant d'origines diverses. La fonction de forçage combinant les variables d'état atmosphérique de surface de ERA-40, les radiations incidentes de l'ISCCP ainsi que les précipitations de CORE, s'est révélée particulièrement prometteuse sur des critères comme l'AMOC, la profondeur de couche de mélange et les dérives de température et de salinité. Cette fonction de forçage, baptisée DFS3, a été utilisée pour le *run* "phare" de DRAKKAR (ORCA025-G70) et est couramment la simulation la plus utilisée par cette communauté. Afin de remédier à certains biais que le DFS3 induisait sur les modèles, comme par exemple le réchauffement anormal des eaux tropicales de surface, une série de corrections, compatibles (en terme d'amplitude) avec les incertitudes connues sur les variables météorologiques de surface, a été appliquée aux champs le composant, donnant naissance au DFS4, la dernière génération des forçages atmosphériques DRAKKAR. Ce dernier fera lui aussi prochainement l'objet d'une simulation à haute résolution (ORCA025-G82).

Des résultats parfois inattendus

Les différentes étapes de validation nécessaires à l'élaboration du DFS3 et du DFS4 nous ont amené à constater certains points qui méritent d'être rappelés.

Sur nos modèles, l'intensité de la circulation méridionale d'*overturning* de l'Atlantique nord, est fortement conditionnée par les flux de flottabilité induits par le flux de chaleur sensible et l'évaporation. Ainsi, le remplacement des variables NCEP d'état atmosphérique de surface (servant à estimer les flux turbulents) qui composent le forçage CORE par celles provenant de ERA-40 a prouvé jouer un rôle décisif dans le maintien de la MOC à un niveau acceptable (~ 16 Sv contre ~ 14 Sv pour CORE avec ORCA2).

Un autre point intéressant, qui n'aurait pas pu être élucidé sans l'utilisation d'un modèle, est la hausse significative de la température globale de l'océan survenant à la suite de l'augmentation du vent de surface. Plusieurs expériences de sensibilité ont permis de montrer que ce phénomène est directement imputable à l'augmentation du transfert vertical de chaleur résultant du plus grand apport de quantité de mouvement. Celui-ci contribue à maintenir une SST plus froide (en diffusant plus efficacement la chaleur en profondeur), ce qui a pour effet de limiter l'augmentation des pertes de chaleur par flux turbulents liée à l'augmentation du vent, et de réduire le flux infrarouge émis, conduisant ainsi à l'augmentation du flux de chaleur net reçu par l'océan et donc de sa température moyenne.

Quelques outils

Certains outils numériques comme l'interpolateur SOSIE et le calculateur de flux à SST fixée FOTO auront vu le jour grâce à cette thèse.

SOSIE a été rapidement adopté par la communauté DRAKKAR et son cercle d'utilisateurs s'est élargi rapidement vers d'autres disciplines partageant seulement le besoin d'interpoler de manière rapide et propre des champs géophysiques d'une grille de calcul à une autre. Il est mis à jour et amélioré régulièrement. La version 3D de SOSIE est en phase de validation et ne saurait tarder à être distribuée à son tour.

FOTO, quant à lui, est en phase de finalisation, ce qui lui permettra d'être légué à mon éventuel successeur et être distribué à la communauté dans de bonnes conditions.

Les perspectives

Bien que le DFS3 et le DFS4 donnent globalement satisfaction à la communauté DRAKKAR, de nombreuses améliorations restent à faire, comme par exemple l'ajustement du bilan d'eau douce qui se révèle problématique. Mieux ajuster les bilans d'eau douce est un exercice difficile, car comme nous l'avons montré lors de la comparaison "inter-résolution" chaque modèle se comporte de manière assez singulière à ce niveau.

En ce qui concerne, l'amélioration des méthodes de forçage des OGCMs en général, les possibilités sont nombreuses et variées. Comme nous avons souvent pu le mentionner au fil de ce travail, les formules *bulk* possèdent certains défauts. Tout d'abord, elle reposent sur une théorie qui a principalement été validée sur la terre ferme et peine à l'être sur l'océan. Par exemple, les formes empiriques des profils adimensionnels de correction de stabilité $\psi(\zeta)$ ont été obtenues grâce à des expériences pratiquement toutes menées au dessus de l'herbe. On conçoit par ailleurs, que même si les formules *bulk* calculaient les flux de manière "parfaite", ces derniers seraient toujours victimes des diverses sources d'incertitude qui affectent les variables utilisées par ces formules.

De plus, comme cela a été mentionné à plusieurs reprises, le forçage *bulk*, bien que plus pertinent que bon nombre de méthodes de forçage, est basé sur une aberration physique qui consiste à considérer l'atmosphère comme un réservoir dont la capacité à stocker la chaleur et l'eau est infinie. Cette inconsistance physique contribue fortement à l'action rétroactive maintes fois abordée du forçage *bulk*. En effet, dans la nature, un océan en surchauffe aura tendance à réchauffer et humidifier l'air qui se trouve à sa surface, ce qui appliquera un *feedback* positif puisque en retour, cet air chauffé et humidifié de surface tendra lui aussi à réchauffer l'océan. Avec la méthode *bulk*, un tel *feedback* n'existe pas, l'atmosphère figée tend seulement à limiter la dérive de température de surface. Notons aussi, qu'en utilisant les variables atmosphériques de surface des réanalyses avec les formules *bulk*, on applique implicitement une relaxation "invisible" vers une SST observée. Cette dernière est en effet utilisée comme condition limite de surface par les réanalyses, elle influence donc grandement les variables de surface comme la température et l'humidité de l'air, variables qui à leur tour, contraindront indirectement la SST du modèle vers des valeurs observées.

Une atmosphère réactive, et donc influençable par les flux air/mer, mènerait certes vers de plus grandes dérives des bilans de chaleur et d'eau douce mais autoriserait l'étude de certains phénomènes de *feedback* particulièrement importants pour le climat. A titre d'exemple, on peut mentionner les interactions "pluviométrie de l'Atlantique nord / AMOC" que seule l'utilisation d'une atmosphère réactive permettrait de modéliser. En effet, une année de forte pluviométrie sur l'Atlantique nord aurait pour résultat de diminuer la convection dans les mers nordiques, ce qui affaiblirait la circulation méridienne d'*overturning* et la remontée d'eau chaude du *Gulf*

Stream et donc, limiterait l'évaporation sur l'Atlantique nord, ce qui en retour limiterait aussi les précipitations et donc appliquerait un *feedback* négatif en "relançant" l'AMOC. Un tel phénomène ne peut absolument pas être représenté par l'approche de forçage *bulk*.

Sans en venir à l'utilisation d'un AGCM complet, une des solutions qui semble s'imposer comme l'avenir du forçage des OGCMs est le "couplé-guidé", dans lequel seule la couche de surface de l'atmosphère serait modélisée et couplée au modèle d'océan, les transports dans l'atmosphère (vents) étant fortement relaxés vers les données de réanalyses, par exemple. Des études de ce type pourraient être proposées comme sujet de thèse se situant dans la continuité de la mienne.

Annexes

Annexe A

Algorithme bulk

À partir des données d'entrée suivantes :

ΔU_{z_u}	vent scalaire relatif à z_u m	(m/s)
θ_{z_t}	température potentielle de l'air à z_t m	(K)
q_{z_t}	humidité spécifique de l'air à z_t m	(kg/kg)
T_s	température de surface de la mer	(K)

d'une fermeture donnée en $C_X^{N10} = f_X(\Delta U_N^{10})$ (par exemple celle de Large et Yeager, 2004, eq. 4.15) et d'une relation empirique $q_{sat}(T_s)$ exprimant l'humidité spécifique à saturation à la surface de la mer pour une température T_s (eq. 2.9), alors, l'algorithme présenté dans cette annexe (cf verso) rend (après convergence) les grandeurs suivantes :

C_D	le coefficient de trainée à z_u m	
C_H	le coefficient de transfert de chaleur sensible à z_u m	
C_E	le coefficient de transfert d'évaporation à z_u m	
θ_{z_u}	température potentielle de l'air à z_u m	(K)
q_{z_u}	humidité spécifique de l'air à z_u m	(kg/kg)

qui sont directement utilisables dans les formules *bulk* classiques pour calculer les flux turbulents à z_u m :

$\vec{\tau}$	=	$\rho_a C_D$	$\Delta \vec{U}_{z_u}$	ΔU_{z_u}
Q_{sens}	=	$\rho_a C_H C_p$	$(\theta_{z_u} - T_s)$	ΔU_{z_u}
Q_{lat}	=	$\rho_a C_E L_v$	$(q_{z_u} - q_{sat}(T_s))$	ΔU_{z_u}

	Initialisation	
0.1	Estimation grossière des scalaires et des différences air/mer à z_u m	$\theta_{z_u} \simeq \theta_{z_t}$, $q_{z_u} \simeq q_{z_t}$ $\Delta\theta \simeq \theta_{z_t} - T_s$, $\Delta q \simeq q_{z_t} - q_{sat}(T_s)$
0.2	Estimation grossière de la stabilité grâce à $\Delta\theta$	si $\Delta\theta > 0 \rightarrow$ stable si $\Delta\theta < 0 \rightarrow$ instable
0.3	Première estimation des coefficients de transfert neutres à 10 m	$\Delta U_N^{10} \simeq \Delta U_{z_u}$ $C_D^{N10} \simeq f_D(\Delta U_{z_u})$ $C_E^{N10} \simeq f_E(\Delta U_{z_u})$, $C_H^{N10} \simeq f_F(\Delta U_{z_u})$
0.4	Approximations de coefficients de transfert par leurs équivalents neutres à 10 m	$C_D \simeq C_D^{N10}$ $C_E \simeq C_E^{N10}$, $C_H \simeq C_H^{N10}$
	Boucle d'itération	
1	Mise à jour des différences air/mer à z_u m	$\Delta\theta = \theta_{z_u} - T_s$ $\Delta q = q_{z_u} - q_{sat}(T_s)$
2	Mise à jour de la temp. virt. à z_u m	$\Theta_{z_u} = \theta_{z_u}(1 + \varepsilon q_{z_u})$
3	Mise à jour des échelles de la turbulence	$u^* = \sqrt{C_D} \Delta U_{z_u}$ $\theta^* = C_H / \sqrt{C_D} \Delta\theta$, $q^* = C_E / \sqrt{C_D} \Delta q$
4	Mise à jour de la longueur de <i>Monin-Obukhov</i> à z_u m grâce à l'équation (3.34)	$L = L(\Theta_{z_u}, u^*, \theta^*, q^*, \theta_{z_u}, q_{z_u})$ si $z_u/L < 0 \rightarrow$ instable , sinon \rightarrow stable
5	Mise à jour du vent neutre à 10 m	$\Delta U_N^{10} = \frac{\Delta U_{z_u}}{1 + \sqrt{C_D^{N10}} \left[\ln\left(\frac{z_u}{10}\right) - \psi_m\left(\frac{z_u}{L}\right) \right] / \kappa}$
6	Mise à jour des coefficients de transfert neutres à 10 m	$C_D^{N10} = f_D(\Delta U_N^{10})$ $C_E^{N10} = f_E(\Delta U_N^{10})$, $C_H^{N10} = f_F(\Delta U_N^{10})$
7	Mise à jour des coefficients de transfert à z_u m à partir de leurs équivalents neutres à 10 m en utilisant l'équation (3.65)	$C_D = C_D(z_u, C_D^{N10}, \psi_m)$ $C_E = C_E(z_u, C_D, C_D^{N10}, C_E^{N10}, \psi_e)$ $C_H = C_H(z_u, C_D, C_D^{N10}, C_H^{N10}, \psi_h)$
8	Mise à jour des valeurs de l'humidité et de la température à z_u m	$\theta_{z_u} = \theta_{z_t} + \frac{\theta^*}{\kappa} \left[\ln\left(\frac{z_u}{z_t}\right) - \psi_h\left(\frac{z_u}{L}\right) + \psi_h\left(\frac{z_t}{L}\right) \right]$ $q_{z_u} = q_{z_t} + \frac{q^*}{\kappa} \left[\ln\left(\frac{z_u}{z_t}\right) - \psi_e\left(\frac{z_u}{L}\right) + \psi_e\left(\frac{z_t}{L}\right) \right]$
	\rightarrow continuer en 1	

Annexe B

Lettre à “Flux News”

Extrait de la *newsletter* “Flux News”, revue d’information sur les flux de surface du WCRP (*WCRP Working Group on Surface Fluxes*). Numéro 3, janvier 2007.

Comparing sea surface atmospheric variables from ERA40 and CORE with a focus on global net heat flux



**L. Brodeau¹, B. Barnier¹,
A.M. Treguier² and T. Penduff¹**

¹ LEGI, Grenoble, France

² LPO, Brest, France

Contact: L. Brodeau
brodeau@hmg.inpg.fr

Introduction

The solution of ocean «only» circulation models (not coupled to an AGCM) greatly depends on the pertinence of the surface boundary conditions of momentum, heat and mass. So far, bulk forcing has proven to be the best option as a degree of freedom is added to the system, and thus allows a direct feedback of the model SST on the fluxes (Large *et al.* 1997). These fluxes are partly estimated on-line using prognostic model SST and prescribed atmospheric state variables.

The objective of the present work is to compare two recent inter-annual atmospheric datasets extracted from reanalysis, CORE⁽¹⁾ and ERA40⁽²⁾, with a focus on their ability to generate a relevant and suitable bulk heat flux forcing for a given model. Both datasets are global and cover most of the last 50 years at high temporal resolution (6-hourly). Their spatial resolution is about one degree. This study was carried out over the period 1958 to 2000.

The three surface variables under investigation are air temperature, specific humidity, and wind module. They are required (together with SST) to compute the turbulent part (i.e. latent and sensible) of the net heat flux, so downwelling radiation must be provided as a complementary product. To fulfil this need, the ISCCP⁽⁴⁾ satellite-derived dataset already implemented in CORE, has been used. These satellite data are expected to be more reliable than products extracted from reanalyses such as ERA40. They are however only available from 1984, so a daily climatology derived from the 1984–2000 period is used prior to this era.

This study is done in three steps; first, input variables of each dataset are compared. Then, the net heat flux computed with bulk formulae and a given reference climatic SST⁽⁵⁾, is analysed for both datasets (Approach 1 of Fig. 1). Lastly, two coarse resolution global OGCM simulations at 2° resolution are performed with each forcing function (Approach 2 of Figure 1). This step extends the former results by representing the feedback of large-scale ocean dynamics on SST and air-sea interactions.

The emphasis is on the value of Q_{turb} (the turbulent component of the net heat flux) produced by these two approaches.

Input data

Since CORE temperature and humidity are provided at a height of 10m, it was necessary to adjust ERA40 values from 2m to 10m following the Monin-Obukhov similarity parameterisation given by Large & Yeager (2004).

Discrepancies between CORE and ERA40 are mainly found on surface wind and air humidity. Despite a very similar inter-an-

nual time variability pattern, CORE winds are indeed constantly stronger than ERA40 at every latitude (Fig. 2). CORE shows wetter air than ERA40 except in the [0°N 20°N] latitude band (Fig. 2). High winds have a cooling effect as they enhance heat loss by evaporation whereas high humidity, by limiting evaporation, has a warming effect.

There is however a good agreement on air temperature.

Interpolation artefacts are also a substantial weakness of CORE atmospheric fields as their spatial resolution suffers from unwanted noisy structures.

Heat fluxes derived from prescribed SST

By simply applying bulk formulae with a given climatic inter-annual SST field⁽⁶⁾ and the atmospheric state of each dataset it is possible to derive two climatological heat flux estimates. The iterative algorithm of Large & Yeager (2004) is used to compute air/sea exchange coefficients (C_D , C_E and C_H) required by bulk formulae.

By using the same SST field for both experiments, the influence of the radiative flux on the difference of net heat flux is neutralised. Comparing net heat flux thus becomes equivalent to comparing turbulent heat flux (latent+sensible).

In this configuration, surprisingly, CORE leads to less turbulent heat loss than ERA40 except in low latitudes where it gathers two cooling effects of stronger winds and dryer air (Figure 3). This proves that despite its weaker winds, and because of a globally dryer air, ERA40 leads to a stronger evaporation than CORE. Figure 2 and Figure 4 also show that a negative anomaly of humidity of about 0.5 g/kg is able to produce a higher heat loss than a positive anomaly of wind of 0.5 m/s.

2°-resolution model simulations

The 2° global ocean/sea-ice ocean general circulation model used in the DRAKKAR⁽⁷⁾ project, based on the NEMO⁽⁶⁾ code has been forced over 43 years (1958–2000) by ISCCP radiative product and surface atmospheric variables from each dataset. The bulk algorithm used is the same as in the previous section. There is no SST restoring and a gentle SSS restoring.

Simulating the oceanic feedback on heat fluxes through prognostic SST substantially modifies the expectations derived from fixed-SST investigation. Much better agreement is found on zonally-averaged flux profiles from the runs (compare Figure 4 to Figure 5). This underlines the important role of the SST feedback on the regulation of the heat flux while using bulk forcing. It is however interesting to note that the ERA40

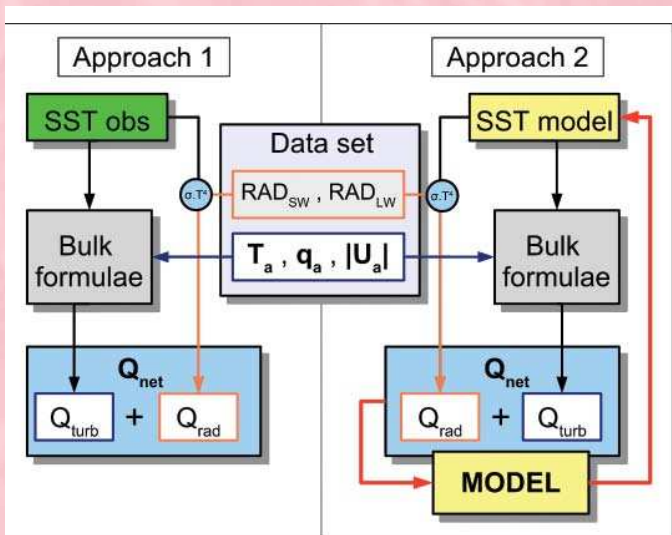


Figure 1: Two different approaches tested for evaluating the impact of each dataset on air/sea heat flux. Approach 1 = observed SST offline test. Approach 2 = OGCM simulation.

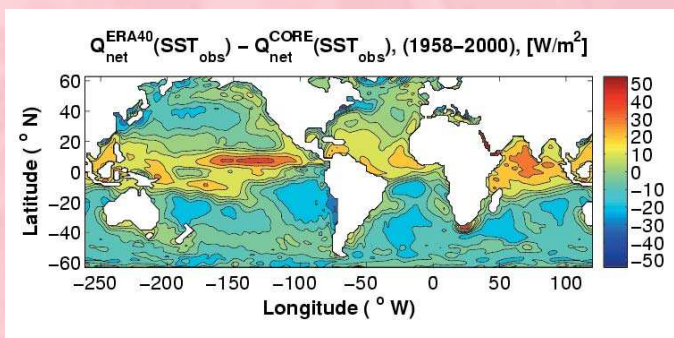


Figure 3: Difference of mean net heat flux between ERA40 and CORE obtained with the same prescribed SST. Positive values highlight regions where the ocean loses more turbulent heat with CORE than with ERA40.

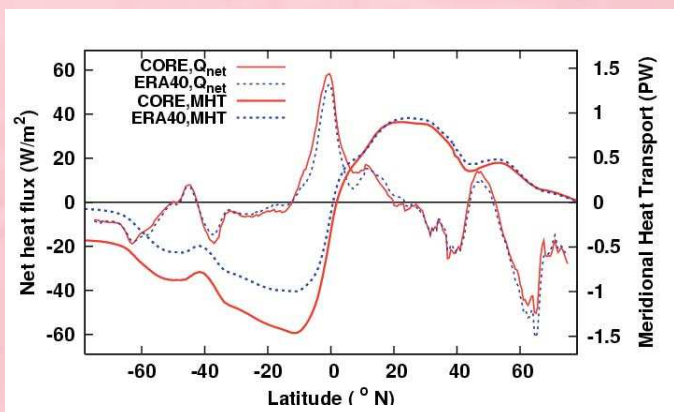


Figure 5: Zonally averaged profiles of mean net surface heat flux from the model; resulting meridional heat transport (1958–2000).

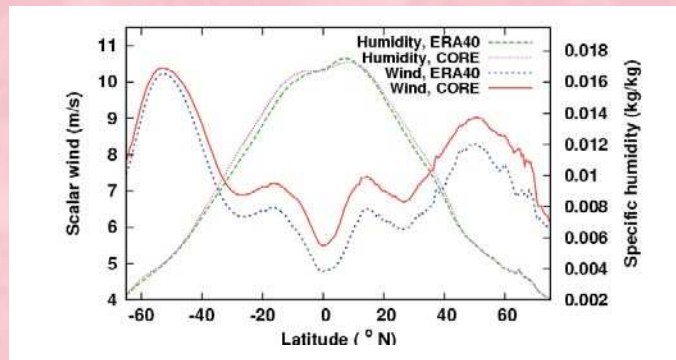


Figure 2: Zonally averaged profiles of mean scalar wind at 10m and mean specific humidity at 10m for each dataset (1958–2000).

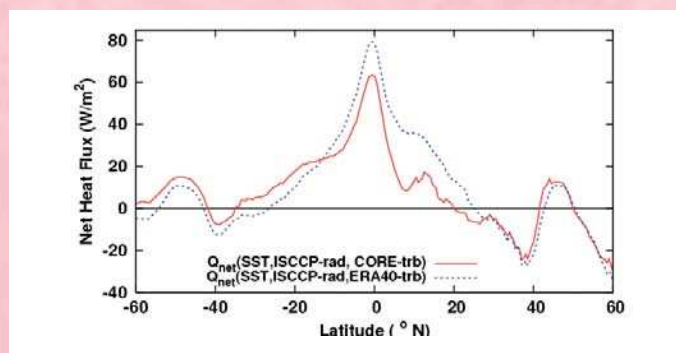


Figure 4: Zonally averaged profiles of mean net surface heat flux computed with the same fixed SST for the two tested datasets (1958–2000).

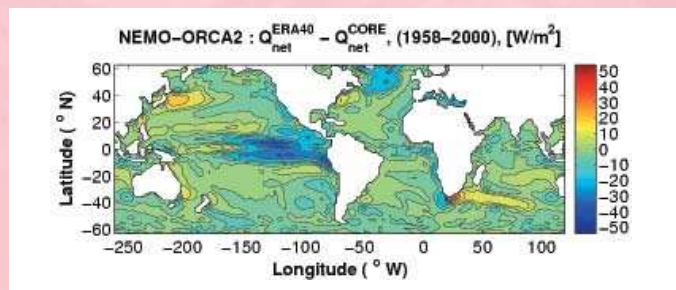


Figure 6: Difference of mean net surface heat flux between ERA40 and CORE obtained from model simulations. Positive values highlight regions where the ocean loses more heat with CORE than with ERA40.

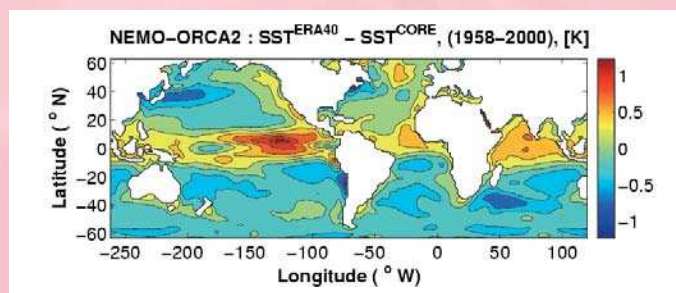


Figure 7: Difference of mean SST between ERA40 and CORE obtained from model simulations. Positive values highlight regions where the ocean surface is warmer with ERA40 than with CORE.

run is the most affected by this «retroactive SST correction». Zonal net heat flux values at the equator were indeed lowered towards 60W/m^2 , which is roughly the value obtained with CORE in both approaches (Figure 4 and 5).

Contrary to *fixed-SST* expectations, the CORE forcing yields the strongest input of heat in the equatorial region (Figure 5). This is consistent with the warmer SST obtained with the ERA40 simulation (Figure 7) which tends to increase turbulent and infrared heat losses, especially in the eastern equatorial region (Figure 6 and 7). This process seems partly responsible for the greater global warming noticed in the CORE run. ERA40 forcing generates the weakest heat imbalance (Figure 5).

Meridional heat transport computed from net surface heat flux, shown on Figure 5 also shows that the disagreement of net heat flux in the tropics is responsible for the greater southward heat transport in the CORE-driven run.

Conclusion

This study demonstrates that the oceanic impact of various atmospheric forcing functions cannot be estimated from SST climatologies but requires prognostic ocean simulations (at least mixed layer dynamics). Model simulations exhibit totally different thermal trends than those that could be inferred from bulk formulae with a fixed SST. A prognostic SST is an essential degree of freedom to mimic the oceanic feedback on air-sea fluxes. Humidity also plays an important role since latent heat fluxes extract a large amount of heat from the ocean.

References

- (1) Large, W. G. and Yeager, S. G. 2004, Diurnal to Decadal Global Forcing For Ocean and Sea-Ice Models: The Data Sets and Flux Climatologies. NCAR technical note, 62 pp.
- (2) European Centre for Medium-Range Weather Forecasts, 2002: The ERA-40 Archive.
- (3) Large W. G., G. Danabasoglu, S. C. Doney, J. C. McWilliams, 1997: Sensitivity to surface forcing and boundary layer mixing in a global ocean model: annual mean climatology. *J. Phys. Oceanogr.*, 27, 2418–2447.
- (4) Zhang, Y-C., W.B. Rossow, A.A. Lacis, V. Oinas, and M.I. Mishchenko, 2004. Calculation of radiative fluxes from the surface to top of atmosphere based on ISCCP and other global data sets: Refinements of the radiative transfer model and the input data. *J. Geophys. Res.*, 109, (27 pp).
- (5) Hurrell, J., Caron, J., Hack, J. & Shea, D. 2003, A New Surface Temperature and Sea Ice boundary data set for the Community Atmosphere Model, *Geophys. Res. Lett.* pp. 0–999.
- (6) Madec, G, 2006: NEMO, the ocean engine. To appear in *Notes de l'IPSL, Université P. et M. Curie, B102 T15-E5, 4 place Jussieu, Paris cedex 5.*
- (7) DRAKKAR: HYPERLINK «<http://www.ifremer.fr/lpo/drakkar>»; «<http://www.ifremer.fr/lpo/drakkar>»

Over 40 years in air-sea interactions: Interview with Prof. James J. O'Brien



In this issue of Flux News dedicated to the atmospheric forcing of the ocean circulation, WGSF is honoured to pay tribute to Jim O'Brien, whose vision in the field has always been ahead of his time. Prof. O'Brien who is Robert O. Lawton Distinguished Professor in Meteorology & Oceanography, is also the Director Emeritus of the Center for Ocean-Atmospheric Prediction Studies at Florida State University. Having promoted excellence in interdisciplinary research in air-sea interaction, he received the Sverdrup Gold Medal in 1987 for his research on the relationship between oceanic oscillations and climate. Prof. O'Brien has kindly agreed to answer our questions about estimating the wind stress over the ocean, from Voluntary Observing Ships to the Spaceborne Scatterometer.

FSU pseudo wind stress, well known as FSU winds, have been very widely used and greatly appreciated by many ocean scientists. What triggered your idea to produce it?

JJO: In the mid 1970's, EL NINO theories were simple. They explained Kelvin waves and Rossby waves to all. But they were ridiculed as simple GFD toys. In the summer of 1979 I hired 13 young undergraduates of meteorology and we hand-drew and hand-digitized monthly maps of pseudo wind stress for 20 years. K.Wytki invented *Pseudo Stress* because there was so many arguments about drag coefficients. When TOGA started we continued to produce monthly pseudo stress what we still do today.

Would you comment on your great support of Scatterometer winds, since their early days?

JJO: In 1980 I chaired a NASA committee to get a new start called a SCATTEROMETER. NSCAT was launched in 1986 on ADEOS I. It lasted only 9 months but was so successful that NASA found \$100 M to launch QUIKSCAT which is still going strong. Now everyone who needs to observe heavy winds at sea uses this data. Now we really need at least two polar orbiting scatterometers to get the needed coverage.

What is your opinion on the future of wind observation from space? Do you think that the time when wind observations are specifically designed for data assimilation in NWP models has come?

JJO: After QSCAT dies I believe the Nations will know what they have lost and will launch what is needed. I think the cry for better hurricane and typhoon intensity forecasts will drive the big NWP centers to improve the boundary layers over the oceans, and learn to use scatterometer data for improved intensity forecasts.

Bibliographie

- Akima, H., A new method of interpolation and smooth curve fitting based on local procedures, *J. ACM*, *17*, 589–602, 1970. 104, 105
- Akima, H., A method of bivariate interpolation and smooth surface fitting based on local procedures, *Commun. ACM*, *17*, 18–20, 1974. 102, 104
- Andersson, E., J. Haseler, P. Unden, P. Courtier, G. Kelly, D. Vasiljevic, C. Brankovic, C. Cardinali, C. Gaffard, A. Hollingsworth, C. Jakob, P. Janssen, E. Klinker, A. Lanzinger, M. Miller, F. Rabier, A. Simmons, B. Strauss, J.-N. Thépaut, et P. Viterbo, The ECMWF implementation of three-dimensional variational assimilation (3D-Var), *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, *124*, 1831–1860, 1998. 43
- Arakawa, A., et V. R. Lamb, Computational design of the basic dynamical processes of the UCLA general circulation model, *Methods in Comput. Phys.*, *17*, 173–265, 1977. 125
- Asselin, R., Frequency filter for time integrations, *Monthly Weather Review*, *100*, 487–490, 1972. 125
- Barnier, B., *Forcing the Ocean*, vol. Ocean Modeling and Parameterization, E. P. Chassignet and J. Verron ed., Kluwer Academic Publishers, The Netherlands, 1998, 45-80. 15
- Barnier, B., L. Siefridt, et P. Marchesiello, Thermal forcing for a global ocean circulation model using a three-year climatology of ECMWF analyses, *J. Mar. Syst.*, *6*, 363–380, 1995. 16, 17
- Barnier, B., G. Madec, T. Penduff, J. M. Molines, A. M. Treguier, J. L. Sommer, A. Beckmann, A. Biastoch, C. Böning, J. Dengg, C. Derval, E. Durand, S. Gulev, E. Remy, C. Talandier, S. Theetten, M. Maltrud, J. McClean, et B. D. Cuevas, Impact of partial steps and momentum advection schemes in a global ocean circulation model at eddy permitting resolution, *Ocean Dynamics*, *56*, 543–567, 2006. 145
- Bauer, P., et P. Schluessel, Rainfall, total water, ice water, and water vapour over sea from polarised microwave simulations and special sensor microwave/imager data, *J. Geophys. Res.*, *98*, 20,737–20,759, 1993. 38
- Baumgartner, A., et E. Reichel, *The World Water Balance*, Elsevier, New York, 1975. 40, 41
- Beckmann, A., et R. Döscher, A method for improved representation of dense water spreading over topography in geopotential-coordinate models, *J. Phys. Oceanogr.*, *27*, 581–591, 1997. 130
- Biastoch, A., C. Böning, J. Getzlaff, J. M. Molines, et G. Madec, Mechanisms of interannual-decadal variability in the meridional overturning circulation of the mid-latitude north atlantic ocean, *Climate Dynamics*, *submitted*, 2007. 145

- Bignami, F., S. Marullo, R. Santoleri, et M. E. Schiano, Longwave radiation budget in the mediterranean sea, *J. Geophys. Res.*, *100 (C2)*, 2501–2514, 1995. 35, 36
- Blackadar, A., *Turbulence and Diffusion in the Atmosphere*, Springer Verlag, 1998. 52, 55
- Blanke, B., et P. Delecluse, Variability of the tropical atlantic ocean simulated by a general circulation model with two different mixed-layer physics, *J. Phys. Oceanogr.*, *23*, 1363–1388, 1993. 127
- Brodeau, L., B. Barnier, T. Penduff, A. M. Treguier, et S. K. Gulev, An ERA-40 based atmospheric forcing for global ocean circulation models, *Ocean Modelling*, *submitted*, 2007. 137, 144
- Brutsaert, W., The roughness length for water vapor sensible heat, and other scalars, *J. Atmos. Sci.*, *32*, 2028–2031, 1975. 79
- Bush, B. C., F. P. J. Valero, A. S. Simpson, et L. Bignone, Characterization of thermal effects in pyranometers : A data correction algorithm for improved measurement of surface insolation, *J. Atmos. Ocean. Tech.*, *17*, 165–175, 2000. 33
- Businger, J. A., Turbulent transfer in the atmospheric surface layer, Workshop on Micrometeorology, *D. A. Haugen, Ed., Amer. Meteor. Soc.*, pp. 67–100, 1973. 77
- Businger, J. A., J. C. Wyngaard, U. Izumi, et E. F. Bradley, Flux-profile relationships in the atmospheric surface layer, *J. Atmos. Sci.*, *28*, 181–189, 1971. 66
- Béranger, K., B. Barnier, S. Gulev, et M. Crépon, Comparing twenty years of precipitation estimates from different sources over the world ocean, *Ocean Dynamics*, *56*, 104–138, 2006. 38, 39, 227
- Charnock, H., Wind stress on a water surface, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, *81*, 639–640, 1955. 74, 75, 77
- Clark, N. E., L. Eber, R. M. Laurs, J. A. Renner, et J. F. T. Saur, Heat exchange between ocean and atmosphere in the eastern north pacific for 1961-71, *Nat. Mar. Fish. Serv., Tech. Rep., NMFS SSRF-682*, 108 pp, 1974. 32, 36
- Cox, M. D., et K. Bryan, A numerical model of the ventilated thermocline, *J. Phys. Oceanogr.*, *14*, 674–687, 1984. 16
- Craeye, C., P. W. Sobieski, et L. F. Bliven, Scattering by artificial wind and rain roughened water surfaces at oblique incidences, *Int. J. Remote Sens.*, *18*, 2241–2246, 1997. 30
- Da Silva, A., C. Young, et S. Levitus, Anomalies of fresh water fluxes, *NOAA Atlas NESDIS 9, 4*, U.S. Department of Commerce, NOAA, NESDIS, 1994. 38
- Dai, A., et K. E. Trenberth, Estimates of freshwater discharge from continents : Latitudinal and seasonal variations, *J. Hydrometeorol.*, *3*, 660–687, 2002. 40, 41, 45, 227
- Deacon, E. L., The streamwise kolmogoroff constant, *J. Boundary-Layer Meteor.*, *42*, 9–17, 1988. 62
- Deardorff, J. W., Convective velocity and temperature scales for the unstable planetary boundary layer and for rayleigh convection, *J. Atmos. Sci.*, *27*, 1211–1213, 1970. 78
- Dobson, F., et S. D. Smith, Bulk model of solar radiation at sea, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, *114*, 165–182, 1988. 35

- Dyer, A. J., A review of flux-profile relationships, *Boundary-Layer Meteorol.*, *7*, 363–372, 1974. 66
- Edson, J. B., A. A. Hinton, K. E. Prada, J. E. Hare, et C. W. Fairall, Direct covariance flux estimates from mobile platforms at sea, *J. Atmos. Oceanic Tech.*, *15*, 547–562, 1998. 59
- Fairall, C., E. Bradley, D. Rogers, J. Edson, , et G. Young, Bulk parameterization of air-sea fluxes for TOGA COARE, *J. Geophys. Res.*, *101*, 3747–3767, 1996. 78, 79
- Fairall, C. W., A. B. White, J. B. Edson, et J. E. Hare, Integrated shipboard measurements of the marine boundary layer, *J. Atmos. Oceanic Tech.*, *14*, 338–359, 1997. 59
- Fairall, C. W., E. F. Bradley, J. E. Hare, A. A. Grachev, et J. B. Edson, Bulk parameterization of air-sea fluxes : Updates and verification for the coare algorithm, *J. Climate*, *16*, 571–591, 2003. 66, 67, 68, 78, 80, 92, 221
- Fekete, B. M., C. J. Vörösmarty, et W. Grabs, Global composite runoff fields based on observed river discharge and simulated water balances, *Global Runoff Data Centre Rep.*, *22*, 39pp, 2000. 40, 41
- Fichefet, T., et M. M. Maqueda, Sensitivity of a global sea ice model to the treatment of ice thermodynamics and dynamics, *J. Geophys. Res.*, *102*, 609–646, 1997. 19, 123
- Freilich, M. H., et R. S. Dunbar, The accuracy of the nscat-1 vector winds : comparisons with ndbc buoys, *J. Geophys. Res.*, *104*, 11,231–11,246, 1999. 30
- Friehe, C. A., W. J. Shaw, D. P. Rogers, K. L. Davidson, W. G. Large, S. A. Stage, G. H. Crescenti, S. J. S. Khalsa, G. K. Greenhut, et F. Li, Air-sea fluxes and surface-layer turbulence around a sea surface temperature front, *J. of Geophysical Research*, *96*, 8593–8609, 1991. 58
- Fujitani, T., Direct measurement of turbulent fluxes over the sea during amtex, *Papers in Meteorology and Geophysics*, *32*, 119–134, 1981. 59
- Fujitani, T., Method of turbulent flux measurement on a ship by using a stable platform system, *Papers in Meteorology and Geophysics*, *36*, 157–170, 1985. 59
- Garratt, J. R., Limitations of the eddy correlation technique for the determination of turbulent fluxes near the surface, *J. Boundary-Layer Meteor.*, *8*, 255–259, 1975. 58
- Garratt, J. R., *The Atmospheric Boundary Layer*, Cambridge University Press, 1992. 52, 75
- Gent, P. R., et J. C. McWilliams, Isopycnal mixing in ocean circulation models, *J. Phys. Oceanogr.*, *20*, 150–155, 1990. 126, 130
- Gibson, J. K., P. Källberg, S. Uppala, A. Hernandez, A. Nomura, et E. Serrano, ERA description, *ECMWF Reanalysis Project Rep.*, *1*, 72 pp, 1997. 43
- Goff, J. A., Saturation pressure of water on the new kelvin temperature scale, *Transactions of the American society of heating and ventilating engineers*, pp. 347–354, 1957. 27
- Gordon, H. R., et M. M. Jacobs, Albedo of the ocean-atmosphere system : influence of sea foam, *J. Applied Optics*, *16*, 2257–2260, 1977. 36
- Guest, P. S., Surface longwave radiation conditions in the eastern weddell sea during winter, *J. Geophys. Res.*, *103*, 30,761–30,771, 1998. 35

- Haney, R. L., Surface thermal boundary conditions for ocean circulation models, *J. Phys. Oceanogr.*, *1*, 241–248, 1971. 15, 16
- Hare, J. E., P. O. G. Persson, C. W. Fairall, et J. B. Edson, Behaviour of charnocks relationship for high wind conditions, *AMS Symposium on Boundary Layers and Turbulence, Jan. 10-15*, Dallas, 1999. 78
- Henjes, K., Justification of the inertial dissipation technique in anisotropic mean flow, *J. Boundary-Layer Meteorol.*, *88*, 161–180(20), 1998. 61
- Hosom, D. S., R. A. Weller, R. E. Payne, et K. E. Prada, The IMET (improved meteorology) ship and buoy systems, *J. Atmos. Oceanic Technol.*, *12*, 527–540, 1995. 26
- Huffman, G. J., R. F. Adler, A. P. A., A. Chang, R. Ferraro, A. Gruber, J. Janowiak, R. J. Joyce, A. McNab, B. Rudolf, U. Schneider, et P. Xie, The global precipitation climatology project (gpcp) combined precipitation data set, *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, *78*, 5–20, 1997. 39
- Hurrell, J. W., J. J. Hack, D. Shea, J. M. Caron, et J. Rosinski, A new sea surface temperature and sea ice boundary data set for the community atmosphere model, *J. Climate*, submitted as a note, 2007. 89, 93, 94, 96, 121, 123, 138, 222, 224
- Josey, S. A., E. C. Kent, et P. K. Taylor, New insights into the ocean heat budget closure problem from analysis of the SOC air-sea flux climatology, *J. Climate*, *12*, 2856–2880, 1999. 38
- Kalnay, E., M. Kanamitsu, R. Kistler, W. Collins, D. Deaven, L. Gandin, M. Iredell, S. Saha, G. White, J. Woollen, Y. Zhu, M. Chelliah, W. Ebisuzaki, W. Higgins, J. Janowiak, K. Mo, C. Ropelewski, J. Wang, A. Leetmaa, E. Reynolds, R. Jenne, et D. Joseph, The NCEP/NCAR 40-year reanalysis project, *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, *77*, 437–471, 1996. 43, 44
- Kanamitsu, M., Description of the NMC global data assimilation and forecast system, *Wea. and Forecasting*, *4*, 335–342, 1989. 44
- Kanamitsu, M., W. Ebisuzaki, J. Woollen, S. K. Yang, J. Hnilo, M. Fiorino, , et J. Potter, NCEP-DOE AMIP-II Reanalysis (R-2), *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, *83*, 1631–1643, 2002. 43
- Katsaros, K. B., et J. E. de Vault, On irradiance measurement errors at sea due to tilt of pyranometers, *J. Atmos. Oceanic Technol.*, *3*, 740–745, 1986. 33
- Katsaros, K. B., L. A. McMurdie, R. J. Lind, et J. E. de Vault, Albedo of a water surface, spectral variation, effects of atmospheric transmittance, sun angle and wind speed, *J. Geophys. Res.*, *90*, 7313–7322, 1985. 36
- Kent, E. C., P. K. Taylor, B. S. Truscott, et J. S. Hopkins, The accuracy of voluntary observing ship's meteorological observations - results of the vsop-na, *J. Atmos. Oceanic Technol.*, *10*, 591–608, 1993. 29
- Kent, E. C., P. G. Challenor, et P. K. Taylor, A statistical determination of the random observational errors present in voluntary observing ships meteorological reports, *J. Atmos. Oceanic Technol.*, *16*, 905–914, 1999. 26, 29, 30, 221
- Killworth, P. D., D. A. Smeed, et A. J. G. Nurser, The effects on ocean models of relaxation towards observations at the surface, *J. Phys. Oceanogr.*, *30*, 160–174, 2000. 16
- Kistler, R., E. Kalnay, W. Collins, S. Saha, G. White, J. Woollen, M. Chelliah, W. Ebisuzaki, M. Kanamitsu, V. Kousky, H. van den Pool, R. Jenne, , et M. Fiorino, The ncep-ncar 50-year reanalysis : Monthly means cd-rom and documentation, *Bull. Am. Meteorol. Soc.*, *82*, 247–267, 2001. 43

- Konda, M., N. Imasato, et A. Shibata, A new method to determine near-sea surface air temperature by using satellite data, *J. Geophys. Res.*, *101*, 14,349–14,360, 1996. 26
- Kondo, J., Air-sea bulk transfer coefficients in diabatic conditions, *J. Boundary-Layer Meteor.*, *9*, 91–112, 1975. 77
- Kundzewicz, Z. W., D. Graczyk, T. Maurer, I. Przymusinska, M. Radziejewski, C. Svensson, et M. Szwed, Detection of change in world-wide hydrological time series of maximum annual flow, *GRDC rep.*, *32*, 36 pp, 2004. 40
- Large, W., et S. Pond, Sensible and latent heat flux measurements over the ocean, *J. Phys. Oceanogr.*, *12*, 464–482, 1982. 77, 79
- Large, W. G., et S. Pond, Open ocean momentum flux measurements in moderate to strong winds., *J. Phys. Oceanogr.*, *11*, 324–336, 1981. 62, 76, 79
- Large, W. G., et S. G. Yeager, Diurnal to decadal global forcing for ocean and sea-ice models, *NCAR technical note*, p. 22p, 2004. 18, 20, 37, 40, 45, 66, 67, 68, 79, 80, 84, 92, 93, 100, 121, 122, 137, 138, 144, 154, 221
- Large, W. G., G. Danabasoglu, S. C. Doney, et J. C. McWilliams, Sensitivity to surface forcing and boundary layer mixing in a global ocean model, *J. Phys. Oceanogr.*, *27*, 2418–2447, 1997. 16, 17
- Legates, D., et C. Willmott, Mean seasonal and spatial variability in gauge-corrected global precipitation, *Int. J. Climatol.*, *10*, 111–127, 1990. 38
- Levitus, S., T. P. Boyer, M. E. Conkright, T. O'Brien, J. Antonov, C. Stephens, L. Stathoplos, D. Johnson, et R. Gelfeld, *NOAA Atlas NESDIS 18 and WORLD OCEAN DATABASE 1998*, vol. 1, U.S. Gov. Printing Office, Wash., D.C., 1998. 145
- Lind, R. J., et K. B. Katsaros, A model of longwave irradiance for use with surface observations, *J. Phys. Oceanogr.*, *21*, 1015–1023, 1982. 36
- Lind, R. J., et K. B. Katsaros, Radiation measurements and model results from R/V Oceanographer during STREX 1980, *J. Geophys. Res.*, *91*, 13,308–13,314, 1986. 32
- Lind, R. J., K. B. Katsaros, et M. Gube, Radiation balance components and their parameterization in jasin, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, *110*, 1061–1071, 1984. 34
- Liu, W. T., Moisture and latent heat flux variabilities in the tropical pacific derived from satellite data, *J. Geophys. Res.*, *93*, 6749–6760, 1988. 26
- Liu, W. T., et P. P. Niiler, Determination of monthly mean humidity in the atmospheric surface layer over oceans from satellite data, *J. Phys. Oceanogr.*, *14*, 1451–145, 1984. 29
- Liu, W. T., K. B. Katsaros, et J. A. Businger, Bulk parameterization of air-sea exchanges of heat and water vapor including the molecular constraints at the interface, *J. Atmos. Sci.*, *36*, 1722–1735, 1979. 78
- Lumb., F. E., The influence of cloud on hourly amounts of total solar radiation at sea surface., *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, *90*, 43–56, 1964. 34, 35
- MacWhorter, M. A., et R. A. Weller, Error in measurements of incoming shortwave radiation made from ships and buoys, *J. Atmos. Oceanic Technol.*, *8*, 108–117, 1991. 33

- Madec, G., et M. Imbard, A global ocean mesh to overcome the North Pole singularity, *Climate Dynamics*, 12, 381–388, 1996. 130
- Madec, G., P. Delecluse, M. Imbard, et C. Levy, OPA 8.1 general circulation model reference manual, *Tech. rep.*, Notes de l'IPSL, Université P. et M. Curie, B102 T15-E5, 4 place Jussieu, Paris cedex 5, France, 1998, 91 pp. 123
- Malevsky, S. P., G. V. Girduk, et B. Egorov, *Radiation Balance of the Ocean Surface*, Hydro-meteoizdat, St. Petersburg, 1992. 35, 36
- Moll, W. J. H., A thermopile for measuring radiation, *Proc. Phys. Soc. (London)*, 35, 257–260, 1923. 32
- Monin, A. S., et A. M. Obukhov, Basic laws of turbulent mixing in the ground layer of the atmosphere, *Trans. Geophys. Inst. Akad. Nauk. USSR*, 24, 163–187, 1954. 56
- Paulson, C. A., The mathematical representation of wind speed and temperature profiles in the unstable atmospheric surface layer, *J. Applied Meteor.*, 9, 857–861, 1970. 67, 79
- Paulson, C. A., et J. J. Simpson, Irradiance measurements in the upper ocean, *J. Phys. Oceanogr.*, 7, 952–956, 1977. 14
- Payne, R. E., Albedo of the sea surface, *J. Atmos. Sciences*, 29, 959–970, 1972. 36
- Pedlosky, J., *Geophysical Fluid Dynamics*, Springer Verlag, 1979. 52
- Pedreros, R., G. Dardier, H. Dupuis, H. C. Graber, W. M. Drennan, A. Weill, C. Guérin, et P. Nacass, Momentum and heat fluxes via the eddy correlation method on the r/v l'atalante and an asis buoy, *J. Geophys. Res.*, 108, 33–39, 2003. 58
- Platridge, G. W., et M. R. Platt, *Radiative Processes in Meteorology and Climatology*, Elsevier, 1976. 35, 36
- Prandtl, L., Bericht über untersuchungen zur ausgebildeten turbulenz, *Z. Angew. Math. Mech.*, 5, 136–139, 1925. 54
- Quartly, G. D., M. A. Srokosz, et T. H. Guymmer, Global precipitation statistics from dual-frequency TOPEX altimetry, *J. Geophys. Res.*, 104, 31,489–31,516, 1999. 38
- Redi, M. H., Oceanic isopycnal mixing by coordinate rotation., *J. Phys. Oceanogr.*, 12, 1154–1158, 1982. 14
- Reynaud, T., P. Legrang, H. Mercier, et B. Barnier, A new analysis of hydrographic data in the atlantic and its application to an inverse modelling study, *International WOCE Newsletter*, 32, 29–32, 1998. 40
- Rosati, A., et K. Miyakoda, A general circulation model for upper ocean simulation, *J. Phys. Oceanogr.*, 18, 1601–1626, 1988. 16
- Roulet, G., et G. Madec, Salt conservation, free surface, and varying levels : a new formulation for ocean general circulation models, *J. Geophys. Res.*, 105, 23,927–23,942, 2000. 15, 124, 128, 129
- Schulz, J., J. Meywerk, S. Ewald, et P. Schlössel, Evaluation of satellite-derived latent heat fluxes, *J. Climate*, 10, 2782–2795, 1997. 29

- Seckel, G. R., et F. H. Beaudry, The radiation from sun and sky over the north pacific ocean, *Trans. Amer. Geophys. Union*, 54, 1114, 1973. 35
- Shine, K. P., et A. Henderson-Sellers, The sensitivity of a thermodynamic sea ice model to changes in surface albedo parameterization, *J. Geophys. Res.*, 90, 2243–2250, 1985. 21
- Simmons, A. J., et J. K. Gibson, The era-40 project plan, *ERA-40 project report series*, 1, 63 pp, 2000. 43
- Sjöblom, A., et A. Smedman, Comparison between eddy-correlation and inertial dissipation methods in the marine atmospheric surface layer, *J. Boundary-Layer Meteor.*, 110, 141–164, 2004. 58
- Smith, S. D., Wind stress and heat flux over the ocean in gale-force winds., *J. Phys. Oceanogr.*, 10, 709–726, 1980. 51, 66, 76, 77
- Smith, S. D., Coefficients for sea surface wind stress, heat flux, and wind profiles as a function of wind speed and temperature., *J. Geophys. Res.*, 15, 467–472, 1988. 66, 77, 78, 79
- Smith, S. D., et E. G. Banke, Variation of the sea surface drag coefficient with wind speed, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 101, 665–673, 1975. 76
- Spencer, R. W., Global oceanic precipitation from the MSU during 1979-91 and comparisons to other climatologies, *J. Clim.*, 6, 1301–1326, 1993. 38
- Stull, R. B., *An Introduction to Boundary Layer Meteorology*, Kluwer Academic Publishers, The Netherlands, 1988. 49, 52, 55
- Swinbank, W. C., Long-wave radiation from clear skies, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 89, 339–348, 1963. 35, 36
- Taylor, G. I., Eddy motion in the atmosphere, *Phil. Trans. Roy. Soc.*, 215, 1–26, 1915. 54
- Taylor, P. K., E. C. Kent, M. J. Yelland, et B. I. Moat, The accuracy of marine surface winds from ships and buoys, *CLIMAR 99, WMO Workshop on Advances in Marine Climatology, Vancouver, 8-15 Sept. 1999*, 59–68, 1999. 30
- The DRAKKAR Group, Eddy-permitting ocean circulation hindcasts of past decades, *CLIVAR Exchanges*, 12, 3, 2007. 3, 154
- Uppala, S., P. Kållberg, A. Hernandez, S. Saarinen, M. Fiorino, L. Xu, K. Onogi, N. Sokka, U. Andrae, et V. D. C. Bechtold, ERA-40 : ECMWF 45-year reanalysis of the global atmosphere and surface conditions 1957-2002, *ECMWF Newsletter*, 101, 2–21, 2004. 43
- Uppala, S. M., P. W. Kållberg, A. J. Simmons, U. Andrae, V. da Costa Bechtold, M. Fiorino, J. K. Gibson, J. Haseler, A. Hernandez, G. A. Kelly, X. Li, K. Onogi, S. Saarinen, N. Sokka, R. P. Allan, E. Andersson, K. Arpe, M. A. Balmaseda, A. C. M. Beljaars, L. van de Berg, J. Bidlot, N. Bormann, S. Caires, F. Chevallier, A. Dethof, M. Dragosavac, M. Fisher, M. Fuentes, S. Hagemann, E. Holm, B. J. Hoskins, L. Isaksen, P. A. E. M. Janssen, R. Jenne, A. P. McNally, J.-F. Mahfouf, J.-J. Morcrette, N. A. Rayner, R. W. Saunders, P. Simon, A. Sterl, K. E. Trenberth, A. Untch, D. Vasiljevic, P. Viterbo, et J. Woollen, The ERA-40 re-analysis, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 131, 2961–3012, 2005. 43, 44, 221
- Valcke, S., OASIS3 user guide, *PRISM Support Initiative Report No 3, CERFACS, Toulouse, France*, 64 pp, 2006. 107

- Vörösmarty, C. J., B. M. Fekete, et B. A. Tucker, River discharge database, version 1.0 (RivDIS v1.0), *Technical Documents in Hydrology Series, IHP-V Theme 1*, UNESCO, Paris, 1996. 40
- Webb, E. K., G. I. Pearman, et R. Leuning, Correction of flux measurements for density effects due to heat and water vapor transfer, *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, *106*, 85–100, 1980. 59
- Webster, P. J., et R. LuKas, TOGA-COARE : The coupled ocean-atmosphere response experiment, *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, *1992*, 1377–1416, 1992. 59, 78
- Whitlock, C. H., T. P. Charlock, W. F. Staylor, R. T. Pinker, I. Laszlo, A. Ohmura, H. Gilgen, T. Konzelman, R. C. DiPasquale, C. D. Moats, S. R. LeCroy, et N. A. Ritchey, First global WCRP shortwave surface radiation budget data set, *Bull. Am. Meteorol. Soc.*, *76*, 905–922, 1995. 37
- Xie, P., et P. A. Arkin, Global precipitation : A 17-year monthly analysis based on gauge observations, satellite estimate, and numerical model outputs, *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, *78*, 2539–2558, 1997. 39
- Zeng, X., M. Zhao, et R. E. Dickinson, Intercomparison of bulk aerodynamic algorithms for the computation of sea surface fluxes using TOGA COARE and TAO data, *J. Climate*, *11*, 2628–2644, 1998. 79
- Zhang, Y. C., W. B. Rossow, A. A. Lacis, V. Oinas, et M. I. Mishchenko, Calculation of radiative fluxes from the surface to top of atmosphere based on ISCCP and other global data sets, *J. Geophys. Res.*, *109*, 27pp, 2004. 37, 45

Table des figures

1.1	Regroupement et implication des différentes composantes de flux dans les 3 principaux flux de surface conditionnant l'état dynamique et thermohalin de l'océan.	13
2.1	Implication des variables dans l'estimation des 3 principaux flux de surface.	25
2.2	Erreur aléatoire d'observation de l'humidité spécifique (g/kg) en fonction de la température moyenne (°C). La ligne du dessus représente l'erreur résultant d'une erreur de température de point de rosée de 2°C et celle du dessous d'une erreur de 1°C. Une humidité relative de 80% est supposée pour les calculs. (figure tirée de <i>Kent et al. (1999)</i>) .	29
2.3	Photos d'un pyranomètre (gauche) et d'un pyrgéomètre (droite).	33
2.4	Chronologie des types d'observations assimilées dans les réanalyses ERA-40 et NCEP/NCAR, de 1957 à 2002. (figure tirée de <i>Uppala et al. (2005)</i>)	44
3.1	Photo d'un anémomètre sonique 3D.	58
3.2	Allure du spectre de l'énergie cinétique turbulente en fonction des échelles caractéristiques (longueurs d'onde) des tourbillons. Illustration de la cascade de <i>Kolmogorov</i>	61
3.3	Profil empirique du terme adimensionnel de production de TKE par cisaillement en fonction du paramètre de stabilité (eq. 3.66), forme dite de <i>Kansas</i>	68
3.4	Différentes formes empiriques des profils de correction de stabilité pour le transfert de quantité de mouvement et des scalaires. LY04 = paramétrisation de <i>Large et Yeager (2004)</i> , COA3 = paramétrisation de <i>Fairall et al. (2003)</i>	68
4.1	Représentation de la divergence des valeurs du coefficient de traînée neutre à 10m entre la fermeture de LY04 (ordonnées) et celles de SM88 et COA3 (abscisses). La fermeture COA3 (pointillés) se sépare de SM88 (trait plein) du fait de la différence de constante de <i>Charnock</i> utilisée à partir d'un vent supérieur à 10 m/s pour l'estimation de la hauteur de rugosité.	81
4.2	Comparaison, pour les 3 types de fermeture testées, de l'évolution de la vitesse de frottement (a), de la hauteur de rugosité (b) et du coefficient de trains neutre (c) en fonction du vent neutre. Comparaison de la hauteur de rugosité en fonction de la vitesse de frottement (d).	82
4.3	Différence de tension de vent neutre à 10m entre les 2 fermetures. Pour une meilleure interprétation, cette erreur de tension de vent est normée par la tension de vent neutre correspondant à un vent neutre de 5 m/s (choisie pour 2 raisons : vent très probable à la surface de l'océan et excellent accord entre les 2 fermetures à cette vitesse).	82

4.4	Fréquence d'occurrence (en %) des conditions de vent inférieure à 3 m/s pour le vent ERA-40 (gauche) et NCEP (droite) à 6H, durant la période 1984-2001.	85
4.5	Fréquence d'occurrence (en %) des conditions de vent supérieur à 18 m/s pour le vent ERA-40 (gauche) et NCEP (droite) à 6H, durant la période 1984-2001.	85
4.6	Coefficients de transferts <i>bulk</i> pour différentes paramétrisations en fonction du module du vent relatif à 10m, pour un cas instable (gauche) et stable (droite), correspondant respectivement à une différence de température air/mer à 10m de +5 et -5°C (T_s étant fixé à 15°C). L'humidité spécifique de l'air à 10m étant calculée pour correspondre à une humidité relative de $RH = 70\%$	86
4.7	Flux turbulents résultants de l'utilisation des coefficients de transfert provenant de différentes paramétrisations (et formules <i>bulk</i> en fonction du module du vent relatif à 10m, pour un cas instable (gauche) et stable (droite), correspondant respectivement à une différence de température air/mer à 10m de +5 et -5°C (T_s étant fixé à 15°C). L'humidité spécifique de l'air à 10m étant calculée pour correspondre à une humidité relative de $RH = 70\%$	87
4.8	Représentation des 3 coefficients de transfert <i>bulk</i> en fonction du module du vent pour des stratifications allant de très instable ($\Delta T = 10^\circ\text{C}$) à très stable ($\Delta T = -10^\circ\text{C}$), T_s étant fixé à 15°C et $RH = 70\%$. Paramétrisation COA3 (gauche) et LY04 (droite).	88
4.9	Désaccord moyen entre les climatologies de tension de vent estimées grâce aux algorithmes <i>bulk</i> COA3 et LY04, pour la période 1984-2000. Ces climatologies ont été construites à partir des mêmes VEAS issues du DFS4 (chap. 8) et d'une SST inter-annuelle fixée (Hurrell et al., 2007).	89
4.10	Différence moyenne entre les climatologies de flux de chaleur turbulent ($Q_{turb} = Q_{lat} + Q_{sens}$) estimées grâce aux algorithmes <i>bulk</i> COA3 et LY04, pour la période 1984-2000. Ces climatologies ont été construites à partir des mêmes VEAS issues du DFS4 (chap. 8) et d'une SST inter-annuelle fixée (Hurrell et al., 2007).	89
4.11	Profils d'ajustement de la température réalisés par l'algorithme <i>bulk</i> LY04 à partir de la température et l'humidité fournies à 2 m pour une configuration instable (a) et stable (b). L'état de surface testé est caractérisé par $U_{10} = 3 \text{ m/s}$, $RH_z = 70\%$, $\theta_z = 25^\circ\text{C}$, $SST=30^\circ\text{C}$ pour le cas instable et $SST=20^\circ\text{C}$ pour le cas stable. Les résultats pour un processus itératifs limité à 3 itérations (cercles) et un allant jusqu'à la convergence (lignes pleines) sont représentés.	91
4.12	Nombre d'itérations nécessaires à l'ajustement des températures de la figure (4.11) en fonction de l'altitude, dans le cas de l'algorithme convergent.	92
4.13	Fréquence d'occurrence (en %) de conditions stables durant la période 1984-2000 estimés grâce à la longueur de <i>Monin-Obukhov</i> calculée à partir des VEAS issues du DFS4 (chap. 8) et d'une SST inter-annuelle fixée (Hurrell et al., 2007).	93
4.14	Climatologies 1984-2000 des flux de chaleur latente (a) et sensible (b) estimées grâce à l'algorithme <i>bulk</i> LY04 à partir des VEAS issues du DFS4 (chap. 8) et d'une SST inter-annuelle fixée (Hurrell et al., 2007).	94
4.15	Profils zonaux des flux de chaleur latente et sensibles moyens (1984-2000) estimés grâce à l'algorithme <i>bulk</i> LY04 à partir des VEAS issues du DFS4 (chap. 8) et de la SST inter-annuelle de (Hurrell et al., 2007).	96

4.16	Influence de l'humidité de l'air sur le coefficient de traînée en fonction du vent pour plusieurs cas de stabilité, algorithmes COA3 (a) et LY04 (b). Influence de l'humidité de l'air sur le coefficient de traînée (c) et d'évaporation (d) en fonction de de la stabilité définie par une différence de température air-mer, algorithmes COA. Pour chaque condition fixée, les cas air totalement sec (RH=0%, courbes fines) et air totalement saturé (RH=100%, courbes épaisses) sont présentés. La différence ΔT est basée sur une SST de 15°C.	97
4.17	Forme des fonction $\Delta Q_{net}(\Delta T_s)$ analytiques et exactes pour une configuration atmosphérique instable (a) et stable (b). L'état de surface testé est caractérisé par $T_s = 25^\circ\text{C}$, $U_{10} = 4 \text{ m/s}$, $RH_z = 70\%$, $\theta_z = 20^\circ\text{C}$ pour le cas instable et $\theta_z = 30^\circ\text{C}$ pour le cas stable. La paramétrisation <i>bulk</i> utilisée est LY04.	98
4.18	Profils verticaux schématisés de température à la surface de l'océan, déduits d'une température de l'air fournie à 2 m avec une SST à T_S (courbe noire), d'une température fournie à 2 m avec une SST à $T_S + \Delta T_s$ (courbe rouge) et d'une température fournie à 10 m avec une SST à $T_S + \Delta T_s$ (courbe bleus).	98
5.1	Illustration du problème de sous-échantillonnage lors de l'interpolation d'une grille fine (traits fins) vers une grille grossière (traits gras). Des cercles entourent les points de la grille source qui seront effectivement utilisés pour le calcul des valeur sur les points cibles (points noirs). Ceci dans le cas d'une méthode d'interpolation n'utilisant que les 4 points voisins.	106
5.2	Réaction, face à un choc (a), et face à un saut de valeur (b), des différentes méthodes d'interpolation testées.	107
5.3	Représentation d'un continent idéalisé discrétisé, les mailles blanches localisent les points "mer", les mailles grises les points côtiers "terre" en contact direct avec la mer, les mailles noires quant à elles localisent les points continentaux restants.	110
5.4	Confrontation des 3 méthodes sur le rotationnel du vent : pour chaque méthode, la composante zonale et méridionale du vent sont interpolées de la grille ERA-40 (1.125°) à la grille ORCA05 (0.5°); le rotationnel du vent est ensuite calculé par différence finie à partir des champs interpolés.	111
5.5	Processus DROWN en action sur un champ de température ERA-40, effritement du masque et propagation des valeurs mer jusqu'au centre des continents (de haut en bas). Les figures de gauche sont masquées (et témoignent du degré d'effritement du masque), celles de droite représentent le champ traité dans son intégralité.	112
5.6	Illustration 1D du phénomène de <i>Gibbs</i> : approximation d'un signal périodique carré par une somme finie de modes sinusoïdaux de Fourier, somme des 10 premiers modes contre somme des 100 premiers modes.	114
5.7	Moyenne annuelle (2000) de l'humidité spécifique de l'air de surface aux abords de l'Amérique du sud, ERA-40 (a) et NCEP (b). Chacun de ces champs est représenté sur sa grille d'origine, 1.125° pour ERA-40 contre 1.875° pour NCEP. Le phénomène de <i>Gibbs</i> est observé pour le champ ERA-40 sur la côte ouest entre 30°S et 10°S mais son extension vers le large est faible. NCEP, en revanche, semble propager des perturbations beaucoup plus au large et de manière plus prononcée.	115
5.8	Masque mer/terre de la grille ERA-40 à 1.125°. Les points noirs traduisent les zones d'extension du masque continental dues à une intensité importante du phénomène de <i>Gibbs</i> . Cette extension a été produite grâce à la méthode impliquant le rotationnel du vent.	116

5.9	Traitement du phénomène de <i>Gibbs</i> sur les champs ERA-40 : champ moyen annuel de vitesse méridionale v_{10} du vent pour l'année 2000, cas non traité (a), et cas traité (b). Sur grille originale de distribution ERA-40 à 1.125°	117
5.10	Traitement du phénomène de <i>Gibbs</i> sur les champs ERA-40 : champ moyen annuel du rotationnel du vent pour l'année 2000, cas non traité (a), et cas traité (b). Sur grille originale de distribution ERA-40 à 1.125°	117
5.11	Exemple de traitement du phénomène de <i>bavure continentale</i> le long des côtes de l'Australie. Champ diurne de température de l'air CORE (du 01/01/2000, 0H00 GMT) interpolé depuis la grille NCEP (gaussienne 192×94 à 1.875°) vers la grille ORCA05 (0.5°). Interpolation brute (a), et interpolation après application de la procédure d'extrapolation continentale DROWN (b).	118
6.1	Calcul des flux de surface : approche utilisée par FOTO (gauche) et par un OGCM forcé en mode <i>bulk</i> (droite).	120
6.2	Fonctionnement de FOTO.	122
6.3	Exemple de diagnostic fourni par FOTO : transport de <i>Sverdrup</i> moyen (1984-2000) déduit de la tension de vent calculée avec les variables d'état atmosphérique de surface ERA-40 et de la SST observée de <i>Hurrell et al.</i> (2007). Océan Pacifique (a) et Atlantique (b).	123
6.4	Disposition des variables sur la grille C. T indique le point où les grandeurs scalaires sont calculées. u, v et w les points où les grandeurs vectorielles sont calculées. Les points f servent au calcul du rotationnel.	126
6.5	Grille ORCA2 : Maillage et masque des points T en surface dans le Pacifique. (Avec l'aimable autorisation de Dr. F. Castruccio)	129
7.1	Moyenne zonale du flux de chaleur net moyen (1984-2000), calculé à partir de FOTO et de NEMO ORCA2 avec le forçage CORE (a) et DFS4 (b).	139
7.2	Transport méridien de chaleur associé au flux de chaleur net de surface moyen (1984-2000), calculé à partir de FOTO et de NEMO ORCA2 avec le forçage CORE (a) et DFS4 (b).	139
7.3	Bilan thermique global annuel de l'océan déduit du flux de chaleur net, calculé à partir de FOTO et de NEMO ORCA2 avec le forçage CORE (a) et DFS4 (b).	140
7.4	Évolution de la température globale de l'océan, déduite du flux de chaleur net calculé par FOTO et de la moyenne du champ de température 3D calculé par NEMO, pour le forçage CORE (a) et DFS4 (b).	141
7.5	Moyenne zonale du flux de chaleur latente moyen (1984-2000), calculé à partir de FOTO et de NEMO ORCA2 avec le forçage CORE (a) et DFS4 (b).	142
7.6	Évolution du niveau moyen de l'océan, déduit du flux d'eau douce ($P + R - E$) calculé par FOTO et de la moyenne du champ de SSH 2D calculé par NEMO, pour le forçage CORE (a) et DFS4 (b).	142
7.7	Climatologies du flux de chaleur net moyen pour la période 1984-2000, calculées par FOTO (a) et ORCA2 (b) utilisant le DFS4.	143

7.8	Désaccord sur le flux net moyen (1984-2000) calculé par ORCA2 et FOTO (a), et différence entre la SST moyenne calculée par ORCA2 et la SST climatique moyenne utilisée par FOTO (b).	143
7.9	Moyenne zonale du flux de chaleur net moyen (1984-2004) (a), et transport méridien de chaleur associé (b).	145
7.10	Évolution de la température moyenne globale (a) et dérive moyenne (dernière année de simulation - condition initiale) de la température en fonction de la profondeur (b).	146
7.11	Évolution du niveau moyen de l'océan (a) et dérive globale moyenne (dernière année de simulation - condition initiale) de la salinité en fonction de la profondeur (b).	147
7.12	Évolution du maximum de l'intensité annuelle moyenne de la circulation méridienne de retournement de l'océan l'Atlantique (AMOC).	148
7.13	Évolution du transport de masse (débit) moyen de l'ACC calculé au passage de Drake et du courant de Floride (branche du <i>Gulf Stream</i>) calculé au détroit de Floride.	149
7.14	Profils verticaux du sous-courant équatorial comparés aux données <i>in-situ</i> TAO, pour différentes longitudes, moyennes 1992-2001.	150
7.15	Évolution de la surface (a) et du volume (b) totaux de la banquise en Arctique, pour les mois de septembre et mars. Comparaison aux estimés satellitaires SSM/I.	151

Liste des tableaux

2.1	Recensement des variables météorologiques nécessaires au forçage <i>bulk</i> ainsi que leurs implications dans le calcul des flux de surface. Il est important de noter que le groupe des VEAS est impliqué dans l'estimation chacun de ces flux.	24
2.2	Principaux jeux de données de précipitation couvrant l'océan global. (tableau tiré de <i>Béranger et al. (2006)</i>)	38
2.3	Moyenne zonales des climatologies (1980-1993) de divers jeux de données (ayant cette période en commun) sur l'océan. (figure tirée de <i>Béranger et al. (2006)</i>)	39
2.4	Principales sources de données mensuelles utilisées par <i>Dai et Trenberth (2002)</i> pour construire leur climatologie.	41
2.5	Débits moyens des 40 plus gros fleuves et rivières (parmi les 921) comptabilisés par <i>Dai et Trenberth (2002)</i>	41
2.6	Origines et fréquences des données servant à composer les fonctions de forçage atmosphérique DRAKKAR.	45
4.1	Impact, sur le flux de chaleur latente et sensible de 3 cas climatiques où l'océan est à une température de 3°C de plus que l'air. Le vent scalaire et l'humidité relative de l'air sont les même pour les 3 cas, respectivement 5 m/s et 85%. Les valeurs décrivant chacun des cas climatiques ne représentent en aucun cas des moyennes climatiques, mais seulement un état thermodynamique instantané envisageable.	95
4.2	Impact de l'humidité de l'air, sur le terme $\rho_{air}C_D$ des formules <i>bulk</i> , selon la stabilité de la CLA. Le cas d'une atmosphère totalement sèche (RH=0%) étant comparé au cas d'atmosphère saturée (RH=100%). Dans le cas instable (a), la SST est prise à 3° de plus que la température de surface, dans le cas stable (b), 3° de moins. Le vent scalaire est le même pour les 3 cas, 5 m/s	97
5.1	Comparaison arbitraire du temps nécessaire à l'interpolation (selon la procédure utilisée) de 100 pas de temps (100 champs 2D) ERA-40 (1.125°) vers la grille ORCA05 (0.5°). Le temps de pré-traitement ne concerne que les méthodes <i>spline</i> et consiste aux calcul des poids et du <i>mapping</i> entre la grille source et cible, il ne doit être effectué qu'une seule fois.	108
5.2	Valeurs extrêmes du rotationnel du vent moyen servant à repérer les régions victimes du phénomène de <i>Gibbs</i>	115
7.1	Principaux FAt testés dans notre étude : origine de chaque groupe de variable, ainsi que le nom de code du FAt. Les détails concernant chacun d'eux sont donnés dans le chapitre 8. L'exposant ^c dénote que les variables concernées ont subit une correction.	137